



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΡΕΥΣΤΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΕΛΕΓΧΟΣ ΡΟΗΣ ΜΕΣΩ ΠΑΛΛΟΜΕΝΩΝ ΔΕΣΜΩΝ
ΑΕΡΑ ΣΕ ΑΠΟΤΟΜΗ ΔΙΕΥΡΥΝΣΗ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΩΝ
ΤΕΧΝΙΚΩΝ PIV ΚΑΙ ΑΝΕΜΟΜΕΤΡΙΑΣ ΘΕΡΜΟΥ
ΝΗΜΑΤΟΣ**

**FLOW CONTROL OVER A BACKWARD – FACING
STEP THROUGH PULSATATED JETS EMPLOYING PIV
AND HOT WIRE ANEMOMETRY**



ΧΑΤΖΗΓΙΑΝΝΗΣ ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΣ

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΜΑΘΙΟΥΛΑΚΗΣ ΔΗΜΗΤΡΗΣ
(ΑΝΑΠΛΗΡΩΤΗΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.)

ΑΘΗΝΑ, ΣΕΠΤΕΜΒΡΙΟΣ 2009

Ελληνική περίληψη

Στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής εργασίας έγινε προσπάθεια ελέγχου της ροής, η οποία διέρχεται με ταχύτητα 8 m/s πάνω από ένα μοντέλο απότομης διεύρυνσης.

Για γρηγορότερη επανακόλληση της ροής χρησιμοποιήθηκαν παλλόμενες δέσμες αέρα (jets), κάτι που μελετήθηκε σε προηγούμενη διπλωματική εργασία όπου διαπιστώθηκε σημαντική μείωση του μήκους ανακυκλοφορίας. Αυτό έγινε δυνατό με μια σειρά από οπές που βρίσκονταν στο μοντέλο ελάχιστα πιο κάτω από την πάνω ακμή της διεύρυνσης (6mm). Ο αέρας των δεσμών προέρχεται από έναν εμβολοφόρο συμπιεστή, ο οποίος παράγει τις δέσμες με συχνότητα 33Hz. Για να μπορούμε να παίρνουμε τις μετρήσεις σε φάση χρησιμοποιήθηκε μονάδα σκανδαλισμού (trigger).

Το πείραμα αποτελείται από δυο μέρη: Το πρώτο αφορά την παρατήρηση της ροής με θερμό νήμα (hot wire) και το δεύτερο με την τεχνική PIV (Particle Image Velocimetry).

Με την τεχνική του θερμού νήματος μετρείται στιγμιαία, σε ένα μόνο σημείο κάθε φορά, η τοπική ταχύτητα με μεγάλη ακρίβεια. Ελήφθησαν έτσι μετρήσεις κατά μήκος της απότομης διεύρυνσης (κατεύθυνση z) καθώς και σε τρία επίπεδα κάθετα στο ελεύθερο ρεύμα, κατάντι της διεύρυνσης. Οι μετρήσεις έγιναν μεταξύ δυο οπών, απόστασης 21 mm, καλύπτοντας κατά την εγκάρσια κατεύθυνση z συνολικά μήκος 30mm. Τα αποτελέσματα συνοψίζονται στις μέσες καμπύλες και στα προφίλ ταχυτήτων καθώς και σε φάσματα συχνοτήτων που εξήχθησαν μέσω ανάλυσης Fourier.

Στο δεύτερο μέρος χρησιμοποιήθηκε η τεχνική PIV. Ως μέσο οπτικοποίησης χρησιμοποιήθηκε μια συσκευή καπνού, παραγωγής σταγονιδίων λαδιού διαστάσεων της τάξης του ενός μικρού. Καταγράφηκε το πεδίο ταχυτήτων της ροής σε διάφορες τομές παράλληλες προς την κύρια κατεύθυνση της ροής για περιοχή διερεύνησης διαστάσεων 60mm x 60mm. Χρησιμοποιώντας ομοίως την τεχνική σκανδαλισμού έγινε υπολογισμός των μέσων χρονικά ταχυτήτων με βάση 100 ζεύγη εικόνων. Διαπιστώθηκε ότι η χρήση δεσμών αέρα προκαλεί την εμφάνιση μιας δίνης λίγο κατάντι από το άκρο της διεύρυνσης και καμπύλωση του ελεύθερου ρεύματος με κατεύθυνση προς το στερεό τοίχωμα.

Abstract

In the context of the present diploma thesis, an effort was made to reveal details about the flow over a backward – facing step with the presence of jets issuing parallel to the free stream.

In order to reduce the length of the recirculation flow region, a number of pulsated air jets (33Hz) were used, issuing 6mm below the edge of the step which was 41 mm high. Being a continuation of a previous diploma thesis, in which it was shown experimentally that the separation region length is reduced about 30% due to the jets, this work focused in an area close to the step, employing both hot wire anemometry and PIV, in order to understand the mechanism of this flow control technique. Ensemble averaging was performed using a proximity sensor as triggering mechanism.

Hot wire was used to measure the velocity field between two adjacent jets. It was found that in a distance of about a step height downstream of the step, the periodicity of the issued flow is obscured due to mixing (using Fourier analysis) and areas of low velocity are energized by the jets.

On the other hand, PIV revealed the appearance of vortical structures when the jets operate resulting in a curvature of the shear layer streamlines towards the wall, thus reducing the flow separation region.

Πίνακας Περιεχομένων

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: Ενεργός έλεγχος ροής (Active Flow Control)	7
1.1 Εισαγωγή.....	8
1.2 Έλεγχος τύρβης.....	8
1.3 Έλεγχος αντίδρασης (Reactive Control).....	9
1.3.1 Εισαγωγή.....	9
1.3.2 Στοχευμένος έλεγχος.....	10
1.3.3 Έλεγχος ροής με ανάδραση.....	14
1.3.4 Απαραίτητα χαρακτηριστικά.....	16
1.4 Έλεγχος Χάους (Chaos Control).....	19
1.4.1 Θεωρία μη γραμμικών δυναμικών συστημάτων.....	19
1.4.2 Έλεγχος Χάους.....	21
1.5 Συμπεράσματα.....	25
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Έλεγχος ροής με μικρο – επενεργητές συνθετικής δέσμης πλάσματος (plasma synthetic jet actuators)	26
2.1 Περίληψη.....	27
2.2 Εισαγωγή.....	27
2.3 Προηγούμενες μελέτες – Ιστορική αναδρομή.....	28
2.4 Υπόβαθρο.....	31
2.5 Πειραματικοί μηχανισμοί.....	34
2.5.1 Κατασκευή μικρο – επενεργητών και παροχή ηλεκτρικού ρεύματος.....	34
2.5.2 Particle Image Velocimetry.....	34
2.6 Αποτελέσματα και συμπεράσματα.....	35
2.6.1 Επενεργητής σε στρωτή ροή.....	35
2.6.2 Τροποποίηση συνοριακής συνθήκης οριακού στρώματος επίπεδης πλάκας.....	45
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: Πειραματική διάταξη	52
3.1 Αεροδυναμική σήραγγα.....	53
3.1.1 Τμήμα δοκιμών της σήραγγας.....	53
3.1.2 Τεχνικά χαρακτηριστικά της σήραγγας.....	54
3.2 Εμβολοφόρος κινητήρας παλλόμενης λειτουργίας για την παραγωγή των δεσμών αέρα.....	54
3.3 Πειραματικό μοντέλο.....	55
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4: Ανεμομετρία θερμού νήματος (Hot Wire Anemometry)	58
4.1 Η μέθοδος του θερμού νήματος.....	59
4.2 Ηλεκτρικές διατάξεις θερμού νήματος.....	60
4.2.1 Ανεμόμετρο σταθερού ρεύματος.....	61
4.2.2 Ανεμόμετρο σταθερής θερμοκρασίας.....	63

4.3	Δοκιμή τετραγωνικού παλμού	66
4.4	Εφαρμογές χρήσης θερμού νήματος	68
4.4.1	Μέτρηση τάσεων Reynolds με τη βοήθεια θερμού νήματος.....	68
4.4.2	Μετρήσεις με διπλό θερμό νήμα X	69
4.4.3	Μετρήσεις με τριπλό νήμα.....	70
4.5	Χαρακτηριστικά του θερμού νήματος που χρησιμοποιήσαμε	71
4.6	Γέφυρα Wheatstone	72
4.7	Αναλογικός – ψηφιακός μετατροπέας.....	73
4.8	Βαθμονόμηση θερμού νήματος σταθερής θερμοκρασίας	76
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5: Πειραματικά αποτελέσματα θερμού νήματος</u>		78
5.1	Αδιατάραχη ροή (υπάρχει μόνο ροή από τη σήραγγα)	79
5.2	Ροή μόνο από τις δέσμες αέρα (βρίσκεται εκτός λειτουργίας η σήραγγα)	80
5.2.1	Μέσες καμπύλες ταχυτήτων των δεσμών αέρα	105
5.2.2	Προφίλ ταχυτήτων των δεσμών αέρα	112
5.3	Διαταραγμένη ροή: Ροή από τη σήραγγα και δέσμες αέρα από τον συμπιεστή	119
5.3.1	Μέσες καμπύλες ταχυτήτων της διαταραγμένης ροής	153
5.3.2	Προφίλ ταχυτήτων της διαταραγμένης ροής	166
5.4	Ανάλυση Fourier	173
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6: Particle Image Velocimetry (PIV)</u>		185
6.1	Ιστορικό υπόβαθρο	186
6.2	Αρχή της τεχνικής PIV	188
6.3	Ανάπτυξη της τεχνικής PIV κατά τη διάρκεια των τελευταίων δυο δεκαετιών	193
6.3.1	Η PIV στην αεροδυναμική	194
6.3.2	Σημαντικά τεχνολογικά σημεία της PIV.....	195
6.4	Παραδείγματα εφαρμογών της PIV	197
6.4.1	Παράδειγμα εφαρμογής της PIV για την ανίχνευση συνεκτικών δομών ροής σε απότομη διεύρυνση (backward - facing step flow)	198
6.4.1.1	Εισαγωγή	198
6.4.1.2	Αλγόριθμος ανίχνευσης στροβιλότητας	199
6.4.1.3	Πειραματικές ρυθμίσεις και μετρήσεις.....	200
6.4.1.4	Στατιστικά αποτελέσματα	201
6.4.1.5	Ανίχνευση στροβιλότητας	201
6.4.1.6	Συμπεράσματα.....	202
6.5	Συσκευές που χρησιμοποιήσαμε στην τεχνική PIV.....	204
6.5.1	Λείζερ.....	204
6.5.2	PIV - λογισμικό.....	204
6.5.3	Βίντεο κάμερα	204
6.5.4	Μέσο οπτικοποίησης (συσκευή καπνού).....	205
<u>ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7: Πειραματικά αποτελέσματα της τεχνικής PIV</u>		206
7.1	Αδιατάραχη ροή (υπάρχει μόνο ροή αέρα από τη σήραγγα).....	208

7.2	Διαταραγμένη ροή: Ροή από τη σήραγγα και δέσμες αέρα από τον συμπιεστή	210
7.2.1	Θέση $z = 2$ mm	211
7.2.2	Θέση $z = 5$ mm	213
7.2.3	Θέση $z = 10$ mm	215
7.2.4	Θέση $z = 15$ mm	217
7.2.5	Θέση $z = 24$ mm	219

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8: Συμπεράσματα..... 221

8.1	Συμπεράσματα από τα πειραματικά αποτελέσματα της ανεμομετρίας θερμού νήματος	222
-----	--	-----

8.2	Συμπεράσματα από τα πειραματικά αποτελέσματα της τεχνικής PIV	222
-----	--	-----

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ..... 2243

	Υπολογιστικά προγράμματα.....	224
--	-------------------------------	-----

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....22433

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Ενεργός έλεγχος ροής (Active Flow Control)

1.1 Εισαγωγή

Εξετάζοντας γενικά την ακραία πολυπλοκότητα του προβλήματος των διαταραχών της ροής και το μη επιτεύξιμο των αναλυτικών λύσεων, καταλαβαίνει κανείς ότι ο έλεγχος μιας τυρβώδους ροής παραμένει ένας προκλητικός στόχος. Ο έλεγχος της τύρβης μέσω των ενεργών στρατηγικών ελέγχου κατανάλωσης ενέργειας είναι πάντα δυνατός, αλλά το κόστος για να γίνει κάτι τέτοιο συχνά υπερβαίνει οποιαδήποτε πιθανά οφέλη. Το απαιτούμενο είναι να επιτευχθεί ένα επιθυμητό αποτέλεσμα με τις ελάχιστες ενεργειακές δαπάνες. Αυτό όμως στην πράξη είναι εξαιρετικά δύσκολο.

1.2 Έλεγχος τύρβης

Πολυάριθμες μέθοδοι ελέγχου ροής έχουν ήδη εφαρμοστεί επιτυχώς μέσα σε πρακτικές μηχανολογικές συσκευές. Καθυστερήση της μετάβασης από τη στρωτή ροή στη τύρβη σε λογικούς αριθμούς Reynolds και παρεμπόδιση της αποκόλλησης της ροής μπορεί εύκολα να επιτευχθεί χρησιμοποιώντας τις πολλές παθητικές ενεργές στρατηγικές ελέγχου. Τέτοιες κλασσικές τεχνικές είναι, μεταξύ άλλων, Bushnell (1983, 1994), Wilkinson (1988), Bushnell και McGinley (1989), Gad-el-Hak (1989), Bushnell και Hefner (1990), Fiedler και Fernholz (1990), Gad-el-Hak και Bushnell (1991), Barnwell και Hussaini (1992), Viswanath (1995), και Joslin (1996). Ακόμα, πολύ λίγες από τις κλασσικές στρατηγικές είναι αποτελεσματικές στον έλεγχο ροών ελεύθερης διάτμησης ή τυρβωδών οριακών στρωμάτων. Υπάρχουν σοβαροί περιορισμοί για κάποιες τεχνικές ελέγχου όταν εφαρμόζονται σε ορισμένες τυρβώδεις καταστάσεις ροής. Παραδείγματος χάριν, στην προσπάθεια να μειωθεί η οπισθέλκουσα ενός σώματος που έχει τυρβώδες οριακό στρώμα και χρησιμοποιείται σφαιρική αναρρόφηση, το κόστος που συνδέεται με τη συσκευή ελέγχου υπερβαίνει συχνά το κέρδος που προκύπτει από τη χρήση της. Αυτό που απαιτείται είναι η μείωση του κόστους για να επιτευχθεί ένας αποτελεσματικότερος έλεγχος.

Ο έλεγχος ροής είναι αποτελεσματικότερος όταν εφαρμόζεται κοντά σε σημεία μετάβασης ή αποκόλλησης, με άλλα λόγια κοντά στα κρίσιμα σημεία της ροής όπου οι αστάθειες της ροής ενισχύονται γρήγορα. Επομένως, καθυστερώντας / προωθώντας τη μετάβαση από τη στρωτή στην τυρβώδη ροή και παρεμποδίζοντας / προκαλώντας την αποκόλληση της ροής είναι σχετικά εύκολοι στόχοι που μπορούν να πραγματοποιηθούν. Για να μειωθεί η οπισθέλκουσα που προκαλείται από την τριβή, σε ένα μη αποκολλημένο τυρβώδες οριακό στρώμα, όπου η μέση ροή είναι αρκετά σταθερή, είναι ένα πιο προκλητικό πρόβλημα. Ακόμα, μια μέτρια μείωση της αντίστασης του ρευστού στην κίνηση, για παράδειγμα, του παγκόσμιου εμπορικού στόλου αεροπλάνων μεταφράζεται σε εξοικονόμηση καυσίμων, που υπολογίζεται να έχει αξία δισεκατομμύρια δολλαρίων. Οι πιο καινούριες ιδέες για τον έλεγχο της τυρβώδους ροής εστιάζουν στην άμεση εισβολή σε συνεκτικές δομές. Με κίνητρο την πρόσφατη εξέλιξη στον έλεγχο χάους, τις μικροκατασκευές και τα υπολογιστικά εργαλεία, ο αντιδραστικός έλεγχος των τυρβωδών ροών είναι τώρα πιο εύκολος στόχος για τις μελλοντικές πρακτικές συσκευές.

Ο στόχος αυτής της μελέτης είναι να παρουσιαστούν σε συντομία τα πιθανά σενάρια με τα οποία μπορούν να πραγματοποιηθούν πιο βιώσιμες στρατηγικές ελέγχου των τυρβωδών ροών. Τα μελλοντικά συστήματα για τον έλεγχο των τυρβωδών ροών, γενικά, και των τυρβωδών οριακών στρωμάτων, συγκεκριμένα, θα μπορούσαν να ωφεληθούν πολύ από τη συγχώνευση της επιστήμης του ελέγχου χάους, της τεχνολογίας των μικροκατασκευών, και των σύγχρονων υπολογιστικών εργαλείων. Ο έλεγχος των χαοτικών, μη γραμμικών δυναμικών συστημάτων έχει αποδειχθεί τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά, ακόμη και για συστήματα

πολλαπλών βαθμών ελευθερίας. Η μικροκατεργασία είναι μια νέα τεχνολογία που έχει την δυνατότητα να παράξει φθηνά, προγραμματιζόμενα τσιπ αισθητήρων ή επενεργητών, τα οποία έχουν διαστάσεις της τάξης μερικών μικρών. Τα υπολογιστικά εργαλεία περιλαμβάνουν νευρωνικά δίκτυα, ασαφή λογική και γενετικούς αλγόριθμους, και σήμερα είναι πιά προηγμένα καθώς επίσης έχουν και ευρύτερη χρήση, σε σύγκριση με τα προηγούμενα χρόνια. Αυτά τα εργαλεία θα μπορούσαν να είναι πολύ χρήσιμα στην κατασκευή αποτελεσματικών προσαρμοσμένων ελεγκτών.

Τέτοια φουτουριστικά συστήματα προβλέπεται ότι θα αποτελούνται από ευφυία, διαδραστικότητα, μικροκατεργασμένους αισθητήρες τοίχων και επενεργητές που θα στοχεύουν σε συγκεκριμένες οργανωμένες δομές που εμφανίζονται, εν μέρει, τυχαία μέσα σε μια τυρβώδη ροή. Οι αισθητήρες μπορούν να ανιχνεύουν τις επικείμενες συνεκτικές δομές, και οι προσαρμοστικοί ελεγκτές να επεξεργάζονται τις πληροφορίες των αισθητήρων και να παρέχουν σήματα ελέγχου στους επενεργητές, οι οποίοι στη συνέχεια θα προσπαθούν να εναρμονίσουν ευνοϊκά τα σχεδόν περιοδικά φαινόμενα. Ένας πεπερασμένος αριθμός αισθητήρων τοίχου μπορεί να αντιλαμβάνεται μόνο μερικές πληροφορίες για ολόκληρο το πεδίο ροής. Παρ' όλα αυτά, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ένα δυναμικό μοντέλο σε ένα φίλτρο Kalman, όχι πολλών διαστάσεων, στην περιοχή κοντά στο τοίχο, έτσι ώστε να εκμεταλλευτεί πλήρως τις μερικές πληροφορίες που καταγράφουν οι αισθητήρες. Νοητικά, όλα αυτά δεν είναι πολύ δύσκολα, αλλά στην πράξη η πολυπλοκότητα ενός τέτοιου συστήματος ελέγχου προκαλεί δέος και έτσι παραμένει ακόμη αρκετό έργο έρευνας και ανάπτυξης που πρέπει να γίνει.

1.3 Έλεγχος αντίδρασης (Reactive Control)

1.3.1 Εισαγωγή

Ο στοχοθετημένος έλεγχος υποδηλώνει αντίληψη και αντίδραση σε μια σχεδόν περιοδική δομή στο οριακό στρώμα. Ο τοίχος φαίνεται να είναι η πιο λογική θέση για ένα τέτοιο έλεγχο, λόγω της σχετικής ευκολίας που υπάρχει να τοποθετηθεί κάτι εκεί, της ευαισθησίας της ροής, στις διαταραχές της επιφάνειας, και της εγγύτητας και επομένως της δυνατότητας για πρόσβαση στα δυναμικά και πολύ σημαντικά συνεκτικά φαινόμενα που δημιουργούνται κοντά στον τοίχο. Σύμφωνα με τον Wilkinson (1990), υπάρχουν πολύ λίγα πραγματικά πειράματα που χρησιμοποιούν ενσωματωμένους αισθητήρες τοίχων για να δημιουργήσουν μια απόκριση του επενεργητή στην επιφάνεια (Alshamani και λοιποί (1982), Wilkinson και Balasubramanian (1985), Nosenchuck και Lynch (1985), Breuer και λοιποί, (1989)). Η προ δεκαετίας αξιολόγηση αλλάζει γρήγορα, και αυτό, κατά κύριο λόγο οφείλεται στην εισαγωγή της τεχνολογίας των μικροκατεργασιών, που έχει τη δυνατότητα να παράγει μικρά και φθηνά, προγραμματιζόμενα τσιπ αισθητήρων και επενεργητών. Αυτό επιβεβαιώνεται παρατηρώντας τις πιά πρόσφατες προσπάθειες ελέγχου αντίδρασης από τον Kwong και τον Dowling (1993), τον Reynolds (1993), τον Jacobs και λοιπούς (1993), τον Jacobson και τον Reynolds (1993, 1994, 1995, 1998), τον Fan και λοιπούς (1993), τον James και λοιπούς (1994), και τον Keefe (1996). Ο Fan και λοιποί, ο Jacobson και ο Reynolds εξετάζουν ακόμη και τη χρήση των αυτοδίδακτων νευρωνικών δικτύων για υψηλές υπολογιστικές ταχύτητες και αποδοτικότητα. Οι πρόσφατες αναθεωρήσεις του αντιδραστικού ελέγχου ροής περιλαμβάνουν εκείνες των Gad – el – Hak (1994, 1996), Lumley (1996), McMichael (1996), Mehregany και λοιπών (1996), και των Ho και Tai (1996).

Πολυάριθμες μέθοδοι ελέγχου ροής έχουν ήδη εφαρμοστεί επιτυχώς σε πρακτικές μηχανολογικές συσκευές. Ακόμα, υπάρχουν κάποιοι περιορισμοί για μερικές γνωστές τεχνικές ελέγχου όταν εφαρμόζεται έλεγχος σε συγκεκριμένες

καταστάσεις. Για παράδειγμα, στην προσπάθεια να μειωθεί η οπισθέλκουσα ή να ενισχυθεί η άνωση ενός σώματος, που έχει τυρβώδες οριακό στρώμα, χρησιμοποιώντας γενική αναρρόφηση, γενική θέρμανση / ψύξη ή γενική εφαρμογή ηλεκτρομαγνητικών φορέων δυνάμεων, οι ενεργειακές δαπάνες του επενεργητή υπερβαίνουν συχνά την εξοικονόμηση που προέρχεται από την προκαθορισμένη στρατηγική ενεργού ελέγχου. Αυτό που απαιτείται, όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω, είναι ένας τρόπος να μειωθεί αυτό το αντίτιμο για να μπορεί να επιτυγχάνεται ένας αποδοτικότερος έλεγχος. Ο έλεγχος αντίδρασης που εξοπλίζεται κατάλληλα για το χειρισμό των συνεκτικών δομών σε τυρβώδεις διατμητικές ροές, αν και αρκετά πλιό περίπλοκος από τον παθητικό έλεγχο ή και ακόμα από τον προκαθορισμένο ενεργό έλεγχο, έχει τη δυνατότητα να κάνει ακριβώς αυτό.

1.3.2 Στοχευμένος έλεγχος

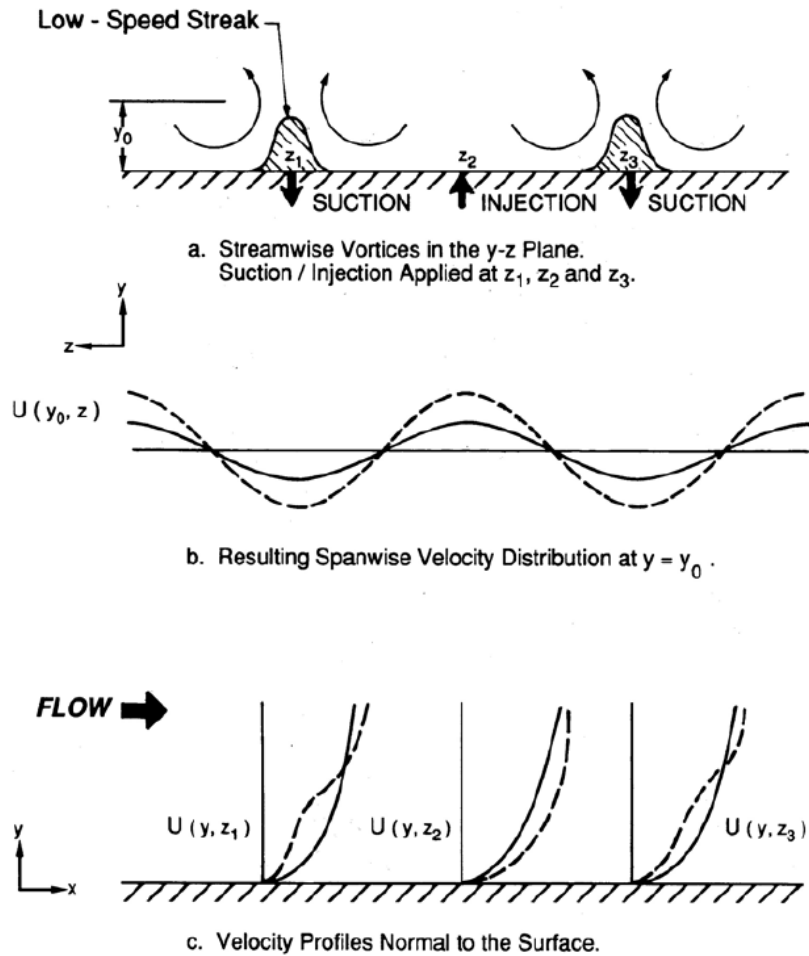
Επιτυχημένες τεχνικές για να μειωθεί η τριβή σε μια τυρβώδη ροή, όπως τα πολυμερή, μόρια ή riblets, εμφανίζεται να ενεργούν έμμεσα, μέσω της τοπικής αλληλεπίδρασης με τις ιδιαίτερες τυρβώδεις δομές, ιδιαίτερα με μικρής κλίμακας στροβίλους, μέσα στη ροή. Κοινά χαρακτηριστικά όλων αυτών των μεθόδων είναι οι αυξανόμενες απώλειες στην περιοχή κοντά στον τοίχο, η πύκνωση που υφίσταται το στρώμα και η χαμηλωμένη παραγωγή της διατμητικής τάσης Reynolds (Bandyopadhyay, 1986). Μέθοδοι που δρουν άμεσα στη μέση ροή, όπως η αναρρόφηση ή η μείωση του ιξώδους κοντά στο τοίχο, οδηγούν επίσης στην μείωση της τάσης Reynolds. Εντούτοις, όταν εφαρμοστούν συνολικά οποιεσδήποτε από αυτές τις μετατροπές των προφίλ ταχυτήτων η τριβή αυξάνεται.

Θα μπορούσαν αυτές οι φαινομενικά ανεπαρκείς τεχνικές, π.χ. η ολική αναρρόφηση, να χρησιμοποιηθούν πλιό απλά και να βελτιστοποιηθούν έτσι ώστε να μειώσουν το σχετικό αντίτιμό τους. Φαίνεται ότι οι περισσότερες επιτυχημένες μέθοδοι μείωσης της οπισθέλκουσας, π.χ. τα πολυμερή, δρουν επιλεκτικά σε συγκεκριμένες κλίμακες της κίνησης και πιθανώς να συνδέονται με τη σταθεροποίηση των δευτεροβάθμιων ασταθειών. Είναι επίσης σαφές ότι δαπανάται ενέργεια όταν χρησιμοποιείται αναρρόφηση ή θέρμανση / ψύξη, έτσι ώστε να κατασταλεί η τύρβη σε όλο το οριακό στρώμα, όταν το κύριο ενδιαφέρον είναι στον επηρεασμό των φαινομένων κοντά στον τοίχο. Ένας συλλογισμός είναι το τι θα γινόταν η τύρβη στον τοίχο αν οι συγκεκριμένες συνεκτικές δομές στοχεύονταν μέσω ενός σχεδίου αντιδραστικού ελέγχου, έτσι ώστε να τροποποιηθούν. Οι μυριάδες των οργανωμένων δομών, που παρουσιάζονται σε όλες τις διατμητικές ροές, είναι στιγμιαία αναγνωρίσιμες, σχεδόν περιοδικές κινήσεις (Cantwell 1981, Robinson 1991). Τα εκρηκτικά γεγονότα στις οριακές ροές στον τοίχο, για παράδειγμα, είναι διακοπόμενα και τυχαία στο χώρο καθώς επίσης και στο χρόνο. Οι τυχαίες πτυχές αυτών των γεγονότων μειώνουν την αποτελεσματικότητα μιας προκαθορισμένης στρατηγικής ενεργού ελέγχου. Αν τέτοιες δομές ανιχνεύονται μη αδιάκριτα και τροποποιούνται, αφ' ενός, μπορεί να επιτευχθεί καθαρή απόδοση ως κέρδος. Παρ' όλα αυτά είναι σαφές, ότι θα απαιτούνταν χρονική φάση καθώς επίσης και χωρική επιλεκτικότητα, για να επιτευχθεί ο κατάλληλος έλεγχος που στοχεύει προς τυχαία γεγονότα.

Μια μη αντιδραστική έκδοση της ανωτέρω ιδέας είναι η *εκλεκτική τεχνική αναρρόφησης*, η οποία συνδυάζει την αναρρόφηση για να επιτύχει ένα ασυμπτωτικό τυρβώδες οριακό στρώμα και διαμήκη riblets, ώστε να καθορίσει τη θέση των γραμμών χαμηλών ταχυτήτων. Αν και μακριά από την επίτευξη της καθαρής μείωσης της οπισθέλκουσας, τα διαθέσιμα αποτελέσματα είναι ενθαρρυντικά και απαιτείται περαιτέρω βελτιστοποίηση. Όταν εφαρμόζεται διαμέσου μιας διάταξης βρόχων ελέγχου αντίδρασης, η εκλεκτική μέθοδος αναρρόφησης, είναι ενδεχομένως ικανή να προκαλέσει μείωση της τριβής που πλησιάζει το 60%.

Η γένεση της εκλεκτικής αναρρόφησης μπορεί να βρεθεί στις διατριβές των Gad – el – Hak και Blackwelder (1987, 1989) και στο δίπλωμα ευρεσιτεχνίας των Blackwelder και gad – el – Hak (1990). Αυτοί οι ερευνητές προτείνουν ότι μια πιθανή μέθοδος για την βελτιστοποίηση του ποσοστού αναρρόφησης είναι να μπορείς να προσδιορίσεις που βρίσκεται μια γραμμή χαμηλής ταχύτητας και να εφαρμόσεις μικρή αναρρόφηση κάτω από αυτή. Υποθέτοντας ότι η παραγωγή της κινητικής ενέργειας της τύρβης οφείλεται στην αστάθεια ενός διακυμενόμενου προφίλ ταχύτητας, $U(y)$, τότε πρέπει να αφαιρεθεί αρκετό ρευστό έτσι ώστε η διακυμενόμενη φύση του προφίλ να κατευναστεί. Μια εναλλακτική τεχνική, που πιθανώς να μπορούσε να μειώσει την τάση Reynolds, είναι η έγχυση ρευστού επιλεκτικά, κάτω από περιοχές μεγάλων ταχυτήτων. Η άμεση επίδραση της κανονικής έγχυσης είναι η μείωση της ιξώδους διάτμησης στον τοίχο, με συνέπεια να υπάρχει μικρότερη οπισθέλκουσα. Επιπλέον, τα προφίλ ταχύτητας κατά μήκος της κατεύθυνσης του εκπετάσματος, $U(z)$, θα έχουν μικρότερη διάτμηση, $\partial U/\partial z$, επειδή η αναρρόφηση / έγχυση θα δημιουργήσει μια πιο ομοιόμορφη ροή. Δεδομένου ότι οι Swearingen και Blackwelder (1984), και Blackwelder και Swearingen (1990) έχουν διαπιστώσει ότι τα διακυμενόμενα προφίλ, $U(z)$, εμφανίζονται τόσο συχνά όσο παρατηρούνται τα σημεία διακύμανσης στα προφίλ $U(y)$, η αναρρόφηση κάτω από τις γραμμές χαμηλών ταχυτήτων ή / και η έγχυση κάτω από τις περιοχές υψηλών ταχυτήτων θα μείωναν αυτήν την διάτμηση και ως εκ τούτου την προκύπτουσα αστάθεια.

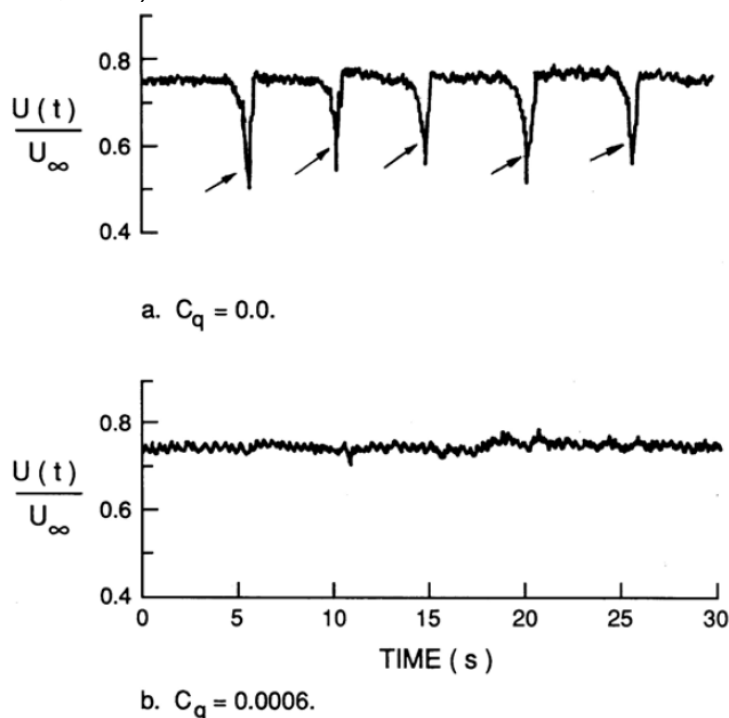
Ο συνδυασμός της εκλεκτικής αναρρόφησης και έγχυσης σκιαγραφείται στο σχήμα 1.3.2-1. Στο σχήμα 1.3.2-1(a), οι δίνες εξιδανικεύονται από μια περιοδική διανομή στην κατά μήκος κατεύθυνση του εκπετάσματος. Τα στιγμιαία προφίλ ταχύτητας χωρίς την εφαρμογή κάποιας τεχνικής, σε σταθερές θέσεις y και z , παρουσιάζονται από τις διακεκομμένες γραμμές στα σχήματα 1.3.2-1(b) και (c), αντίστοιχα. Σαφώς, το προφίλ του $U(y_0, z)$ είναι διακυμενόμενο, έχοντας δύο σημεία διακύμανσης ανά μήκος κύματος. Στα z_1 και z_3 , είναι επίσης εμφανές ένα διακυμενόμενο προφίλ $U(y)$. Τα ίδια προφίλ με την αναρρόφηση στα z_1 και z_3 και την έγχυση στο z_2 , παρουσιάζονται με συνεχόμενη γραμμή. Σε όλες τις περιπτώσεις, η διάτμηση που συνδέεται με τα σημεία διακύμανσης έχει μειωθεί. Δεδομένου ότι τα διακυμενόμενα προφίλ είναι όλα μη ιξώδες ασταθή, με ρυθμό αύξησης ανάλογα προς την διάτμηση, οι προκύπτουσες αστάθειες αποδυναμώνονται με τη διαδικασία αναρρόφησης / έγχυσης.



Σχήμα 1.3.2-1: Επίδραση της αναρρόφησης / έγχυσης στα προφίλ ταχύτητας. Διακεκομμένες γραμμές: προφίλ αναφοράς. Συνεχόμενες γραμμές: προφίλ στα οποία εφαρμόζεται κάποια τεχνική. (α) στροβιλότητα ροής στο $y - z$ επίπεδο, αναρρόφηση / έγχυση που εφαρμόζεται στα z_1, z_2 και z_3 , (β) προκύπτουσα κατά μήκος διανομή ταχύτητας για $y=y_0$, (γ) κανονικά προφίλ ταχύτητας στην επιφάνεια.

Η δυνατότητα πραγματοποίησης της εκλεκτικής αναρρόφησης ως έννοια μείωσης της οπισθέλκουσας, έχει καταδειχθεί από τον Gad - el - Hak και τον Blackwelder (1989) και φαίνεται στο σχήμα 1.3.2-2. Παράχθηκαν τεχνητά γραμμές χαμηλής ταχύτητας σε στρωτό οριακό στρώμα, χρησιμοποιώντας τρεις, κατά μήκος, τρύπες αναρρόφησης σύμφωνα με τη μέθοδο που προτάθηκε από τον Gad - el - Hak και τον Hussain (1986), και χρησιμοποιήθηκε έλεγχος hot - film για να καταγράψει το ίχνος των γραμμών κοντά στον τοίχο. Χρησιμοποιήθηκε ένας ανοικτός βρόχος ελέγχου με καθυστέρηση φάσης για να ενεργοποιήσει μια προκαθορισμένη αναρρόφηση από μια διαμήκη εγκοπή που βρίσκεται μεταξύ των οπών και προς τα κάτω του hot - film. Ένας ισοδύναμος συντελεστής αναρρόφησης $C_q=0.0006$ ήταν επαρκής για να αποβάλει τα τεχνητά συμβάντα και να αποτρέψει την εκδήλωσή τους. Αυτό το ποσοστό είναι πέντε φορές μικρότερο από τον ασυμπτωτικό συντελεστή αναρρόφησης για ένα αντίστοιχο τυρβώδες οριακό στρώμα. Αν αυτό το αποτέλεσμα μπορούσε να διατηρηθεί σε ένα φυσικά αναπτυσσόμενο τυρβώδες οριακό στρώμα, θα επιτυχανόταν μια μείωση της τριβής επιφάνειας της τάξης του 60%. Ο Gad - el - Hak και ο Blackwelder (1989) πρότειναν τον συνδυασμό αναρρόφησης χωρίς προσχεδιασμένες τροποποιήσεις επιφάνειας. Αν χωριστούν κατάλληλα στην διαμήκη κατεύθυνση κάποια στιγμιαία διαμήκης τραχύτητας στοιχεία, μπορούν να μειώσουν πολύ την χωρική τυχαιότητα

από τις γραμμές χαμηλών ταχυτήτων (Johansen και Smith, 1986). Με την απόσυρση των γραμμών που διαμορφώνονται κοντά στα μέγιστα των στοιχείων τραχύτητας, πρέπει να απαιτείται λιγότερη αναρρόφηση για να επιτευχθεί ένα ασυμπτωτικό οριακό στρώμα. Κάποια πειράματα από τον Wilkinson και τον Lazos (1987) και τον Wilkinson (1988) συνδυάζουν αναρρόφηση / έγχυση με λεπτά στοιχεία rimlets. Αν και δεν επιτυγχάνεται καμία καθαρή μείωση οπισθέλκουσας σε αυτά τα πειράματα, τα αποτελέσματά τους δείχνουν κάποιο πλεονέκτημα του συνδυασμού αναρρόφησης με riblets όπως προτάθηκε από τον Gad – el – Hak και τον Blackwelder (1987, 1989).



Σχήμα 1.3.2-2: Τα αποτελέσματα της αναρρόφησης από μια εγκοπή σε πέντε τεχνητά προκληθέντα συμβάντα σε στρωτό οριακό στρώμα (από τον Gad – el – Hak και τον Blackwelder, 1989). (α) $C_q=0$, (β) $C_q=0.0006$.

Τα πρόσφατα αριθμητικά πειράματα των Choi και λοιπών (1994) επίσης επικύρωσαν την έννοια της στοχοθέτησης της αναρρόφησης / έγχυσης στα συγκεκριμένα συμβάντα κοντά στον τοίχο σε ένα κανάλι τυρβώδους ροής. Με βάση τις πλήρεις εσωτερικές πληροφορίες της ροής και με την χρησιμοποίηση του απλού, ευρετικού νόμου ελέγχου, που προτάθηκε νωρίτερα από τους Gad – el – Hak και Blackwelder (1987), οι άμεσες αριθμητικές προσομοιώσεις των Choi και λοιπών δείχνουν μια 20% καθαρή μείωση της οπισθέλκουσας που συνοδεύεται από σημαντική καταστολή των δομών κοντά στο τοίχο και της τάσης Reynolds σε όλη την οριακή ροή στον τοίχο.

Όταν χρησιμοποιηθούν μόνο οι πληροφορίες στον τοίχο, παρατηρείται μια μείωση οπισθέλκουσας 6%, ένα μάλλον απογοητευτικό αποτέλεσμα λαμβάνοντας υπόψη ότι η αντίληψη και η επενέργηση πραγματοποιήθηκαν σε κάθε σημείο του πλέγματος κατά μήκος του υπολογιστικού τοίχου. Σε μια πρακτική εφαρμογή αυτής της τεχνικής, ίσως να ήταν διαθέσιμοι ακόμη λιγότεροι αισθητήρες τοίχου, μετρώντας έτσι μόνο ένα μικρό υποσύνολο των προσιτών πληροφοριών και έτσι θα απαιτούνταν περιπλοκότεροι αλγόριθμοι ελέγχου για να επιτευχθεί το ίδιο αποτέλεσμα. Τα πρότυπα λίγων διαστάσεων της ροής κοντά στον τοίχο και τα υπολογιστικά εργαλεία μπορούν να βοηθήσουν στην κατασκευή αποτελεσματικότερων αλγορίθμων ελέγχου.

Χρονικές ακολουθίες του αριθμητικού πεδίου ροής του Choi και λοιπών (1994) δείχνουν την παρουσία δύο ευδιάκριτων μηχανισμών μείωσης της οπισθέλκουσας

όταν χρησιμοποιείται επιλεκτική αναρρόφηση / έγχυση. Κατ' αρχάς, αποτρέποντας την κίνηση σάρρωσης, χωρίς κάποια τροποποίηση των αρχικών στροβιλοτήτων της ροής πάνω από τον τοίχο, και επομένως μετακινώντας της περιοχές υψηλής διάτμησης από την επιφάνεια προς το εσωτερικό του καναλιού, μπορεί να επιτευχθεί άμεση μείωση της τριβής. Αφετέρου, αλλάζοντας την εξέλιξη της στροβιλοτήτας του στρώματος του τοίχου, σταθεροποιώντας και παρεμποδίζοντας την κατά μήκος ανύψωση της στροβιλοτήτας που βρίσκεται κοντά στον τοίχο, μπορεί να κατασταλεί μια πιθανή πηγή καινούριων στροβιλοτήτων πάνω από την επιφάνεια και να διακοπεί ένας πολύ σημαντικός μηχανισμός αναγέννησης της τύρβης.

Τρεις σύγχρονες εξελίξεις έχουν σχέση με αυτό το ζήτημα. Αρχικά, η πρόσφατα καταδειγμένη δυνατότητα να επανέλθει ένα σύστημα από χαοτικό σε περιοδικό, μπορεί να παρέχει τις βέλτιστες μη γραμμικές στρατηγικές έλεγχου για περαιτέρω μείωση του απαιτούμενου ποσού αναρρόφησης (ή της ενεργειακής δαπάνης οποιασδήποτε άλλης ενεργής τεχνικής διαμόρφωσης τοίχου), έτσι ώστε να επιτευχθεί ένας δεδομένος βαθμός σταθεροποίησης της ροής. Αυτό είναι σημαντικό, από την στιγμή που η επίτευξη καθαρής μείωσης της οπισθέλκουσας σε τυρβώδες οριακό στρώμα αυξάνει καθώς ο συντελεστής αναρρόφησης μειώνεται. Αφετέρου, για να αφαιρεθούν επιλεκτικά οι τυχαία εμφανιζόμενες γραμμές χαμηλής ταχύτητας, για παράδειγμα, θα χρειαζόταν τελικά έλεγχος αντίδρασης. Σε αυτή την περίπτωση, στοχεύεται ένα συμβάν, γίνεται αντιληπτό και στη συνέχεια διαμορφώνεται. Η τεχνολογία των μικροκατεργασιών παρέχει ευκαιρίες για σχετικά φθηνή πρακτική εφαρμογή της απαραίτητης μεγάλης τάξης, προγραμματιζόμενων τσιπ αισθητήρων ή επενεργητών. Κατά τρίτο λόγο, τα πρόσφατα εισαχθέντα υπολογιστικά εργαλεία περιλαμβάνουν νευρωνικά δίκτυα, λογική και γενετικούς αλγορίθμους και είναι τώρα πιο προηγμένα καθώς επίσης χρησιμοποιούνται και περισσότερο σε σύγκριση με τα προηγούμενα χρόνια. Αυτά τα εργαλεία θα μπορούσαν να είναι πολύ χρήσιμα στην κατασκευή αποτελεσματικών προσαρμοστικών ελεγκτών.

1.3.3 Έλεγχος ροής με ανάδραση

Μια συσκευή έλεγχου μπορεί να είναι παθητική, χωρίς να απαιτεί καμία βοηθητική ισχύ, ή ενεργή, απαιτώντας ενεργειακές δαπάνες. Ο ενεργός έλεγχος χωρίζεται περαιτέρω στον προκαθορισμένο και στον αντιδραστικό έλεγχο. Ο προκαθορισμένος έλεγχος περιλαμβάνει την εφαρμογή σταθερής ή ασταθούς ενεργειακής εισαγωγής χωρίς να λαμβάνει υπόψη την ιδιαίτερη κατάσταση της ροής. Ο βρόχος έλεγχου, σε αυτή την περίπτωση, είναι ανοικτού τύπου, και δεν απαιτείται κανένας αισθητήρας. Επειδή δεν προωθείται καμία αντιλαμβανόμενη πληροφορία, αυτός ο ανοικτός βρόχος έλεγχου δεν είναι ανοικτού τύπου (feedforward). Ο αντιδραστικός έλεγχος είναι μια ειδική κατηγορία του ενεργού έλεγχου όπου η εισαγωγή έλεγχου ρυθμίζεται συνεχώς βασισμένη στις μετρήσεις κάποιου είδους. Ο βρόχος έλεγχου μπορεί, σε αυτή την περίπτωση, είτε να είναι ανοικτού τύπου (feedforward) είτε κλειστού (feedback loop).

Η διάκριση μεταξύ ανοικτού (feedforward) και κλειστού βρόχου (feedback) είναι ιδιαίτερα σημαντική όταν έχουμε να κάνουμε με τον έλεγχο των δομών ροής, που μεταδίδονται πάνω από σταθερούς αισθητήρες και επενεργητές. Σε έλεγχο ανοικτού βρόχου, η μετρούμενη μεταβλητή και η ελεγχόμενη μεταβλητή διαφέρουν. Για παράδειγμα, η πίεση ή η ταχύτητα μπορούν να ανιχνευθούν σε μια προς τα πάνω θέση, και το προκύπτον σήμα χρησιμοποιείται μαζί με ένα κατάλληλο νόμο έλεγχου για να προκαλέσει έναν επενεργητή, ο οποίος επηρεάζει στη συνέχεια την ταχύτητα σε μια θέση προς τα κάτω. Ο έλεγχος κλειστού βρόχου, αφ' ενός, απαιτεί την μέτρηση της ελεγχόμενης μεταβλητής, την ανατροφοδοσία της και την σύγκρισή της με μια εισαγωγή αναφοράς.

Ο Moir και ο Bewley (1994) ταξινόμησαν τις στρατηγικές αντιδραστικού ανατροφοδοτημένου (feedback) έλεγχου εξετάζοντας την έκταση στην οποία είναι

βασισμένες στις κυρίαρχες εξισώσεις ροής. Διακρίνονται τέσσερις κατηγορίες ελέγχου: προσαρμοστικού, βασισμένου στο φυσικό πρότυπο, βασισμένου στα δυναμικά συστήματα, και βέλτιστου ελέγχου. Σημειώστε ότι εκτός από τον προσαρμοστικό έλεγχο, οι άλλες τρεις κατηγορίες αντιδραστικού ανατροφοδοτούμενου ελέγχου μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν στον έλεγχο ανοικτού τύπου (feedforward) ή στον συνδυασμένο έλεγχο ανοικτού (feedforward) – κλειστού τύπου (feedback). Επίσης, σε ένα περιβάλλον αγωγού θερμότητας, όπως αυτό του οριακού στρώματος, ένας ελεγκτής ίσως θα συνδύαζε feedforward και feedback πληροφορίες και μπορεί να περιέχει στοιχεία από κάθε μια από τις τέσσερις ταξινομήσεις. Κάθε μια από τις τέσσερις κατηγορίες περιγράφεται εν συντομία κατωτέρω.

Τα προσαρμοστικά σχέδια προσπαθούν να αναπτύξουν πρότυπα και ελεγκτές μέσω κάποιου αλγορίθμου εκμάθησης αδιαφορώντας για τις λεπτομέρειες της φυσικής της ροής. Εκτελείται προσδιορισμός συστημάτων ανεξάρτητα από τη δυναμική της ροής ή τις εξισώσεις Navier – Stokes που ελέγχουν αυτή τη δυναμική. Ένας προσαρμοστικός ελεγκτής προσπαθεί να βελτιστοποιήσει ένα καθορισμένο δείκτη απόδοσης παρέχοντας ένα σήμα ελέγχου σε έναν επενεργητή. Προκειμένου να ενημερωθούν οι παράμετροί του, ο ελεγκτής απαιτεί ανατροφοδοτούμενες πληροφορίες σχετικά με τις επιδράσεις του ελέγχου του.

Η πιο πρόσφατη καινοτομία στις διατάξεις προσαρμοστικού ελέγχου ροής περιλαμβάνει τη χρήση νευρωνικών δικτύων, τα οποία σχετίζουν τις εξόδους του αισθητήρα με τις εισόδους του επενεργητή μέσω μη γραμμικών συναρτήσεων με μεταβλητούς συντελεστές. Οι συντελεστές ενημερώνονται χρησιμοποιώντας τον αποκαλούμενο αλγόριθμο back – propagation, και οι σύνθετοι νόμοι ελέγχου μπορούν να αντιπροσωπευθούν από ένα ικανοποιητικό αριθμό όρων. Απαιτείται όμως συντονισμός με τα χέρια, για να επιτευχθεί καλή σύγκλιση. Η μη γραμμική προσαρμοστική τεχνική έχει χρησιμοποιηθεί με διαφορετικούς βαθμούς επιτυχίας από τον Fan και λοιπούς (1993) και τον Jacobson και τον Reynolds (1993, 1995, 1998) για να ελέγξουν, αντίστοιχα, τη διαδικασία μετάβασης και τα εκδηλωθέντα συμβάντα σε τυρβώδη οριακά στρώματα.

Τα ευρετικά φυσικά επιχειρήματα μπορούν αντ' αυτού να χρησιμοποιηθούν για να θεσπίσουν αποτελεσματικούς νόμους ελέγχου. Αυτή η προσέγγιση προφανώς θα λειτουργήσει μόνο σε καταστάσεις στις οποίες η δεσπύζουσα φυσική γίνεται καλά κατανοητή. Ένα παράδειγμα αυτής της στρατηγικής είναι το σχέδιο της ενεργής ματαίωσης (active cancellation), που χρησιμοποιήθηκε από τον Gad – el – Hak και τον Blackwelder (1989) σε ένα φυσικό πείραμα και από τον Choi και λοιπούς (1994) σε ένα αριθμητικό πείραμα, σε μια προσπάθεια να μειώσουν την οπισθέλκουσα με το να μετριάσουν την επίδραση των στροβιλοτήτων κοντά στον τοίχο. Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, η βασική ιδέα είναι η αντιμετώπιση της κίνησης του ρευστού κοντά στον τοίχο, η οποία προκαλείται από στροβιλότητες, με ένα αντιπιθέμενο έλεγχο τοίχου, έτσι ώστε να ανυψωθεί η περιοχή υψηλής διάτμησης μακριά από την επιφάνεια και να διακοπεί ο μηχανισμός αναγέννησης της τύρβης.

Η μη γραμμική δυναμική θεωρία συστημάτων επιτρέπει στην τύρβη να αποσυντεθεί σε ένα μικρό αριθμό αντιπροσωπευτικών μερών, των οποίων εξετάζεται η δυναμική για να καθορισθεί ο καλύτερος νόμος ελέγχου. Ο στόχος είναι να σταθεροποιηθούν τα εξεταζόμενα σημεία της ροής μιας λίγων διαστάσεων προσέγγισης ενός τυρβώδους χαοτικού συστήματος. Η πιο γνωστή στρατηγική είναι η μέθοδος OGY, η οποία όταν εφαρμόζεται στο απλούστερο, μικρού αριθμού βαθμών ελευθερίας σύστημα επιτυγχάνει σταθεροποίηση με μικρές δαπάνες ενέργειας.

Τέλος, η θεωρία βέλτιστου ελέγχου που εφαρμόζεται άμεσα στις εξισώσεις Navier – Stokes μπορεί, σε γενικές γραμμές, να χρησιμοποιηθεί έτσι ώστε να ελαχιστοποιήσει μια συνάρτηση κόστους στο διάστημα του ελέγχου. Αυτή η στρατηγική παρέχει ίσως το αυστηρότερο θεωρητικό πλαίσιο για τον έλεγχο ροής. Σε σύγκριση με άλλες στρατηγικές αντιδραστικού ελέγχου, ο βέλτιστος έλεγχος, που

εφαρμόζεται στις πλήρεις εξισώσεις Navier – Stokes, είναι επίσης ο πιο εντατικός στον υπολογιστικό χρόνο. Σε αυτήν την μέθοδο, παράγονται, συστηματικά, νόμοι ανατροφοδοτούμενου ελέγχου για την αποδοτικότερη διανομή της προσπάθειας ελέγχου, ώστε να επιτευχθεί ο επιθυμητός στόχος. Ο Abergel και ο Temam (1990) ανέπτυξαν μια τέτοια θεωρία βέλτιστου ελέγχου για την καταστολή της τύρβης σε αριθμητικά εξομειωμένα, δισδιάστατη Navier – Stokes ροή, αλλά η μέθοδός τους απαιτεί πλήρεις πληροφορίες του πεδίου ροής, κάτι το οποίο είναι μη πρακτικό. Ο Choi και λοιποί (1993) ανέπτυξαν μια πρακτικότερη, μη βέλτιστη, στρατηγική ελέγχου, που απαιτούσε μόνο πληροφορίες στον τοίχο και την εφάρμοσαν στη μονοδιάστατη στοχαστική εξίσωση Burgers. Έχει αναφερθεί μεταγενέστερη εφαρμογή αυτής της θεωρίας ελέγχου σε μια αριθμητικά εξομειωμένη τυρβώδη ροή καναλιού, από τον Moin και τον Bewley (1994) και τον Bewley και λοιπούς (1997, 1998). Το πρόσφατο βιβλίο που εκδόθηκε από τον Sriitharan (1998) παρέχει οκτώ άρθρα, τα οποία εστιάζουν στις μαθηματικές πτυχές του βέλτιστου ελέγχου των ιξώδων ροών.

1.3.4 Απαραίτητα χαρακτηριστικά

Το τυχαίο των εκδηλωθέντων γεγονότων απαιτεί χρονική φάση καθώς επίσης και χωρική επιλεκτικότητα για να επέλθει ο επιλεκτικός έλεγχος. Οι πρακτικές εφαρμογές των μεθόδων που στοχεύουν στον έλεγχο μιας ιδιαίτερης τυρβώδης δομής για να επιτύχουν ένα ορισμένο στόχο, απαιτούν ένα μεγάλο αριθμό αισθητήρων / επενεργητών επιφάνειας μαζί με κατάλληλους αλγορίθμους ελέγχου. Αυτή η στρατηγική για έλεγχο οριακών τυρβώδων ροών στον τοίχο έχει υποστηριχθεί από αρκετούς, μεταξύ άλλων και από τους (κατά τη χρονολογική σειρά): Gad – el – Hak και Blackwelder (1987, 1989), Lumley (1991, 1996), Choi και λοιπούς (1992), Reynolds (1993), Jacobson και Reynolds (1993, 1995), Moin και Bewley (1994), Gad – el – Hak (1994, 1996, 1998), McMichael (1996), Mehregany και λοιπούς (1996), Blackwelder (1998), Delville και λοιπούς (1998), και Perrier (1998).

Είναι σαφές ότι η χωρική και χρονική ευκρίνεια, που χρησιμοποιείται σε οποιοδήποτε έλεγχο για να επιλύσει τις τυρβώδεις ροές υψηλών αριθμών Reynolds, πρέπει να είναι εξαιρετικά πυκνή. Για παράδειγμα, και η κλίμακα Kolmogorov και η ιξώδης κλίμακα αλλάζουν από μερικά μικρά, στο τυπικό εύρος των αριθμών Reynolds που βασίζεται στο πάχος ορμής που είναι της τάξης του 10^{-6} , σε μερικές εκατοντάδες μικρά στο χαρακτηριστικό εργαστηριακό αριθμό Reynolds της τάξης του 10^3 . Οι αισθητήρες MEMS για την πίεση, την ταχύτητα, την θερμοκρασία και την τάση διάτμησης είναι τουλάχιστον μια τάξη μεγέθους μικρότεροι από τους συμβατικούς αισθητήρες (Ho και Tai (1996, 1998), Lofdahl και λοιποί (1996), Lofdahl και Gad – el – Hak (1999)). Το μικρό μέγεθός τους βελτιώνει και την χωρική και την χρονική ευκρίνεια των μετρήσεων, χαρακτηριστικά λίγα μικρά και λίγα μικροδευτερόλεπτα, αντίστοιχα. Για παράδειγμα, ένα μικρό θερμό νήμα (αποκαλούμενο ως θερμό σημείο) έχει πολύ μικρή θερμική αδράνεια και το διάφραγμα ενός μικρομετατροπέα πίεσης έχει αντίστοιχα γρήγορη δυναμική απόκριση. Επιπλέον, η ακραία μικροσκοπικοποίηση των μικροαισθητήρων και η μικρή κατανάλωση ενέργειας, τους καθιστούν ιδανικούς για τον έλεγχο της κατάστασης της ροής χωρίς να την επηρεάζουν ιδιαίτερα. Τελικά, μπορούν κυριολεκτικά να κατασκευαστούν εκατοντάδες μικροαισθητήρες στο ίδιο τσιπ σιλικόνης με λογικό κόστος, κάτι που τα καθιστά κατάλληλα για διανεμημένες μετρήσεις και έλεγχο. Η ομάδα UCLA / Caltech (δείτε, για παράδειγμα, Ho και Tai, το 1996, 1998, και τις αναφορές εκεί) είναι πολύ αποτελεσματική στην ανάπτυξη πολλών αισθητήρων MEMS και επενεργητών, για τη διάγνωση της τύρβης και τον έλεγχο της. Το εγχειρίδιο που εκδόθηκε από τον Gad – el – Hak (2006) προσφέρει μια περιεκτική κάλυψη του ευρύ τομέα των μικροηλεκτρομηχανικών συστημάτων.

Είναι σημαντικό να υπολογιστούν μερικά αντιπροσωπευτικά χαρακτηριστικά της απαραίτητης διάταξης των αισθητήρων / επενεργητών. Θεωρήστε ένα τυπικό εμπορικό αεροσκάφος που ταξιδεύει με ταχύτητα από $U_\infty = 300 \text{ m/s}$ και σε ένα ύψος των 10Km. Η πυκνότητα και το κινηματικό ιξώδες του αέρα και ο αριθμός Reynolds είναι σε αυτήν την περίπτωση, αντίστοιχα, $\rho=0.4 \text{ Kg/m}^3$, $\nu=3 \times 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ και $Re=10^7 \text{ m}^{-1}$. Επίσης υποθέστε ότι το τμήμα της ατράκτου έχει χαρακτηριστικά ενός τυρβώδους οριακού στρώματος που είναι ίδιο με εκείνο για μια επίπεδη πλάκα μηδενικής κλίσης πίεσης σε απόσταση 1m από την ακμή. Σε αυτήν την περίπτωση, ο συντελεστής τριβής και η ταχύτητα τριβής είναι, αντίστοιχα, $C_f = 0.003$ και $u_T = 11.62 \text{ m/s}$. Σε αυτή τη θέση, μια μονάδα ιξώδους τοίχου είναι μόνο $\nu/u_T = 2.6 \mu\text{m}$. Για να είναι η διάταξη των επιφανειακών αισθητήρων / επενεργητών υδραυλικά ομαλή, δεν πρέπει να εξέχει πέρα από το ιξώδες υπόστρωμα, ή $5\nu/u_T = 13 \mu\text{m}$.

Οι γραμμές ταχύτητας στον τοίχο είναι οι πιο ορατές, αξιόπιστες και ανιχνεύσιμες ενδείξεις της διαδικασίας λίγο πριν την εκδήλωση της παραγωγής τύρβης. Το κριτήριο ανίχνευσης είναι απλά η χαμηλή ταχύτητα κοντά στον τοίχο, και η απόκριση του επενεργητή πρέπει να είναι τέτοια ώστε να επιταχύνει (ή να αφαιρέσει) την περιοχή χαμηλής ταχύτητας προτού να εξουδετερωθεί. Η τοπική κίνηση του τοίχου, η επαπτόμενη έγχυση, η αναρρόφηση, η θέρμανση ή ο φορέας ηλεκτρομαγνητικής δύναμης, όλα προκαλούμενα σε αισθητή πίεση ή τάση διάτμησης του τοίχου, θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν για να προκαλέσουν τοπική επιτάχυνση του ρευστού κοντά στον τοίχο.

Τα πρόσφατα αριθμητικά πειράματα των Berkoosz και λοιπών (1993) έδειξαν ότι ο αποτελεσματικός έλεγχος του ζευγαριού των εκδηλωθέντων συμβάντων μπορεί να επιτευχθεί με τη χρησιμοποίηση δύο ισοδύναμων αισθητήρων τοίχου διάτμησης. Αν ο στόχος είναι να σταθεροποιηθούν ή να εξαλειφθούν όλες οι γραμμές χαμηλής ταχύτητας στο οριακό στρώμα, μια λογική εκτίμηση της κατά μήκος απόστασης και της απόστασης των γραμμών ροής μεταξύ των ιδιαίτερων στοιχείων μιας διάταξης πίνακα ελέγχου είναι, αντίστοιχα, 100 και 1000 μονάδες τοίχου, ή 260μm και 2600μm, για το συγκεκριμένο παράδειγμά μας. Ένα λογικό μέγεθος για κάθε στοιχείο είναι πιθανώς το ένα δέκατο του κατά μήκος διαχωρισμού, ή 26 μm. Το κομμάτι (1m × 1m) της επιφάνειας θα πρέπει να καλυφθεί με περίπου $n=1.5$ εκατομμύρια στοιχεία. Αυτός είναι ένας τεράστιος αριθμός, αλλά θα μπορούσε να μειωθεί αρκετά η πυκνότητα των αισθητήρων / επενεργητών, δηλαδή να συμβιβαστούμε ώστε να επιτύχουμε το στόχο μας σε κάθε ένα εκδηλωθέν συμβάν (και επίσης αν χρησιμοποιούνταν λιγότερο συντηρητικές υποθέσεις).

Είναι γνωστό ότι κάθε γραμμή χαμηλής ταχύτητας δεν οδηγεί πάντοτε σε μια εκδήλωση ενός συμβάντος. Κατά μέσο όρο, ένας συγκεκριμένος αισθητήρας θα ανίχνευε ένα αρχικό συμβάν κάθε διάστημα μιας μονάδας τοίχου, $P^+ = P \cdot u_T^2/\nu = 250$, ή $P = 56 \mu\text{s}$. Οι αντίστοιχες αδιάστατες και διαστατές συχνότητες είναι $f^+ = 0.004$ και $f = 18 \text{ kHz}$, αντίστοιχα. Σε διαφορετικές αποστάσεις από την ακμή και σε παρουσία μη μηδενικής κλίσης πίεσης, οι διατάξεις των αισθητήρων / επενεργητών θα είχαν διαφορετικά χαρακτηριστικά, αλλά οι αντίστοιχοι αριθμοί θα εξακολουθούσαν να είναι σχεδόν ίδιοι με αυτούς που αναφέραμε πιο πάνω.

Ως δεύτερο παράδειγμα, θεωρήστε ένα υποβρύχιο όχημα που κινείται με ταχύτητα $U_\infty = 10 \text{ m/s}$. Παρά την σχετικά μικρή ταχύτητα, ο αριθμός Reynolds εξακολουθεί να είναι ο ίδιος όπως υπολογίστηκε πιο πάνω για την περίπτωση αέρα, $Re = 10^7 \text{ m}^{-1}$, λόγω του πολύ χαμηλότερου κινηματικού ιξώδους του νερού. Σε απόσταση ενός μέτρου από την ακμή μιας επίπεδης πλάκας που κινείται στο νερό με την ίδια ταχύτητα, η ταχύτητα τριβής είναι μόνο $u_T = 0.39 \text{ m/s}$, αλλά η μονάδα τοίχου είναι ακόμα η ίδια όπως στο παράδειγμα του αεροσκάφους, $\nu/u_T = 2.6 \mu\text{m}$. Η πυκνότητα της διάταξης των απαραίτητων αισθητήρων / επενεργητών είναι η ίδια με αυτή που υπολογίστηκε στο παράδειγμα του αεροσκάφους, $n = 1.5 \times$

$10^6 \text{ elements}/m^2$. Η προσδοκώμενη μέση συχνότητα της αντίληψης ενός εκδηλωθέν συμβάντος είναι, παρ' όλα αυτά, πολύ χαμηλότερη, $f = 600\text{Hz}$.

Παρόμοιοι υπολογισμοί έχουν γίνει από τον Gad – el – Hak (1993, 1994, 1998), τον Reynolds (1993) και τον Wadsworth και λοιπούς (1993). Τα αποτελέσματά τους συμφωνούν πολύ με τις εκτιμήσεις που έγιναν εδώ για τις χαρακτηριστικές απαιτήσεις των πεδίων. Είτε στην περίπτωση του αεροσκάφους είτε του υποβρυχίου, η απόκριση του επενεργητή δεν χρειάζεται να είναι πάρα πολύ μεγάλη. Σύμφωνα με τον Gad – el – Hak (2000), η μετατόπιση του τοίχου της τάξης των 10 μονάδων τοίχου ($26\mu\text{m}$ και στα δύο παραδείγματα), ο συντελεστής αναρρόφησης που είναι περίπου 0.0006, ή η επιφανειακή ψύξη / θέρμανση της τάξης των $40^\circ\text{C}/2^\circ\text{C}$ (πρώτο / δεύτερο παράδειγμα, αντίστοιχα) πρέπει να είναι επαρκή για να σταθεροποιήσουν την τυρβώδη ροή.

Όπως υπολογίζεται στα δύο πιο πάνω παραδείγματα, και τα δύο απαιτούμενα μεγέθη ενός στοιχείου αισθητήρα / επενεργητή και η μέση συχνότητα, στην οποία ένα στοιχείο θα ενεργοποιηθεί, δεν ξεφεύγουν από τις σημερινές γνωστές δυνατότητες της τεχνολογίας των μικροκατασκευών. Ο αριθμός των στοιχείων που απαιτούνται ανά περιοχή μονάδας είναι, εντούτοις, ανησυχητικά μεγάλος. Το κόστος μονάδας ενός προγραμματισμένου στοιχείου αισθητήρα / επενεργητή θα έπρεπε να πέσει εντυπωσιακά, ίσως ακόμα και στο επίπεδο κόστους ενός συμβατικού τρανζίστορ.

Μια πρόσθετη εκτίμηση του μεγέθους, του εύρους και της συχνότητας της απόκρισης είναι η ενέργεια που καταναλώνεται από κάθε στοιχείο του αισθητήρα / επενεργητή. Η συνολική κατανάλωση ενέργειας από ολόκληρο το σύστημα ελέγχου πρέπει προφανώς να είναι αρκετά μικρή για να επιτευχθεί καθαρή εξοικονόμηση. Θεωρήστε τους ακόλουθους υπολογισμούς για το παράδειγμα του αεροσκάφους. Ένα μέτρο από την ακμή, η τριβή οπισθέλκουσας μειώνεται περίπου στα $54 \text{ N}/m^2$. Η ισχύς της μηχανής που απαιτείται για να υπερνικήσει αυτήν την δύναμη καθυστέρησης ανά μονάδα εμβαδού είναι $16 \text{ kW}/m^2$, ή $10^4 \mu\text{W}/\text{sensor}$. Αν επιτευχθεί μια μείωση της έλξης κατά 60%, αυτή η κατανάλωση ενέργειας μειώνεται στα $4320 \mu\text{W}/\text{sensor}$. Αυτός ο αριθμός θα αυξηθεί κατά το ποσό κατανάλωσης ενέργειας μιας μονάδας αισθητήρα / επενεργητή, αλλά ενδεχομένως δεν θα φθάσει πίσω στα ανεξέλεγκτα επίπεδα. Η τάση διαμέσου ενός αισθητήρα είναι τυπικά στο εύρος $V = 0.1 - 1\text{V}$, και η αντίστασή της στο εύρος $R = 0.1 - 1\text{M}\Omega$. Αυτό σημαίνει κατανάλωση ισχύος από έναν συνηθισμένο αισθητήρα του εύρους $P = V^2/R = 0.1 - 10\mu\text{W}$, αρκετά κάτω από την προσδοκώμενη εξοικονόμηση ισχύος λόγω της μειωμένης οπισθέλκουσας. Για έναν επενεργητή στην μορφή ενός διαφράγματος με συμπιεζόμενο ελατήριο, με ελατήριο σταθεράς $K = 100 \text{ N}/m$ που ταλαντώνεται με συχνότητα $f = 28\text{kHz}$ με εύρος $y = 26\mu\text{m}$, η κατανάλωση ισχύος είναι $P = \frac{1}{2}ky^2f = 600 \mu\text{W}/\text{actuator}$. Αν αντ' αυτού χρησιμοποιηθεί αναρρόφηση, $C_q = 0.0006$, και υποθέτωντας μια διαφορά πίεσης $\Delta P = 10^4 \text{ N}/m^2$ στις τρύπες / εγκοπές αναρρόφησης, η αντίστοιχη κατανάλωση ισχύος για ένα επενεργητή είναι $P = C_q U_\infty \Delta P/n = 1200 \mu\text{W}/\text{actuator}$. Είναι σαφές, τότε, ότι όταν προστίθεται το αντίτιμο της ισχύος για τον αισθητήρα / επενεργητή στη χαμηλότερη οπισθέλκουσα, είναι ακόμα επιτεύξιμη μια καθαρή εξοικονόμηση. Τα αντίστοιχα αντίτιμα της ισχύος του επενεργητή, για το παράδειγμα του υποβρυχίου, είναι ακόμα μικρότερα ($P = 20 \mu\text{W}/\text{actuator}$ για τον επενεργητή της κίνησης του τοίχου, και οι $P = 40 \mu\text{W}/\text{actuator}$ για τον επενεργητή αναρρόφησης), και επομένως είναι δυνατή μεγαλύτερη εξοικονόμηση.

1.4 Έλεγχος Χάους (Chaos Control)

1.4.1 Θεωρία μη γραμμικών δυναμικών συστημάτων

Στην θεωρία των δυναμικών συστημάτων, ο αποκαλούμενος όρος “butterfly effect” δείχνει την ευαίσθητη εξάρτηση των μη γραμμικών διαφορικών εξισώσεων στις αρχικές συνθήκες, με λύσεις φάσης στο χώρο, αρχικά πολύ κοντά μαζί, χωριζόμενες εκθετικά. Η λύση των μη γραμμικών δυναμικών συστημάτων τριών ή περισσότερων βαθμών ελευθερίας, μπορεί να είναι υπό την μορφή ενός άγνωστου ελκυστή, του οποίου η φυσική δομή περιέχει ένα καλά καθορισμένο μηχανισμό, για να παράγει μια χαοτική συμπεριφορά χωρίς την απαίτηση τυχαίας εξανάγκασης. Η χαοτική συμπεριφορά είναι σύνθετη, μη περιοδική και, αν και αιτιοκρατική, φαίνεται να είναι τυχαία.

Προκύπτει φυσικά ένα ερώτημα: ακριβώς όπως οι μικρές διαταραχές μπορούν ριζικά να αυξηθούν μέσα σε ένα αιτιοκρατικό σύστημα για να γίνουν πιο πλούσιες (απρόβλεπτη συμπεριφορά) μπορούν στιγμιαίες ρυθμίσεις σε μια παράμετρο του συστήματος να χρησιμοποιηθούν για να αντιστρέψουν τη διαδικασία και τον έλεγχο, δηλαδή να συστηματοποιήσουν την συμπεριφορά ενός χαοτικού συστήματος; Πρόσφατα, αυτό το ερώτημα απαντήθηκε στα καταφατικά θεωρητικά καθώς επίσης και στα πειραματικά, τουλάχιστον όσο αφορά τα συστήματα που ανήκουν στην κατηγορία των λίγων διαστάσεων άγνωστων ελκυστών (δείτε την αναφορά του Lindner και του Ditto, 1995). Πρίν την περιγραφή τέτοιων στρατηγικών για τα χαοτικά συστήματα, πρώτα θα συνοψίσουμε τις πρόσφατες προσπάθειες να κατασκευαστεί ένα αντιπροσωπευτικό, λίγων διαστάσεων, δυναμικό σύστημα, τυρβώδους οριακού στρώματος. Τέτοια κατασκευή είναι ένα απαραίτητο πρώτο βήμα για να είναι σε θέση να χρησιμοποιηθούν οι στρατηγικές ελέγχου του χάους για τυρβώδεις ροές. Επιπλέον, όπως υποστηρίζεται από τον Lumley (1996), ένα λίγων διαστάσεων δυναμικό πρότυπο της περιοχής κοντά στον τοίχο, που χρησιμοποιήθηκε σε ένα φίλτρο Kalman (Banks (1986), Petersen και Savkin (1999)) μπορεί να κάνει το μεγαλύτερο μέρος μερικών πληροφοριών που συγκεντρώνονται από ένα πεπερασμένο αριθμό αισθητήρων τοίχου. Τέτοιο φίλτρο ελαχιστοποιεί, κατά μια ελάχιστη τετραγωνική έννοια, τα σφάλματα που προκαλούνται από ελλιπείς πληροφορίες, και έτσι, συνολικά, βελτιστοποιούν την απόδοση του συστήματος ελέγχου.

Η τύρβη ενός οριακού στρώματος περιγράφεται από ένα σύνολο μη γραμμικών μερικών διαφορικών εξισώσεων και χαρακτηρίζεται από ένα άπειρο αριθμό βαθμών ελευθερίας. Αυτό κάνει μάλλον δύσκολη την μοντελοποίηση της τύρβης με την χρήση μιας προσέγγιση δυναμικού συστήματος. Η αντίληψη ότι μια σύνθετη, άπειρων διαστάσεων ροή μπορεί να αναλυθεί σε πολλές, λίγων διαστάσεων, υπομονάδες είναι, παρ' όλα αυτά, μια φυσική συνέπεια της συνειδητοποίησης ότι οι μερικώς περιοδικές συνεκτικές δομές κυριαρχούν της δυναμικής των φαινομενικά τυχαίων τυρβώδων διατμητικών ροών. Αυτό υποδηλώνει ότι η εντοπισμένη δυναμική λίγων διαστάσεων, μπορεί να υπάρξει τυπικά σε απείρων διαστάσεων εκτεταμένα συστήματα, όπως τις ανοικτές τυρβώδεις ροές. Η μείωση της φυσικής της ροής στα πεπερασμένων διαστάσεων δυναμικά συστήματα, επιτρέπει την μελέτη της συμπεριφορά τους μέσω ενός ελέγχου των σταθερών σημείων και της τοπολογίας των σταθερών και ασταθών πολλαπλασίων τους. Από την πλευρά της θεωρίας των δυναμικών συστημάτων, ο ελιγμός των γραμμών χαμηλών ταχυτήτων ερμηνεύεται ως παραμονή του συνόλου της ροής κοντά σε ένα ασταθές αμετάβλητο σημείο στο λίγων διαστάσεων συνολικό διάστημα. Σε ένα διακοπτόμενο συμβάν που παράγει υψηλή τάση τοίχου, η εκδήλωση του συμβάντος ερμηνεύεται ως ένα άλμα κατά μήκος ενός ετεροκλινικού κύκλου σε διαφορετικό ασταθές αμετάβλητο σημείο, που εμφανίζεται όταν το σύνολο της ροής απομακρυνθεί πάρα πολύ μακριά από το πρώτο ασταθές αμετάβλητο σημείο. Η καθυστέρηση αυτού του άλματος, κρατώντας

το σύστημα κοντά στο πρώτο σταθερό σημείο, πρέπει να οδηγήσει σε χαμηλότερη μεταφορά ορμής στην περιοχή του τοίχου και, επομένως, σε χαμηλότερη οπισθέλκουσα λόγω τριβής. Ο αντιδραστικός έλεγχος σημαίνει αντίληψη της τοπικής κατάστασης, και μέσω του κατάλληλου χειρισμού να κρατάς την κατάσταση κοντά σε ένα δεδομένο ασταθές αμετάβλητο σημείο, έτσι ώστε να αποτραπεί η περαιτέρω παραγωγή τύρβης. Η μείωση της συχνότητας της εκδήλωσης συμβάντων, ως πούμε κατά 50% περίπου, μπορεί να οδηγήσει σε μια συγκρίσιμη μείωση της οπισθέλκουσας τριβής. Για μια δέσμη, η επαναφορά μπορεί να οδηγήσει σε μια στρωτή ροή και σε πολύ σημαντική μείωση του θορύβου.

Σε μια σημαντική προσπάθεια έχει χρησιμοποιηθεί η κατάλληλη ορθογώνια, ή Karhunen – Loeve, μέθοδος διάσπασης για να εξαγάγει ένα λίγων διαστάσεων δυναμικό σύστημα, από πειραματικά στοιχεία της περιοχής του τοίχου (Aubry και λοιποί (1988), Aubry (1990)). Ο Aubry και λοιποί (1988) επέκτειναν το στιγμιαίο πεδίο ταχυτήτων ενός τυρβώδους οριακού στρώματος, χρησιμοποιώντας πειραματικά καθορισμένες συναρτήσεις, οι οποίες είναι κυλινδρικής μορφής. Επέκτειναν τις εξισώσεις Navier – Stokes χρησιμοποιώντας αυτές τις βέλτιστα επιλεγμένες ορθογώνιες συναρτήσεις, ανεξάρτητες από οποιαδήποτε απόκλιση, εφάρμοσαν μια προβολή Galerkin, και έπειτα απέκοψαν την απεικόνιση απείρων διαστάσεων για να λάβουν ένα δέκα διαστάσεων σύνολο συνηθισμένων διαφορικών εξισώσεων. Αυτές οι εξισώσεις αντιπροσωπεύουν τη δυναμική συμπεριφορά του πάχους, και παρουσιάζονται για να εκθέσουν την χαοτική τάξη πραγμάτων καθώς επίσης και μια διακοπή εξαιτίας ενός εκδηλωθέν φαινομένου. Παρ' όλα αυτά, το δυναμικό σύστημα δέκα διαστάσεων των Aubry και λοιπών, επιδεικνύει μια κανονική διακοπή, αντίθετα με την πραγματική αναταραχή καθώς επίσης και με τη χαοτική διακοπή που αντιμετωπίστηκε από τους Pomeau και Manneville (1980), στο οποίο σύστημά τους οι περίοδοι των φαινομένων διανέμονταν στοχαστικά. Εντούτοις, το σημαντικότερο συμπέρασμα της μελέτης των Aubry και λοιπών είναι ότι τα εκδηλωμένα φαινόμενα φαίνεται να παράγονται αυτόνομα από την περιοχή του τοίχου, ακόμη και όταν δεν υπάρχει αναταραχή, αλλά προκαλούνται από σήματα τυρβώδης πίεσης από το εξωτερικό στρώμα. Πιο πρόσφατα, ο Berkooz και λοιποί (1991) γενίκευσαν την κατηγορία των προτύπων με στρώμα τοίχου που αναπτύχθηκαν από τον Aubry και λοιπούς (1988), ώστε να επιτρέψουν την εξέλιξη της ροής και την στροβιλότητα της συσχετισμένης ροής. Τα αποτελέσματα του Berkooz και λοιπών υποδεικνύουν ότι τα διακοπτόμενα φαινόμενα που παρατηρήθηκαν στο πρότυπο του Aubry και λοιπών δεν προκύπτουν απλώς λόγω της αποτελεσματικής υπόθεσης διακοπής που ενσωματώθηκε, αλλά έχουν ρίζες μάλλον βαθύτερες στα δυναμικά φαινόμενα της περιοχής του τοίχου. Το βιβλίο του Holmes και λοιπών (1996) απαριθμεί τις προσπάθειες της ερευνητικής ομάδας Cornell να περιγράψουν την αναταραχή ως δυναμικό σύστημα λίγων διαστάσεων.

Εκτός από την απλούστευση που εξηγείται από την εργασία των Aubry και λοιπών (1988) και Berkooz και λοιπών (1991), έχουν γίνει προσπάθειες να καθοριστεί άμεσα η διάσταση των συγκεκριμένων τυρβώδων ροών. Πάλι, το κεντρικό ζήτημα εδώ είναι αν οι τυρβώδεις λύσεις μπορούν ή όχι να περιγραφούν ασυμπτωτικά από έναν πεπερασμένο αριθμό βαθμών ελευθερίας στις απείρων διαστάσεων εξισώσεις Navier – Stokes. Ο Grappin και ο Leorat (1991) υπολόγισαν τους εκθέτες Lyapunov και τις διαστάσεις δισδιάστατων και τρισδιάστατων περιοδικών τυρβώδων ροών χωρίς διάτμηση. Διαπίστωσαν ότι ο αριθμός των βαθμών ελευθερίας που περιλαμβάνεται στις μεγάλες κλίμακες επιβάλλει ένα ανώτερο όριο για τις διαστάσεις. Ο Deane και ο Sirovich (1991) και ο Sirovich και ο Deane (1991) καθόρισαν αριθμητικά τον αριθμό διαστάσεων που χρειάστηκαν για να διευκρινιστεί η χαοτική μετάδοση Rayleigh – Benard πάνω από ένα εύρος αριθμών Rayleigh, Ra . Πρότειναν ότι η φυσική διάσταση είναι της τάξης του $Ra^{2/3}$.

Η αντίστοιχη διάσταση στις οριακές στον τοίχο ροές εμφανίζεται να είναι πολύ υψηλή. Ο Keefe και λοιποί (1992) καθόρισαν τη διάσταση σε υποστρωματικές

τυρβώδεις ροές Poiseuille, με χωρικές περιοδικές οριακές συνθήκες. Χρησιμοποιώντας μια αριθμητική προσομοίωση, υπολόγισαν το χαμηλότερο όριο της διάστασης Lyapunov και το βρήκαν να είναι περίπου 352 σε αριθμό Reynolds 3200. Ο Keefe και λοιποί (1992) υποστήριξαν ότι η διάσταση σε πλήρως επιλυμένη αναταραχή είναι απίθανο να είναι πολύ μεγαλύτερη από 780. Αυτό δείχνει ότι οι περιοδικές τυρβώδεις διαμηθικές ροές είναι αιτιοκρατικό χάος και ότι υπόκειται ένας άγνωστος κάτω από τις λύσεις των εξισώσεων Navier – Stokes. Η χρονική μη προβλεψιμότητα στην τυρβώδη ροή Poiseuille οφείλεται έτσι στην εκθετική διάδοση τέτοιων ελκυστών. Αν και πεπερασμένη, η υπολογισμένη διάσταση ακυρώνει την εντύπωση ότι η ολική αναταραχή μπορεί να αποδοθεί στην αλληλεπίδραση μερικών βαθμών ελευθερίας. Επιπλέον, σε ένα φυσικό κανάλι ή σε ένα οριακό στρώμα, η ροή δεν είναι περιοδική και είναι ανοικτή. Η διάσταση σε τέτοια περίπτωση δεν είναι γνωστή αλλά θεωρείται ακόμα υψηλότερη από την εκτίμηση που δίνει ο Keefe και λοιποί για την περιοδική (μερικώς κλειστή) ροή.

Σε αντίθεση με τις κλειστές, απολύτως ασταθείς ροές, όπως τα συστήματα Taylor – Couette, όπου ο αριθμός βαθμών ελευθερίας μπορεί να είναι μικρός, οι τοπικές μετρήσεις σε ανοικτές, μεταδιδόμενες ασταθείς ροές, όπως τα οριακά στρώματα, δεν εκφράζουν την ολική δυναμική, και η διάσταση σε αυτή την περίπτωση μπορεί, αναπόφευκτα, να είναι πάρα πολύ μεγάλη για να καθοριστεί πειραματικά. Σύμφωνα με την εκτίμηση που παρέχεται από τον Keefe και λοιπούς (1992), τα τεραστίων διαστάσεων δεδομένα που απαιτούνται (περίπου 10^D , όπου D είναι η διάσταση του ελκυστή), για την μέτρηση της διάστασης, απλά υπερβαίνουν τις τρέχουσες ικανότητες των υπολογιστών. Η αναταραχή κοντά στη μετάβαση ή κοντά στον τοίχο, είναι μια εξαίρεση για αυτή την περίπτωση. Σε ειδικές περιπτώσεις, ένας σχετικά μικρός αριθμός ρυθμίσεων είναι σε διέγερση και η προκύπτουσα απλή αναταραχή μπορεί επομένως να περιγραφεί από ένα δυναμικό σύστημα ενός λογικού αριθμού βαθμών ελευθερίας.

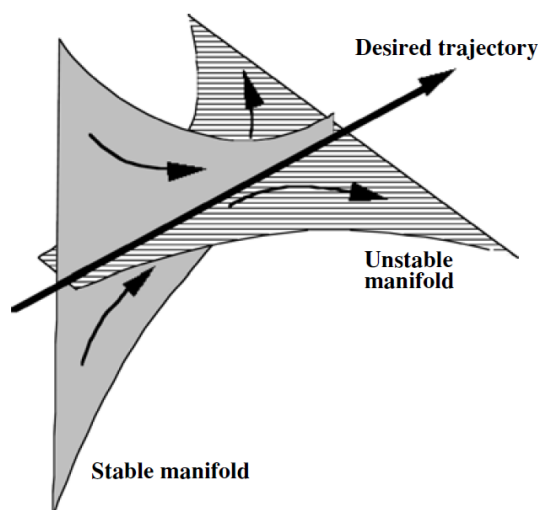
1.4.2 Έλεγχος Χάους

Υπάρχει ένα άλλο ερώτημα μεγαλύτερης σχέσης εδώ. Λαμβάνοντας υπόψη ένα δυναμικό σύστημα σε χαοτική κατάσταση, είναι δυνατό να σταθεροποιηθεί η συμπεριφορά του μέσω κάποιου είδους ενεργού ελέγχου; Ενώ έχουν επινοηθεί άλλες εναλλακτικές λύσεις (Fowler (1989), Hubler και Luscher (1989), Huberman (1990), Huberman και Lumer (1990)), η πρόσφατη μέθοδος που προτείνεται από ερευνητές του Πανεπιστημίου του Maryland (Ott και λοιποί (1990), Shinbrot και λοιποί (1990, 1992, 1998), Romeiras και λοιποί (1992)) φαίνεται να είναι μια σημαντική ανακάλυψη. Περιεκτικές αναθεωρήσεις και βιβλιογραφίες του αναδυόμενου τομέα του ελέγχου του χάους μπορεί να βρεθεί στα άρθρα των Shinbrot και λοιπών (1993), Shinbrot (1993, 1995, 1998) και Lindner και Ditto (1995).

Ο Ott και λοιποί (1990) απόδειξαν, μέσω αριθμητικών πειραμάτων με το χάρτη Henon, ότι είναι δυνατό να σταθεροποιηθεί μια χαοτική κίνηση για οποιαδήποτε προεπιλεγμένη, ασταθή κατάσταση, μέσω της χρήσης των σχετικά μικρών διαταραχών. Η διαδικασία αποτελείται από την εφαρμογή των στιγμιαίων χρόνο – εξαρτημένων διαταραχών σε μια από τις παραμέτρους του συστήματος για να ελεγχθεί το χαοτικό σύστημα γύρω από μια από τις πολλές ασταθείς περιοδικές καταστάσεις του. Σε αυτό το πλαίσιο, ο στόχος αναφέρεται στη διαδικασία με την οποία ένας αυθαίρετος αρχικός όρος σε ένα χαοτικό ελκυστή, οδηγείται προς ένα ορισμένο σημείο (στόχος) σε αυτόν τον ελκυστή. Σκοπός είναι να επιτευχθεί ο στόχος που χρησιμοποιεί όσο το δυνατό γρηγορότερα, χρησιμοποιώντας μια ακολουθία μικρών διαταραχών (Kostelich και λοιποί (1993)).

Η επιτυχία της στρατηγικής του Ott – Grebogi – Yorke (OGY) για τον έλεγχο του χάους βρίσκεται στο γεγονός ότι κάτω από την προφανή μη προβλεψιμότητα ενός χαοτικού συστήματος βρίσκεται μια περίπλοκη αλλά ιδιαίτερα διαταγμένη δομή.

Αφήνοντας το στην αναγωγή του, ένα τέτοιο σύστημα μετατοπίζεται συνεχώς από μια περιοδική δομή σε άλλη, δημιουργώντας την εμφάνιση του τυχαίου. Ένα κατάλληλα ελεγχόμενο σύστημα, αφ' ενός, είναι κλειδωμένο σε ένα ιδιαίτερο τύπο επαναλαμβανόμενης κίνησης. Με τέτοιο αντιδραστικό έλεγχο το δυναμικό σύστημα γίνεται ένα με μια σταθερή συμπεριφορά. Η μέθοδος OGY μπορεί να παρασταθεί απλά και αυτό φαίνεται στο σχήμα 1.4.2-1. Η κατάσταση του συστήματος παρουσιάζεται ως η τομή ενός σταθερού πολύπλευρου και ενός ασταθούς. Ο έλεγχος εφαρμόζεται περιοδικά, όποτε το σύστημα απομακρύνεται από το σταθερό πολύπλευρο με μια ορισμένη ανοχή, διαφορετικά δεν γίνεται έλεγχος. Ο έλεγχος προσπαθεί να επαναφέρει το σύστημα πίσω στο σταθερό πολύπλευρο, έτσι ώστε η κατάσταση να συγκλίνει προς την επιθυμητή τροχιά. Μη μοντελοποιημένη δυναμική προκαλεί θόρυβο στο σύστημα και μια τάση για τον μηχανισμό να ξεφύγει μακριά προς την ασταθή κατεύθυνση. Ο διακοπτόμενος έλεγχος το αποτρέπει αυτό, και επιτυγχάνει την επιθυμητή τροχιά. Αυτός ο αποδοτικός έλεγχος δεν διαφέρει πολύ από την προσπάθεια να ισοροπηθεί μια σφαίρα στο κέντρο μιας σέλας ενός αλόγου (Moin και Bewley (1994)). Υπάρχει μια σταθερή κατεύθυνση (μπροστά / πίσω) και μια ασταθής κατεύθυνση (αριστερά / δεξιά). Το ανήσυχο άλογο είναι η μη μοντελοποιημένη δυναμική, αναγκάζοντας περιοδικά τη σφαίρα να κινηθεί στην λάθος κατεύθυνση. Ο έλεγχος OGY χρειάζεται μόνο να εφαρμόζεται, με τον αμεσότερο πιθανό τρόπο, όποτε η σφαίρα απομακρύνεται προς την αριστερή / δεξιά κατεύθυνση.



Σχήμα 1.4.2-1: Η μέθοδος OGY για τον έλεγχο του χάους.

Η μέθοδος OGY έχει εφαρμοστεί επιτυχώς σε ένα σχετικά απλό πείραμα από τον Ditto και λοιπούς (1990) και Ditto και Pecora (1993) στο "Naval Surface Warfare Center", στο οποίο λήφθηκε παραμετρικά το αντίστροφο χάος. Ο Garfinkel και λοιποί (1992) εφάρμοσαν την ίδια στρατηγική ελέγχου για να σταθεροποιήσουν τις προκληθείσες καρδιακές αρρυθμίες σε ένα κουνέλι. Άλλες επεκτάσεις, βελτιώσεις και εφαρμογές της στρατηγικής OGY έχουν ως στόχο τις περισσότερες διαστάσεις (Auerbach και λοιποί (1992), Kostelich και λοιποί (1993)), τον έλεγχο της χαοτικής διασποράς στα Hamiltonian (δηλαδή, μη σκεδαστική, συντηρητική περιοχή) συστήματα (Lai και λοιποί (1993)), τον συγχρονισμό των ταυτόσημων χαοτικών συστημάτων που κυριαρχούν στις νευρικές ή βιολογικές διαδικασίες, (Lai και Grebogi (1993)), την χρήση του χάους για την μετάδοση πληροφοριών (Hayes και λοιποί (1994)), τον έλεγχο του παροδικού χάους (Lai και λοιποί (1994)), και το παθητικό χωροχρονικό χάος χρησιμοποιώντας αραιή διάταξη ελεγκτών (Chen και λοιποί (1993), Qin και λοιποί (1994), Auerbach (1994)).

Σε ένα πιο σύνθετο σύστημα, όπως σε ένα τυρβώδες οριακό στρώμα, υπάρχουν πολυάριθμοι αλληλοεξαρτώμενοι μέθοδοι και πολλά σταθερά καθώς

επίσης και ασταθή πολύπλευρα (κατευθύνσεις). Η ροή μπορεί έπειτα να διαμορφωθεί ως συνεκτικές δομές συν ένα παραμετροποιημένο τυρβώδες υπόβαθρο. Η κατάλληλη ορθογωνική διάσπαση (POD) χρησιμοποιείται για να διαμορφώσει το συνεκτικό τμήμα επειδή η POD εγγυάται τον ελάχιστο αριθμό βαθμών ελευθερίας για μια δεδομένη ακρίβεια μοντελοποίησης. Οι παράγοντες που κάνουν τον έλεγχο της τύρβης ένα προκλητικό στόχο είναι οι ενδεχομένως αρκετά μεγάλες διαταραχές που προκαλούνται από την μη μοντελοποιημένη δυναμική της ροής, η μη σταθερή φύση της επιθυμητής δυναμικής, και η πολυπλοκότητα της μορφής που περιγράφει την δυναμική των διαφορετικών μεθόδων. Εντούτοις, η στρατηγική ελέγχου OGY έχει διάφορα πλεονεκτήματα που είναι ειδικού ενδιαφέροντος στον έλεγχο της αναταραχής: (α) δεν χρειάζεται να είναι γνωστό το μαθηματικό μοντέλο για το δυναμικό σύστημα, (β) απαιτούνται μόνο μικρές αλλαγές στην παράμετρο ελέγχου και (γ) ο θόρυβος είναι υποφερτός (με το κατάλληλο αντίτιμο).

Πρόσφατα, ο Keefe (1993) έκανε μια χρήσιμη σύγκριση μεταξύ δύο μη γραμμικών στρατηγικών ελέγχου όπως εφαρμόζεται στα προβλήματα των ρευστών. Η ανατροφοδοτούμενη μέθοδος του Ott – Grebogi – Yorke, που περιγράφηκε πιο πάνω, και η βασισμένη στο πρότυπο στρατηγική ελέγχου που δημιουργήθηκε από τον Hubler (δείτε, για παράδειγμα, Hubler και Luscher (1989), Luscher και Hubler (1989)), η H – μέθοδος. Και οι δύο οι νέες μέθοδοι ελέγχου είναι ουσιαστικά γενικεύσεις της κλασσικής τεχνικής ακύρωσης της διαταραχής: εφαρμόζουν ένα ορισμένο καταναγκασμό για να αφαιρέσουν την ανεπιθύμητη δυναμική και επιβάλλουν την επιθυμητή. Η στρατηγική OGY εκμεταλλεύεται την ευαισθησία των συστημάτων χάους για να σταθεροποιήσει τις υπάρχουσες περιοδικές τροχιές και τις σταθερές καταστάσεις. Απαιτείται μερική ανατροφοδότηση για να οδηγηθούν οι τροχιές προς το επιλεγμένο σταθερό σημείο, αλλά το απαραίτητο σήμα ελέγχου είναι ελάχιστο. Αντίθετα, το σχέδιο του Hubler δεν χρησιμοποιεί ρητά την ευαισθησία των συστημάτων. Παράγει γενική απόκριση ελέγχου (περιοδική ή μη περιοδική) και χρειάζεται ελάχιστη ή καμία ανατροφοδότηση, αλλά οι είσοδοι ελέγχου του είναι γενικά μεγάλες.

Η στρατηγική OGY εκμεταλλεύεται τη μη γραμμικότητα ενός δυναμικού συστήματος, και πράγματι η παρουσία ενός άγνωστου ελκυστή και η ακραία ευαισθησία του δυναμικού συστήματος στις αρχικές συνθήκες είναι ουσιαστικοί παράγοντες στην επιτυχία της μεθόδου. Αντίθετα, η H – μέθοδος δουλεύει εξίσου και για τα γραμμικά και για τα μη γραμμικά συστήματα.

Ο Keefe (1993) εξέτασε πρώτος αριθμητικά τα δύο σχέδια, όπως εφαρμόζονται στις πλήρως ανεπτυγμένες και μεταβατικές λύσεις της εξίσωσης Ginzburg – Landau, μια εξελίξιμη εξίσωση που ελέγχει τα αρχικά αδύναμα μη γραμμικά στάδια της μετάβασης σε διάφορες ροές και που κατέχει τόσο τις μεταβατικές όσο και τις πλήρεις λύσεις χάους. Η εξίσωση Ginzburg – Landau έχει λύσεις που επιδεικνύουν είτε τις απόλυτες είτε τις μεταδιδόμενες αστάθειες, και είναι έτσι ένα λογικό μοντέλο και για τις κλειστές και για τις ανοικτές ροές. Το κύριο συμπέρασμα του Keefe είναι ότι ο έλεγχος των μη γραμμικών συστημάτων λαμβάνεται καλύτερα κάνοντας χρήση της μέγιστης δυνατής φυσικής δυναμικής. Αν ο στόχος της δυναμικής είναι μια ασταθής μη γραμμική λύση της εξίσωσης και η ροή είναι κοντά στον στιγμιαίο εφαρμοζόμενο έλεγχο, και οι δύο μέθοδοι αποδίδουν αξιόπιστα και σε χαμηλό κόστος ενέργειας, στην επίτευξη και τη διατήρηση αυτού του στόχου. Αναμενόμενα, η απόδοση και των δύο στρατηγικών ελέγχου υποβαθμίζεται λόγω του θορύβου και της χωρικά διακεκριμένης φύσης του ρεαλιστικού καταναγκασμού. Στη συνέχεια, ο Keefe (1993) επέκτεινε το αριθμητικό πείραμα, σε μία προσπάθεια να μειώσει την οπισθέλκουσα για ροή σε κανάλι με χωρικές περιοδικές οριακές συνθήκες. Η μέθοδος OGY μειώνει την τριβή στο 60 – 80% της ανεξέλεγκτης τιμής, για αριθμό Reynolds περίπου 4408. Η H – μέθοδος αποτυγχάνει να επιτύχει οποιαδήποτε μείωση της οπισθέλκουσας κατά την έναρξη από μια πλήρως τυρβώδη αρχική συνθήκη αλλά παρουσιάζεται να έχει δυνατότητα να καταστείλει ή να καθυστερήσει

την μετάβαση από την στρωτή ροή στην τυρβώδη. Ο Keefe (1993) προτείνει ότι η στρατηγική Η ίσως να είναι πιο κατάλληλη για τον έλεγχο σε οριακό στρώμα, ενώ η μέθοδος OGY καλύτερα να χρησιμοποιείται για τις ροές σε κανάλια.

Είναι επίσης σχετικό, να σημειωθεί εδώ ότι το έργο του Bau και των συναδέλφων του στο πανεπιστήμιο της Πενσυλβανίας (Singer και λοιποί (1991), Wang και λοιποί (1992)), που επινόησαν ένα ανατροφοδοτημένο έλεγχο για να σταθεροποιήσουν τις φυσικά παρατηρούμενες χαώδης ταλαντώσεις ενός σπειροειδούς θερμικού βρόγχου μετάδοσης, ο οποίος θερμαίνεται από κάτω από και ψύχεται από πάνω. Με βάση ένα απλό μαθηματικό μοντέλο για την θερμοσιφωνική διάταξη, ο Bau και οι συναδέλφοι του κατασκεύασαν ένα σύστημα αντιδραστικού ελέγχου, που χρησιμοποιήθηκε για να αλλάξει σημαντικά τα χαρακτηριστικά της ροής μέσα στον βρόγχος μετάδοσης. Αυτή η στρατηγική γραμμικού ελέγχου, ίσως μια ειδική έκδοση της μεθόδου ελέγχου χάους OGY, αποτελείται απλά από την αντίληψη της απόκλισης των θερμοκρασιών του ρευστού από τις επιθυμητές τιμές, σε διάφορες θέσεις μέσα στο βρόγχο, και κατόπιν αλλάζει η θερμομαντική ισχύς του τοίχου είτε για να καταστείλει είτε για να ενισχύσει τέτοιες αποκλίσεις. Ο Wang και λοιποί (1992) πρότειναν επίσης, επέκταση της θεωρητικής και πειραματικής μεθόδου τους σε περισσότερες σύνθετες καταστάσεις, όπως αυτές που περιλαμβάνουν τη μετάδοση Benard (Tang και Bau (1993)). Ο Hu και ο Bau (1994) χρησιμοποίησαν μια παρόμοια στρατηγική ανατροφοδοτημένου ελέγχου για να αποδείξουν ότι ο κρίσιμος αριθμός Reynolds, για την απώλεια της σταθερότητας της επίπεδης ροής Poiseuille, μπορεί να αυξηθεί ή να μειωθεί σημαντικά.

Άλλες προσπάθειες, να χρησιμοποιηθεί η λίγων διαστάσεων δυναμική περιγραφή συστημάτων για έλεγχο ροής, περιλαμβάνουν την δουλειά του Berkooz και λοιπών (1993), του Corke και λοιπών (1994), και του Coller και λοιπών (1994). Ο Berkooz και λοιποί (1993) εφάρμοσαν τεχνικές θεωρίας σύγχρονου ελέγχου για να υπολογίσουν την θέση του διαστήματος φάσης των δυναμικών μοντέλων του στρώματος του τοίχου συνεκτικών δομών, και χρησιμοποίησαν αυτές τις εκτιμήσεις για να ελέγξουν την δυναμική του μοντέλου. Δεδομένου ότι οι διακεκριμένοι αισθητήρες τοίχου παρέχουν ελλιπή γνώση της θέσης του διαστήματος φάσης, ο Berkooz και λοιποί υποστήριξαν το γεγονός ότι απαιτείται ένας μη γραμμικός παρατηρητής, που ενσωματώνει τις προηγούμενες πληροφορίες και τις εξισώσεις της κίνησης στη διαδικασία εκτίμησης. Χρησιμοποιώντας ένα εκτεταμένο φίλτρο Kalman, επίτυχαν αποτελεσματικό έλεγχο ενός ζευγαριού εκδηλωθέντων συμβάντων, με το ισοδύναμο των δύο αισθητήρων διάτμησης τοίχου. Ο Corke και λοιποί (1994) χρησιμοποίησαν ένα λίγων διαστάσεων δυναμικό σύστημα με βάση την κατάλληλη ορθογωνική διάσπαση, για να οδηγήσουν τα πειράματα ελέγχου για μια αξονοσυμμετρική δέσμη. Αντιλαμβανόμενοι την προς τα κάτω ταχύτητα και προκαλώντας επενέργηση σε μια διάταξη μικροσκοπικών μεγαφώνων, που βρίσκονται στο χείλος της δέσμης, κατάφεραν με τον ανατροφοδοτημένο έλεγχό τους να πετύχουν τη μετατροπή των ασταθειών των κοντινών πεδίων, από χωρική μετάδοση σε χρονική – ολική. Ο Coller και λοιποί (1994) ανέπτυξαν μια στρατηγική ανατροφοδοτούμενου ελέγχου για έντονα μη γραμμικά δυναμικά συστήματα, όπως οι τυρβώδεις ροές, εξετάζοντας τις μικρές τυχαίες διαταραχές που “κλωτσούν” το σύστημα περιοδικά από ένα σημείο σε ένα άλλο κατά τους ετεροκλιτικούς κύκλους. Στην ουσία, η προσέγγιση τους έγινε για να χρησιμοποιήσουν ένα τοπικό, αδύναμο μη γραμμικό ανατροφοδοτούμενο έλεγχο, ώστε να κρατήσουν μια λύση όσο το δυνατό περισσότερο κοντά σε ένα σημείο, αλλά αφ' ετέρου για να αφήσουν το φυσικό, ολικό μη γραμμικό δυναμικό τρέξιμο στην χρονική διαδρομή του, όταν εκδηλώνεται ένα συμβάν (σε λίγων διαστάσεων μοντέλο). Δια μέσου της εννοιολογικά σχετικής στρατηγικής OGY, η μέθοδος του Coller και λοιπών δεν σταθεροποιεί πραγματικά την κατάσταση, αλλά κρατά μόνο το σύστημα κοντά στο επιθυμητό σημείο για πιο μεγάλο χρονικό διάστημα απ' όσο θα έμενε διαφορετικά.

Ο Shinbrot και ο Ottino (1993) προσέφεραν ακόμα μια στρατηγική, πιθανόν πιο κατάλληλη για έλεγχο των συνεκτικών δομών στην περιοχή διατήρησης των

τυρβωδών ροών. Η γεωμετρική μέθοδός τους εκμεταλλεύεται την προϋπόθεση ότι οι δυναμικοί μηχανισμοί που παράγουν τις οργανωμένες δομές μπορεί να είναι εντυπωσιακά απλοί. Με επαναλαμβανόμενη τάνυση και δίπλωμα των “πετάλων” που είναι παρόντα στα συστήματα χάους, ο Shinbrot και ο Ottino έχουν αποδείξει αριθμητικά, καθώς επίσης και πειραματικά, την δυνατότητα να δημιουργήσουν, να καταστρέψουν και να χειριστούν συνεκτικές δομές σε συστήματα ρευστών χάους. Η βασική ιδέα για την δημιουργία τέτοιων δομών είναι να τοποθετηθούν σκόπιμα οι πτυχές των “πετάλων” κοντά στα χαμηλής τάξης περιοδικά σημεία. Σε ένα σκεδαστικό δυναμικό σύστημα, οι όγκοι συμβάλλουν στο διάστημα της κατάστασης και η ομοθέτηση μιας πτυχής με ένα περιοδικό σημείο οδηγεί σε μια απομονωμένη περιοχή που συμβάλλει ασυμπτωτικά σε ένα σημείο. Νοουμένου ότι το δίπλωμα γίνεται σωστά, αντιδρά στην τάνυση. Ο Shinbrot και Ottino (1993) εφάρμοσαν την τεχνική σε τρία πρωτότυπα προβλήματα: σε ένα μονοδιάστατο χάρτη χάους, σε ένα δισδιάστατο και σε ένα χαοτικά μεταφερόμενο ρευστό. Ο Shinbrot (1995, 1998) και ο Shinbrot και λοιποί (1998) παρείχαν πρόσφατες αναθεωρήσεις του τανύσματος / διπλώματος καθώς επίσης και άλλες στρατηγικές ελέγχου χάους.

1.5 Συμπεράσματα

Στο παρόν κεφάλαιο, έχουμε αναλύσει περιληπτικά τα σύνορα του τομέα του ελέγχου της ροής, κάνοντας μια επισκόπηση στις σημαντικές προόδους που πραγματοποιήθηκαν τα τελευταία χρόνια και παρέχοντας ένα γενικό σχέδιο για τη μελλοντική πρόοδο. Με δύο λόγια, το μέλλον του ελέγχου της ροής είναι στην εξημέρωση της αναταραχής, με στόχο τις συνεκτικές δομές της: **αντιδραστικός έλεγχος**. Πρόσφατες αναπτύξεις στον έλεγχο χάους, στις μικροκατασκευές και στα υπολογιστικά εργαλεία, καθιστούν πιά εφικτή την εκτέλεση του αντιδραστικού ελέγχου των τυρβωδών ροών, έτσι ώστε να επιτευχθεί μείωση της οπισθέλκουσας, αύξηση της άνωσης, μίξη της αύξησης και καταστολή του θορύβου. Παρ’ όλα αυτά, πρέπει να αναμένεται περαιτέρω πρόοδος στα πεδία εφαρμογής, στους τρεις σύγχρονους τομείς. Άλλα λιγότερο σύνθετα σχέδια ελέγχου, παθητικά καθώς επίσης και ενεργητικά, είναι περισσότερο έτοιμα για την αγορά και βεβαιώνουν επίσης την αναβίωση του ενδιαφέροντος.

Η προοπτική για τον αντιδραστικό έλεγχο είναι αρκετά αισιόδοξη. Τα υπολογιστικά εργαλεία και η θεωρία μη γραμμικών δυναμικών συστημάτων αναπτύσσονται με γρήγορο ρυθμό. Η τεχνολογία MEMS βελτιώνεται ακόμα γρηγορότερα. Η ικανότητα της Texas Instruments να παράγει μια σειρά ενός εκατομμυρίου καθρεφτών για περίπου 0.01 σεντ ανά επενεργητή, είναι προφήτης των θεαματικών προόδων που προσδοκούνται στο μέλλον. Οι υπάρχουσες εφαρμογές των MEMS στις αυτοκινητοβιομηχανίες, έχουν αποδείξει ήδη τη δυνατότητα τέτοιων συσκευών να αντισταθούν στο σκληρό περιβάλλον. Για πρώτη φορά, ο στοχοθετημένος έλεγχος των τυρβωδών ροών είναι στη σφαίρα του πιθανού για τις μελλοντικές πρακτικές συσκευές. Αυτό που απαιτείται τώρα είναι μια, καλά χρηματοδοτημένη έρευνα και ένα πρόγραμμα ανάπτυξης για να τα ενώσει όλα και να τα εφαρμόσει στους τομείς των συστημάτων αντιδραστικού ελέγχου ροής.

Τέλος, μπορεί να αξίζει να αναφερθεί, και πάλι, ότι μια μείωση 10% της συνολικής οπισθέλκουσας ενός αεροσκάφους μεταφράζεται σε μια αποταμίευση 3 δισεκατομμυρίων δολλαρίων στο ετήσιο κόστος καυσίμων (για τιμές του 2005) για τον εμπορικό στόλο αεροσκαφών των Ηνωμένων Πολιτειών μόνο. Η εξημέρωση της αναταραχής, αν και επίπονη, θα πληρώσει σε χρυσό. Όσο δύσκολος και αν φαίνεται ο αντιδραστικός έλεγχος, δεν είναι ακατόρθωτος. Εκτός από υψηλούς στόχους απαιτούνται και επίμονες προσπάθειες. Οι εύκολες λύσεις σε δύσκολα προβλήματα είναι πιθανό να κάνουν λάθος όπως είτε κάποτε ο Henry Louis Mencken.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Έλεγχος ροής με μικρο – επενεργητές συνθετικής δέσμης πλάσματος (plasma synthetic jet actuators)

2.1 Περίληψη

Εδώ θα παρουσιάσουμε τα χαρακτηριστικά ενός μικρο – επενεργητή πλάσματος για τον έλεγχο της ροής που αποτελείται από δακτυλιοειδή ηλεκτρόδια στο στρωτό οριακό στρώμα επίπεδης πλάκας. Οι συνθετικές δέσμες πλάσματος του μικρο – επενεργητή (plasma synthetic jet actuators) οφείλουν το όνομα τους στην κυκλική περιοχή που παράγεται λόγω επενέργησης, που παρατηρήθηκε να δημιουργεί το κατακόρυφο καθαρό (ή συνθετικό) βάρος της δέσμης της ροής, στην στρωτή ροή. Τα χαρακτηριστικά των συνθετικών αυτών μικρο – επενεργητών πλάσματος διαπιστώθηκε πειραματικά ότι επηρεάζονται από την λειτουργία του μικρο – επενεργητή (σταθερή ή ασταθής). Παλμική λειτουργία του μικρο – επενεργητή καταλήγει στον σχηματισμό ενός δακτύλιου στροβιλότητας, ο οποίος μεταφέρεται μπροστά από την δέσμη, και στο σχηματισμό δευτερεύοντων δακτύλιων στροβιλότητας κοντά στην επιφάνεια του μικρο – επενεργητή, λόγω του επιπλέον επαγόμενου ρευστού πλάσματος στο οριακό στρώμα.

Με την διαφοροποίηση της συχνότητας του παλμού του μικρο – επενεργητή δημιουργούνται πολλαπλοί δακτύλιοι στροβιλότητας στο επίπεδο της ροής και αλληλεπιδράσεις δινών που αυξάνουν τόσο την μέγιστη ταχύτητα όσο και την έκταση των παραγόμενων δεσμών. Επίσης έχει βρεθεί ότι η επιρροή των δεσμών ροής στην ελεύθερη ροή μειώνεται με την αύξηση της μέσης ταχύτητας, όπως ταυτόχρονα μειώνεται και η επιδράση στις τιμές του πάχους μετατόπισης και ορμής του οριακού στρώματος.

2.2 Εισαγωγή

Οι μικρο – επενεργητές πλάσματος παραπέμπουν σε μια ευρεία κατηγορία συσκευών που βασίζονται στη χρήση της ατμοσφαιρικής πίεσης ηλεκτρικών απορρίψεων (electrical discharges). Η κατηγορία των απορρίψεων αυτών είναι δυνατόν να περιλαμβάνει απορρίψεις Corona, απορρίψεις διηλεκτρικών φραγμάτων (DBDs) και glowdischarges (όπως OAUGDP™ [1, 2]). Οι DBD μικρο – επενεργητές πλάσματος, ειδικών συμφερόντων, συνήθως αποτελούνται από μια ασύμμετρη διάταξη δύο ηλεκτροδίων, ένα που εκτίθενται στην ατμόσφαιρα και άλλο που είναι ενσωματωμένο στην επιφάνεια που εφαρμόζεται, και χωρίζονται με διηλεκτρικό υλικό. Δεδομένης της υψηλής τάσης που εφαρμόζεται (υψηλή συχνότητα εναλλασσόμενου ρεύματος), δημιουργείται μια περιοχή DBD πλάσματος στην διεπιφάνεια με κενό αέρα. Αυτή η περιοχή πλάσματος οδηγεί το υπολειπόμενο υγρό στη μορφή ενός οριζόντιου τοίχου με δέσμες αέρα από το ρευστό εργασίας. Η τρέχουσα τάση που τίθεται ελέγχει τη φύση, τον τύπο και την ένταση της απόρριψης, κάτι που προκαλεί και την ταχύτητα ροής. Οι μικρο – επενεργητές πλάσματος μπορούν εύκολα να χρησιμοποιηθούν ως συσκευές ενεργού ελέγχου ροής, και έχει αποδειχθεί ότι χρησιμεύουν στον έλεγχο διαχωρισμού οριακού στρώματος με την προσθήκη τους κοντά στον τοίχο, όπου η ροή έχει κεκτημένη ταχύτητα [3, 4]. Ομοίως, οι συνθετικές δέσμες ρευστού είναι δέσμες που έχουν μηδενική καθαρή μάζα ροής (Zero Net-Mass Flux) και σχηματίζονται από το επεξεργαζόμενο ρευστό του συστήματος στο οποίο εφαρμόζονται, και έχει αποδειχθεί ότι είναι χρήσιμες στον ενεργό έλεγχο ροής [5–8]. Συνήθως παράγονται με τη χρήση ταλαντούμενου διαφράγματος, το οποίο τοποθετείται σε κοιλότητα που είναι ενσωματωμένη στην επιφάνεια που μας ενδιαφέρει. Το διάφραγμα οδηγείται με τέτοιο τρόπο ώστε ρευστό να αναρροφείται προς ή από την κοιλότητα με ένα περιοδικό τρόπο. Η δέσμη ρευστού δημιουργείται από την οριζόντια μεταφορά και την αλληλεπίδραση των διακριτών δομών στροβιλισμού.

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι οι ανωτέρω δύο συσκευές για τον έλεγχο της ροής λειτουργούν με ριζικά διαφορετικούς μηχανισμούς.

2.3 Προηγούμενες μελέτες – Ιστορική αναδρομή

Πιο κάτω θα παρουσιαστεί ένα σύντομο ιστορικό υπόβαθρο για τους μικρο – επενεργητές, σύμφωνα με πρόσφατες προόδους που έχουν γίνει σε αυτόν τον τομέα. Τα άρθρα των Rivier και λοιποί [10], Suchomel και λοιποί [11], και των Corke και Post [12] παρουσιάζουν λεπτομερή σχόλια για τις εξελίξεις στον έλεγχο ροής με μικρο – επενεργητές πλάσματος και μπορούν να αποτελέσουν σημείο αναφοράς για περαιτέρω πληροφορίες. Ο Malik και λοιποί [13] χρησιμοποίησαν πρώτοι απόρριψη κορώννα συνεχούς ρεύματος (DC corona discharge) για να εκμεταλλευτούν τα επίπεδα οριακά στρώματα με μείωση της οπισθέλκουσας της τάξεως του 20% για ταχύτητες ελεύθερης ροής μέχρι και 30m/s και 15 kV εφαρμοζόμενης τάσης. Κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η μείωση της οπισθέλκουσας εξαρτάται κατά πολύ από την τάση και ότι θα έπρεπε να είναι αναγκαία η χρήση πολλαπλών απορρίψεων για να επιτευχθούν υψηλότερες αποδόσεις. Οι El-Khabiry και Colver [14] ανέλυσαν αριθμητικά την απόρριψη κορώννα της προκαλούμενης μείωσης της οπισθέλκουσας σε επίπεδη πλάκα σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds. Παρατήρησαν ότι το φαινόμενο της μείωσης της οπισθέλκουσας ελαττώνεται με την αύξηση της ταχύτητας της ελεύθερης ροής και τη μείωση της διαφοράς δυναμικού μεταξύ των ηλεκτροδίων. Ο Artana και λοιποί [15] χρησιμοποίησαν απόρριψη κορώννα για να τροποποιήσουν την ροή σε μια επίπεδη πλάκα σε ταχύτητες ροής μέχρι 17.5m/s, και παρατήρησαν ότι η επιτάχυνση της ροής κοντά στον τοίχο δεν ήταν αμελητέα. Πιο πρόσφατα, ο Moreau και λοιποί [16] χρησιμοποίησαν απόρριψη κορώννα σε ροή πάνω από επίπεδη πλάκα για την παραγωγή επαγόμενων ταχυτήτων της τάξης των 3m/s σε ταχύτητες ελεύθερης ροής μέχρι και 25m/s. Ο Roth και λοιποί [17] χρησιμοποίησαν απόρριψη λείας επιφάνειας πλάσματος για τον έλεγχο της ροής οριακού στρώματος σε επίπεδη πλάκα και παρατήρησαν ότι ασύμμετρες διαμορφώσεις των ηλεκτροδίων παρήγαγαν ώση, ενώ ταυτόχρονα συμμετρικές διαμορφώσεις ηλεκτροδίων αύξαναν την οπισθέλκουσα. Απόδωσαν αυτό το αποτέλεσμα στο συνδυασμό μεταφοράς μάζας και στις στις στροβιλώδεις δομές που προκαλούνται από ηλεκτρο-υδροδυναμικές δυνάμεις (EHD).

Ορισμένες εφαρμογές των μικρο – επενεργητών πλάσματος που έχουν διερευνηθεί περιλαμβάνουν: διαχωριζόμενο έλεγχο χαμηλού Re [18, 19], άνωση αεροτομών [20, 21], πτερύγια (flaps) και έλεγχο ροής για αεροτομές [22], έλεγχο χαμηλής πίεσης πτερυγίων στροβίλου [3, 23–25], κοντινό επακόλουθο έλεγχο ροής (με φύλλα μικρο – επενεργητών πλάσματος) [26], φάση συγχρονισμού πολλαπλών κυλίνδρων [27], έλεγχο στροβιλισμών κυκλικού κυλίνδρου [28], μείωση θορύβου στο σύστημα προσγείωσης [29], και έλεγχο της συνεκτικής δομής σε επίπεδο, ασθενώς συμπιεστό, ελεύθερο στρώμα διάτμησης [30]. Ενώ οι περισσότερες από τις παραπάνω εφαρμογές περιορίζονται για μη συμπιεστό ρευστό, έχουν αναφερθεί κάποιες μεγάλων ταχυτήτων εφαρμογές, όπως στην αξονοσυμμετρική δύναμη δέσμης που χρησιμοποιούν διατάξεις με βάση τόξο πλάσματος [31].

Ο Enloe και λοιποί [32, 33] παρουσίασαν πολλά ευρήματα για την συμπεριφορά των μικρο – επενεργητών πλάσματος. Βασισμένοι σε μεγάλη κλίμακα μετρήσεων της παραγόμενης ώσης, τάσης, στις μετρήσεις των εκπομπών πλάσματος και στις προσομοιώσεις, εξήγαγαν διάφορα ενδιαφέροντα συμπεράσματα, μεταξύ άλλων, ότι η εισαγόμενη ισχύς, P , στο πλάσμα είναι μη γραμμική με την πτώση τάσης, V , σε όλο το διηλεκτρικό, και ότι τόσο η μέγιστη επιτυγχόμενη ταχύτητα όσο και η ώση, είναι ανάλογες με την ισχύ εισόδου. Το τελικό συμπέρασμα είναι ότι το πλάσμα προκαλεί μια ηλεκτροστατική δύναμη στο περιβάλλοντα ρευστό, η οποία είναι ανάλογη με την καθαρή πυκνότητα και την δύναμη του ηλεκτρικού πεδίου. Παρατήρησαν ότι η κατεύθυνση της προκαλούμενης ροής πλάσματος μπορεί να προσαρμοστεί ανάλογα με την ρύθμιση του ηλεκτροδίου, η οποία είναι σημαντική για την τρέχουσα μελέτη.

Οι μετρήσεις της παραγόμενης ταχύτητας κατά την έναρξη και παύση της εκκένωσης αποκαλύπτουν ότι ο ιονισμένος αέρας σε DBD μικρο – επενεργητή, δημιουργείται στην πραγματικότητα με ένα περιοδικό τρόπο, αποδεικνύοντας ότι ο μικρο – επενεργητής δεν συμπεριφέρεται το ίδιο σε θετικές και αρνητικές τιμές του κύκλου του εναλλασσόμενου ρεύματος που θέτουμε [34].

Διάφοροι παράγοντες συμπεριλαμβανομένων της εισαγόμενης ισχύος, της εισαγόμενης τάσης, της εισαγόμενης συχνότητας, της γεωμετρίας ηλεκτροδίων, του προσανατολισμού του μικρο – επενεργητή, του υλικού και του πάχους του διηλεκτρικού, του αριθμού Reynolds της ελεύθερης ροής, της πίεσης, της χημείας πλάσματος και της υγρασίας του αέρα έχει αποδειχθεί ότι επηρεάζουν την συμπεριφορά ενός μικρο – επενεργητή πλάσματος. Ο Baughn και λοιποί [35] μέτρησαν τα προφίλ ταχύτητας σε διάφορες θέσεις προς τα πάνω και προς τα κάτω ενός μικρο – επενεργητή πλάσματος, και υπολόγισαν τη δύναμη χρησιμοποιώντας μια προσέγγιση ισορροπίας της ορμής στον όγκο ελέγχου. Παρατήρησαν ότι η δύναμη δεν επηρεάστηκε από την παρουσία της επιβληθείσας διασταύρωσης της ροής (για τις ταχύτητες ελεύθερης ροής της τάξης λίγων μέτρων ανά δευτερόλεπτο), και η έκταση της δύναμης περιορίστηκε στο οριακό στρώμα. Επίσης, η παραγωγή δύναμης μειώθηκε με την εισαγωγή εναλλασσόμενου ρεύματος συχνότητας μεταξύ 5 και 20kHz, για σχεδόν σταθερή εισαγόμενη ισχύ. Ο Porter και λοιποί [36] μέτρησαν τη δύναμη που παρήχθη σε σταθερή λειτουργία ενός μικρο – επενεργητή πλάσματος, και εξέτασαν τα αποτελέσματα της χωριστά για ποικίλες τιμές τάσης εναλλασσόμενου ρεύματος και εισαγόμενης συχνότητας. Κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η κατά μέσο όρο δύναμη ως προς το χρόνο είναι: (α) γραμμικά ανάλογη προς τη συχνότητα του εισαγόμενου εναλλασσόμενου ρεύματος μεταξύ 5 και 20kHz (για σταθερή εισαγόμενη τάση) και (β) μη γραμμική με την εισαγόμενη τάση (για σταθερή συχνότητα). Περαιτέρω, παρατήρησαν ότι ο μικρο – επενεργητής “σπρώχνει” (με το υψηλότερο μέγεθος) και “τραβά” (με το χαμηλότερο μέγεθος) το ρευστό σε αντίθετες κατευθύνσεις κατά τη διάρκεια κάθε κύκλου. Ο Balcer και λοιποί [37] χρησιμοποίησαν τους επενεργητές πλάσματος σε μια επίπεδη επιφάνεια με μια δυσμενή κλίση πίεσης, που μοιάζει με την επιφάνεια αναρρόφησης ενός πτερυγίου στροβίλου χαμηλής πίεσεως, και το εκτεθειμένο ηλεκτρόδιο ήταν προσανατολισμένο εξήντα μοίρες στην κατεύθυνση της ελεύθερης ροής. Ενώ παρατηρήθηκε μια αύξηση στις ταχύτητες κοντά στο τοίχο, ο λοξός προσανατολισμός του ηλεκτροδίου δεν εισήγαγε οποιεσδήποτε ουσιαστικές διαμήκεις δίνες στο οριακό στρώμα. Ο Roth και ο Dai [2] παρουσίασαν λεπτομερείς έρευνες στην επίδραση της αλλαγής του υλικού του διηλεκτρικού, της γεωμετρίας ηλεκτροδίων, της εισαγόμενης συχνότητας και τάσης στην ταχύτητα ροής που προκαλείται από τον επενεργητή O AUGDP. Παρατηρήθηκε ότι η επιλογή από το διηλεκτρικό υλικό έχει επιπτώσεις στον όγκο του πλάσματος, τη διανομή των ηλεκτρικών γραμμών του πεδίου (που υπαγορεύονται από την τιμή της διηλεκτρικής σταθεράς) και τη διηλεκτρική απώλεια θερμότητας (που στη συνέχεια, είναι ανάλογη προς την εισαγόμενη συχνότητα εναλλασσόμενου ρεύματος και την επιφάνεια του ηλεκτροδίου). Γενικά, ένα υλικό που συνδιάζει όλες αυτές τις ιδιότητες είναι υλικό με υψηλότερη τιμή διηλεκτρικής σταθεράς (π.χ. αλουμίνα), υψηλότερη διηλεκτρική δύναμη (π.χ. Kardon) και χαμηλότερο παράγοντα απώλειας θερμότητας (π.χ. χαλαζία και τεφλόν). Συγκρινόμενο με τον χαλαζία, το τεφλόν βρέθηκε να παράγει υψηλότερη τιμή προκληθείσας ταχύτητας ροής για μικρότερη εισαγόμενη δύναμη και έτσι αποτέλεσε το διηλεκτρικό υλικό για τις υπόλοιπες παραμετρικές μελέτες τους. Το πλάτος του ενσωματωμένου ηλεκτροδίου βρέθηκε ότι έχει αμελητέα επίδραση τόσο στη μέγιστη προκληθείσα ταχύτητα όσο και στην εισαγόμενη δύναμη ανά μονάδα μήκους του επενεργητή. Η απόσταση που χωρίζει το άκρο του εκτεθειμένου και του ενσωματωμένου ηλεκτροδίου ρυθμίστηκε έτσι ώστε να υπάρχει ένα μεταβλητό χάσμα, ένα μηδενικό χάσμα και επικάλυψη μεταξύ των ηλεκτροδίων, με όλες τις άλλες παραμέτρους να παραμένουν οι ίδιες. Κατά ενδιαφέροντα τρόπο, αυτή η διακύμανση είχε σημαντική επίδραση στην προκληθείσα ταχύτητα, και το 1-2mm πλάτος χάσματος βρέθηκε ως το βέλτιστο για

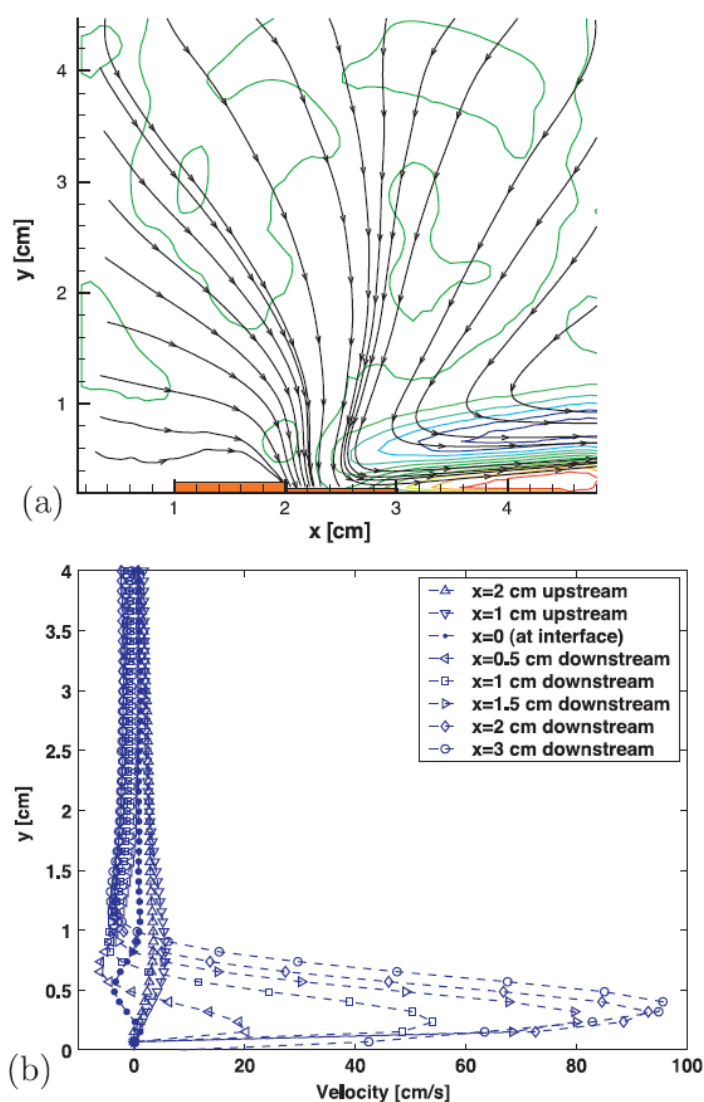
τον επενεργητή τους. Βρέθηκε ότι η μέγιστη προκληθείσα ταχύτητα αυξάνεται με την εισαγμένη τάση (για σταθερή συχνότητα) και την εισαγμένη συχνότητα (για σταθερή τάση) σε ένα ορισμένο επίπεδο, από το οποίο κατέληξαν σε μια σταθερή τιμή της ταχύτητας, η οποία άρχισε στην συνέχεια να μειώνεται με οποιαδήποτε αύξηση. Ο VanDyken και λοιποί [38] παρατήρησαν ότι ένα παχύτερο διηλεκτρικό θα ήταν σε θέση να χειριστεί την υψηλότερη εισαγμένη τάση και μια βέλτιστη εισαγμένη συχνότητα εναλλασσόμενου ρεύματος (για να λάβει τη μέγιστη δύναμη) που υπάρχει για συγκεκριμένο διηλεκτρικό. Ο Eploe και λοιποί [39] υπόθεσαν ότι η διάρκεια ζωής του πλάσματος σχετιζόταν με την παρουσία αρνητικών ιόντων οξυγόνου στον αέρα. Ο Άντερσον και ο Roy [40] έδειξαν ότι ο συντελεστής τριβής που παράγεται από ένα μικρο – επενεργητή πλάσματος, που τοποθετήθηκε σε επίπεδη πλάκα, ποικίλει ανάλογα με τη σχετική υγρασία του αέρα. Ενώ η πλειοψηφία της λογοτεχνίας που αφορά τον έλεγχο ροής πλάσματος, είναι πρώτιστα πειραματικής φύσης, έχουν ερευνηθεί διάφορες μεθοδολογίες για την αριθμητική μοντελοποίηση των μικρο – επενεργητών πλάσματος. Τα περισσότερα από τα τρέχοντα πρότυπα χρησιμοποιούν σαν όρο μια EHD δύναμη σωμάτων για να εξομειώσουν την επίδραση ενός μικρο – επενεργητή πλάσματος στην εξωτερική ροή. Ο Shyy και λοιποί [41] εξέτασαν μια γραμμική προσέγγιση για τη διανομή ηλεκτρικού πεδίου μέσα σε μια περιοχή πλάσματος που αποτελείται από μια τριγωνική περιοχή που βρίσκεται επάνω από το ενσωματωμένο ηλεκτρόδιο. Ο μέσος χρόνος που απαιτείται για να ενεργήσει μια ηλεκτροστατική δύναμη στο ρευστό υπολογίστηκε και έπειτα προστέθηκε στις διδιάστατες, μόνιμες, ασυμπίεστες εξισώσεις των Navier – Stokes για να λυθεί ολόκληρο το πεδίο ροής. Μια παρόμοια προσέγγιση για τη διευκρίνιση της διανομής φορτίσεων και της χωρικής διανομής του ηλεκτρικού πεδίου έχει χρησιμοποιηθεί πρόσφατα για να ερευνηθούν τα αποτελέσματα της μόνιμης και μη μόνιμης ενεργοποίησης πλάσματος σε μια τρισδιάστατη ροή [42]. Ο Hall και λοιποί [43] υιοθέτησαν μια πιθανή προσέγγιση ροής για να μοντελοποιήσουν την συμπεριφορά ενός μικρο – επενεργητή πλάσματος, όπου ένα ζευγάρι στοιχείων χρησιμοποιήθηκε για να προσομειώσει το παραγώμενο πεδίο ταχυτήτων από τον μικρο – επενεργητή. Ο Orion και ο Corke [44, 45] χρησιμοποίησαν την έκφραση της δύναμης σωμάτων που αναπτύχθηκε από τους Eploe και λοιπούς [33] και ένα συσσωρευμένο ηλεκτρικό πρότυπο κυκλωμάτων για να υπολογίσουν το ηλεκτρικό δυναμικό και τον όγκο του πλάσματος. Ο Boeuf και ο Pitchford [46] πραγματοποίησαν μια αριθμητική μελέτη της EHD δύναμης που ασκείται από ένα DBD σε ουδέτερο ρευστό. Παρατήρησαν ότι η δύναμη που δρα στη ροή ήταν σημαντική μόνο πολύ κοντά στην περιοχή πλάσματος. Ο Suzen και λοιποί [47, 48] υπολόγισαν τη δύναμη σωμάτων ως προϊόν της καθαρής πυκνότητας και του ηλεκτρικού πεδίου, όπως παρατηρήθηκε νωρίτερα από τον Roth [49], και αυτό εισήχθη ως όρος στις εξισώσεις των Navier – Stokes. Το ηλεκτρικό πεδίο λήφθηκε από τις εξισώσεις του Maxwell ως η κλίση του ηλεκτρικού δυναμικού, και λύθηκε μια άλλη εξίσωση για την πυκνότητα. Σε αντίθεση με την απλουστευμένη μεθοδολογία που χρησιμοποιήθηκε στα πιο πάνω πρότυπα, μερικοί ερευνητές έχουν χρησιμοποιήσει μια πιο επιμελημένη προσέγγιση βασισμένη στη μοριακή φυσική και στην χημεία πλάσματος. Ο Font και λοιποί [50–52] χρησιμοποίησαν μια άμεση μέθοδο προσομοίωσης Monte-Carlo (PIC-DSMC) για να μοντελοποιήσουν την αλληλεπίδραση μεταξύ των διαφόρων ιοντικών τύπων, και να λύσουν αριθμητικά το ηλεκτρικό δυναμικό. Το πρότυπο που αναπτύσσεται από τον Roy και λοιπούς [53] λύνει εξισώσεις της μορφής της μετατόπισης διάχυσης που διέπουν τη δυναμική των ιόντων, των ηλεκτρονίων και του ρευστού. Ο Shang [54] έλυσε τις χρονικά εξαρτημένες εξισώσεις του Maxwell μαζί με τις εξισώσεις συγκέντρωσης μορίων για να υπολογίσει την διανομή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου ενός DED.

Εκτός από τις ευεργετικές ιδιότητες της ευκολίας της κατασκευής, του υψηλού λειτουργικού εύρους ζώνης, της μεγάλης πρόσβασης ελέγχου και της άριστης δυναμικής απόκρισης, η γεωμετρία των μικρο – επενεργητών μπορεί να ποικίλει για

να μπορούν να δημιουργηθούν σύνθετες δομές ροής. Αυτό έχει σημαντικές επιπτώσεις στη χρήση των μικρο – επενεργητών πλάσματος στον έλεγχο ροής.

2.4 Υπόβαθρο

Οι γραμμικοί μικρο – επενεργητές, ενώ είναι χρήσιμες συσκευές, περιορίζονται από την έκταση του τοίχου της δέσμης, ο οποίος επηρεάζει το πεδίο ροής. Το σχήμα 1(a) παρουσιάζει το πεδίο ροής που προκαλείται από ένα γραμμικό μικρο – επενεργητή σε ήρεμη ροή [55]. Το πλάτος (ή το ύψος σε αυτή την περίπτωση) της δέσμης είναι περιορισμένο σε λιγότερο από 1cm μακριά από τον τοίχο. Αυτό φαίνεται πιο καλά στα προφίλ της ταχύτητας της οριζόντιας ταχύτητας u (σχήμα 2.4-1(b)). Αυτά σχεδιάστηκαν για οκτώ σημεία, συμπεριλαμβανομένης και της διεπαφής του μικρο – επενεργητή κοντά στην περιοχή του πυκνότερου πλάσματος.

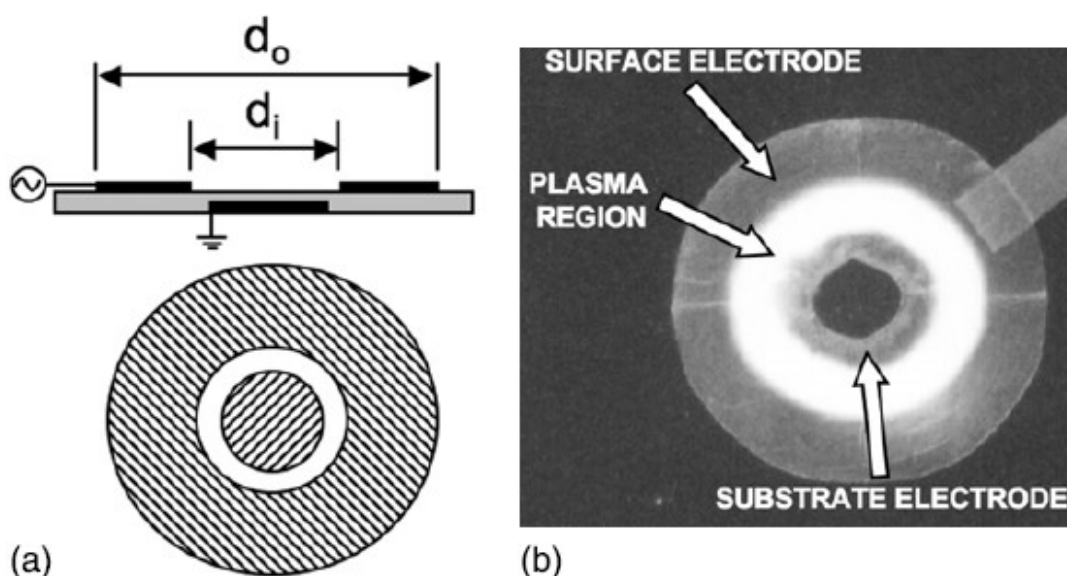


Σχήμα 2.4-1: Γραμμικός επενεργητής σε στρωτή ροή: (a) γραμμές προκληθείσας ροής πλάσματος (η διεπαφή επενεργητών βρίσκεται στο σημείο των 2cm), (b) προφίλ ταχυτήτων [55].

Παρατηρείται ότι στη διεπαφή, η ταχύτητα εξακολουθεί να είναι σχετικά μικρή, και το μέγεθος της οφείλεται σε αυτό το σημείο, κατά ένα μεγάλο μέρος, στη κάθετη προς τα κάτω συνιστώσα. Όπως προχωράμε στα δεξιά του μικρο – επενεργητή, η

ταχύτητα αυξάνεται καθώς συνεχίζουμε προς τα κάτω έως ότου φθάσουμε σε ένα μέγιστο, περίπου 100cm/s, το οποίο εντοπίζεται 3cm μακριά από τη διεπαφή. Ουσιαστικά, αυτοί οι μικρο – επενεργητές, είτε είναι μονές είτε πολλαπλές συγχρονισμένες σειρές, επηρεάζουν πρώτιστα τη ροή του οριακού στρώματος σε μια κλίμακα του 1cm, όπως φαίνεται από τα πιο πάνω αποτελέσματα. Για να δημιουργηθεί καλύτερος έλεγχος της ροής, η επιρροή της δέσμης θα έπρεπε να αυξηθεί, ειδικά σε καταστάσεις υψηλότερης ταχύτητας.

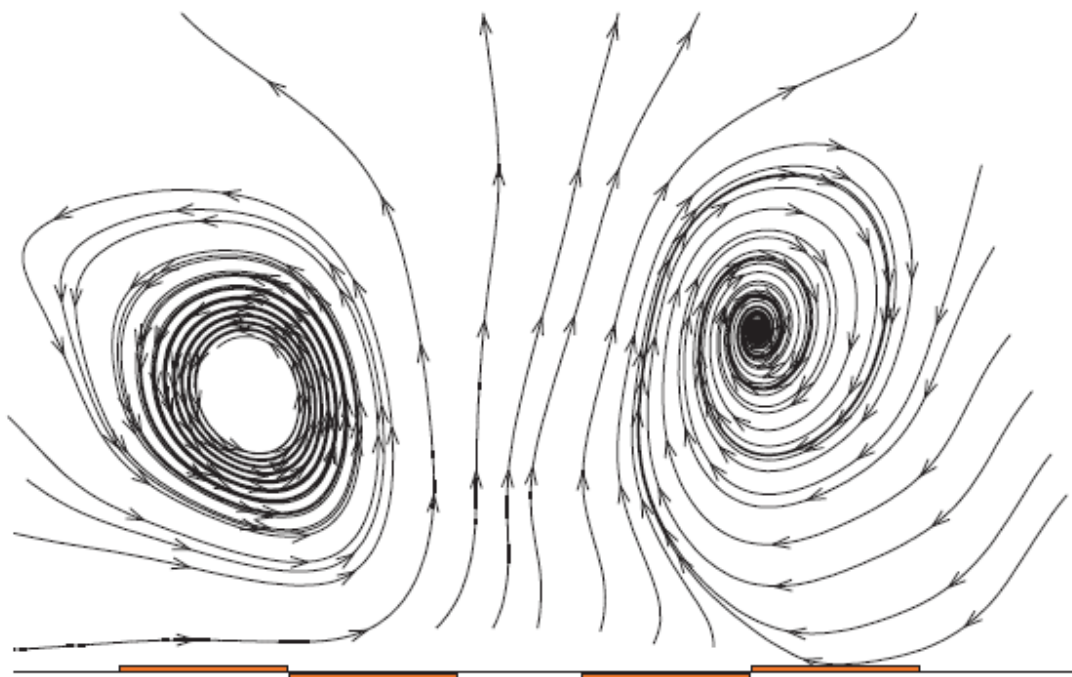
Για να ενισχυθεί η επίδραση του μικρο – επενεργητή στο πεδίο ροής, ερευνήθηκε ένας σχεδιασμός μικρο – επενεργητών πλάσματος που αποτελείται από μια δακτυλιοειδή σειρά ηλεκτροδίων, ο ονομαζόμενος συνθετικός μικρο – επενεργητής δέσμης πλάσματος (plasma synthetic jet actuator, εδώ αναφέρεται ως PSJA) που φαίνεται στο σχήμα 2.4-2(a). Αυτή η ιδιαίτερη διαμόρφωση δημιουργεί ένα δαχτυλίδι πλάσματος πάνω στην περιοχή επενέργησης (σχήμα 2.4-2(b)), και η προκληθείσα ροή πλάσματος είναι της μορφής κάθετης συνθετικής δέσμης.



Σχήμα 2.4-2: (a) σχηματική αναπαράσταση του PSJA επενεργητή: κάτοψη και διατομή, (b) δαχτυλίδι πλάσματος που δημιουργείται από τον επενεργητή.

Ένα άμεσο πλεονέκτημα του PSJA, πέρα από τις συμβατικές συνθετικές δέσμες, είναι ότι η διαμόρφωση των μικρο – επενεργητών μπορεί να αντιστραφεί εύκολα και να ενεργήσει ως συσκευή αναρρόφησης. Το σχήμα 2.4-3 παρουσιάζει τις γραμμές ροής ενός PSJA παλλόμενου σε συχνότητα 1Hz αμέσως μετά την επενέργηση, και αποκτήθηκαν χρησιμοποιώντας ένα ημιτονικό κυματοειδές σήμα με ένα μέγιστο – σε – μέγιστο εύρος τάσης, περίπου 5kV, και μια συχνότητα των 4.2kHz. Οι διάμετροι των εκτεθειμένων (d_o) και ενσωματωμένων (d_i) ηλεκτροδίων ήταν 5.8cm και 3.8cm, αντίστοιχα, με ένα πλάτος διακένου 1 – 2mm. Ως διηλεκτρικό υλικό χρησιμοποιήθηκε Kαρτον πάχους 50μm. Το δαχτυλίδι πλάσματος, που δημιουργήθηκε στην ενεργοποίηση του PSJA, κινείται προς το υπόλοιπο ρευστό δίπλα στην επιφάνεια και το εκτινάσσει υπό μορφή δέσμης. Το αρχικό δαχτυλίδι στροβιλότητας δημιουργήθηκε λόγω της αναρρόφησης και της στροφής του ρευστού από το πλάσμα καθώς το δευτεροβάθμιο δαχτυλίδι στροβιλότητας δημιουργείται για να ισορροπήσει την καθαρή διανομή του πεδίου ροής σύμφωνα με το θεώρημα του Kelvin. Όταν το ρευστό εκτινάσσεται ως δέσμη, ξεχωρίζει από την επιφάνεια του μικρο – επενεργητή. Αυτό παράγει ένα αδύνατο τριτεύων δαχτυλίδι στροβιλότητας του ίδιου γνωρίσματος με το δευτερεύων. Το πρωτεύων δαχτυλίδι στροβιλότητας, ενώ είναι σαφώς εμφανές κοντά στην επιφάνεια του μικρο – επενεργητή σε χρόνο $t=28ms$, μετατοπίζεται προς τα κάτω μπροστά από τη δέσμη σε μετέπειτα χρόνο.

Παρ' όλα αυτά τα δευτερέων και τριτεύων δαχτυλίδια στροβιλότητας δεν αλλάζουν θέση. Ο λόγος για αυτήν την ιδιόμορφη συμπεριφορά δεν είναι σαφής. Το δευτερέων δαχτυλίδι στροβιλότητας παρατηρήθηκε να μετατοπίζεται εξωτερικά κατά μήκος του τοίχου όταν έκλεισε ο μικρο – επενεργητής. Τα δαχτυλίδια στροβιλότητας χαρακτηρίστηκαν από τον καθορισμό της διανομής των δινών, η οποία βασίζεται στον αριθμό Reynolds $Re_r = \Gamma / \nu$.



Σχήμα 2.4-3: Στιγμαία παρουσίαση αποτελεσμάτων PIV που δείχνει τις γραμμές ροής του αρχικού δαχτυλιδιού δίνης που αναπτύσσεται από τον PSJA επενεργητή σε ήρεμη ροή.

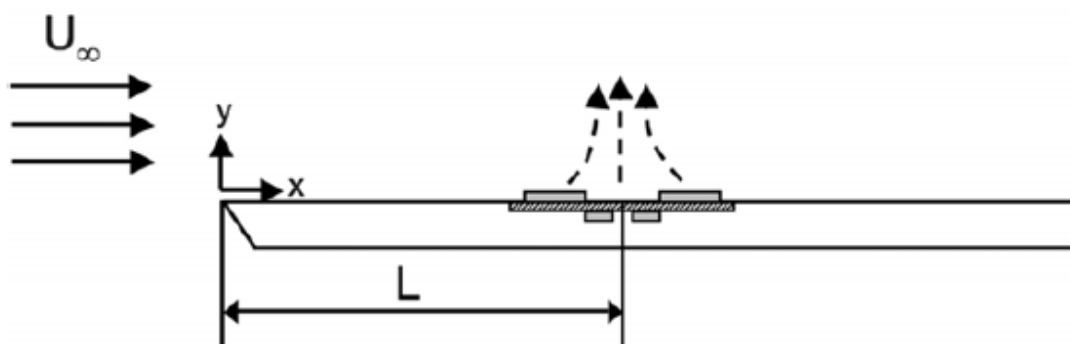
Η αρχική διανομή δινών, που βασίζεται στον αριθμό Reynolds (για $t=28\text{ms}$), και η δευτερέων διανομή δινών, που βασίζεται στον Re (για $t=300\text{ms}$), καθορίστηκαν να είναι 135 και 160, αντίστοιχα. Συνολικά, η δομή της συνθετικής δέσμης πλάσματος παρουσιάζει ιδιαίτερη πολυπλοκότητα σε σύγκριση με συμβατική συνθετική δέσμη.

Πρέπει να σημειωθεί ότι το PSJA, το οποίο είναι συναφές με μια κυκλική συνθετική δέσμη, εισήγαγε τις τρισδιάστατες δομές στη ροή. Προκειμένου να καταστεί ευκολότερη η ανάλυση αυτού του επενεργητή στις διδιάστατες καταστάσεις ροής (όπως η ροή πάνω από μια επίπεδη πλάκα), μπορεί να κατασκευαστεί ένας γραμμικός επενεργητής που έχει δύο εκτεθειμένα ηλεκτρόδια και ένα ενσωματωμένο. Αυτός ο σχεδιασμός προκαλεί μια κάθετη δέσμη με τον ίδιο τρόπο όπως περιγράφηκε πιο πάνω για το PSJA, αλλά μοιάζει με συνθετική δέσμη προερχόμενη από ένα ορθογώνιο στόμιο, το οποίο μπορεί να θεωρηθεί ότι ονομαστικά είναι διδιάστατο [56]. Αυτός ο ιδιαίτερος σχεδιασμός, δηλαδή του γραμμικού επενεργητή συνθετικής δέσμης πλάσματος, δεν θα αναλυθεί περαιτέρω εδώ, αλλά μπορεί να βρεθεί στη βιβλιογραφία [57].

2.5 Πειραματικοί μηχανισμοί

2.5.1 Κατασκευή μικρο – επενεργητών και παροχή ηλεκτρικού ρεύματος

Τα δοκιμασμένα ηλεκτρόδια επενεργητών πλάσματος αποτελούνται από αγώγιμες δακτυλιοειδείς διατάξεις χαλκού. Ως διηλεκτρικό υλικό χρησιμοποιήθηκε μια κεραμική πλάκα αλουμίνας πάχους 0.635mm. Οι διάμετροι των εκτεθειμένων (d_o) και ενσωματωμένων (d_i) ηλεκτροδίων του δοκιμαζόμενου PSJA ήταν 25.4mm και 12.7mm, αντίστοιχα, είτε χωρίς κανένα διάκενο αέρα ($\omega=0$) είτε με 1 – 2mm επικάλυψη. Τα πειράματα τροποποίησης του μηχανισμού του επενεργητή (και το σύστημα συντεταγμένων που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση) για στρωτή ροή και οριακό στρώμα επίπεδης πλάκας παρουσιάζονται στο σχήμα 2.5.1-1. Το κέντρο του επενεργητή τοποθετήθηκε σε μια απόσταση περίπου $L=143\text{mm}$ από την ακμή της επίπεδης πλάκας. Τα πειραματικά αποτελέσματα για στρωτή ροή και οριακό στρώμα επίπεδης πλάκας λήφθηκαν για ονομαστικό εύρος 5kV, συχνότητα τετραγωνικών κυμάτων εναλλασσόμενου ρεύματος 2.8kHz, που έχει κύκλο λειτουργίας 50%. Χρησιμοποιείται μια γεννήτρια για να παρέχει ημιτονοειδή εισαγωγή ηλεκτρικού ρεύματος 100V σε ένα Kerco BPM-01. Η έξοδος οδηγεί σε ένα αντίστοιχο μη επαγωγικό επιταχυνόμενο μετασχηματιστή, η έξοδος του οποίου στέλνεται στα ηλεκτρόδια. Ο επιταχυνόμενος μετασχηματιστής που χρησιμοποιήθηκε είχε ικανότητα παραγωγής 6kV με 1-250V RMS στα 1-7kHz (Industrial Test Equipment Company). Το εισαγόμενο δυναμικό ελέγχθηκε χρησιμοποιώντας έναν παλμογράφο Tektronix TDS channel, ενώ χρησιμοποιήθηκε υψηλός έλεγχος τάσης και ο τρέχων έλεγχος για την τάση και τις τρέχων μετρήσεις, αντίστοιχα, για να καθορίσει το εισαγόμενο δυναμικό. Τα αποτελέσματα του PSJA επενεργητή που παρουσιάζονται εδώ περιορίζονται αποκλειστικά στη διαμόρφωση φυσήγματος. Για να παραχθεί στρωτή ροή, τοποθετήθηκε ο συνολικός μηχανισμός του επενεργητή σε ένα στρώμα μη αγώγιμου υλικού, όπως ακρυλικού ή plexiglass, και καλύφθηκε με μια διαφανή περιφραγή.



Σχήμα 2.5.1-1: Επίπεδη πλάκα και πειραματικός μηχανισμός επενεργητή.

2.5.2 Particle Image Velocimetry

Οι μετρήσεις έγιναν χρησιμοποιώντας ταυτόχρονα κλείδωμα φάσης (phase – locked) και PIV μέσου χρόνου (time – averaged). Η δέσμη λέιζερ για τις μετρήσεις PIV παράχθηκε από ένα 50mJ διπλό – παλλόμενο Nd: YAG λέιζερ με μέγιστο ποσοστό επανάληψης 15Hz, και ο διαχωρισμός παλμού κυμαινόταν από 50 – 300μs βασισμένος στην ταχύτητα ελεύθερης ροής. Οπουδήποτε χρησιμοποιήθηκε το κλείδωμα φάσης PIV, η υλοποίηση ζευγαριών εικόνων έγινε στο ίδιο ποσοστό με την

παλλόμενη συχνότητα του επενεργητή, και οι μετρήσεις έγιναν αρκετές φορές κατά μήκος του κύκλου του επενεργητή. Χρησιμοποιήθηκε μια φωτογραφική μηχανή Kodak Megarplus CCD 10bit με σειρά εικονοκυττάρων 1008×1018 για τη σύλληψη των εικόνων. Η ομοιόμορφη διασπορά ολοκληρώθηκε χρησιμοποιώντας σταγονίδια πετρελαίου διαμέτρου ενός μικρού, τα οποία προστέθηκαν στο θάλαμο δοκιμής. Για κάθε τρέξιμο του PIV, καταγράφηκαν για την επεξεργασία 122 εικόνες, οι οποίες οδήγησαν σε ένα ελάχιστο αριθμό 61 διανυσμάτων και πεδίων στροβιλότητας, από τα οποία δημιουργήθηκαν το πεδίο μέσης ροής και άλλα στατιστικά στοιχεία.

Χρησιμοποιήθηκε ο wall adaptive Lagrangian parcel tracking (WaLPT) DPIV αλγόριθμος για την επεξεργασία των ακατέργαστων στοιχείων. Αναλυτική περιγραφή του αλγορίθμου και των σχηματισμών του μπορεί να βρεθεί στη βιβλιογραφία [58]. Στον αλγόριθμο WaLPT, η διασπορά θεωρείται ως σημάδια πακέτων ρευστού και εντοπίζεται τόσο η μετάθεσή τους όσο και οι παραμορφώσεις τους. Κατά τη διάρκεια αυτού του εντοπισμού, τα μόρια ρευστού που καταχωρούνται από τα μεμονωμένα εικονοκύτταρα CCD είναι με τις χωριστά προσδιοριζόμενες ταχύτητες και τις συνολικές επιταχύνσεις. Το πεδίο ταχυτήτων που απαιτείται για να αρχίσει η διαδικασία WaLPT αποκτάται από έναν τυποποιημένο αλγόριθμο DPIV, ο οποίος χρησιμοποιεί πολλαπλές εισόδους, ακέραια μετατόπιση παραθύρων και ρυθμιζόμενα παράθυρα. Και οι δύο αλγόριθμοι, ο WaLPT και ο DPIV, υιοθετούν μια ακριβέστατη διαδικασία εντοπισμού μεγίστου για να καθορίσουν τα διανύσματα ταχύτητας και χρησιμοποιούν τον τοπικό τανυστή κλίσης της ταχύτητας για να προσδιορίσουν τα ψευδή διανύσματα ταχύτητας. Ο αλγόριθμος WaLPT λειτουργεί καλά στο πεδίο ροής μιας δίνης που χαρακτηρίζεται από υψηλά ποσοστά παραμόρφωσης, όπου οι παραδοσιακοί αλγόριθμοι DPIV επηρεάζονται από την πόλωση και το περιορισμένο εύρος δυναμικού. Δεν χρησιμοποιείται κανένας άλλος ομαλός αλγόριθμος ή άλλες τεχνικές μετα-επεξεργασίας στα στοιχεία. Η στροβιλότητα, που αποτελεί ένα μέρος του τανυστή κλίσης της ταχύτητας, υπολογίζεται φασματικά σε κάθε σημείο του πλέγματος ως φυσικό μέρος του αλγορίθμου WaLPT. Οι ακατέργαστες εικόνες υποβλήθηκαν σε επεξεργασία ως ζευγάρια εικόνων στις 32×32 περιοχές διερεύνησης για να δώσουν 61 τανυστές, οι οποίοι περιέχουν τις πληροφορίες ροής, δηλαδή τις ταχύτητες και τις κλίσεις ταχυτήτων. Το ποσοστό δειγματοληψίας του παρόντος συστήματος PIV περιορίστηκε σε μια ονομαστική τιμή των 15Hz. Η μετεπεξεργασία εκτελέστηκε στην MATLAB.

Οι εκτιμήσεις λάθους καθορίστηκαν με την δημιουργία ψεύτικων εικονικών ζευγαριών με παρόμοια μοριακά χαρακτηριστικά συμπεριλαμβανομένου του σχήματος, της διανομής και της πυκνότητας. Τα μόρια συνδέονταν στο ζευγάρι με μια γνωστή διανομή ταχύτητας παρόμοια με αυτή που μετρήθηκε στην πιο πάνω περιγραφή, και περιλαμβάνει δέσμες με ζευγάρια υψηλής διάτμησης και στροβιλότητας. Τα επεξεργασμένα πεδία ταχύτητας και στροβιλότητας συγκρίθηκαν έπειτα με πραγματικά πεδία. Τα χαρακτηριστικά σφάλματα είναι λιγότερο από 1%, αν και τα σφάλματα στους πυρήνες των στροβιλισμών (σε σύγκριση με το μέγεθος της περιοχής διερεύνησης) μπορούν να φθάσουν και το 5%, ιδιαίτερα στο κέντρο του στροβιλισμού όπου η στροβιλότητα τείνει να υποτιμηθεί.

2.6 Αποτελέσματα και συμπεράσματα

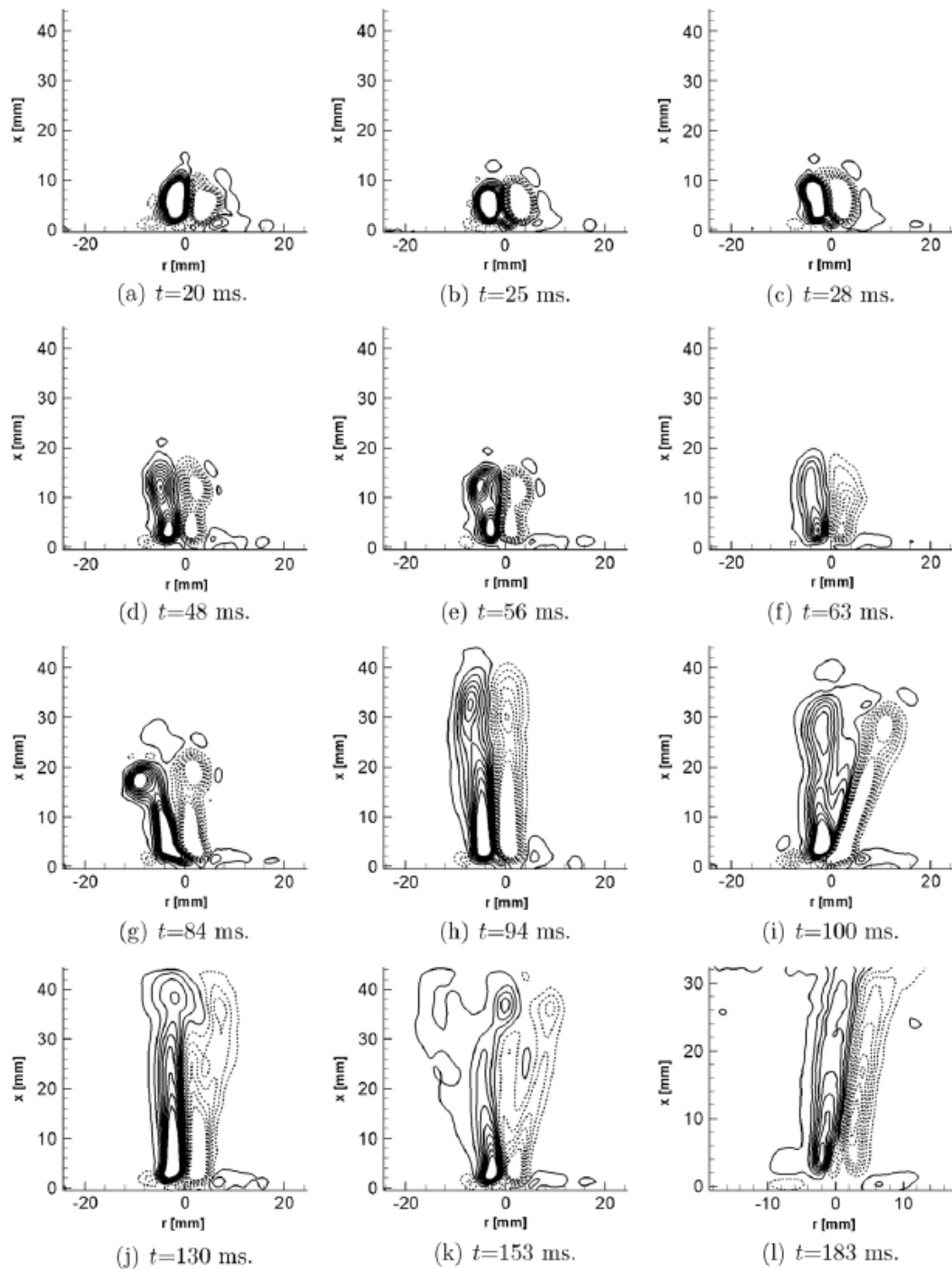
2.6.1 Επενεργητής σε στρωτή ροή

Τα πειράματα PSJA πραγματοποιήθηκαν σε στρωτή ροή για τρεις παλλόμενες συχνότητες που διαφέρουν μεταξύ τους κατά μια τάξη μεγέθους: 1, 10 και 100Hz, εκτός από μια περίπτωση βασικών γραμμών με σταθερή λειτουργία του επενεργητή. Για παλλόμενη συχνότητα 100Hz, η προκληθείσα ροή μοιάζει πολύ με την αντίστοιχη

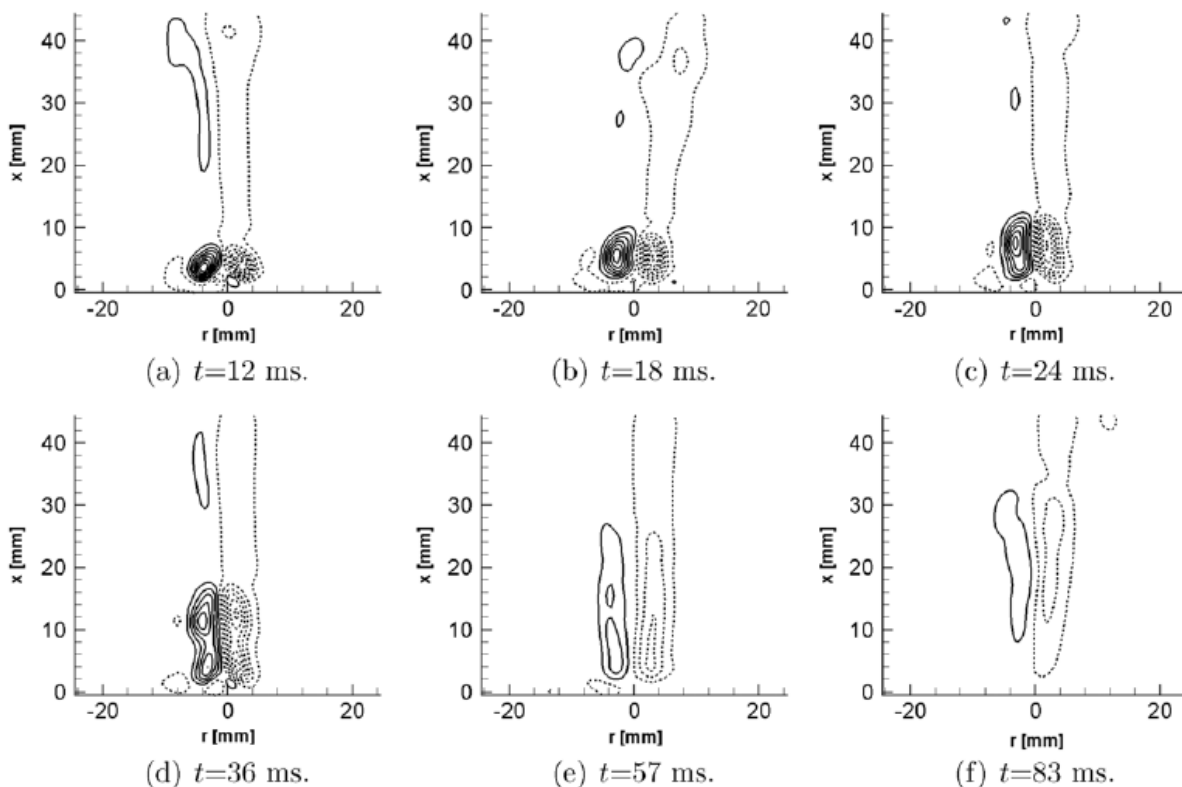
στη σταθερή λειτουργία του επενεργητή. Σε αυτό το σημείο θα εξεταστούν τα αποτελέσματα της ποικιλίας της παλλόμενης συχνότητας στις παρατηρηθείσες δομές ροής και τα χαρακτηριστικά μιας δέσμης. Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι η εισαχθείσα δύναμη (ανά κύκλο) για παλλόμενη λειτουργία του επενεργητή ήταν σχεδόν σταθερή, ανεξάρτητα από την παλλόμενη συχνότητα.

Τα σχήματα 2.6.1-1 και 2.6.1-2 παρουσιάζουν περιγράμματα στροβιλότητας και γραμμές ροής, οι οποίες αποκτήθηκαν με το κλείδωμα φάσης PIV για επενεργητή που παλλόταν με συχνότητα 1Hz και 10Hz, αντίστοιχα. Τα στοιχεία αποτελούν ένα σύνολο που υπολογίζεται κατά μέσο όρο από 122 μετατροπές, και αρκετές φορές από την εξέλιξη της δέσμης που παρουσιάζεται. Για μια παλλόμενη συχνότητα 1Hz, το πρωτεύων δαχτυλίδι στροβιλότητας παρατηρείται μέσα στο FOV για όλους τους χρόνους εκτός από $t=183\text{ms}$ (σχήμα 2.6.1-1(l)), όπου παρατηρείται σταθερή δέσμη. Το αρχικό δαχτυλίδι στροβιλότητας είναι κεντροθετημένο περίπου στο $\chi=6\text{mm}$ για χρόνο από 20 έως 28ms (σχήματα 2.6.1-1(a) – (c)), μετά από το οποίο μετατοπίζεται προς τα κάτω γύρω στο $\chi=12\text{mm}$ για $t=48\text{ms}$ και παραμένει σχεδόν σταθερό μέχρι τα 63ms (σχήματα 2.6.1-1(d) – (f)). Η θέση του δαχτυλιδιού στροβιλότητας είναι ασταθής για χρόνους πέρα από 63ms, και παρατηρείται μια γενική τάση για κίνηση προς τα κάτω με την εξέλιξη του χρόνου. Το δαχτυλίδι στροβιλότητας κινείται επίσης εξωτερικά από τον άξονα, όπως παρατηρείται στη σύγκριση των περιπτώσεων των 94ms (σχήμα 2.6.1-1(h)) και των 153ms (σχήμα 2.6.1-1(k)). Η τελευταία περίπτωση είναι ο χρόνος με το μέγιστο πλάτος δέσμης. Σε μια απόσταση $0.5d_i$ κάτω, η διάδοση της δέσμης δεν εμφανίζεται να αλλάζει μεταξύ 20 και 28ms, μετά από το οποίο αυξάνεται και παραμένει σχεδόν σταθερή για όλες τις περιπτώσεις. Για τις περιπτώσεις των 100 και 130ms, το μέγεθος του δαχτυλιδιού στροβιλότητας παρατηρείται να είναι το μεγαλύτερο. Η δέσμη αναπτύσσεται πλήρως, δηλαδή φθάνει σε μια σταθερή κατάσταση στα $t=183\text{ms}$, η οποία παρατηρείται προς το τέλος του κύκλου του επενεργητή. Αν και η πρωτεύων στροβιλότητα μετατοπίζεται κάτω του παραθύρου παρατήρησης για $t=183\text{ms}$, επηρεάζει έντονα το πεδίο ροής, όπως αποδεικνύεται από την κανονική μετατόπιση του ρευστού προς τον μέσο φορέα δέσμης σε αποστάσεις γύρω στα $2.5d_i$ κάτω.

Για μια παλλόμενη συχνότητα 10Hz (σχήμα 2.6.1-2), ο αρχικός στρόβιλος φαίνεται πάντα να είναι, και γενικά, πιο ασταθής σε σχέση με την περίπτωση της συχνότητας του 1Hz. Με την αύξηση του χρόνου, παρατηρείται μια καθορισμένη προς τα κάτω μετακίνηση του αρχικού στροβίλου. Η δέσμη ρευστού φθάνει σε σταθερή κατάσταση για $t=48\text{ms}$. Οι τελευταίες δύο παρατηρήσεις (57 και 83ms) εξετάζουν την περίπτωση του κύκλου του επενεργητή όταν το πλάσμα είναι εκτός λειτουργίας. Είναι ενδιαφέρον όταν παρατηρήσει κανείς την μετατόπιση του αρχικού δαχτυλιδιού στροβιλότητας (σχήματα 2.6.1-2(e) και (f)), ακόμη και με την απουσία της δράσης του επενεργητή. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί ως εξής: η ροή έχει λιγότερο χρόνο να ανταποκριθεί για παλλόμενη συχνότητα 10Hz σε σχέση με την περίπτωση του 1Hz. Κατά συνέπεια, το αρχικό δαχτυλίδι στροβιλότητας, που διαμορφώνεται σε καθορισμένο χρόνο, συναντά μια άλλη αρχική στροβιλότητα που δημιουργήθηκε σε κάποιο προηγούμενο μέρος του κύκλου του επενεργητή (που δεν διαλύθηκε λόγω του σύντομου διαθέσιμου χρόνου). Η επίδραση λόγω της παράσυρσης των δυο δαχτυλιδιών στροβιλότητας φαίνεται στην περίπτωση $t=24\text{ms}$, καθώς οι γραμμές ροής, μακριά προς τα κάτω, ($\chi=30\text{mm}$ και πέρα) τραβιούνται προς τα μέσα από την μετατόπιση της αρχικής στροβιλότητας που δημιουργήθηκε σε προηγούμενο χρόνο. Αυτή η συμπίεση των γραμμών ροής στο πιο απομακρυσμένο πεδίο, είναι σε μεγάλη αντίθεση με εκείνες που φαίνονται στις ίδιες, προς τα κάτω, θέσεις για την περίπτωση του 1Hz, όπου υπήρχε μόνο ένα ενιαίο αρχικό δαχτυλίδι στροβιλότητας μέσα σε όλο το πεδίο ροής (σχήμα 2.6.1-1 (a) – (l)). Προκειμένου να μεγιστοποιηθεί η μέγιστη ταχύτητα (και ως εκ τούτου η ώθηση του ρευστού) της δέσμης ρευστού, για ελάχιστη εισαγμένη δύναμη, είναι επιθυμητό να αλληλεπιδρά, μέσω της μετατόπισής του, το δαχτυλίδι στροβιλότητας με το προηγούμενο δαχτυλίδι στροβιλότητας.



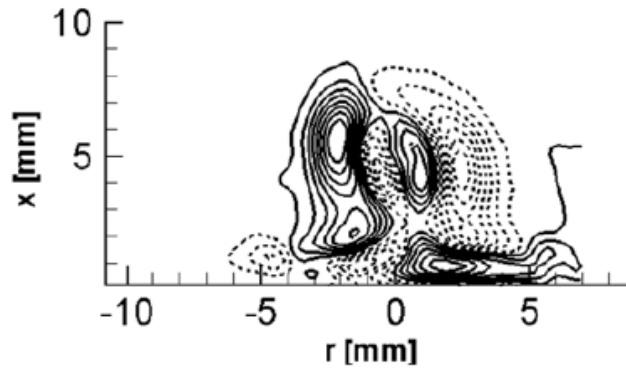
Σχήμα 2.6.1-1: Περιγράμματα στροβιλότητας με κλείδωμα φάσης για επενεργητή που πάλλεται σε συχνότητα 1Hz (η διακεκομμένη γραμμή δείχνει τα περιγράμματα αρνητικής στροβιλότητας).



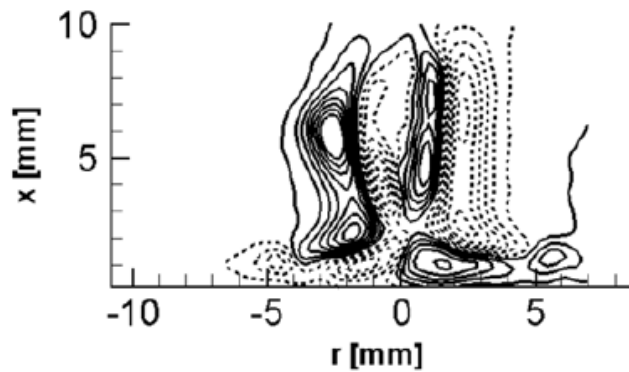
Σχήμα 2.6.1-2: Περιγράμματα στροβιλότητας με κλείδωμα φάσης για επενεργητή που πάλλεται σε συχνότητα 10Hz (η διακεκομμένη γραμμή δείχνει τα περιγράμματα αρνητικής στροβιλότητας).

Η βασική δράση του πλάσματος, όπως φαίνεται από τα πιο πάνω σχήματα, είναι να “τραβήξει” το ρευστό δίπλα στην επιφάνεια. Λόγω του σχεδιασμού του επενεργητή (που περιορίζει τις γραμμές του ηλεκτρικού πεδίου με ένα ιδιαίτερο τρόπο), το υπόλοιπο ρευστό εκτινάσσεται έξω ως δέσμη. Κατά τη διάρκεια αυτών των πειραμάτων, παρατηρήθηκε ότι η δύναμη και η ομοιομορφία του πλάσματος ήταν σημαντικοί και καθοριστικοί παράγοντες για τη μέγιστη ταχύτητα που μπορεί να ληφθεί στην επενέργηση. Η μακροβιότητα της δέσμης, εντούτοις, φαίνεται να εξαρτάται εντονότερα από την παρουσία του αρχικού δαχτυλιδιού στροβιλότητας. Γενικά, η έκταση της δέσμης βρέθηκε να ελέγχεται από ένα συνδυασμό δύο παραγόντων: (α) την μετατόπιση και τις αλληλεπιδράσεις των αρχικών δαχτυλιδιών στροβιλότητας σε σχέση με την εξέλιξη του χρόνου, και (β) τη δύναμη και την ομοιομορφία του πλάσματος.

Αν και μερικές εικόνες δείχνουν την παρουσία μερικών δραστηριοτήτων στροβιλότητας κοντά στην επιφάνεια του επενεργητή (όπως στα σχήματα 2.6.1-1(f) και 2.6.1-2(f)), σε όλα αυτά τα πειράματα, τα δευτεροβάθμια δαχτυλίδια στροβιλότητας δεν ήταν ορατά μέσα στο FOV. Αυτό οφείλεται κατά ένα μεγάλο μέρος στην περιορισμένη χωρική ανάλυση κοντά στον τοίχο. Αυτό, με τη σειρά του, συνήθως οφείλεται στην αντανάκλαση από το ίδιο το πλάσμα. Μερικές δοκιμές με μεγαλύτερη μεγέθυνση στα παράθυρα παρατήρησης επιβεβαίωσαν την παρουσία δευτεροβάθμιων και τριτογενών δαχτυλιδιών στροβιλότητας στη δομή της ροής (σχήμα 2.6.1-3), αν και είναι σε πολύ μειωμένες κλίμακες σε σύγκριση με το αρχικό δαχτυλίδι στροβιλότητας.



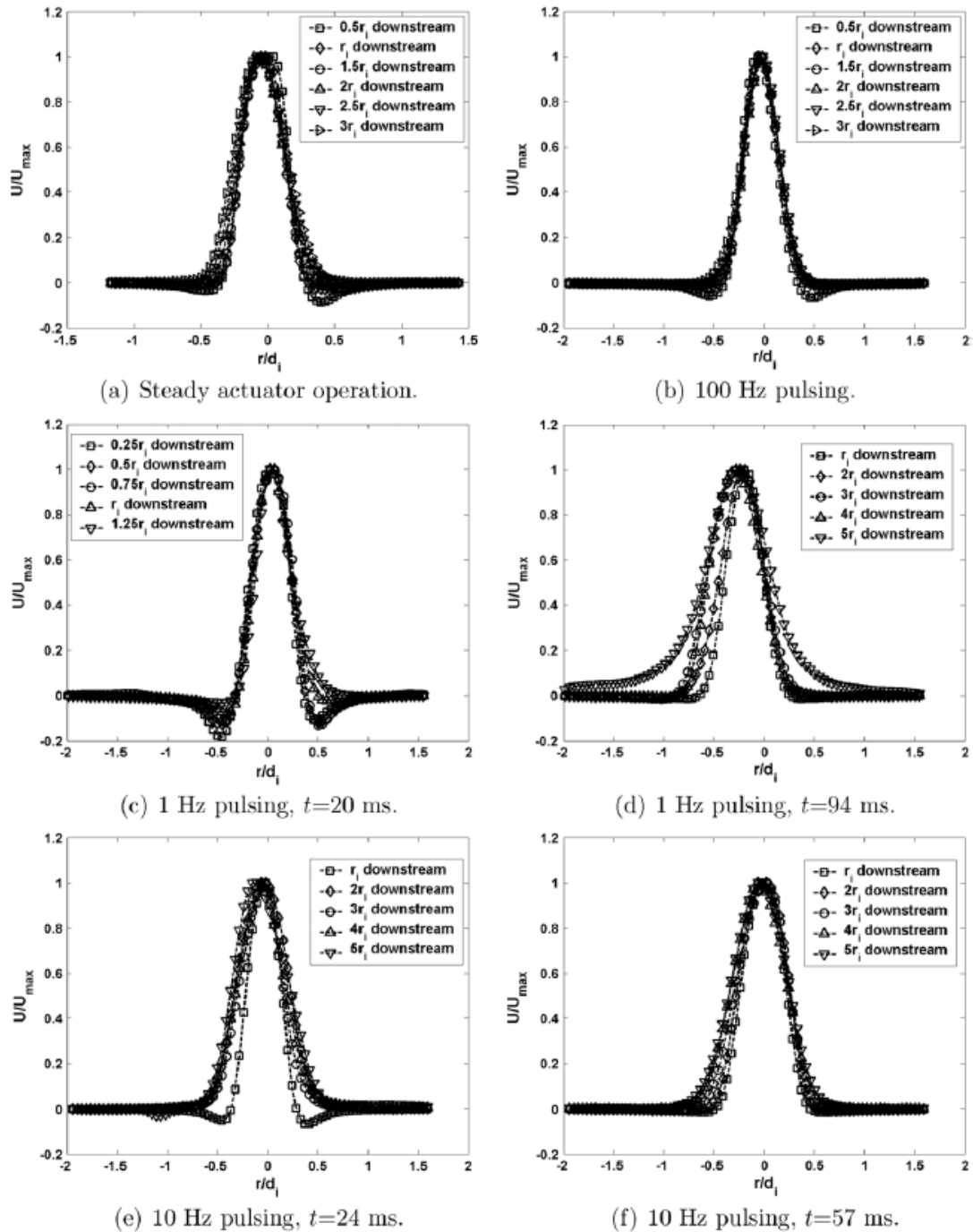
(a) $t=26$ ms, 1 Hz pulsing.



(b) $t=26$ ms, 10 Hz pulsing.

Σχήμα 2.6.1-3: Περιγράμματα στροβιλότητας με κλείδωμα φάσης για παλλόμενη λειτουργία επενεργητή, που δείχνουν την παρουσία δευτεροβάθμιων και τριτογενών δομών στροβιλότητας στο πεδίο ροής.

Τα σχήματα 2.6.1-4 και 2.6.1-5 παρουσιάζουν την εγκάρσια διανομή της μέσης αξονικής ταχύτητας της ροής, η οποία είναι μη διαστατοποιημένη από την τοπική μέγιστη αξονική ταχύτητα, και την διανομή της τοπικής μέγιστης αξονικής ταχύτητας της ροής, αντίστοιχα, για σταθερή λειτουργία και αρκετές φορές για παλλόμενη λειτουργία του PSJA με συχνότητες 1, 10 και 100Hz.



Σχήμα 2.6.1-4: Εγκάρσια διανομή της μέσης αξονικής ταχύτητας ροής.

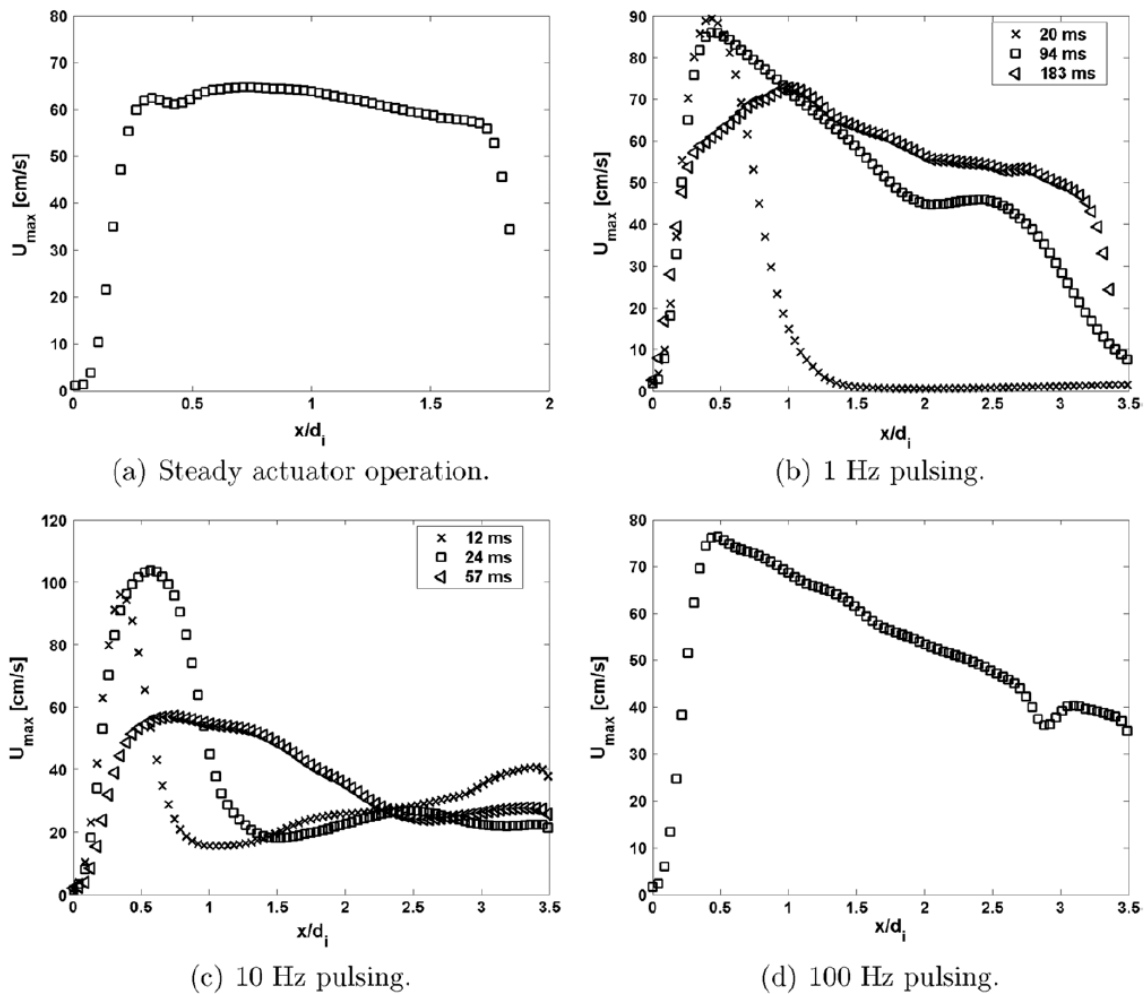
Οι αποστάσεις της εγκάρσιας ροής και της κανονικής ροής δεν είναι διαστατοποιημένες με την διάμετρο του ενσωματωμένου ηλεκτροδίου (d_i). Τα προφίλ μειώνονται εύλογα για όλες τις περιπτώσεις, παρά το γεγονός ότι το απώτατο αξονικό σημείο που επιλέχθηκε ήταν πολύ κοντά, κατά $5r_i$, κάτωτι. Για τη σταθερή λειτουργία του επενεργητή (σχήμα 2.6.1-4(α)), η παράσυρση του υπόλοιπου ρευστού από το πλάσμα γίνεται αντιληπτή σε μια απόσταση $0.5r_i$ κάτωτι (όπου r_i είναι η ακτίνα του ενσωματωμένου ηλεκτροδίου). Το ίδιο φαινόμενο παρατηρείται σε αποστάσεις μικρότερες από το r_i κάτωτι, στις περιπτώσεις που πάλλεται με συχνότητα 1Hz σε χρόνο $t=20$ ms (σχήμα 2.6.1-4(c)), 10Hz σε $t=24$ ms (σχήμα 2.6.1-4(e)), και 100 Hz. Αυτό είναι σε αντίθεση με τα παρεμφερή προφίλ που λαμβάνονται στις συμβατικές (non – ZNMF) παλλόμενες δέσμες. Εκτός από τη λειτουργία του

επενεργητή στα σχήματα 2.6.1-4(α) και 2.6.1-4(γ), όλα τα άλλα προφίλ παρουσιάζουν μια ασυμμετρία στην μείωσή τους (βλέπε για παράδειγμα το σχήμα 2.6.1-4(δ)), όπου η αριστερή πλευρά των προφίλ δεν μειώνεται με τον ίδιο τρόπο με τη δεξιά πλευρά). Αυτό οφείλεται στην περιπλάνηση της δέσμης προς την κατεύθυνση της ασυμμετρίας. Αυτή η περιπλάνηση μπορεί να οφείλεται είτε στην τρέχων μετάδοση προς την περιφραξη του γυαλιού, όπου διεξήχθησαν δοκιμές, ή στη διακύμανση της ίδιας προκλειθήςσας ροής στο πλάσμα, και ο ακριβής λόγος δεν είναι σαφής σε αυτή τη φάση. Για τον επενεργητή που πάλλεται σε συχνότητα 100Hz (σχήμα 2.6.1-4(δ)), τα προφίλ ταχύτητας μειώνονται καλά, και παρατηρείται ομοιότητα με τη σταθερή λειτουργία επενεργητή (σχήμα 2.6.1-4(α)), αντίθετα με τις περιπτώσεις που πάλλεται με συχνότητα 1 και 10Hz.

Η μέγιστη ταχύτητα που λαμβάνεται σε σταθερή λειτουργία του επενεργητή (σχήμα 2.6.1-5(α)) είναι $64\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, μετά από την οποία η ταχύτητα παραμένει σχεδόν σταθερή, μέχρι το $1.8d_i$ κάτω, παρόμοιο στη συμπεριφορά με τις συνεχείς δέσμες. Όταν ο επενεργητής πάλλεται με συχνότητα 1Hz αυξάνει η μέγιστη ταχύτητα σε $90\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ σε χρόνο 20ms (σχήμα 2.6.1-5(β)), μετά από το οποίο μειώνεται ελαφρώς για $t=94\text{ms}$, και σε περίπου $53\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ για $t=183\text{ms}$, όπου ο επενεργητής φθάνει σε σταθερή κατάσταση. Για συχνότητα 1Hz, περίπτωση $t=20\text{ms}$, η μέγιστη ταχύτητα εμφανίζεται στο $0.5d_i$ κάτω (όπου είναι το κέντρο της έναρξης του δαχτυλιδιού στροβιλότητας στο σχήμα 5(α)), μετά από το οποίο μειώνεται περίπου στο $1.5d_i$. Η διάδοση των δεσμών ρευστού αυξάνεται με το χρόνο (και η μετατόπιση της αρχικής στροβιλότητας), όπως φαίνεται στα 94ms, για την περίπτωση του 1Hz, όπου η τιμή της κορυφής αρχίζει να μειώνεται γραμμικά με την προς τα κάτω απόσταση. Επίσης, η τιμή της κορυφής της ταχύτητας ($t=94\text{ms}$, λειτουργία 1Hz) εμφανίζεται στο $0.5d_i$ όπως στην περίπτωση $t=20\text{ms}$, ακόμα και αν η αρχική στροβιλότητα έχει τώρα ολισθήσει σε μια μεγαλύτερη κάτω απόσταση (σχήμα 2.6.1-1(η)).

Η διάδοση της δέσμης ρευστού για $t=183\text{ms}$ σε συχνότητα 1Hz, μοιάζει πολύ με τη σταθερή επενέργεια (σχήμα 2.6.1-5(α)), και η μέγιστη τιμή εμφανίζεται περίπου στο $0.75d_i$ κάτω. Μια αύξηση στην παλλόμενη συχνότητα, κατά μια τάξη μεγέθους, αυξάνει τη μέγιστη ταχύτητα (από $90\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ στη περίπτωση του 1Hz) σε $103\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, όπως φαίνεται για $t=24\text{ms}$, για λειτουργία του επενεργητή στα 10Hz (σχήμα 2.6.1-5(γ)). Σε αυτή την συχνότητα, η τιμή της μέγιστης ταχύτητας είναι περίπου $98\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ για $t=12\text{ms}$, ενώ μειώνεται για $t=57\text{ms}$ την σε περίπου $58\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$, κάτι που δείχνει ότι ο βέλτιστος χρόνος λειτουργίας είναι μικρότερος από 24ms. Το μέγιστο, για όλους αυτούς τους χρόνους, εμφανίζεται περίπου στο $0.5d_i$ κάτω, με την διάδοση της δέσμης να αυξάνεται με το χρόνο. Μια ενδιαφέρουσα παρατήρηση είναι η μη αντιστρεπτή στο μηδέν ταχύτητα, για όλους τους χρόνους για συχνότητα 10Hz, σε όλη την έκταση του πεδίου παρατήρησης, η οποία σαφώς δεν είναι η περίπτωση $t=20\text{ms}$ για συχνότητα 1Hz (σχήμα 2.6.1-5(β)), προτείνοντας ακόμη μια φορά ως βέλτιστη συχνότητα λειτουργίας μια συχνότητα κοντά στα 10Hz. Η μείωση από τη μέγιστη αξονική ταχύτητα για 10Hz, $t=57\text{ms}$ είναι σχεδόν γραμμική μέχρι τα $2.5d_i$ κάτω, ενώ είναι μάλλον απότομη για $t=12\text{ms}$ και $t=24\text{ms}$. Η μικρή αύξηση στην αξονική ταχύτητα μακριά κάτω, για την περίπτωση των 10Hz, προκαλείται πιθανότατα από την αλληλεπίδραση των δαχτυλιδιών στροβιλότητας που συζητήθηκε προηγουμένως. Μια περαιτέρω αύξηση στην συχνότητα, σε 100Hz καθιστά τη δέσμη σχεδόν σταθερή, καθώς η μάζα του ρευστού δεν έχει αρκετό χρόνο για να αντιδράσει. Η μέγιστη τιμή της αξονικής ταχύτητας που λαμβάνεται για 100Hz είναι $76\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ (σχήμα 2.6.1-5(δ)), η οποία είναι αρκετά μεγαλύτερη από την αντίστοιχη μέγιστη τιμή που λαμβάνεται σε σταθερή λειτουργία (σχήμα 2.6.1-5(α)). Η μείωση από την μέγιστη τιμή είναι γραμμική για την περίπτωση των 100Hz, κάτι το οποίο είναι σε αντίθεση με τη σχεδόν επίπεδη κλίση που υπάρχει σε σταθερή λειτουργία. Αυτό δείχνει ότι η παλλόμενη λειτουργία του PSJA σε υψηλές

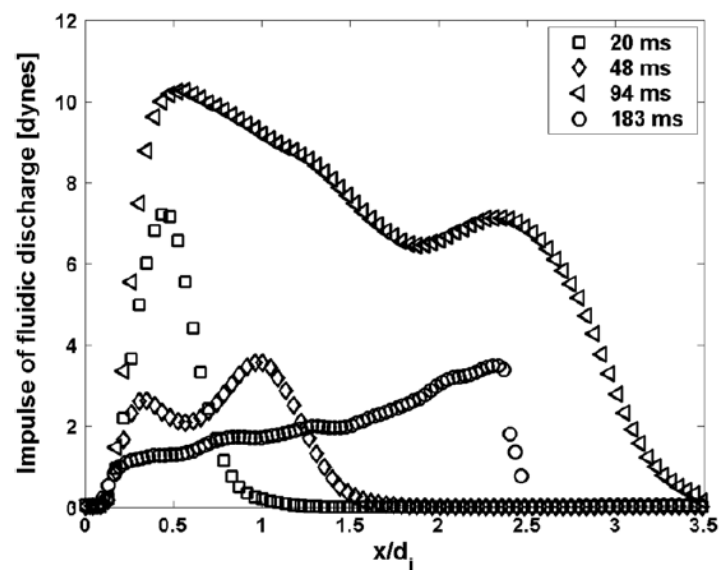
συχνότητες, όπου η δέσμη ρευστού είναι σχεδόν σταθερή, είναι ακόμα πιο αποδοτική (από την άποψη της λήψης της υψηλότερης ορμής της δέσμης για τη χαμηλότερη εισαγμένη δύναμη) από τη σταθερή λειτουργία.



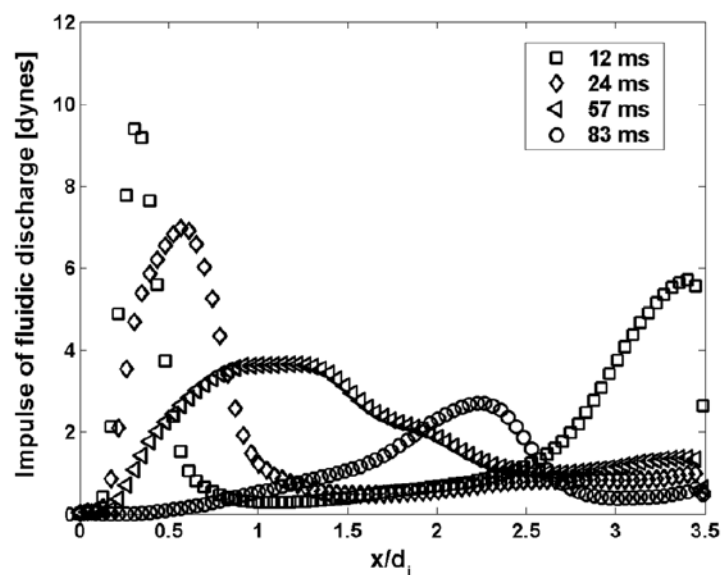
Σχήμα 2.6.1-5: Η διανομή της τοπικής μέγιστης μέσης αξονικής ταχύτητα της ροής.

Τα σχήματα 2.6.1-6 και 2.6.1-7 δείχνουν τη διανομή της ώθησης του ρευστού για επενεργητή που πάλλεται με συχνότητες 1 και 10Hz, αντίστοιχα, σε τέσσερις διαφορετικούς χρόνους. Αυτοί καθορίστηκαν χρησιμοποιώντας το ολοκλήρωμα δεύτερης τάξης της ορμής της εξίσωσης μη ιξώδους όπως δίνεται από τον Hussein και λοιπούς [59]. Αυτή λαμβάνει υπόψη τις μέσες και RMS αξονικές συνιστώσες της ταχύτητας, μαζί με τις RMS συνιστώσες στην ακτινική και την θ κατεύθυνση. Η μέγιστη τιμή της ώθησης για την περίπτωση του 1Hz είναι περίπου 10 dynes και εμφανίζεται για 94ms (σχήμα 2.6.1-6), και στη συνέχεια μειώνεται, με σχεδόν γραμμικό τρόπο, για να φτάσει στο μηδέν στα $3.5d_i$ κάτω. Για τους άλλους τρεις χρόνους (20, 48 και 183ms), η μέγιστη τιμή μειώνεται στο μηδέν στα $2.5d_i$ κάτω, και γίνεται φανερό ότι η περίπτωση των 94ms διαδίδεται πιο πολύ. Η μέγιστη τιμή της ώθησης για την περίπτωση των 10Hz (σχήμα 2.6.1-7) είναι περίπου 9 dynes (προκύπτει για 12ms), η οποία είναι ελαφρώς μικρότερη από την αντίστοιχη που λαμβάνεται για συχνότητα 1Hz. Εντούτοις, η μέγιστη ταχύτητα της δέσμης ρευστού είναι η υψηλότερη ($103\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$), όταν χρησιμοποιείται παλμός 10Hz. Η πιο ενδιαφέρουσα συμπεριφορά της περίπτωσης των 10Hz είναι η μη αντιστρεπτή στο μηδέν ώθηση, κάτι το οποίο είναι σε μεγάλη αντίθεση με τη περίπτωση του 1Hz. Συγκεκριμένα, για $t=12\text{ms}$ (σχήμα 2.6.1-7), η μέγιστη ώθηση είναι περίπου 6 dynes

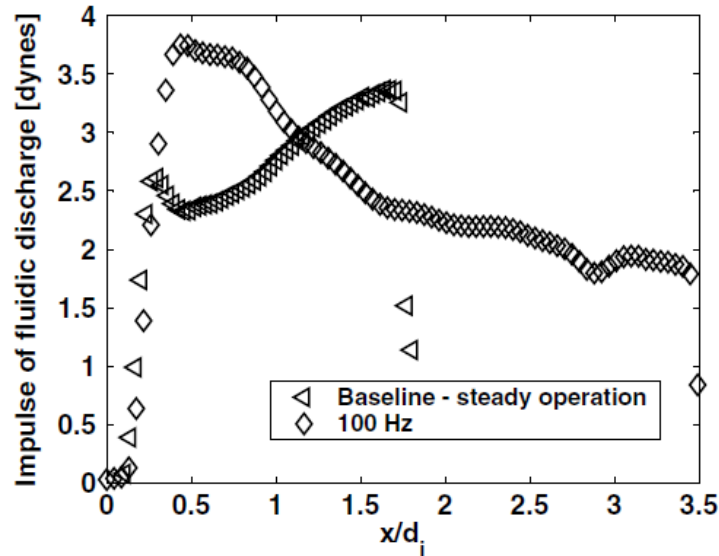
στα $3.5d_i$, και η πρόσθετη ολίσθηση, η οποία επηρεάζεται από μια προηγούμενη αρχική στροβιλότητα μέσα στο πεδίο ροής, είναι ο πιθανός λόγος, που υποστηρίζει τις προηγούμενες παρατηρήσεις που έγιναν στα σχήματα 2.6.1-2(c) και 2.6.1-5(c). Κατά συνέπεια, για να έχουμε μεγαλύτερη προς τα κάτω έκταση της δέσμης, θα ήταν πιο βέλτιστη επιλογή αυτή του επενεργητή που πάλλεται στα 10Hz, αντί του 1Hz. Το σχήμα 2.6.1-8 παρουσιάζει μια σύγκριση μεταξύ σταθερής λειτουργίας και σχεδόν σταθερής λειτουργίας, για συχνότητα 100Hz, σε όρους της διανομής της ώθησης του ρευστού. Οι περιπτώσεις παλλόμενου επενεργητή παράγουν σαφώς μια υψηλότερη ώθηση ρευστού, σε σύγκριση με τις περιπτώσεις του σχήματος 2.6.1-8. Είναι φανερό ότι η μέγιστη τιμή της ώθησης είναι υψηλότερη για την περίπτωση των 100Hz σε σύγκριση με τη σταθερή επενέργηση, σύμφωνα με τις παρατηρήσεις που έγιναν στο σχήμα 2.6.1-5(d) πριν.



Σχήμα 2.6.1.-6: Διανομή της ώθησης του ρευστού για συχνότητα 1Hz.

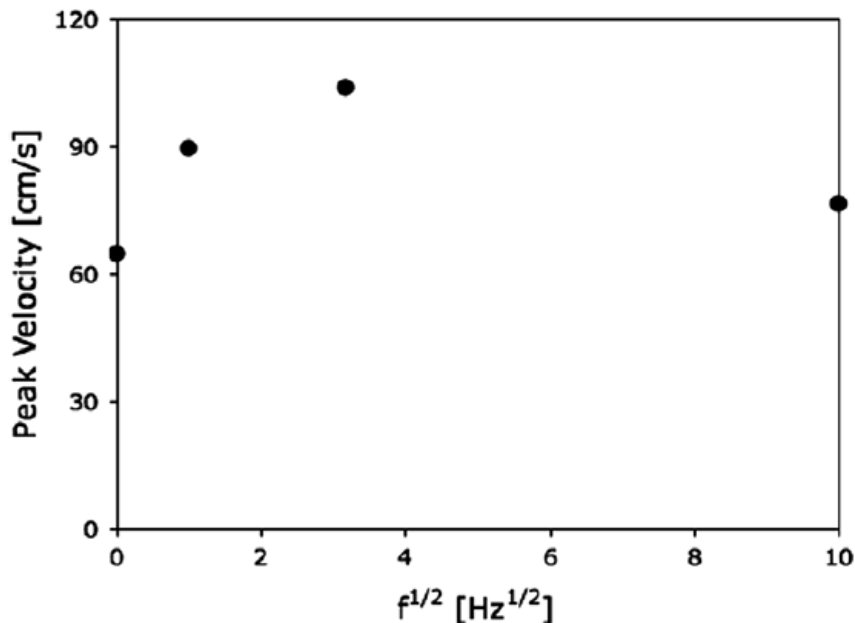


Σχήμα 2.6.1-7: Διανομή της ώθησης του ρευστού για συχνότητα 10Hz.



Σχήμα 2.6.1-8: Διανομή της ώθησης του ρευστού: Σύγκριση σταθερής λειτουργίας και συχνότητας 100Hz.

Το σχήμα 2.6.1-9 παρουσιάζει την διακύμανση της μέγιστης αξονικής ταχύτητας για λειτουργία με παλλόμενη συχνότητας f_p . Σημειώστε ότι η μέγιστη τιμή που λαμβάνεται για οποιαδήποτε διάφορη του μηδενός συχνότητα είναι υψηλότερη από τη μέγιστη ταχύτητα που λαμβάνεται για σταθερή λειτουργία ($64\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$). Η περίπτωση της συχνότητας των 10Hz παρουσιάζει την υψηλότερη μέγιστη τιμή, των $103\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ (για 24ms). Επόμενη έρχεται η περίπτωση του 1Hz με υψηλότερη μέγιστη τιμή αυτή των $90\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$ και ακολουθεί αυτή των 100Hz με $76\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$. Κατά συνέπεια, για το περιορισμένο φάσμα των συχνοτήτων που ερευνηθήκαν εδώ, μπορεί να εξαχθεί το συμπέρασμα ότι για να ληφθεί η μέγιστη ταχύτητα δέσμης ρευστού και η διάδοση της ορμής της, είναι βέλτιστο να πάλλεται ο επενεργητής στα 10Hz.



Σχήμα 2.6.1-9: Μέγιστη αξονική ταχύτητα με την παλλόμενη συχνότητα. Ο οριζόντιος άξονας σχεδιάζεται με την τετραγωνική ρίζα της συχνότητας για να μικράνει το εύρος της κλίμακας.

2.6.2 Τροποποίηση συνοριακής συνθήκης οριακού στρώματος επίπεδης πλάκας

Για να εξαλειφθεί η επίδραση της κλίσης της κυρτότητας και πίεσης, χρησιμοποιήθηκε μια επίπεδη πλάκα με μηδενική κλίση στην ελεύθερη ροή για να μελετηθούν τα χαρακτηριστικά του PSJA. Η επίπεδη πλάκα ήταν μήκους 30cm, και ο επενεργητής τοποθετήθηκε μέσα σε μια εσοχή βάθους 0.635mm στο κέντρο της (σχήμα 2.5.1-1). Χρησιμοποιήθηκε ένα καλώδιο διαμέτρου 1.27mm (0.05 ίντσες) για την διάδοση του εισερχόμενου οριακού στρώματος, το οποίο τοποθετήθηκε στην ακμή της επίπεδης πλάκας. Χρησιμοποιήθηκε μια ανοιχτή σήραγγα χαμηλής αναταραχής για τις μετρήσεις PIV. Αυτή λειτουργούσε από μια μηχανή 7.5HP και έχει τμήμα δοκιμίων 0.2×0.4m με μήκος 1.5m. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται εδώ είναι συγκεκριμένα για τους επενεργητές που χρησιμοποιούν ως διηλεκτρικό υλικό την αλουμίνα. Με βάση τις μετρήσεις της στρωτής ροής, ο επενεργητής χρησιμοποιήθηκε σε παλλόμενη συχνότητα $f_p=10\text{Hz}$, εκτός από μια περίπτωση σταθερής λειτουργίας (όπου η μέγιστη ταχύτητα δέσμης του PSJA ήταν $62\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$). Οι μετρήσεις διεξήχθησαν για τρεις διαφορετικές ταχύτητες ροής: $0.85\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (περίπτωση A), $1.25\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (περίπτωση B) και $1.75\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ (περίπτωση Γ), όπως φαίνεται στον πίνακα 2.6.2-1.

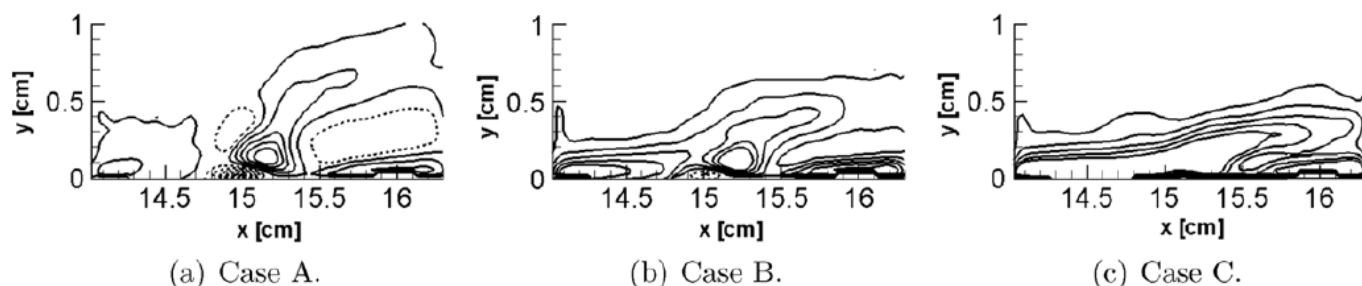
Case	U_∞ (cm s ⁻¹)	Re_L
A	85	$9 \cdot 10^3$
B	125	$13 \cdot 10^3$
C	175	$18 \cdot 10^3$

Πίνακας 2.6.2-1: Πειραματικές μετρήσεις επίπεδης πλάκας.

Αυτές οι τιμές επιλέχθηκαν για να διερευνηθεί η αλληλεπίδραση της δέσμης ρευστού με τις διασταυρούμενες ροές που ήταν χαμηλότερες, σχεδόν ίδιες και υψηλότερες σε δύναμη καθώς η μέγιστη ταχύτητα δέσμης παλλόταν στα 10Hz. Το κέντρο του επενεργητή βρισκόταν σε μια απόσταση 14.8cm από την ακμή της επίπεδης πλάκας, οι αριθμοί Reynolds, βασιζόμενοι σε αυτό το μήκος Re_L , ήταν περίπου $9 \cdot 10^3$, $13 \cdot 10^3$ και $18 \cdot 10^3$. Θα εξεταστεί πρώτα το βασικό πεδίο ροής και θα ακολουθήσει συζήτηση για τα παραγόμενα χαρακτηριστικά ροής.

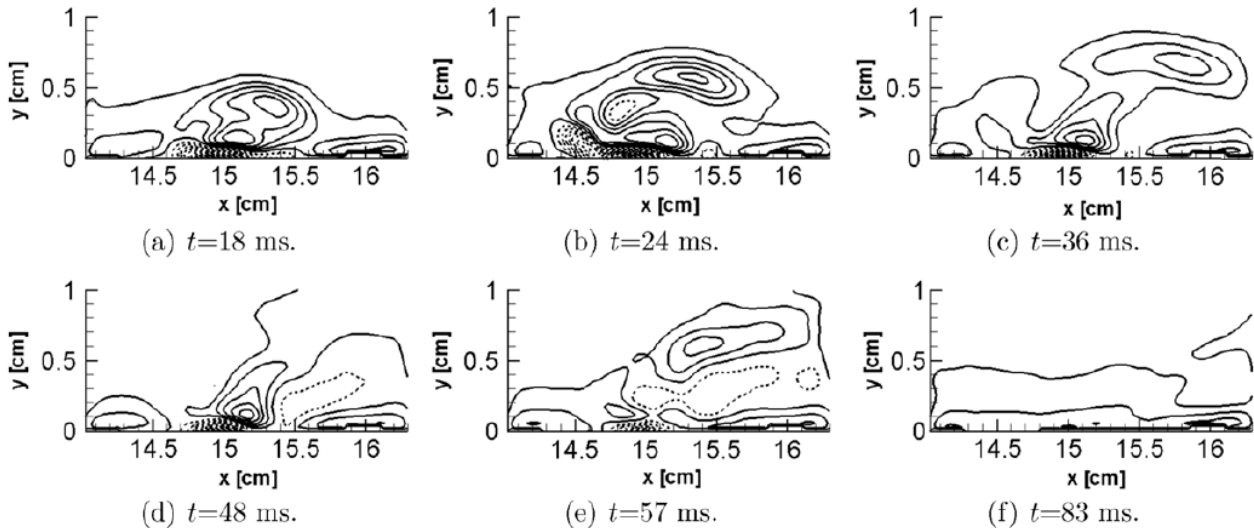
Το σχήμα 2.6.2-1 παρουσιάζει τα περιγράμματα στροβιλότητας που λήφθηκαν από μετρήσεις PIV για σταθερή λειτουργία του PSJA. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι η συμπεριφορά της συνθετικής (ZNMF) δέσμης πλάσματος σε διασταυρούμενη ροή, είναι όμοια με την αντίστοιχη συμβατική δέσμη. Η αναρρόφηση του ρευστού από την περιοχή πλάσματος, ακριβώς πάνω από το κέντρο του επενεργητή, δεν είναι το επικρατέστερο όπως αυτός αντιτάσσεται στην εισερχόμενη ροή. Παρατηρήθηκε ότι μια σαφής διαχωριστική γραμμή ροής (δεν παρουσιάζεται εδώ) άρχιζε από κοντινό σημείο του κέντρου του επενεργητή, και για τις τρεις ταχύτητες, και διαιρεί το πεδίο ροής σε μια σφαιρική περιοχή με τη μέση ροή, και μια εσωτερική περιοχή όπου παρατηρούνται τα αποτελέσματα της συνθετικής δέσμης πλάσματος. Το ποσό διείσδυσης, δηλαδή, η απόσταση διασταυρούμενης ροής στην οποία η εσωτερική περιοχή επικρατεί, επηρεάζεται από την εισερχόμενη ροή. Στη σύγκριση των σχημάτων 2.6.2-1(α) – (c), μπορεί να παρατηρηθεί ότι η διείσδυση της δέσμης μειώνεται με την αύξηση της ταχύτητα της ροής, όπως αναμενόταν. Καθώς παρατηρείται ένας σαφής διαχωρισμός της ροής σε δυο περιοχές για την περίπτωση A (σχήμα 2.6.2-1(b)) και περίπτωση B (σχήμα 2.6.2-1(b)), η εσωτερική περιοχή είναι σχεδόν ανύπαρκτη για την περίπτωση Γ (σχήμα 2.6.2-1(c)). Το αρχικό δαχτυλίδι

στροβιλότητας έχει ολισθήσει έξω από το FOV για σταθερή λειτουργία του επενεργητή, και για τις τρεις περιπτώσεις.



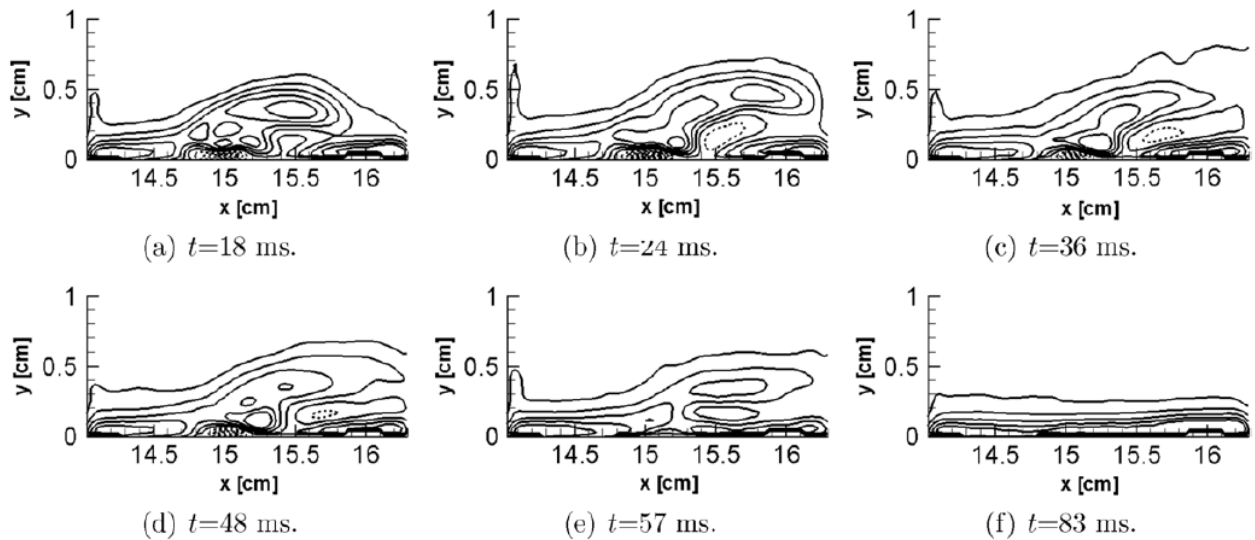
Σχήμα 2.6.2-1: Μέσα αποτελέσματα PIV, φαίνονται τα περιγράμματα στροβιλότητας για σταθερή λειτουργία του PSJA σε διασταυρούμενη ροή. Η κατεύθυνση της ροής είναι από αριστερά προς τα δεξιά.

Τα σχήματα 2.6.2-2 – 2.6.2-4 παρουσιάζουν τα περιγράμματα στροβιλότητας που λαμβάνονται από τις μετρήσεις PIV με κλειδωμά φάσης, για λειτουργία του PSJA που πάλλεται με συχνότητα 10Hz στη διασταυρούμενη ροή. Επίσης παρουσιάζονται και αρκετές εξελίξεις με το χρόνο της δέσμης. Για την περίπτωση A (σχήμα 2.6.2-2), η αρχική στροβιλότητα είναι εμφανή μέσα στο FOV για όλους τους χρόνους εκτός από $t=83\text{ms}$. Πρέπει να σημειωθεί ότι οι τελευταίοι δύο χρόνοι (57ms και 83ms) εξετάζουν το κομμάτι του κύκλου της επενέργησης όταν το πλάσμα είναι κλειστό. Η διαχωριστική γραμμή ροής προέρχεται από την ακμή της επίπεδης πλάκας, στα 14.6cm, για τους χρόνους από 18 έως 24ms, μετά από τους οποίους η θέση μετατοπίζεται προς τα κάτω στα 14.7cm για τους χρόνους από 36 έως 57ms. Η διεύθυνση της δέσμης είναι περίπου 0.5cm για $t=18\text{ms}$, κατόπιν αυξάνεται και μένει σταθερή στα 0.6cm μέχρι το χρόνο $t=36\text{ms}$, και μετά οξύνει σε περίπου 0.8ms για $t=48\text{ms}$ προς το τέλος του κύκλου επενέργησης. Για $t=57\text{ms}$, όπου το πλάσμα είναι κλειστό, η διεύθυνση της δέσμης μειώνεται στο 0.5cm, και η ροή επιστρέφει στη βασική γραμμή της ελεύθερης ροής για $t=83\text{ms}$. Η αρχική στροβιλότητα παρασύρεται από τη ροή, από 18 έως 36ms, μετά από το οποίο χάνει τη δομή της λόγω του διασκορπισμού στη σφαιρική περιοχή ροής. Μια νέα ύπαρξη αρχικής στροβιλότητας αρχίζει να διαμορφώνεται κοντά στη βάση του επενεργητή στα 24ms, και η προκύπτουσα ενεργή παράσυρση με την προηγούμενη στροβιλότητα μπορεί να αποδοθεί στην αύξηση του βάθους διεύθυνσης, για χρόνους από 24 ως 57ms. Είναι ενδιαφέρον να σημειωθεί ότι για $t=18\text{ms}$, η αριστερή πλευρά του αρχικού δαχτυλιδιού στροβιλότητας (αυτή είναι πλησιέστερα μετωπική στην εισερχόμενη ροή) αποδυναμώνεται σχεδόν τελείως από την ελεύθερη ροή, καθώς η δεξιά πλευρά του δαχτυλιδιού προκαλεί τη στροφή του ρευστού προς την εσωτερική περιοχή ρευστού. Μια οπτική σύγκριση της εσωτερικής περιοχής ροής για χρόνους 18 και 48ms δείχνει ότι ενώ οι γραμμές ροής της περιοχής αυτής είναι παράλληλες προς την ελεύθερη ροή, για χρόνο 18ms (λόγω της αρνητικής στροβιλότητας που προστίθεται από τη δεξιά πλευρά του δαχτυλιδιού), τείνουν προς την ελεύθερη ροή για χρόνο 48ms. Αυτό δείχνει ότι η δύναμη της δεξιάς πλευράς του δαχτυλιδιού στροβιλότητας μειώνεται με την αύξηση του χρόνου. Επιπλέον, η εσωτερική περιοχή (με τη χωρισμένη ροή) αυξάνεται με το χρόνο από 18 έως 48ms. Αφού η πλευρά του δαχτυλιδιού στροβιλότητας με περιστροφικό χαρακτήρα αντιτίθεται στην ελεύθερη ροή, αναγκάζει το ρευστό να χωριστεί, και έτσι η δύναμη της αριστερής πλευράς του δαχτυλιδιού πρέπει να αυξηθεί με την αντίστοιχη αύξηση του χρόνου. Αυτή η ασυμμετρία στη δύναμη του δαχτυλιδιού στροβιλότητας πιστεύεται ότι είναι σημαντική ώστε να επηρεάζει την διεύθυνση της δέσμης στη μέση ροή.

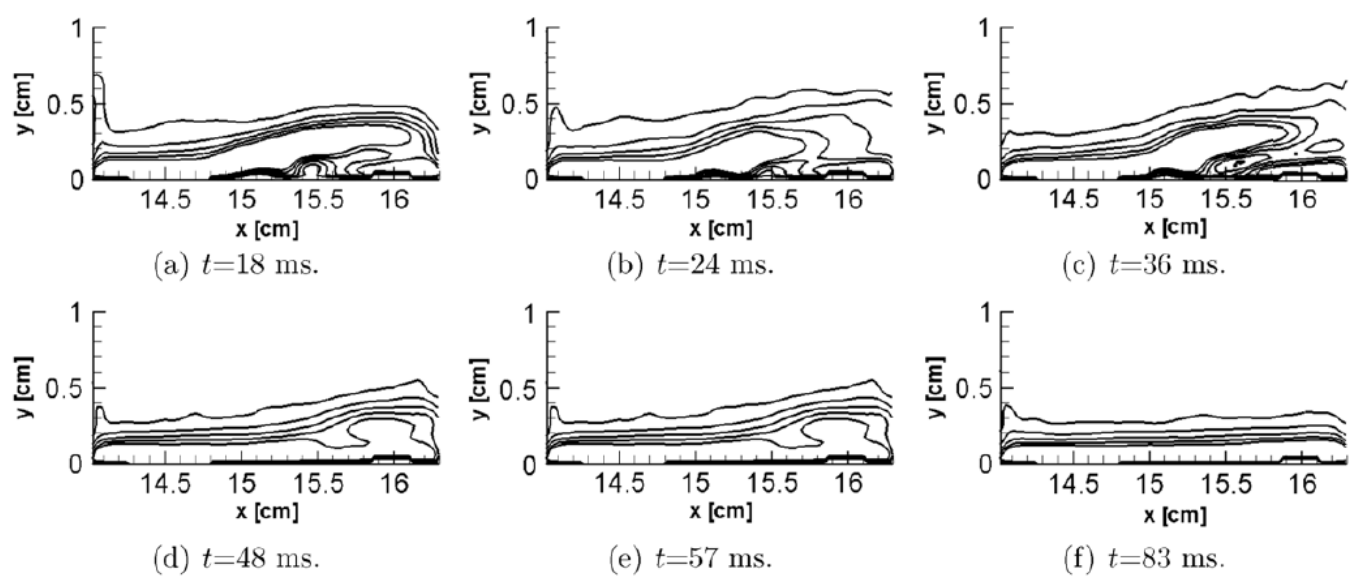


Σχήμα 2.6.2-2: Μέσα αποτελέσματα PIV, φαίνονται τα περιγράμματα στροβιλότητας για PSJA σε διασταυρούμενη ροή της περίπτωσης A, με τις μετρήσεις να παίρνονται με κλείδωμα φάσης και τον επενεργητή να πάλλεται σε συχνότητα $f_p=10\text{Hz}$. Η κατεύθυνση της ροής είναι από αριστερά προς τα δεξιά.

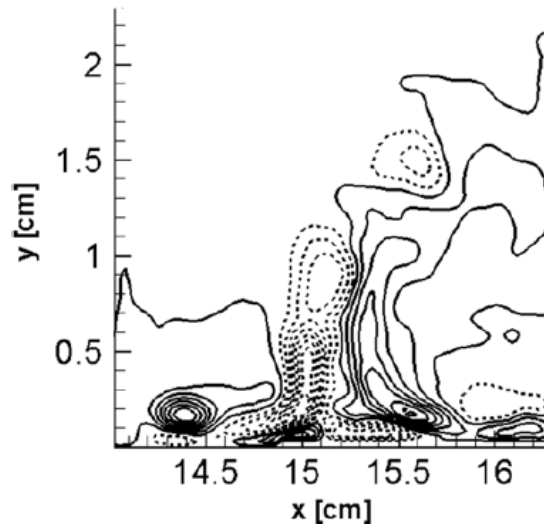
Για την υπόθεση B (σχήμα 2.6.2-3), το αρχικό δαχτυλίδι στροβιλότητας φαίνεται για όλους τους χρόνους όταν ο επενεργητής είναι ανοικτός (18 έως 48ms). Για $t=18\text{ms}$, η διείδυση της δέσμης είναι γύρω στα 0.4ms , μετά από το οποίο αυξάνεται σε μια μέγιστη τιμή, περίπου 0.5cm για $t=24\text{ms}$, και έπειτα μειώνεται και μένει σχεδόν σταθερή στα 0.4cm μέχρι το χρόνο $t=48\text{ms}$. Ο διαχωρισμός των γραμμών ροής στο $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ αρχίζει ακριβώς προς τα κάτω της κεντρικής θέσης του επενεργητή ($x=15\text{cm}$), σε σύγκριση με την περίπτωση A, όπου εκεί το $x=14.6\text{cm}$. Γενικά, η περιοχή αντίστροφης ροής έχει μικρότερη επέκταση για την περίπτωση του $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Για την υπόθεση Γ (σχήμα 2.6.2-4), η διείδυση της δέσμης είναι περίπου 0.2cm , και παραμένει σταθερή για όλους τους χρόνους όταν ο επενεργητής είναι ανοικτός. Επίσης, ο διαχωρισμός των γραμμών ροής έχει κινηθεί προς τα κάτω, στα 15cm από τη θέση $1\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, όπως αναμενόταν. Η περιοχή αντιστροφής της ροής είναι ανύπαρκτη σε αυτήν την συγκεκριμένη ταχύτητα. Η αποτελεσματικότητα του επενεργητή στο να επηρεάζει μιας διασταυρούμενη ροή, περιορίζεται από την τιμή του βάθους της διείδυσης της δέσμης, και αυτή βρέθηκε να είναι λιγότερο από 1cm για όλες τις περιπτώσεις που δοκιμάστηκαν και αναφέρθηκαν πιο πάνω. Έχει παρατηρηθεί ότι αυξάνοντας την εισαγμένη δύναμη αυξάνεται αυτή η τιμή ως ένα ορισμένο βαθμό (βλέπε σχήμα 2.6.2-5 για παράδειγμα).



Σχήμα 2.6.2-3: Μέσα αποτελέσματα PIV, φαίνονται τα περιγράμματα στροβιλότητας για PSJA σε διασταυρούμενη ροή της περίπτωσης Β, με τις μετρήσεις να παίρνονται με κλείδωμα φάσης και τον επενεργητή να πάλλεται σε συχνότητα $f_p=10\text{Hz}$. Η κατεύθυνση της ροής είναι από αριστερά προς τα δεξιά.

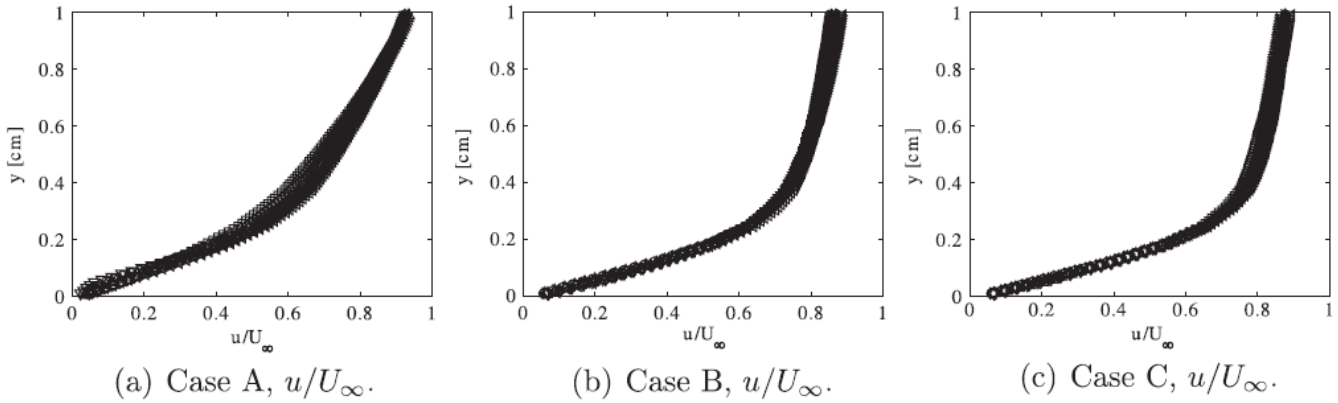


Σχήμα 2.6.2-4: Μέσα αποτελέσματα PIV, φαίνονται τα περιγράμματα στροβιλότητας για PSJA σε διασταυρούμενη ροή της περίπτωσης Γ, με τις μετρήσεις να παίρνονται με κλείδωμα φάσης και τον επενεργητή να πάλλεται σε συχνότητα $f_p=10\text{Hz}$. Η κατεύθυνση της ροής είναι από αριστερά προς τα δεξιά.

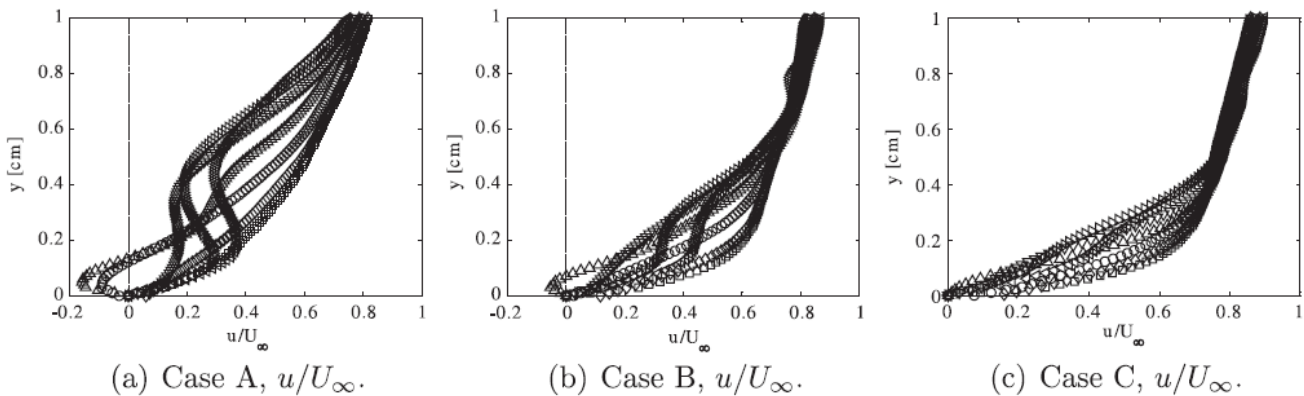


Σχήμα 2.6.2-5: Μέσα αποτελέσματα PIV, φαίνονται τα περιγράμματα στροβιλότητας για PSJA σε διασταυρούμενη ροή της περίπτωσης A, με τις μετρήσεις να παίρνονται με κλειδωμά φάσης και τον επενεργητή να πάλλεται σε συχνότητα $f_p=10\text{Hz}$, σε χρόνο $t=18\text{ms}$ (η διακεκομμένη γραμμή δείχνει τα περιγράμματα αρνητικής στροβιλότητας – προσέξτε την αυξανόμενη διεύθυνση δέσμης με την αύξηση της εισαγμένης δύναμης του επενεργητή).

Τα σχήματα 2.6.2-6 και 2.6.2-7 δείχνουν τα προφίλ της μέσης ταχύτητας της ροής, που λήφθηκαν για τη ροή στη βασική γραμμή (ο επενεργητής είναι κλειστός) και σε σταθερή λειτουργία του PSJA, όπου οι καμπύλες των προφίλ χωρίζονται από μια απόσταση $\Delta=3.3\text{mm}$. Για την περίπτωση A του PSJA, η ροή διαχωρίζεται στο κέντρο του επενεργητή λόγω της αλληλεπίδρασης με τη δέσμη, και αρχίζει να ανακτάται στην απόσταση 2Δ προς τα κάτω (σχήμα 2.6.2-7(α)). Η επιρροή της δέσμης στη διασταυρούμενη ροή για την περίπτωση A επεκτείνεται σε μια απόσταση $\Psi=0.5\text{cm}$, και η αύξηση στη μέση ταχύτητα παρατηρείται πολύ κοντά στον τοίχο ($\Psi=0.1\text{cm}$ για $X=4\Delta$ κάτω, σχήμα 2.6.2-7(α)). Με αύξηση της ταχύτητας της ελεύθερης ροής στην περίπτωση B (PSJA), η ροή διαχωρίζεται αμέσως προς τα κάτω του κέντρου του επενεργητή, και η περιοχή της αντιστροφής της ροής είναι μικρότερη σε σύγκριση με την περίπτωση A (σχήμα 2.6.2-7(b)). Η ροή δεν ανέρχεται στην βασική γραμμή του προφίλ ακόμα και στο 4Δ προς τα κάτω. Η επίδραση της δέσμης αποδυναμώνεται στην περίπτωση Γ του PSJA (σχήμα 2.6.2-7(c)), και δεν υπάρχει αντιστροφή της ροής. Είναι ενδιαφέρον να σημειωθεί, ότι για όλες αυτές τις περιπτώσεις, τα σχεδιαγράμματα των προφίλ με σταθερή επενέργεια μετατοπίζονται προς τα πάνω στην κατεύθυνση των διασταυρούμενων ρευμάτων, σε αποστάσεις προς τα κάτω από το κέντρο του επενεργητή, κάτι που δείχνει τη διεύθυνση της δέσμης. Εντούτοις, η κορυφή της ταχύτητας παραμένει σχεδόν σε σταθερή θέση, διασταυρούμενων ρευμάτων, ακόμα και καθώς κινούμαστε προς τα κάτω, σε αντίθεση με αυτό που παρατηρείται στον γραμμικό επενεργητή [55]. Επίσης, σε αποστάσεις προς τα πάνω του κέντρου του επενεργητή, τα προφίλ παρεκκλίνουν μόνο ελαφρώς, κάτι το οποίο επίσης παρατηρείται στην περίπτωση του γραμμικού επενεργητή [55].



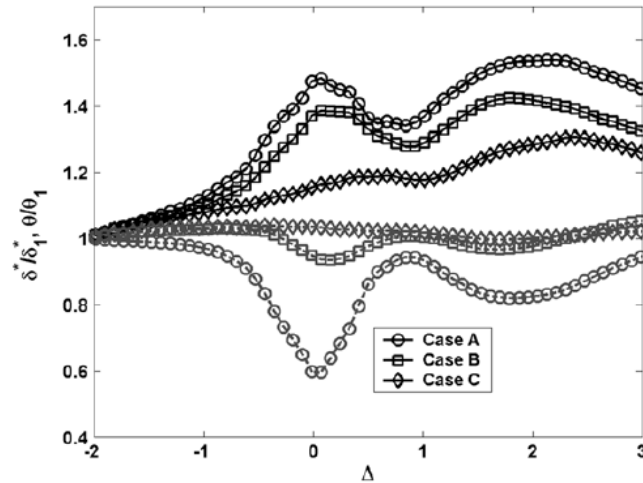
Σχήμα 2.6.2-6: Ροή στη βασική γραμμή (ο επενεργητής είναι κλειστός), προφίλ μέσω ταχυτήτων σε διαφορετικά σημεία γραμμών ροής: για $r=2\Delta$ και $r=1\Delta$ προς τα πάνω, $r=0$, $r=1\Delta$, $r=2\Delta$, $r=3\Delta$ και $r=4\Delta$ προς τα κάτω, όπου $\Delta=3.3\text{mm}$ και το r αντιστοιχεί στο κέντρο του επενεργητή ($\chi=14.8\text{cm}$).



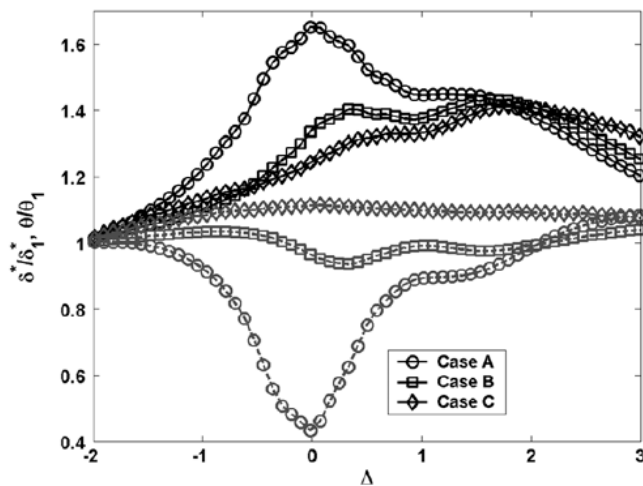
Σχήμα 2.6.2-7: Προφίλ μέσω ταχυτήτων για σταθερή λειτουργία του PSJA σε διαφορετικά σημεία γραμμών ροής: για $r=2\Delta$ και $r=1\Delta$ προς τα πάνω, $r=0$, $r=1\Delta$, $r=2\Delta$, $r=3\Delta$ και $r=4\Delta$ προς τα κάτω, όπου $\Delta=3.3\text{mm}$ και το r αντιστοιχεί στο κέντρο του επενεργητή ($\chi=14.8\text{cm}$).

Το σχήμα 2.6.2-8 παρουσιάζει τη μετατόπιση (δ^*) και το πάχος ορμής (θ) που υπολογίζονται χρησιμοποιώντας τους τυποποιημένους ολοκληρωματικούς ορισμούς τους [60]. Επίσης παρουσιάζονται η σταθερή και η παλλόμενη λειτουργία στα 10Hz του PSJA. Σημειώστε ότι οι τιμές δ^* και θ έχουν ομαλοποιηθεί στις αρχικές τιμές που καθορίζονται από το πρώτο σχεδιάγραμμα του προφίλ. Για σταθερή λειτουργία του PSJA στην περίπτωση A, το πάχος μετατοπίσεως (σχήμα 2.6.2-8(α)) για τις τρεις ταχύτητες αυξάνεται από την αρχή της περιοχής του πλάσματος (γύρω στο $\chi=-1\Delta$, λόγω της δυσμενούς κλίσης πίεσης που παράγεται από τη συνθετική δέσμη πλάσματος) και κορυφώνεται στο κέντρο του επενεργητή. Οι τιμές του πάχους μετατοπίσεως μειώνονται μετά το κέντρο και καταλήγουν σε ένα σταθερό επίπεδο. Η αύξηση στο πάχος μετατοπίσεως είναι περίπου 40% (στην περίπτωση A), 30% (στην περίπτωση B) και 20% (στην περίπτωση Γ) σε σχέση με τις αντίστοιχες αρχικές τιμές τους. Το PSJA προσθέτει επιπλέον ενέργεια στο πεδίο ροής, και ως εκ τούτου οι τιμές του πάχους ορμής μικραίνουν κοντά στην περιοχή πλάσματος και για τις τρεις ταχύτητες. Στο κέντρο του επενεργητή, παρατηρείται μια εντυπωσιακή μείωση κατά 40% του πάχους ορμής για την περίπτωση A (σχήμα 2.6.2-8(α)), καθώς αυτό μικραίνει κατά περίπου 10% για την περίπτωση B. Ο επενεργητής φαίνεται να έχει αμελητέα επίδραση στο πάχος ορμής στην περίπτωση Γ. Προς τα κάτω του κέντρου του επενεργητή, οι τιμές του πάχους ορμής αυξάνονται παρόμοια με αυτό που παρατηρείται σε έναν γραμμικό επενεργητή [55]. Για τις περιπτώσεις B και Γ, η τιμή

του πάχους ορμής επιστρέφει στην αρχική του τιμή στο προς τα κάτω σημείο $\chi=3\Delta$. Για την περίπτωση A, είναι εμφανή μια μείωση 10% στο πάχος ορμής ακόμα και στο πιο κάτω σημείο. Η ταλάντωση του PSJA στα 10Hz (σχήμα 2.6.2-8(b)) έχει ως αποτέλεσμα τη μείωση του πάχους ορμής περίπου κατά 60% για την περίπτωση A, η οποία τιμή είναι 20% μεγαλύτερη από την αντίστοιχη της σταθερής λειτουργίας του PSJA για την ίδια ταχύτητα ελεύθερης ροής (σχήμα 2.6.2-8(α)). Έτσι η δράση του PSJA είναι παρόμοια με την ενεργή μετακίνηση του οριακού στρώματος, και όταν συγκριθεί με ένα γραμμικό επενεργητή [55], μπορεί κάποιος να παρατηρήσει ότι το PSJA παράγει μεγαλύτερη μείωση του πάχους ορμής, αν και με μεγαλύτερη αύξηση του πάχους μετατοπίσεως.



(a) Steady operation.



(b) 10 Hz pulsing.

Σχήμα 2.6.2-8: Πάχος μετατοπίσεως, δ^* (—), και ορμής, θ (- - - -), για τις περιπτώσεις A, B, Γ, όπου $\Delta=3.3\text{mm}$ και $\Delta=0$ αντιστοιχεί στο κέντρο του PSJA για $\chi=14.8\text{cm}$.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Πειραματική διάταξη

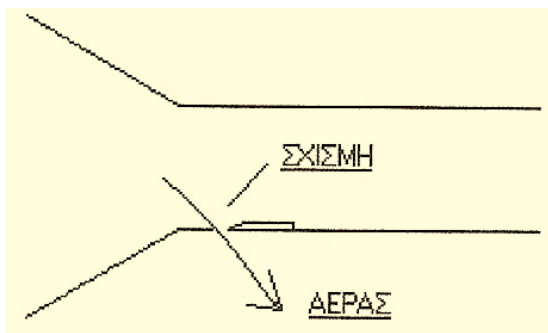
3.1 Αεροδυναμική σήραγγα

Η διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε σε μια αεροσήραγγα του εργαστηρίου αεροδυναμικής του τομέα Ρευστών, του τμήματος των Μηχανολόγων Μηχανικών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνίου. Η αεροσήραγγα έχει σχεδιαστεί από τον Γ. Μπεργελέ και τον Ν. Αθανασιάδη στην Ελλάδα.

Πρόκειται για μια αεροσήραγγα χαμηλής ταχύτητας, ανοικτού κυκλώματος και συνεχούς λειτουργίας. Ο φυσητήρας είναι αξονικού τύπου. Η ρύθμιση της ταχύτητας της ροής του αέρα γίνεται έμμεσα μέσω της ρύθμισης των στροφών του φυσητήρα με την βοήθεια ενός ρυθμιστή με χειροστρόφαλο. Αυτή η σήραγγα μπορεί να παράγει ταχύτητες αέρα εύρους 3 – 20m/s.

Στο αποκλίνον και στο συγκλίνον τμήμα της αεροσήραγγας είναι τοποθετημένα πλέγματα, έτσι ώστε να έχουμε ομαλοποίηση της ροής και για να καταστέλλονται οι δίνες που μπορεί να σχηματιστούν πριν καν η ροή φτάσει στο τμήμα δοκιμών. Επίσης το αποκλίνον και συγκλίνον τμήμα της έχουν παραβολικό σχήμα, έτσι ώστε να δημιουργείται, όσο το δυνατό περισσότερο, ομαλή και ομοιόμορφη ροή. Ανάμεσα στα δυο αυτά τμήματα υπάρχει ένα τμήμα τετραγωνικής διατομής που ονομάζεται χώρος εφησυχασμού της ροής, όπου προσπαθούμε να κάνουμε την ροή πιο ομοιόμορφη.

Το τμήμα εισόδου έχει διαμορφωθεί έτσι ώστε το πολύ λεπτό οριακό στρώμα που υπάρχει στην κάτω μεριά του συγκλίνοντος ακροφυσίου να φεύγει έξω από το τμήμα δοκιμών. Αυτό επιτυγχάνεται με μια λεπτή σχισμή που υπάρχει λίγο πριν από το τμήμα δοκιμών, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1-1 πιο κάτω. Επίσης στο πάνω μέρος αυτής της σχισμής υπάρχει ένα κομμάτι από γυαλόχαρτο για τον έλεγχο του σημείου ενάρξεως της τυρβώδους ροής.



Σχήμα 3.1-1: Η σχισμή της αεροδυναμικής σήραγγας για την αποβολή του λεπτού οριακού στρώματος του κάτω μέρους της ροής.

3.1.1 Τμήμα δοκιμών της σήραγγας

Το τμήμα δοκιμών είναι τετραγωνικής διατομής με διαστάσεις 22.5 × 42 cm και μήκους 150 cm και είναι κατασκευασμένο από plexiglass, ώστε να είναι δυνατή η ποιοτική μελέτη της ροής με χρήση τεχνικών οπτικοποίησης. Το πάνω μέρος του τμήματος δοκιμών αποτελείται από αποσπώμενα κομμάτια plexiglass ώστε να μπορούν να γίνουν κάποιες τροποποιήσεις και επίσης υπάρχει η δυνατότητα κίνησης φορείου πάνω σε οδηγούς ράβδους.

Η αεροδυναμική σήραγγα που χρησιμοποιήθηκε σε αυτή την διπλωματική εργασία φαίνεται στην φωτογραφία 3.1.1-1. Σε αυτήν μπορούμε να διακρίνουμε το τμήμα δοκιμών, μέσα στο οποίο είναι τοποθετημένο το πειραματικό μας μοντέλο.



Φωτογραφία 3.1.1-1: Η αεροδυναμική σήραγγα που χρησιμοποιήθηκε στο εργαστήριο.

3.1.2 Τεχνικά χαρακτηριστικά της σήραγγας

Πιο κάτω παρουσιάζουμε κάποια γενικά χαρακτηριστικά της σήραγγας που χρησιμοποιήσαμε στο εργαστήριο αεροδυναμικής του τομέα των ρευστών:

Εταιρεία κατασκευής: NEOVENT

Τύπος: VM 60.10.2 8⁰

RPM: 2910

Ισχύς ηλεκτροκινητήρα: 7.5 HP

Ωφέλιμη ολική πίεση: 70 Kg/m².

3.2 Εμβολοφόρος κινητήρας παλλόμενης λειτουργίας για την παραγωγή των δεσμών αέρα

Κάτω από την σήραγγα φαίνεται ένας εμβολοφόρος κινητήρας που χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή δεσμών αέρα. Αυτός έχει παλλόμενη λειτουργία και στέλνει αέρα, μέσω ενός σωλήνα, απευθείας στις τρύπες που υπάρχουν στο μοντέλο μας. Και επειδή ο κινητήρας έχει παλλόμενη λειτουργία χρησιμοποιήσαμε μέθοδο σκανδαλισμού (triggering), έτσι ώστε να παίρνουμε την μέτρησή μας, κάθε φορά, ακριβώς την ίδια χρονική στιγμή με την προηγούμενη. Δηλαδή καταγράφουμε την μέτρηση μας, κάθε φορά, την στιγμή που το έμβολο του κινητήρα βρίσκεται στην ίδια ακριβώς θέση μέσα στον κύλινδρο. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω της κατάλληλης διάταξης και του κατάλληλου λογισμικού. Χρησιμοποιήσαμε ένα αισθητήρα ο οποίος έπαιρνε το σήμα από ένα μεταλλικό κομμάτι, το οποίο κολλήθηκε στην περιστρεφόμενη τροχαλία του κινητήρα. Όταν περνούσε το μεταλλικό κομμάτι μπροστά από τον αισθητήρα αυτός έδινε εντολή να αρχίσει η μέτρηση. Αυτός ο αισθητήρας λειτουργεί ως εξής: Όταν το μάτι του αισθητήρα δεν βλέπει κάποιο μεταλλικό αντικείμενο μπροστά του έχει ένδειξη μιας τάσης της τάξης των 2 Volt, ενώ όταν βρεθεί κάποιο αντικείμενο μπροστά του τότε η τάση πέφτει σε μια μικρή τιμή. Αυτό μας δίνει την δυνατότητα, μέσω του λογισμικού, να αρχίζουμε κάθε φορά την

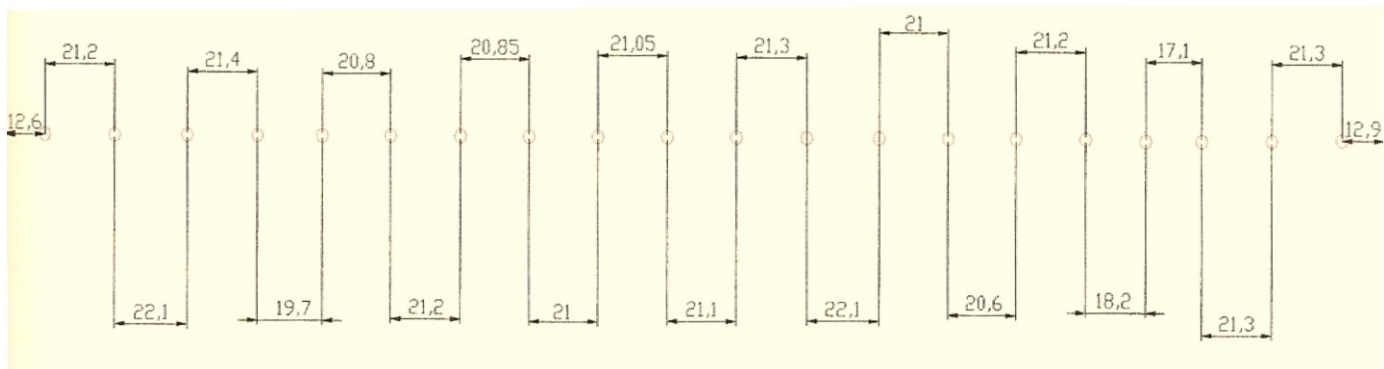
διαδικασία του πειράματος όταν η ένδειξη του αισθητήρα είναι χαμηλή, δηλαδή στο ίδιο ακριβώς σημείο κάθε φορά.

3.3 Πειραματικό μοντέλο

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για την διεξαγωγή του πειράματος είναι μια απότομη διεύρυνση, με πλάτος 420mm, ύψος 41mm και συνολικό μήκος 420mm (φωτογραφία 3.3-1). Το μπροστινό του μέρος αποτελείται από ένα καμπύλο τμήμα, έτσι ώστε να υπάρχει ομαλή άφιξη του ρευστού στο πίσω μέρος, στο οποίο βρίσκεται η απότομη διεύρυνση. Αυτή η απότομη διεύρυνση είναι ορθογωνικής διατομής και δημιουργεί ένα σκαλοπάτι με το τμήμα δοκιμών της αεροσήραγγας. Στο κάτω άκρο του μοντέλου, και σε πολύ μικρή απόσταση από την πάνω ακμή του (6mm), υπάρχει μια σχισμή, πίσω από την οποία βρίσκεται μια σειρά από 20 τρύπες, από τις οποίες διέρχεται ο αέρας που στέλνει ο κινητήρας, υπό μορφή δεσμών. Η ακριβής διάταξη των δεσμών αέρα φαίνεται στο σχήμα 3.3-2. Η διάμετρος κάθε τρύπας, δηλαδή κάθε παραγόμενης δέσμης, είναι 1.8mm. Το εσωτερικό μέρος του μοντέλου είναι κούφιο, ενώ στο κάτω μέρος του υπάρχει μια ειδική υποδοχή για την είσοδο του αέρα που προέρχεται από τον κινητήρα, ο οποίος καταλήγει μέσω τεσσάρων σωλήνων στις 20 τρύπες του δοκιμίου.

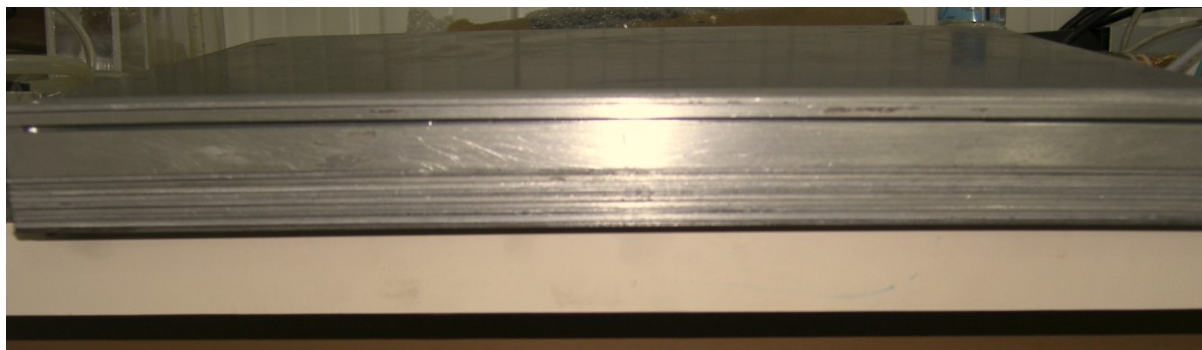


Φωτογραφία 3.3-1: Το πειραματικό μοντέλο μέσα στο τμήμα δοκιμών της αεροδυναμικής σύραγγας.



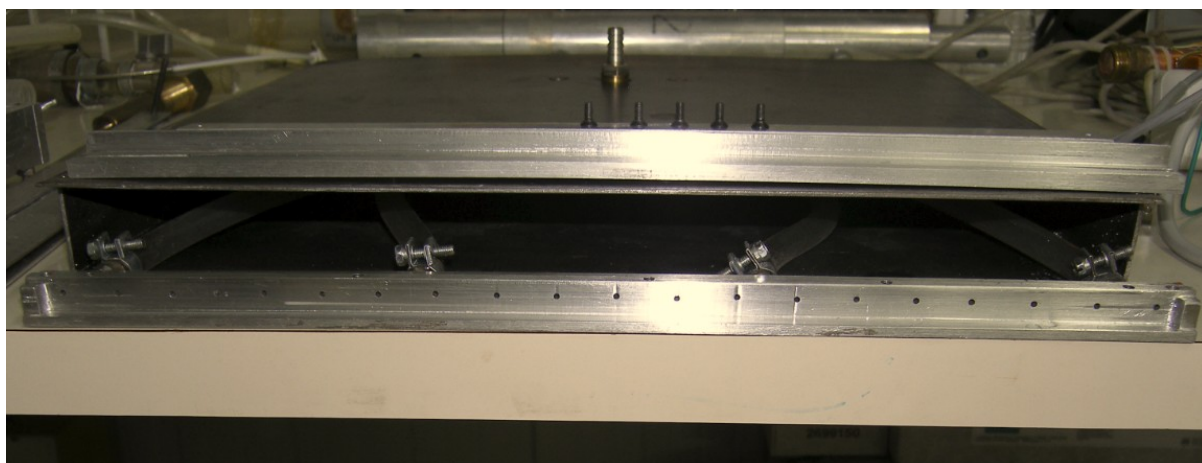
Σχήμα 3.3-2: Η διάταξη των δεσμών αέρα.

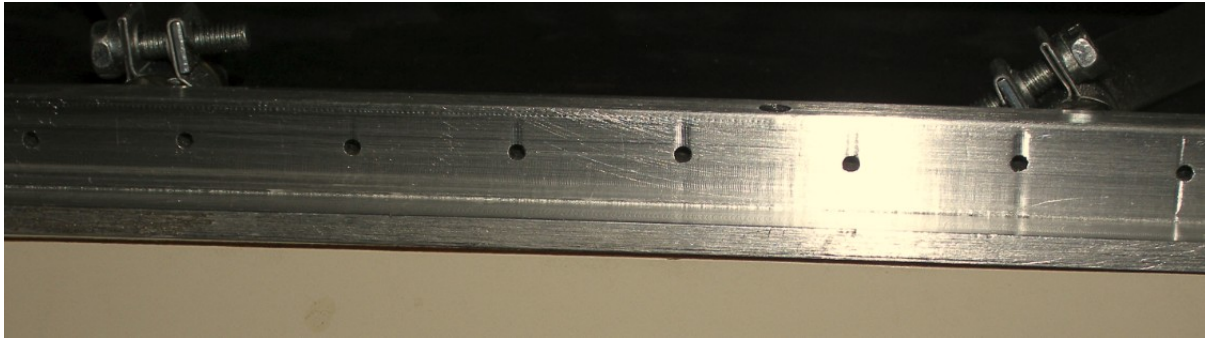
Στην φωτογραφία 3.3-3 φαίνεται το πίσω μέρος του μοντέλου όταν αυτό βρίσκεται στο τμήμα δοκιμών της σήραγγας. Σε αυτήν φαίνεται η απότομη διεύρυνση που δημιουργείται από το μοντέλο και το κάτω τμήμα δοκιμών.



Φωτογραφία 3.3-3: Το πίσω μέρος του μοντέλου, φαίνεται η σχισμή με τις οπές.

Στις δυο πιο κάτω φωτογραφίες, 3.3-4(α) και (β), φαίνεται η διάταξη των οπών, οι οποίες παράγουν τις δέσμες αέρα. Αυτή η διάταξη βρίσκεται πίσω από την σχισμή που παρουσιάστηκε στην πιο πάνω φωτογραφία.





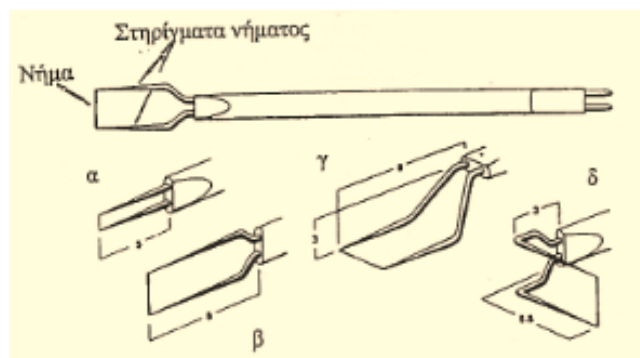
Φωτογραφία 3.3-4: α) Το πίσω μέρος του δοκιμίου ανοικτό ώστε να φαίνονται οι οπές και οι σωλήνες οι οποίες οδηγούν τον αέρα που στέλνει ο κινητήρας προς τις οπές, επίσης φαίνεται και η υποδοχή στην οποία μπαίνει ο σωλήνας που ενώνει τον κινητήρα και το μοντέλο,
β) Οι οπές που παράγουν τις δέσμες αέρα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Ανεμομετρία θερμού νήματος (Hot Wire Anemometry)

4.1 Η μέθοδος του θερμού νήματος

Η μέθοδος αυτού του είδους μέτρησης ταχυτήτων ρευστού βασίζεται στη σχέση που συνδέει την απαγόμενη θερμότητα ενός θερμαινόμενου σωματιδίου, εκτεθειμένου σε ρεύμα ρευστού, με την ταχύτητα του ρευστού. Υπάρχουν διάφοροι τύποι θερμού νήματος και αυτοί φαίνονται στο σχήμα 1. Ο τύπος που πρέπει να χρησιμοποιηθεί εξαρτάται από την εφαρμογή. Για παράδειγμα υπάρχουν νήματα με κατάλληλα στηρίγματα, τα οποία επιτρέπουν την προσέγγιση σε δύσκολα σημεία και αφετέρου δεν επηρεάζουν την μέτρηση. Αυτά χρησιμοποιούνται για μετρήσεις κοντά σε στερεά όρια, δηλαδή μέσα σε οριακά στρώματα (τα νήματα (γ) και (δ) του σχήματος 4.1-1).



Σχήμα 4.1-1: Διάφοροι τύποι θερμού νήματος.

Συνήθως τα συρματίδια (ή νήματα) κατασκευάζονται από τρία κυρίως υλικά: βολφράμιο, πλατίνα και κράμα πλατίνας ιριδίου (80% πλατίνα, 20% ιρίδιο). Από τα υλικά αυτά:

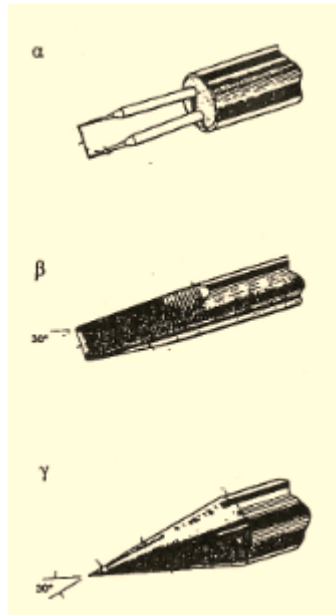
1. το βολφράμιο έχει υψηλό θερμοκρασιακό συντελεστή ωμικής αντίστασης και υψηλή αντοχή. Παρουσιάζει όμως το μειονέκτημα της γρήγορης οξειδωσίας στις υψηλές θερμοκρασίες, δηλαδή θερμοκρασίες μεγαλύτερες από 300°C. Η μικρότερη διάμετρος νήματος από βολφράμιο που έχει κατασκευαστεί είναι 2.5μm.
2. Η πλατίνα παρουσιάζει καλό θερμοκρασιακό συντελεστή αντίστασης και δεν οξειδώνεται εύκολα. Έχει όμως το μειονέκτημα της μικρής μηχανικής αντοχής στις υψηλές θερμοκρασίες. Η μικρότερη διάμετρος από πλατίνα που έχει κατασκευαστεί είναι 0.5μm.
3. Το κράμα πλατίνας – ιριδίου αποτελεί μια μέση λύση δεδομένου ότι δεν οξειδώνεται εύκολα και έχει καλή αντοχή. Σύρματα από το κράμα αυτό χρησιμοποιούνται σε θερμοκρασίες απαγορευτικές για τα άλλα δυο είδη.

Κατά την σχεδίαση ενός θερμού νήματος, η επιλογή της διαμέτρου και του μήκους του προκύπτει από την ικανοποίηση διαφόρων αντιφατικών απαιτήσεων όπως:

1. Το μήκος πρέπει να είναι μικρό για να έχουμε καλύτερη χωρική διακριτικότητα και μικρότερα αεροδυναμικά φορτία.
2. Το μήκος πρέπει να είναι μεγάλο ώστε οι θερμικές απώλειες προς τα στηρίγματα του νήματος να είναι περιορισμένες, η θερμοκρασιακή κατανομή κατά το μήκος του νήματος πιο ομοιόμορφη και η επίδραση των στηριγμάτων μικρή.
3. Η διάμετρος πρέπει να είναι μικρή για να μην εμφανίζεται το φαινόμενο έκλυσης δινών που προκαλεί θόρυβο στις μετρήσεις, ο χρόνος απόκρισης να είναι μικρός λόγω της μικρότερης θερμικής αδράνειας και η χωρική διακριτικότητα πρέπει να είναι καλή.

4. Η διάμετρος πρέπει να είναι μεγάλη για λόγους αντοχής και για την αποφυγή επικάλυψης σκόνης.

Τα νήματα σήμερα κατασκευάζονται σε διαμέτρους 2.5 έως 5μm και με μήκος έως 1mm. Ειδικότερα στις μετρήσεις σε νερό, για λόγους αντοχής, χρησιμοποιούνται διατάξεις μεγαλύτερης διαμέτρου (μέχρι και 50μm), στις οποίες όμως το ηλεκτρικά αγωγίμο υλικό αποτελεί ένα πολύ λεπτό στρώμα (hot – film) για την μείωση της θερμικής αδράνειας. Στο σχήμα 4.1-2 παρουσιάζονται τρεις τύποι hot film: κυλινδρικός, σφηνοειδής και κωνικός.



Σχήμα 4.1-2: Διάφοροι τύποι θερμού φιλμ.

Η μέτρηση της ταχύτητας του ρευστού σε ένα συγκεκριμένο σημείο γίνεται τοποθετώντας το νήμα στο σημείο αυτό και έτσι επιτρέπουμε να περάσει από αυτό ηλεκτρικό ρεύμα. Αν θεωρήσουμε ότι η παραγόμενη θερμότητα λόγω του γνωστού φαινομένου Joule απάγεται όλη από το ρέον ρευστό τότε θα ισχύει η σχέση:

$$R_w I^2 = \pi d l h (T_w - T_f) \quad (4.1-1)$$

όπου $R_w, I, d, l, h, T_w, T_f$ είναι αντιστοίχως η ωμική αντίσταση του νήματος, η ένταση του ρεύματος που διέρχεται από το νήμα, η διάμετρος του νήματος, το μήκος του, ο συντελεστής συναγωγής, η θερμοκρασία του νήματος και η θερμοκρασία του ρευστού. Η ταχύτητα του ρευστού υπεισέρχεται εμμέσως στην παραπάνω εξίσωση μέσω του συντελεστή συναγωγής, με αποτέλεσμα να προκύπτει μια σχέση μεταξύ της ταχύτητας του ρευστού και των ηλεκτρικών χαρακτηριστικών του κυκλώματος στο οποίο είναι συνδεδεμένο το νήμα. Πρέπει επίσης να αναφερθεί ότι στην ψύξη του νήματος συνεισφέρουν μόνο οι κάθετες προς το νήμα συνιστώσες της ταχύτητας.

Τέλος πρέπει να αναφερθεί ότι ο προσδιορισμός του διανύσματος της ταχύτητας σε διδιάστατο και τρισδιάστατο πεδίο ροής γίνεται με την βοήθεια δυο και τριών νημάτων, αντίστοιχα.

4.2 Ηλεκτρικές διατάξεις θερμού νήματος

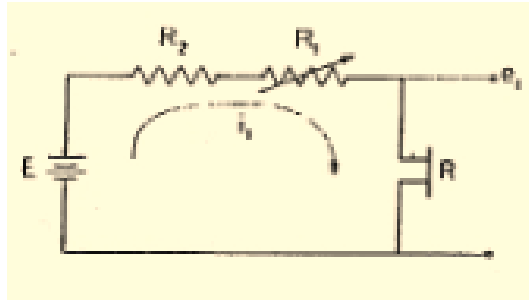
Δυο είναι κυρίως οι ηλεκτρικές διατάξεις που έχουν χρησιμοποιηθεί μέχρι σήμερα:

1. Διάταξη σταθερού ρεύματος, όπου η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος που διαρρέει το νήμα είναι σταθερή.
2. Διάταξη σταθερής θερμοκρασίας, στην οποία η μέση θερμοκρασία του νήματος διατηρείται σταθερή.

4.2.1 Ανεμόμετρο σταθερού ρεύματος

Η διάταξη αυτή χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά, ενώ αργότερα καθιερώθηκε η διάταξη σταθερής θερμοκρασίας, λόγω των πλεονεκτημάτων που διαθέτει έναντι της πρώτης.

Στη διάταξη του ανεμομέτρου σταθερού ρεύματος το θερμό νήμα είναι συνδεδεμένο εν σειρά με ωμική αντίσταση πολύ μεγαλύτερη από τη δική του (π.χ. 1000 φορές μεγαλύτερη), με αποτέλεσμα η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος που το διαρρέει να είναι ουσιαστικά σταθερή, μολονότι η ωμική του αντίσταση μεταβάλλεται, μεταβαλλόμενης της ταχύτητας του ρευστού (βλέπε σχήμα 4.2.1-1). Έξοδος του οργάνου είναι η πτώση τάσης στα άκρα της αντίστασης του σύρματος, e . Η μεταβλητή αντίσταση R_1 , του σχήματος 4.2.1-1, χρησιμοποιείται για την ρύθμιση της έντασης του ρεύματος που διαρρέει το νήμα.



Σχήμα 4.2.1-1: Διάταξη θερμού νήματος σταθερού ρεύματος.

Αν η ταχύτητα του ρευστού αυξηθεί, τότε ο συντελεστής συναγωγής h θα αυξηθεί με αποτέλεσμα να απάγεται θερμότητα από το σύρμα με μεγαλύτερο ρυθμό και έτσι η θερμοκρασία του να μειωθεί καθώς και η ωμική του αντίσταση, άρα και η πτώση τάσης στα άκρα του. Παρατηρούμε δηλαδή ότι η ευαισθησία του οργάνου είναι αρνητική. Μειούμενης της θερμοκρασίας του σύρματος η θερμοκρασιακή διαφορά σύρματος και ρευστού μειώνεται (εφόσον η θερμοκρασία του ρευστού παραμένει σταθερή) έως ότου επέλθει ισορροπία μεταξύ της παραγόμενης θερμότητας και της απαγόμενης από το ρευστό.

Ένα μέρος της παραγόμενης θερμότητας λόγω του φαινομένου Joule από την ηλεκτρική αντίσταση του θερμού νήματος, αποθηκεύεται στο νήμα και ένα άλλο απάγεται προς το ρευστό (αμελώντας βεβαίως μια μικρή ποσότητα θερμότητας η οποία διοχετεύεται προς τα στηρίγματα του νήματος, συνήθως 15%). Η βασική εξίσωση επομένως που αφορά τη λειτουργία του θερμού νήματος σταθερού ρεύματος είναι:

$$R'_w I^2 = mc \frac{dT'_w}{dt} + \pi dl \frac{B}{2\sqrt{U_{ef}}} (T'_w - T_f) u_{ef} + T'_w \left(A + B \sqrt{U_{ef}} \right) \pi dl \quad (4.2.1-1)$$

Γνωρίζουμε ότι η ωμική αντίσταση μεταβάλλεται γραμμικώς με την θερμοκρασία δηλαδή:

$$R_w = R_0 (1 + a(T_w - T_0)) \quad (4.2.1-2)$$

Αν από τη σχέση (4.2.1-2) επιλυθεί η θερμοκρασία συναρτήσει της ωμικής αντίστασης, η σχέση (4.2.1-1) γράφεται:

$$R'_w I^2 = \frac{mc}{aR_0} \frac{dR'_w}{dt} + \frac{\pi dl B}{2\sqrt{U_{ef}}} \left(\frac{\bar{R}_w - R_f}{R_0 a} \right) u_{ef} + \frac{R'_w}{R_0 a} \left(A + B \sqrt{U_{ef}} \right) \Pi d \quad (4.2.1-3)$$

Αν πολλαπλασιάσουμε αμφότερα τα μέλη της εξίσωσης (4.2.1-1) επί την ένταση του ρεύματος I και συμβολίσουμε με e την διακύμανση της πτώσης τάσης στα άκρα της αντίστασης του θερμού νήματος, δηλαδή:

$$e = R'_w I \quad (4.2.1-4)$$

τότε η εξίσωση (4.2.1-1) γράφεται υπό την μορφή:

$$\tau \frac{de}{dt} + e = k u_{ef} \quad (4.2.1-5)$$

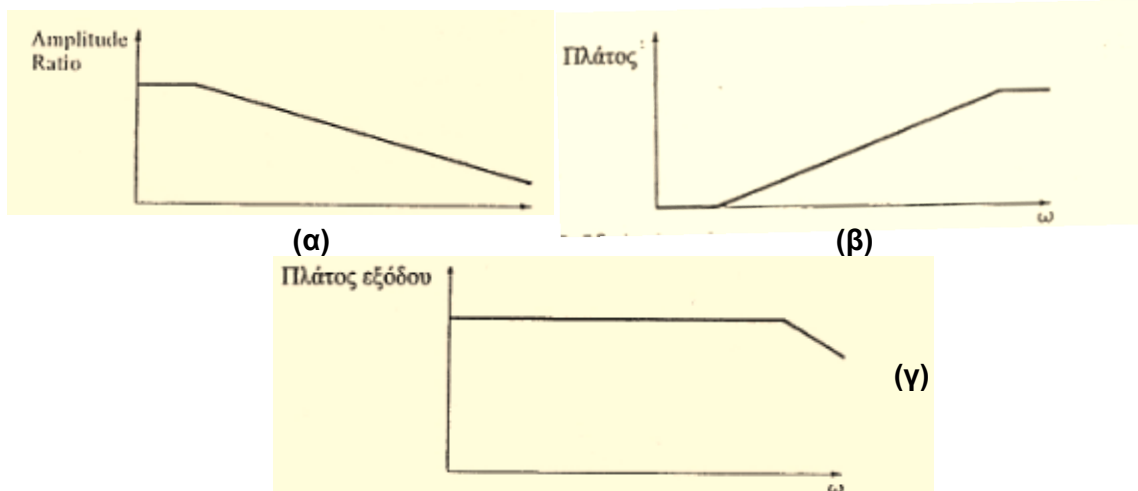
όπου:

$$\tau = \frac{mc}{\pi dl \left(A + B \sqrt{U_{ef}} \right) - a R_0 I^2}$$

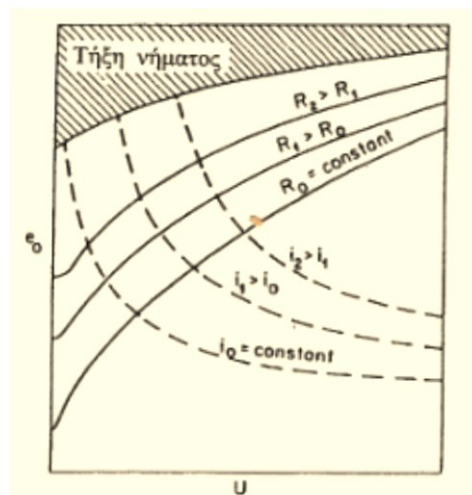
$$k = \frac{-\pi dl B I (\bar{R}_w - R_f)}{(2\sqrt{U_{ef}})\pi dl \left(A + B \sqrt{U_{ef}} \right) - a R_0 I^2} \quad (4.2.1-6)$$

Παρατηρούμε δηλαδή ότι το θερμό νήμα σταθερού ρεύματος συμπεριφέρεται ως όργανο πρώτης τάξεως με σταθερά χρόνου τ (sec) και ευαισθησία k (volt(m/sec)). Η σταθερά χρόνου είναι αντιστρόφως ανάλογη του μέτρου της ταχύτητας, όπως και η ευαισθησία του. Όσο αυξάνει η συχνότητα μεταβολής της ταχύτητας του ρευστού (π.χ. όπως σε ένα τυρβώδες πεδίο ροής) τόσο μειώνεται το πλάτος της μετρούμενης ταχύτητας από το όργανο, ακόμη και αν το πραγματικό πλάτος παραμένει αμετάβλητο (σχήμα 4.2.1-2(α)). Η σταθερά χρόνου αυτών των οργάνων δεν μπορεί να μειωθεί πολύ κάτω από 1msec και επομένως η απόκρισή τους είναι καλή για συχνότητες το πολύ μέχρι 160Hz. Επομένως, δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μέτρηση πεδίων ροής υψηλών συχνοτήτων. Το σφάλμα αυτό μπορεί να μετριασθεί χρησιμοποιώντας ηλεκτρονική διάταξη αντιστάθμισης, η οποία συνδεδεμένη στην έξοδο της διάταξης του σχήματος 4.2.1-1 προκαλεί τέτοια αύξηση του πλάτους (βλέπε σχήμα 4.2.1-2(β)) ώστε μεταβαλλόμενης της συχνότητας της ταχύτητας του ρευστού, να διατηρείται σταθερό το πλάτος της τάσης εξόδου του οργάνου (βλέπε σχήμα 4.2.1-2(γ)). Εντούτοις επειδή η σταθερά χρόνου του οργάνου εξαρτάται από το μέτρο της ταχύτητας του ρευστού, βάσει της οποίας πρέπει να γίνει αντίστοιχα η ρύθμιση της διάταξης αντιστάθμισης, η παραπάνω λύση δεν είναι πάντα εφικτή όταν λ.χ. το μέτρο της ταχύτητας μεταβάλλεται κατά τυχαίο τρόπο με τον χρόνο. Επίσης, ένα άλλο μειονέκτημα που παρουσιάζει η διάταξη αυτή είναι ότι αν η ταχύτητα του ρευστού ξαφνικά μειωθεί, τότε επειδή η ένταση του ρεύματος θα παραμείνει η ίδια, η παραγόμενη ενέργεια Joule δεν θα απορροφηθεί από το ρευστό προκαλώντας τήξη του σύρματος. Για τους λόγους αυτούς το θερμό νήμα σταθερού ρεύματος αντικαταστάθηκε από την διάταξη θερμού νήματος σταθερής θερμοκρασίας, του οποίου η σταθερά χρόνου είναι ανεξάρτητη της ταχύτητας του ρευστού και πολύ μικρότερη από τη σταθερά χρόνου της διάταξης σταθερού ρεύματος. Στο σχήμα 4.2.1-3 δείχνεται τυπικό διάγραμμα τάσης εξόδου – ταχύτητας

ρευστού μιας διάταξης σταθερού ρεύματος για τρεις εντάσεις ρεύματος. Η γραμμοσκιασμένη περιοχή του διαγράμματος αντιστοιχεί σε καταστάσεις τήξης του νήματος λόγω των υψηλών θερμοκρασιών που αναπτύσσονται. Στο ίδιο διάγραμμα παρουσιάζονται αντίστοιχες καμπύλες όταν η αντίσταση του νήματος είναι σταθερή, το οποίο επιτυγχάνεται με την διάταξη σταθερής θερμοκρασίας που θα παρουσιαστεί πιο κάτω.



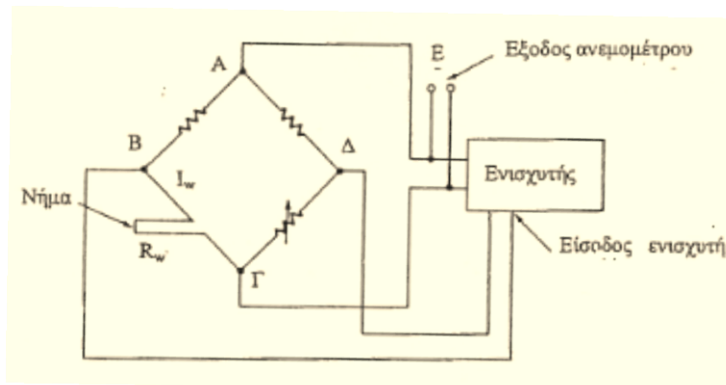
Σχήμα 4.2.1-2: (α) Απόκριση διάταξης σταθερού ρεύματος, (β) δράση διάταξης αντιστάθμισης, (γ) απόκριση διάταξης σταθερού ρεύματος με διάταξη αντιστάθμισης.



Σχήμα 4.2.1-3: Έξοδος διάταξης σταθερού ρεύματος.

4.2.2 Ανεμόμετρο σταθερής θερμοκρασίας

Στη διάταξη του ανεμομέτρου σταθερής θερμοκρασίας, η θερμοκρασία του νήματος διατηρείται σταθερή μέσω ενός ηλεκτρονικού συστήματος ανάδρασης. Συγκεκριμένα το θερμό νήμα αποτελεί ένα από τους τέσσερεις κλάδους μιας γέφυρας Wheatstone (βλέπε σχήμα 4.2.2-1), στην οποία ένας ενισχυτής τάσης αναλαμβάνει την ισορροπία της γέφυρας όταν η ωμική αντίσταση του σύρματος μεταβάλλεται στιγμιαία λόγω της μεταβαλλόμενης ταχύτητας του ρευστού. Δηλαδή αν υποθέσουμε ότι η ταχύτητα του ρευστού αυξάνει, η ωμική αντίσταση του νήματος θα μειωθεί λόγω της ψύξης του, η πτώση τάσης στα άκρα του $V_{B\Gamma}$ θα μειωθεί και επομένως η πτώση τάσης $V_{\Delta B}$ στα άκρα του ενισχυτή τάσης θα αυξηθεί διότι ισχύει $V_{\Delta B} = V_{\Delta\Gamma} - V_{B\Gamma}$.



Σχήμα 4.2.2-1: Διάταξη νήματος σταθερής θερμοκρασίας.

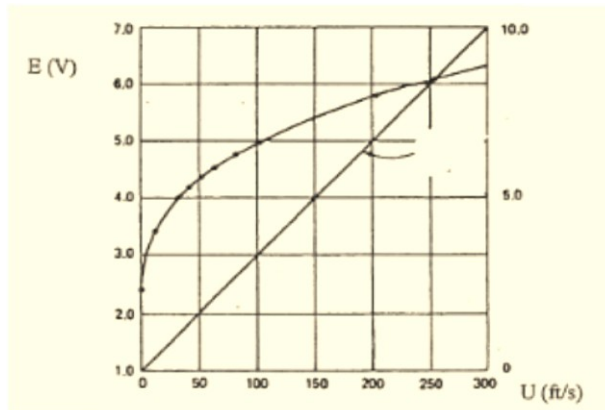
Η έξοδος του ενισχυτή είναι μια τάση πολλαπλάσια της εισόδου του, η οποία εφαρμόζεται στα άκρα ΑΓ της γέφυρας Wheatstone. Η αυξημένη αυτή τάση προκαλεί αύξηση του ρεύματος που διέρχεται από το νήμα, συνεπώς και θέρμανση του νήματος, αύξηση της ωμικής του αντίστασης, αύξηση της πτώσης τάσης στα άκρα του, δηλαδή της $V_{B\Gamma}$, με αποτέλεσμα να επέλθει τελικώς μηδενισμός της διαφοράς της τάσης εισόδου του ενισχυτή τάσης $V_{\Delta B}$, δηλαδή να επέλθει ισορροπία στη γέφυρα. Με άλλα λόγια, εφόσον η θερμοκρασία του νήματος διατηρείται σταθερή, αν αυξηθεί η ταχύτητα του ρευστού, πρέπει η παραγόμενη θερμότητα από το νήμα να αυξηθεί λόγω αύξησης της απαγόμενης από το ρευστό θερμότητας. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί μέσω αύξησης της έντασης του ρεύματος, η οποία γίνεται σχεδόν ακαριαία από τον ενισχυτή τάσης. Αντιστοίχως, αν η ταχύτητα του ρευστού μειωθεί πρέπει να μειωθεί και η ένταση του ρεύματος κοκ. Μέσω της ηλεκτρονικής διάταξης του ενισχυτή τάσης αποδुकνείται ότι η σταθερά χρόνου του οργάνου είναι πολύ μικρότερη από εκείνη του ανεμομέτρου σταθερού ρεύματος, γεγονός που επιτρέπει την ανεπιθύλακτη χρήση του οργάνου για μετρήσεις γρήγορων μεταβολών ταχύτητας της τάξης των 100kHz.

Η έξοδος του οργάνου Ε, είναι η πτώση τάσης $V_{\Delta\Gamma}$. Εφόσον η γέφυρα ισορροπεί τελικά παίρνουμε την σχέση:

$$E^2 = (A + B\sqrt{U_{ef}})\pi dl(R_w - R_f)(R_1 + R_w)^2 / (R_w R_0 a) \quad (4.2.2-1)$$

Από αυτή τη σχέση προκύπτουν τρία συμπεράσματα:

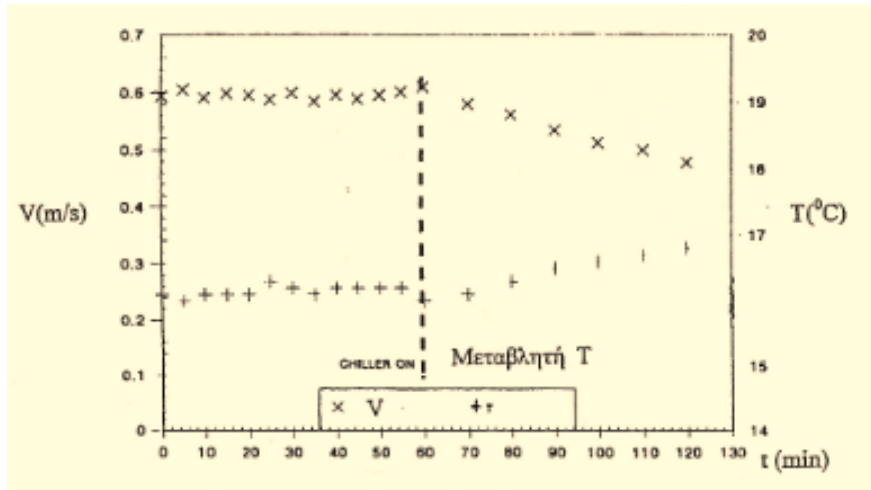
1. Η σχέση εισόδου – εξόδου του οργάνου είναι μη – γραμμική, δηλαδή το θερμό νήμα αποτελεί όργανο μη γραμμικό. Στο σχήμα 4.2.2-2 φαίνεται η καμπύλη βαθμονόμησης ενός νήματος, για έξι διαφορετικές θερμοκρασίες ρευστού, δηλαδή 283K, 293K, 303K, 313K, 333K και 353K, με θερμοκρασία νήματος 473K. Αυξανόμενης της θερμοκρασίας του ρευστού, δηλαδή μειούμενης της θερμοκρασιακής διαφοράς νήματος – ρευστού, η τάση εξόδου μειώνεται, δεδομένου ότι η απαγόμενη θερμότητα είναι μικρότερη και επομένως και η ένταση του ρεύματος που διέρχεται από το θερμό νήμα είναι μικρότερη.



Σχήμα 4.2.2-2: Καμπύλη βαθμονόμησης νήματος σταθερής θερμοκρασίας.

2. Παραγωγίζοντας την σχέση (4.2.2-1) ως προς τη δρώσα ταχύτητα U_{ef} , προκύπτει ότι η παράγωγος $\frac{\partial E}{\partial T_f}$, δηλαδή η ευαισθησία του οργάνου (π.χ. $mV/m/s$) μειώνεται, μειούμενης της θερμοκρασιακής διαφοράς θερμού νήματος – ρευστού. Για το λόγο αυτό φροντίζουμε η θερμοκρασιακή αυτή διαφορά να είναι μεγάλη, συνήθως $200^{\circ}C$, σε μετρήσεις στον αέρα. Η θερμοκρασία του νήματος μπορεί να ρυθμιστεί μέσω της μεταβλητής αντίστασης της γέφυρας Wheatstone.
3. Παραγωγίζοντας την σχέση (4.2.2-1) ως προς την θερμοκρασία του ρευστού T_f , προκύπτει ότι η παράγωγος $\frac{\partial E}{\partial T_f}$, δηλαδή η ευαισθησία του οργάνου σε μεταβολή της θερμοκρασίας του ρευστού ($mV/^{\circ}C$) αυξάνει όταν η θερμοκρασιακή διαφορά θερμού νήματος – ρευστού μειώνεται. Συνέπεια αυτού είναι ότι αν το θερμό νήμα χρησιμοποιείται ως μέσον μέτρησης της θερμοκρασίας και όχι της ταχύτητας ενός ρευστού, πρέπει η θερμοκρασία του να μην διαφέρει πολύ από την θερμοκρασία του ρευστού.

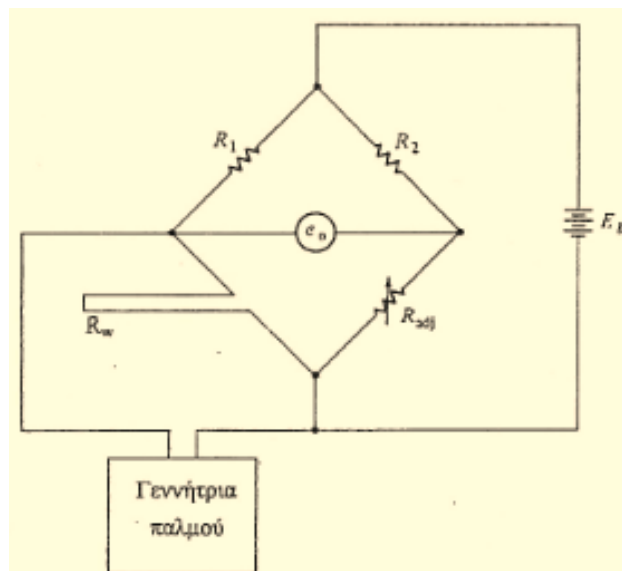
Μια άλλη συνέπεια της παραπάνω διαπίστωσης είναι η εμφάνιση σφάλματος στις μετρήσεις ταχυτήτων σε νερό μέσω θερμού νήματος. Αυτό συμβαίνει γιατί η θερμοκρασία του νήματος διατηρείται σχετικά χαμηλή (περίπου $60^{\circ}C$) για αποφυγή εμφάνισης φυσαλλίδων στο νερό λόγω βρασμού και έτσι η θερμοκρασιακή διαφορά νήματος – ρευστού είναι μικρή. Έτσι αν η ταχύτητα του ρευστού είναι π.χ. σταθερή, μικρή μεταβολή της θερμοκρασίας του ρευστού προκαλεί μεταβολή της εξόδου του οργάνου, η οποία εσφαλμένα μεταφράζεται ως αλλαγή της ταχύτητας του ρευστού. Συνεπώς στην περίπτωση αυτή είναι αναγκαία η χρήση διάταξης διατήρησης σταθερής της θερμοκρασίας του ρευστού. Στο σχήμα 4.2.2-3 φαίνεται η έξοδος ενός θερμού νήματος όταν η θερμοκρασία του ρευστού είναι σταθερή και επίσης όταν αυτή αυξάνει. Στην δεύτερη περίπτωση, για αύξηση της θερμοκρασίας του ρευστού από 16 σε $17^{\circ}C$, η ταχύτητα φαίνεται να μειώνεται από 0.6 σε $0.46m/s$, δηλαδή περίπου κατά 20%.



Σχήμα 4.2.2-3: Επίδραση θερμοκρασίας νερού.

4.3 Δοκιμή τετραγωνικού παλμού

Η δοκιμή αυτή γίνεται για βελτιστοποίηση της απόκρισης ενός συστήματος θερμού νήματος σταθερής θερμοκρασίας. Κατά τη δοκιμή αυτή μια γεννήτρια τετραγωνικού παλμού τοποθετείται παράλληλα με το σύρμα (σχήμα 4.3-1), με αποτέλεσμα να προστίθεται ένας τετραγωνικός παλμός στο ρεύμα θέρμανσης του σύρματος. Όταν το ρεύμα αυτό αυξηθεί τότε θα παύσει να υφίσταται ισορροπία στη γέφυρα Wheatstone, και ο ενισχυτής της γέφυρας θα το μειώσει στην αρχική του τιμή. Μείωση του ρεύματος συμβαίνει όταν η ταχύτητα του ρευστού μειωθεί.



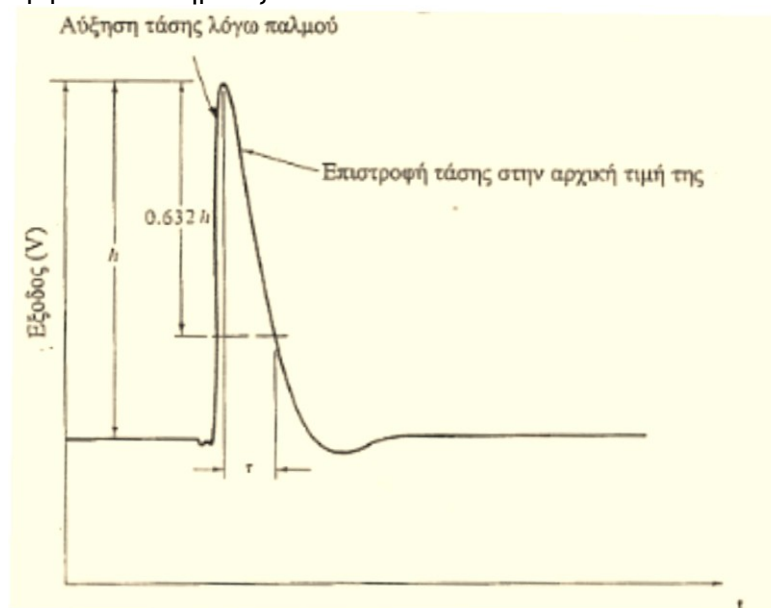
Σχήμα 4.3-1: Δοκιμή τετραγωνικού παλμού.

Δηλαδή κατά την επιβολή ενός τετραγωνικού παλμού στο θερμό νήμα προκαλούμε έμμεσα μια βηματική μεταβολή της ταχύτητας του ρευστού ελέγχοντας πόσο γρήγορα αντιδρά το σύστημα, δηλαδή σε πόσο χρόνο επανέρχεται το ρεύμα στην αρχική του τιμή (σχήμα 4.3-2).

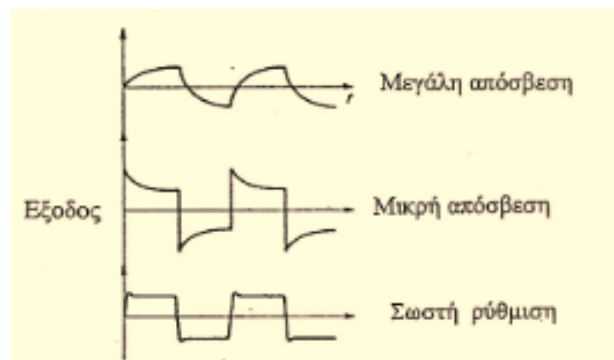


Σχήμα 4.3-2: Απόκριση συστήματος ανάδρασης στον τετραγωνικό παλμό.

Στο σχήμα 4.3-3 παρουσιάζεται η πτώση τάσης που ακολούθησε μια βηματική αύξηση του ρεύματος του τετραγωνικού παλμού. Από την καμπύλη αυτή υπολογίζεται η σταθερά χρόνου του συστήματος, δηλαδή ο χρόνος για να μειωθεί η τάση κατά 63.2% της τελικής της μεταβολής. Στο σχήμα 4.3-4 φαίνονται τρεις κυματομορφές εξόδου κατά τη δοκιμή τετραγωνικού παλμού, εκ των οποίων στην πρώτη φαίνεται ότι η απόσβεση του συστήματος είναι πολύ μεγάλη, στη δεύτερη πολύ μικρή ενώ στην τελευταία είναι ιδανική. Πρέπει να τονιστεί ότι η έξοδος του οργάνου επηρεάζεται από το μήκος του καλωδίου που συνδέει το θερμό νήμα με την ηλεκτρονική διάταξη. Για παράδειγμα μεγάλο μήκος καλωδίου σημαίνει υψηλή αυτεπαγωγή, η οποία σε γρήγορες μεταβολές (όπως εκείνες ενός τετραγωνικού παλμού) παραμορφώνει το σήμα εξόδου.



Σχήμα 4.3-3: Έξοδος ανεμομέτρου. Δοκιμή τετραγωνικού παλμού.



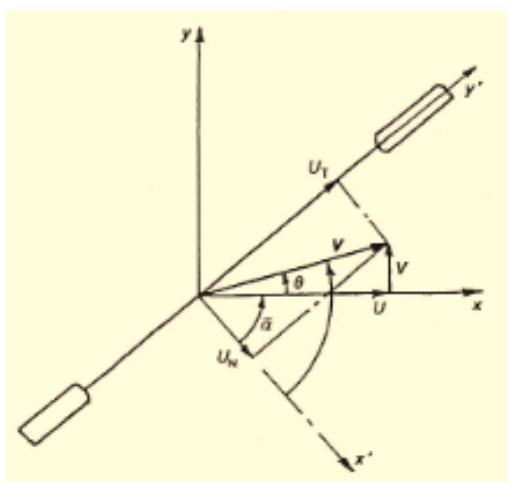
Σχήμα 4.3-4: Ρύθμιση συστήματος ανάδρασης ανεμομέτρου.

4.4 Εφαρμογές χρήσης θερμού νήματος

Πιο κάτω θα αναφέρουμε μερικές από τις πιο γνωστές εφαρμογές του θερμού νήματος που έχουν γίνει μέχρι σήμερα.

4.4.1 Μέτρηση τάσεων Reynolds με τη βοήθεια θερμού νήματος

Σε ρεύμα ρευστού μέσης ταχύτητας \bar{U} και με διαταραχές ταχύτητας u, v, w τοποθετείται θερμό νήμα έτσι ώστε η κάθετος προς αυτό να σχηματίζει γωνιά α με την κύρια κατεύθυνση της ροής (βλέπε σχήμα 4.4.1-1).



Σχήμα 4.4.1-1: Θερμό νήμα υπό γωνιά (+ α) ως προς ρεύμα ρευστού.

Η σχέση που συνδέει την τάση εξόδου του νήματος με τη δρώσα ταχύτητα (όπως θα αποδειχτεί και στην βαθμονόμηση του θερμού νήματος) είναι:

$$U_{ef} = \left(\frac{E^2 - A}{B} \right)^{1/n} \quad (4.4.1-1)$$

Από αυτή τη σχέση, μετά από κάποιες πράξεις, μπορούμε να καταλήξουμε σε κάποια σημαντικά αποτελέσματα. Αν το νήμα τοποθετηθεί καθέτως προς την κύρια κατεύθυνση της ροής, δηλαδή $\alpha=0$ τότε ισχύει:

$$\bar{U} = \overline{U_{ef}} \quad (4.4.1-2)$$

$$\overline{u^2} = \overline{u_{ef}^2} \quad (4.4.1-3)$$

Δηλαδή υπολογίζεται η μέση τιμή της ταχύτητας του ρευστού \bar{U} και η ορθή τάση Reynolds $-\rho\overline{u^2}$.

Αν το νήμα τοποθετηθεί υπό γωνιά α τότε θα ισχύει:

$$\overline{u_{ef1}^2} = F^2 [\overline{u^2} + G^2 \overline{v^2} - 2G\overline{uv}] \quad (4.4.1-4)$$

Αν το νήμα τοποθετηθεί υπό γωνιά $-\alpha$ τότε:

$$\overline{u_{ef2}^2} = F^2 [\overline{u^2} + G^2 \overline{v^2} + 2G\overline{uv}] \quad (4.4.1-5)$$

Από τις σχέσεις (4.4.1-4) και (4.4.1-5) προκύπτει:

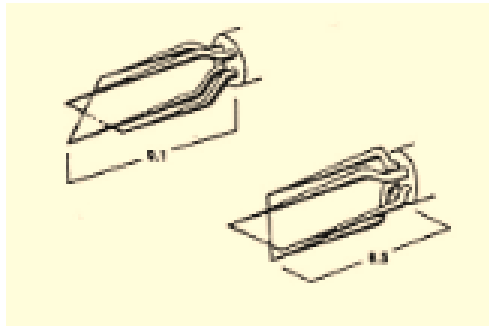
$$\overline{uv} = \frac{\overline{u_{ef2}^2} - \overline{u_{ef1}^2}}{4GF^2} \quad (4.4.1-6)$$

δηλαδή η τάση Reynolds $-\rho\overline{uv}$.

Τέλος από τις σχέσεις (4.4.1-6) και (4.4.1-4) (ή (4.4.1-5)) προκύπτει η $\overline{v^2}$ και επομένως η τάση Reynolds $-\rho\overline{v^2}$.

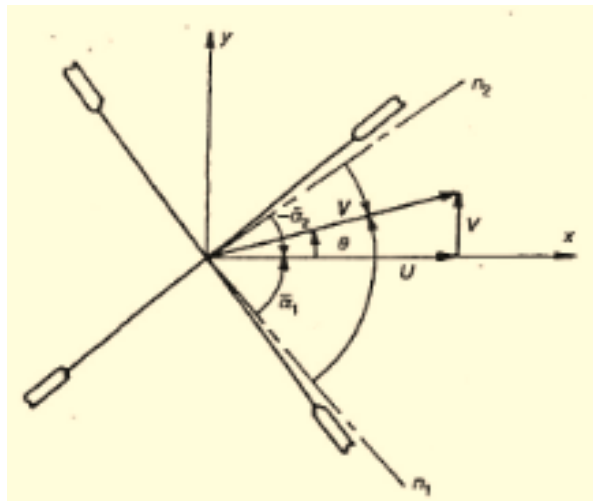
Συνεπώς χρησιμοποιώντας ένα θερμό νήμα μπορούμε να μετρήσουμε την μέση ταχύτητα του ρευστού και τις τάσεις Reynolds $-\rho\overline{u^2}$, $-\rho\overline{v^2}$, $-\rho\overline{uv}$ τοποθετώντας το νήμα κάθετα στη ροή, υπό γωνιά α και $-\alpha$, αντιστοίχως.

4.4.2 Μετρήσεις με διπλό θερμό νήμα X



Σχήμα 4.4.2-1: Διπλό νήμα τύπου X.

Η διάταξη αυτή περιλαμβάνει δυο θερμά νήματα τα οποία σχηματίζουν το γράμμα X (βλέπε σχήμα 4.4.2-1). Έστω (U, V) το διάνυσμα της ταχύτητας, α_1 η γωνιά που σχηματίζει η συνιστώσα U με την κάθετο στο ένα νήμα και α_2 η γωνιά που σχηματίζει η U με την κάθετο στο άλλο νήμα (βλέπε σχήμα 4.4.2-2).



Σχήμα 4.4.2-2: Διπλό νήμα τύπου X και οι σχετικές γωνιές ως προς το ρεύμα ρευστού.

Αν η συνιστώσα V είναι αρκετά μικρότερη από την U τότε:

$$\text{για το νήμα 1 ισχύει: } U_{ef1} = F_1[U - G_1V] \quad (4.4.2-1)$$

$$\text{για το νήμα 2 ισχύει: } U_{ef2} = F_2[U + G_2V] \quad (4.4.2-2)$$

όπου:

$$F_1 = (\cos^2 a_1 + k_1^2 \sin^2 a_1)^{1/2}$$

$$F_2 = (\cos^2 a_2 + k_1^2 \sin^2 a_2)^{1/2}$$

$$G_1 = \frac{(1 - k_1^2) \sin 2a_1}{2F_1}$$

$$G_2 = \frac{(1 - k_1^2) \sin 2a_2}{2F_2}$$

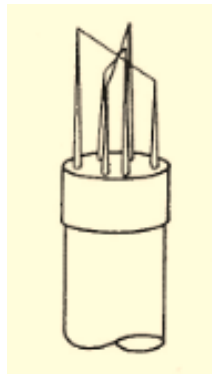
Επιλύοντας το σύστημα των εξισώσεων (4.4.2-1) και (4.4.2-2) προκύπτουν οι δυο συνιστώσες της ταχύτητας:

$$U = \frac{U_{ef1} \frac{G_2}{F_1} + U_{ef2} \frac{G_1}{F_2}}{G_1 + G_2}$$

και

$$V = \frac{\frac{U_{ef2}}{F_2} - \frac{U_{ef1}}{F_1}}{G_1 + G_2}$$

4.4.3 Μετρήσεις με τριπλό νήμα



Σχήμα 4.4.3-1: Τριπλό θερμό νήμα.

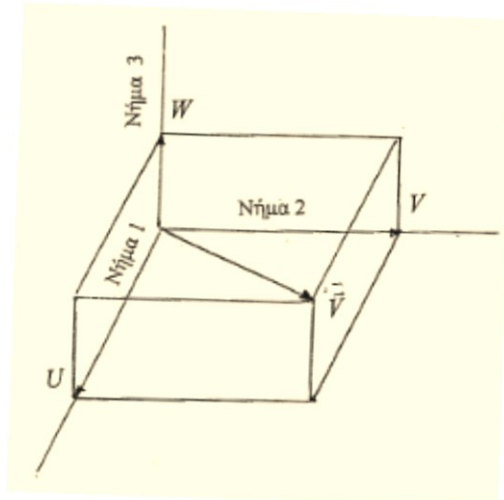
Στο σχήμα 4.4.3-1 παρουσιάζεται ένα τριπλό νήμα αποτελούμενο από τρία κάθετα μεταξύ τους νήματα. Αν V είναι το διάνυσμα της ταχύτητας και U , V , W οι τρεις συνιστώσες της (βλέπε σχήμα 4.4.3-2) τότε εφαρμόζοντας κατά τα γνωστά τον νόμο του King για κάθε νήμα θα έχουμε:

$$\left(\frac{E_1^2 - A_1}{B_1}\right)^{2/n_1} = V^2 + k_1^2 W^2 + k_2^2 U^2 \quad (\text{Νήμα 1}) \quad (4.4.3-1)$$

$$\left(\frac{E_2^2 - A_2}{B_2}\right)^{2/n_2} = W^2 + k_1^2 U^2 + k_2^2 V^2 \quad (\text{Νήμα 2}) \quad (4.4.3-2)$$

$$\left(\frac{E_3^2 - A_3}{B_3}\right)^{2/n_3} = U^2 + k_1^2 V^2 + k_2^2 W^2 \quad (\text{Νήμα 3}) \quad (4.4.3-3)$$

Επίλυση του συστήματος των τριών παραπάνω εξισώσεων μας δίνει τις τρεις ζητούμενες συνιστώσες U , V , W . Προϋπόθεση για την ύπαρξη μοναδικής λύσης του συστήματος είναι οι U , V , W να παίρνουν θετικές τιμές.



Σχήμα 4.4.3-2: Οι τρεις συνιστώσες της ταχύτητας.

4.5 Χαρακτηριστικά του θερμού νήματος που χρησιμοποιήσαμε

Το θερμό νήμα που χρησιμοποιήσαμε είναι της εταιρίας TSI και φαίνεται στο πιο κάτω σχήμα 4.5-1.



Σχήμα 4.5-1: Το θερμό νήμα που χρησιμοποιήσαμε.

Αυτό το θερμό νήμα έχει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά:

Probe model: 1244-20W

Serial number: f-470

Διάμετρος νήματος: D=51μm

Μήκος νήματος: L=1mm

Υλικό κατασκευής: Εσωτερικά χαλαζίας και εξωτερικά λευκόχρυσος

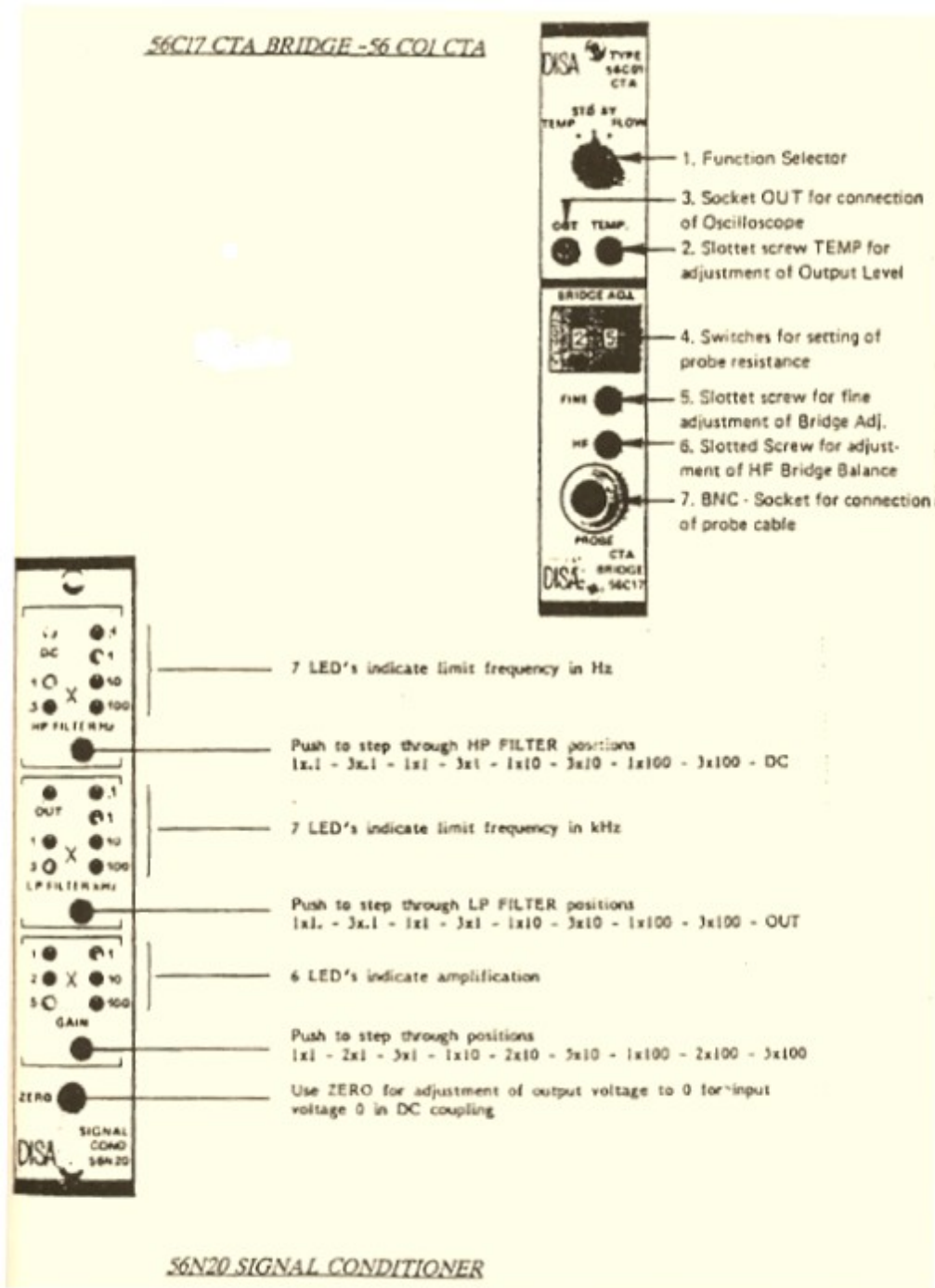
Θερμικός συντελεστής

αντίστασης νήματος: $\alpha=0.0024 \Omega/^{\circ}\text{C}$

Αντίσταση στους 20°C: $R_0=10.5 \Omega$.

4.6 Γέφυρα Wheatstone

Όπως αναφέραμε και προηγουμένως το θερμό νήμα αποτελεί μια από τις τέσσερις αντιστάσεις μιας γέφυρας Wheatstone. Η γέφυρα που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμα μας είναι της εταιρίας DANTEC (CTA BRIDGE 56C17). Η γέφυρα μας έδινε τη δυνατότητα να μεταβάλλουμε κάθε φορά ορισμένα χαρακτηριστικά της, όπως το επίπεδο ενίσχυσης σήματος, την ανώτερη και κατώτερη τιμή της τάσης που θέλαμε να περνά από το φίλτρο της καθώς επίσης και την αντίστασή της ώστε να επιτύχουμε την επιθυμητή θερμοκρασία του θερμού νήματος. Όλες αυτές οι παραμέτροι της γέφυρας Wheatstone φαίνονται στο σχήμα 4.6-1. Το επίπεδο ενίσχυσης ήταν στην τιμή 1, ενώ δεν χρησιμοποιήσαμε το βαθυπέρατο και υψηλοπέρατο φίλτρο της.



Σχήμα 4.6-1: Οι παράμετροι της γέφυρας Wheatstone.

Η μεταβλητή αντίστασή της γέφυρας ήταν ρυθμισμένη στη θέση 21. Βάσει του αντίστοιχου διαγράμματος της αντίστασης, παρατηρούμε ότι όταν ο ρυθμιστικός διακόπτης είναι στη θέση 21, αντιστοιχεί σε τιμή συνολικής αντίστασης ίσης με 10.5 Ω. Δηλαδή το άθροισμα της αντίστασης του θερμού νήματος, της αντίστασης του καλωδίου που συνδέει την γέφυρα Wheatstone με το θερμό νήμα, καθώς και η αντίσταση των ακροδεκτών του θερμού νήματος πρέπει να ισούται με 10.5 Ω. Μπορούμε να υπολογίσουμε την θερμοκρασία λειτουργίας του θερμού νήματος με την επόμενη σχέση:

$$R = R_0(1 + \alpha(T - T_0)) + R_c + R_L \quad (4.6-1)$$

όπου:

$R = 10.5\Omega$ η συνολική αντίσταση του τέταρτου κλάδου της γέφυρας Wheatstone,

$R_0 = 6.4\Omega$ η αντίσταση του θερμού νήματος στη θερμοκρασία αναφοράς,

$\alpha = 0.0024\Omega/^{\circ}C$ ο θερμικός συντελεστής αντιστάσεως του νήματος,

$R_c + R_L = 1.7\Omega$ η τιμή της αντίστασης του καλωδίου και των ακροδεκτών,

$T_0 = 17.5^{\circ}C$ η θερμοκρασία αναφοράς και

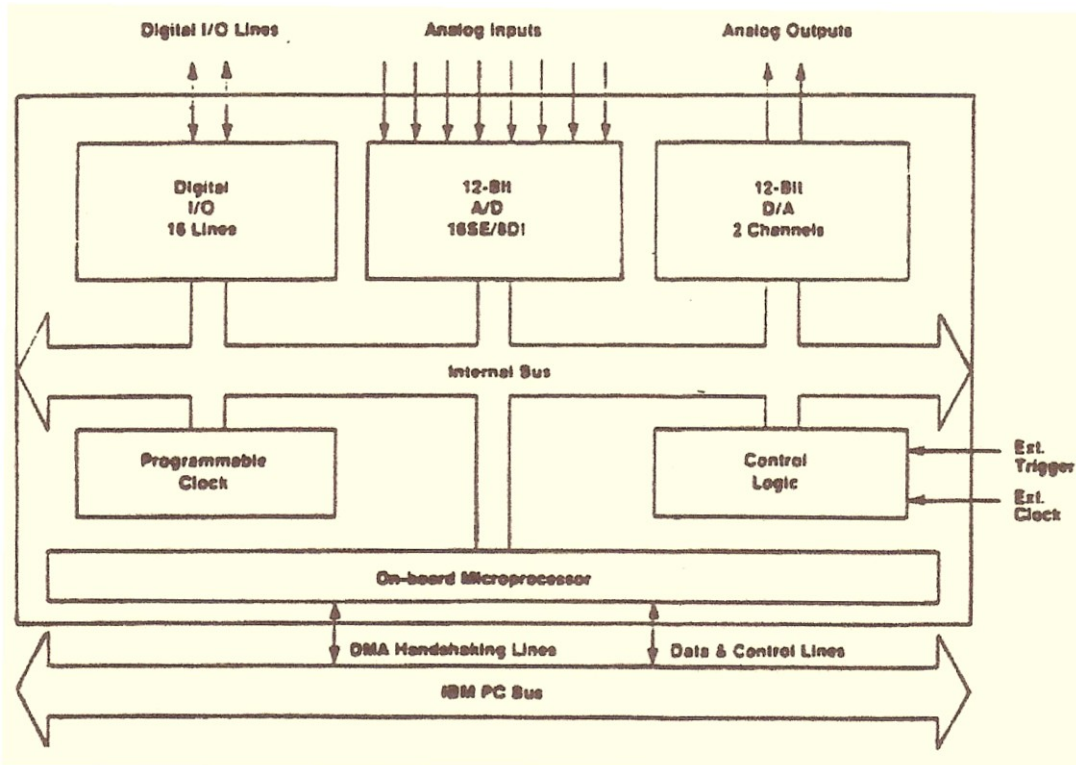
T η θερμοκρασία λειτουργίας του θερμού νήματος.

Από την σχέση (4.6-1) προκύπτει ότι η θερμοκρασία λειτουργίας είναι ίση με $T = 173.75^{\circ}C$. Αυτή η θερμοκρασία κρίθηκε ως η καταλληλότερη γιατί από τη μια είναι αρκετά μεγαλύτερη από τη μέση θερμοκρασία του αέρα (γύρω στους $25^{\circ}C$), οπότε το θερμό νήμα είναι αρκετά ευαίσθητο στις μεταβολές της ταχύτητας, και από την άλλη δεν είναι τόσο μεγάλη ώστε να υπάρχει περίπτωση πρόκλησης προβλημάτων αντοχής στο θερμό νήμα.

4.7 Αναλογικός – ψηφιακός μετατροπέας

Το σήμα που παίρνουμε από το θερμό νήμα είναι σε αναλογική μορφή και εκφράζεται με την εκάστοτε διαφορά δυναμικού. Για να μπορεί να γίνει η κατάλληλη επεξεργασία από τον ηλεκτρονικό υπολογιστή πρέπει να μετατραπεί σε ψηφιακή μορφή. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω του αναλογικού – ψηφιακού μετατροπέα (ADC analog to digital converter).

Ο ADC αποτελεί μια ηλεκτρονική διάταξη μέσω της οποίας η ηλεκτρική τάση, π.χ. η έξοδος ενός οργάνου, μετατρέπεται σε δυαδικούς αριθμούς, δηλαδή σε πληροφορία της οποίας η επεξεργασία μπορεί να γίνει από ένα ηλεκτρονικό υπολογιστή. Η διάταξη αυτή, όπως και στη δική μας περίπτωση, είναι συνήθως υπό μορφή μιας κάρτας προσωπικού υπολογιστή, η οποία ενσωματώνεται σε αυτόν και διακρίνεται από τις υπόλοιπες κάρτες του με την βοήθεια ενός κωδικού, που αποτελεί τη λεγόμενη διεύθυνση της κάρτας. Τυπικό παράδειγμα ADC φαίνεται στο σχήμα 4.7-1.



Σχήμα 4.7-1: Παράδειγμα διαγράμματος μετατροπέα ADC.

Κύρια χαρακτηριστικά ενός ADC είναι: το πλήθος N των ψηφίων (bits) κάθε δυαδικού αριθμού, στον οποίο μετατρέπεται το σήμα εισόδου, το επιτρεπόμενο εύρος τάσης εισόδου $V_{max} - V_{min}$ και η μέγιστη συχνότητα δειγματοληψίας f_{max} . Η διακριτότητα ενός μετατροπέα, δηλαδή η μικρότερη μεταβολή της τάσης εισόδου που μπορεί να γίνει αντιληπτή από τον μετατροπέα, είναι:

$$\delta V = (V_{max} - V_{min}) / (2^N - 1) \quad (4.7-1)$$

Δεδομένου ότι από τον N - ψήφιο δυαδικό αριθμό προκύπτουν 2^N διαφορετικοί αριθμοί, οι οποίοι αντιστοιχούν στο εύρος της τάσης $V_{max} - V_{min}$, προφανώς όσο αυξάνει ο αριθμός N τόσο βελτιώνεται η διακριτότητα του μετατροπέα και μειώνεται το σφάλμα ψηφιοποίησης. Το τυπικό σφάλμα ψηφιοποίησης αποδुकνείεται ότι είναι ίσο με $\frac{\delta V}{2\sqrt{3}}$.

Η περιοχή λειτουργίας του ADC ορίζεται από την ελάχιστη (V_{min}) και τη μέγιστη (V_{max}) τιμή του αναλογικού σήματος εισόδου στον ADC, μεταξύ των οποίων προφανώς λειτουργεί ο μετατροπέας. Σε κάθε τάση V_s αντιστοιχεί ψηφιακή πληροφορία d , η οποία καθορίζεται από τη σχέση:

$$\frac{V_s - V_{min}}{V_{max} - V_{min}} = \frac{d}{2^v - 1}$$

όπου V_s η τάση του αναλογικού σήματος εισόδου του ADC και d η αντίστοιχη ψηφιακή ένδειξη.

Είναι προφανές ότι αν πρόκειται για μετατροπέα με μέγιστο αριθμό ψηφίων του καταχωρητή του, v , τότε η μέγιστη ψηφιακή ένδειξη είναι $d_{max} = 2^v - 1$. Συνήθως χρησιμοποιούνται 12 - bit μετατροπείς ($N=12$), όπως και στο πείραμά μας, οπότε σε

ένα τέτοιο κύκλωμα επιτυγχάνεται ακρίβεια αναπαραγωγής σήματος της τάξης του $\pm 0.05\%$ του μέγιστου εύρους λειτουργίας (Full Scale Range – FSR), με θόρυβο 0.03% RMS του FSR, τιμές που είναι συγκρίσιμες με το σφάλμα διακριτοποίησης που είναι $\pm 1/2$ του μικρότερου ψηφίου (Least Significant Bit, LSB) της δυαδικής πληροφορίας. Η διακριτότητα είναι 0.0244% του εύρους τάσης.

Η διακριτότητα μπορεί να βελτιωθεί και με μείωση του εύρους τάσης που δέχεται ο ψηφιοποιητής. Για το λόγο αυτό οι μετατροπείς παρέχουν την δυνατότητα στο χρήστη να επιλέξει το εύρος τάσης, ανάλογα με το εύρος τάσης του σήματος εισόδου. Για βελτίωση της διακριτότητας, το εύρος του σήματος εισόδου θα πρέπει να μην διαφέρει σημαντικά από το εύρος της τάσης του μετατροπέα.

Η ψηφιοποίηση του σήματος εισόδου από τον μετατροπέα, γίνεται με ένα σταθερό ρυθμό που αποτελεί τη λεγόμενη συχνότητα δειγματοληψίας f_s . Δηλαδή κάθε $1/f_s$ δευτερόλεπτα γίνεται μια μετατροπή της ηλεκτρικής τάσης σε δυαδικό αριθμό, μετατρέποντας έτσι την τάση εισόδου, που αποτελεί εν γένει μια συνεχή συνάρτηση του χρόνου (αναλογικό σήμα), σε μια ασυνεχή συνάρτηση (ψηφιακό σήμα). Για να έχουμε όσο το δυνατό καλύτερη αντιπροσώπηση του σήματος εισόδου μέσω της ψηφιοποίησης, πρέπει η συχνότητα δειγματοληψίας να είναι μεγαλύτερη από το διπλάσιο της μέγιστης συχνότητας του σήματος $f_s > 2f_{max}$. Στην αντίθετη περίπτωση το ψηφιοποιημένο σήμα διαφέρει από το σήμα εισόδου με την εμφάνιση του λεγόμενου σφάλματος aliasing. Όσο πιο γρήγορες είναι οι μεταβολές ενός μεγέθους, όπως η ταχύτητα σε τυρβώδες πεδίο ροής, τόσο μεγαλύτερη πρέπει να είναι η συχνότητα δειγματοληψίας.

Οι τάσεις λειτουργίας των αισθητήρων είναι συνήθως πολύ μικρές, γι' αυτό πριν την κάρτα υπάρχει ένας ενισχυτής ώστε το σήμα που παράγεται να βρίσκεται μέσα στα όρια που επιβάλλει ο μετατροπέας.

Στις χρονικά μεταβαλλόμενες περιοδικές μεταβολές ενός μετρούμενου μεγέθους, είναι απαραίτητο πολλές φορές, να γίνεται η έναρξη της ψηφιοποίησης κατά την ίδια πάντα φάση της περιόδου. Για να επιτευχθεί αυτό χρησιμοποιείται η μέθοδος trigger, η οποία θα περιγραφεί πιο κάτω. Στην κάρτα του μετατροπέα υπάρχει ειδική μονάδα, που ονομάζεται external trigger (εξωτερικός σκανδαλισμός), στην οποία όταν σταλεί ένας παλμός ηλεκτρικής εκείνη τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή, δίδεται εντολή στην μονάδα ψηφιοποίησης να αρχίσει την ψηφιοποίηση του σήματος εισόδου. Με το τρόπο αυτό μπορούμε να μετρήσουμε για παράδειγμα την κατανομή της ταχύτητας σε ένα αγωγό, στον οποίο η ροή μεταβάλλεται με το χρόνο ημιτονοειδώς κάνοντας μετρήσεις σε διαφορετικά σημεία στο χώρο, ή ακόμα και στην δική μας περίπτωση που στέλνουμε δέσμες αέρα στο μοντέλο μας που βρίσκεται στη σήραγγα από ένα κινητήρα που έχει παλμική λειτουργία. Οι μετρούμενες κυματομορφές της ταχύτητας θα διαφέρουν από σημείο σε σημείο, αλλά όλες θα έχουν ληφθεί εν φάση, γι' αυτό είναι πολύ σημαντικό να χρησιμοποιήσουμε το trigger.

Άλλη δυνατότητα που έχουν οι κάρτες ADC είναι η μετατροπή ψηφιακού σήματος σε ηλεκτρική τάση μέσω ψηφιακού – αναλογικού μετατροπέα (DAC). Με τη μονάδα αυτή παράγεται ηλεκτρική τάση, η οποία μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως σήμα ελέγχου ενός ηλεκτρικού κυκλώματος. Ο DAC βρίσκει εφαρμογή σε ένα ηλεκτρικό κινητήρα που ονομάζεται βηματικός, στον οποίο για να περιστραφεί ο άξονάς του κατά μια συγκεκριμένη γωνιά, χρειάζεται να σταλεί σε αυτόν ένας αριθμός παλμών τάσης, ενώ για τη ρύθμιση της φοράς περιστροφής του στέλνεται ένας άλλος ξεχωριστός παλμός.

4.8 Βαθμονόμηση θερμού νήματος σταθερής θερμοκρασίας

Πριν από την χρήση του θερμού νήματος (hot wire) επιβάλλεται η βαθμονόμηση του, δηλαδή ο προσδιορισμός της καμπύλης τάσης εξόδου – ταχύτητας ρευστού. Αυτό γίνεται γιατί υπάρχει αλλαγή της κατάστασης του νήματος λόγω της επικάθησης σκόνης, της γήρανσης και της αλλαγής της θερμοκρασίας περιβάλλοντος.

Για να επιτευχθεί αυτή η βαθμονόμηση τοποθετούμε το θερμό νήμα στην αεροδυναμική σήραγγα μαζί με ένα σωλήνα Prandtl, ο οποίος βρίσκεται σε μικρή απόσταση από το νήμα και σε θέση που να μην επηρεάζει τις μετρήσεις που παίρνει το νήμα και το αντίθετο. Στη σήραγγα έχουμε ομοιόμορφη κατανομή ταχύτητας και πολύ χαμηλό επίπεδο τύρβης. Στην συνέχεια και με την βοήθεια ενός αναλογικού – ψηφιακού μετατροπέα μέσω ενός υπολογιστή, καταγράφονται οι μετρήσεις του νήματος που αντιστοιχούν σε τάση (Volts). Αυτή η μέση τιμή της τάσης που μετριέται κάθε φορά αντιστοιχεί στην ταχύτητα που μετριέται από τον σωλήνα Prandtl. Η ταχύτητα υπολογίζεται από τον τύπο:

$$U = \sqrt{\frac{2 \cdot \Delta P}{\rho}} \quad (4.8-1)$$

όπου $\rho = 1.204 \text{ Kg/m}^3$.

Επαναλαμβάνουμε την διαδικασία για 21 φορές μεγαλώνοντας κάθε φορά την ταχύτητα του ρευστού της σήραγγας και έτσι προκύπτουν 21 ζεύγη τάσης ανεμομέτρου και ταχύτητας ρευστού (E, U). Αυτές οι τιμές παρουσιάζονται στον πιο κάτω πίνακα:

Δυναμική Πίεση ($P_t - P$) (Pascal)	Τάση ροής (Volt)	Ταχύτητα ροής (m/s)	Σφάλμα RMS $\times 10^{-2}$
0	1.821	0	1.270
5.3	2.554	2.96715128	1.087
10.5	2.697	4.17634535	1.154
15.4	2.780	5.05780539	1.024
20.3	2.846	5.80697255	1.132
25.5	2.899	6.50836416	0.983
30.4	2.941	7.10621832	1.142
35.5	2.978	7.67919916	1.029
40.5	3.014	8.20217944	1.115
45.4	3.040	8.68419728	1.196
50.4	3.067	9.14991422	1.235
55.4	3.093	9.59304842	1.283
60.4	3.114	10.0165975	1.045
65.5	3.135	10.430915	1.114
70.7	3.154	10.8370596	1.193
75.3	3.172	11.1840537	1.216
80.6	3.189	11.5709569	1.117
85.3	3.205	11.9035437	1.074
90.4	3.220	12.2542284	1.092
95.6	3.235	12.6017454	1.083
100.3	3.249	12.9077998	1.107

Πίνακας 4.8-1: Πειραματικά αποτελέσματα για την βαθμονόμηση του θερμού νήματος.

Οι μετρήσεις ισχύουν για θερμοκρασία $T_0 = 17.5 \text{ }^\circ\text{C}$.
 Για ανεμόμετρο σταθερής θερμοκρασίας ισχύει ο νόμος του King:

$$E^2 = E_0^2 + B \cdot U^n \quad (4.8-2)$$

όπου E_0 είναι η τάση για μηδενική ταχύτητα ρευστού και είναι $E_0=1.821 \text{ V}$.

Λογαριθμίζοντας την προηγούμενη εξίσωση προκύπτει η αντίστοιχη γραμμική σχέση:

$$\ln(E^2 - E_0^2) = \ln(B) + n \cdot \ln(U) \quad (4.8-3)$$

Για να υπολογίσουμε τις σταθερές του θερμού νήματος κατασκευάζουμε ένα απλό αλγόριθμο στην Fortran. Αυτός φαίνεται στο παράρτημα και είναι το πρόγραμμα 1.

Έτσι υπολογίζουμε τις σταθερές του θερμού νήματος:

n=0.54388

B=1.81702

Κατά την μέτρηση με το θερμό νήμα είναι πλέον δυνατή η μετατροπή της καταγραφόμενης τάσης εξόδου του οργάνου σε δρώσα ταχύτητα από την σχέση:

$$U_{ref} = \left(\frac{E^2 - E_0^2}{B} \right)^{1/n} \quad (4.8-4)$$

Άρα:

$$U_{ref} = \left(\frac{E^2 - 3.316041}{1.81702} \right)^{1/n} \quad (4.8-5)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

**Πειραματικά αποτελέσματα θερμού νήματος
(Μετρήσεις πεδίων ταχυτήτων, παρουσίαση μέσω
καμπύλων, προφίλ ταχυτήτων και ανάλυσης Fourier)**

5.1 Αδιατάραχη ροή (υπάρχει μόνο ροή αέρα από την σήραγγα)

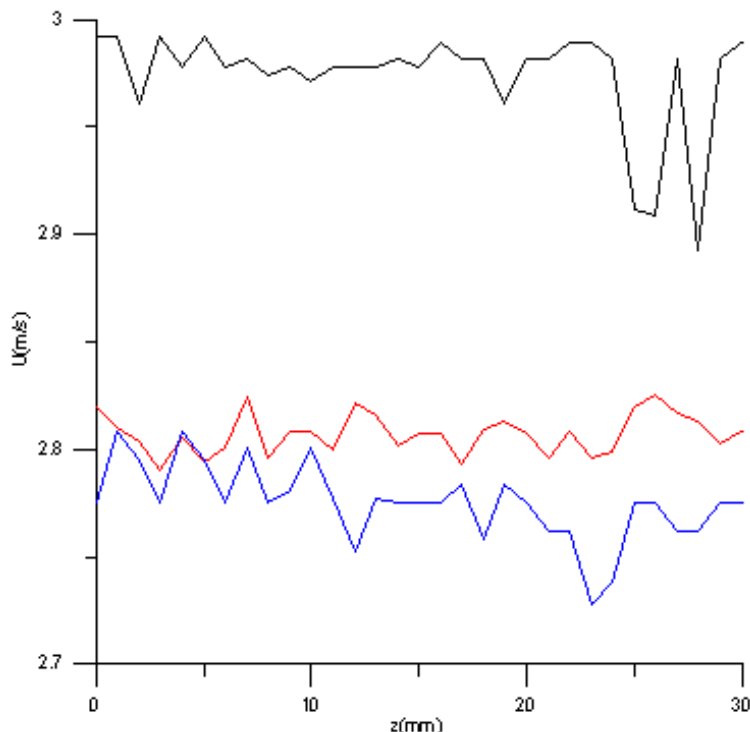
Αρχικά μελετήσαμε πως συμπεριφέρεται η ροή όταν περνά πάνω από την απότομη διεύρυνση που βάλαμε στην αερο – σήραγγα. Σε αυτό το σημείο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των πειραμάτων που έγιναν έχοντας σε λειτουργία μόνο την ροή που προέρχεται από την σήραγγα για να μπορέσουμε στην συνέχεια να συγκρίνουμε αυτήν την αδιατάραχη ροή με την αντίστοιχη όταν θα χρησιμοποιηθούν και οι δέσμες αέρα. Αυτό μπορεί να μας βοηθήσει να εξάγουμε σημαντικά συμπεράσματα στο κατά πόσο οι δέσμες αέρα αναγκάζουν την ροή να επανακολληθεί γρηγορότερα.

Για τις μετρήσεις που ακολουθούν αλλά και για όλες τις υπόλοιπες μετρήσεις κρατήσαμε την ταχύτητα του αέρα της σήραγγας σταθερή αφού ρυθμίσαμε την σήραγγα να στέλνει τον αέρα με περίπου 30Pa.

Σε αυτό το κομμάτι του πειράματος, όπως και στα υπόλοιπα που θα ακολουθήσουν, πήραμε μετρήσεις σε ένα εύρος 30mm στον διαμήκη άξονα z, δηλαδή κατά μήκος της σχισμής που υπάρχει στο μοντέλο μας από την οποία βγαίνουν οι δέσμες αέρα που θα μπουν σε λειτουργία σε επόμενο στάδιο.

Επίσης επαναλάβαμε αυτήν την διαδικασία σε 3 διαφορετικές θέσεις στον κάθετο άξονα x ως προς τον μοντέλο, δηλαδή για $x = 2, 12, 22$ mm.

Επειδή όταν έχουμε αέρα μόνο από την σήραγγα η ροή θεωρείται αδιατάραχη και σταθερή, δηλαδή έχει την ίδια ταχύτητα σε όλα τα σημεία κατά μήκος της σχισμής (άξονας z), όταν βρισκόμαστε στο ίδιο σημείο στον άξονα x, πιο κάτω δεν θα παρουσιάσουμε την στιγμιαία ταχύτητα που μετράμε με το θερμό νήμα σε κάθε σημείο, αλλά θα παρουσιάσουμε τις μέσες καμπύλες της ταχύτητας που παίρνουμε σε κάθε θέση του άξονα x.



Διάγραμμα 1: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $x=2, 12$ και 22 mm.
— $x=2$ mm (Θέση 1) — $x=22$ mm (Θέση 3)
— $x=12$ mm (Θέση 2)

5.2 Ροή μόνο από τις δέσμες αέρα (βρίσκεται εκτός λειτουργίας η σήραγγα)

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα διαγράμματα που απεικονίζουν τις ταχύτητες που λήφθηκαν κατά την διάρκεια των πειραμάτων όταν έχουμε σε λειτουργία μόνο τον παλλόμενο συμπιεστή, δηλαδή μόνο τις δέσμες αέρα χωρίς τη ροή της σήραγγας.

Αυτές οι μετρήσεις, με μόνο τις δέσμες αέρα σε λειτουργία, λήφθηκαν με την βοήθεια του προγράμματος 3 που φαίνεται στο παράρτημα και έγιναν με σκοπό να μελετήσουμε με τι ταχύτητες εξέρχονται οι δέσμες αέρα και να δούμε την ανάμιξή τους σε ενδιάμεσα σημεία, στα οποία δεν υπάρχει καμιά δέσμη. Έτσι γι' αυτό το λόγο λήφθηκαν μετρήσεις σε ένα εύρος 30mm κατά μήκος της σχισμής του μοντέλου. Η αρχική θέση, δηλαδή το $z=0\text{mm}$, είναι αυθαίρετο και δεν αντιστοιχεί στην άκρη του μοντέλου. Λαμβάναμε τις μετρήσεις με βήμα 2mm, δηλαδή πήραμε μετρήσεις σε 16 κατακόρυφα επίπεδα. Αυτή η απόσταση κρίθηκε ικανοποιητική ώστε να βρούμε δυο δέσμες αέρα και να μελετήσουμε και κάποιες ενδιάμεσες θέσεις.

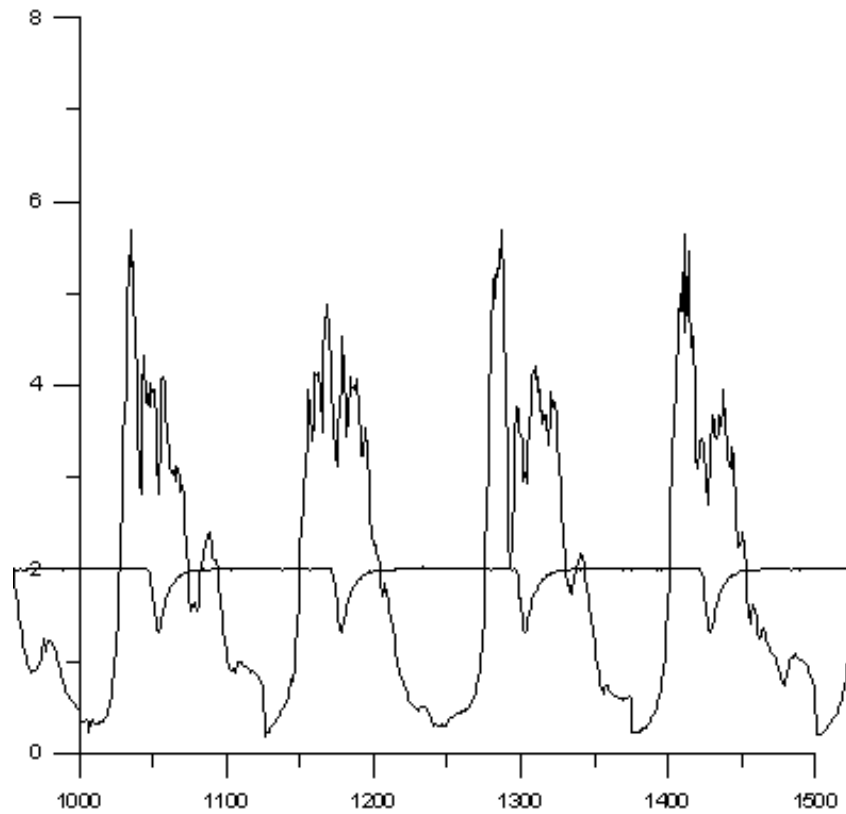
Επίσης, για να προσέξουμε τις διαφοροποιήσεις που υπάρχουν όταν απομακρυνόμαστε από την σχισμή του μοντέλου μας και κατά πόσο ομαλοποιείται το προφίλ της ταχύτητας μετά από κάποια απόσταση, καταγράψαμε μετρήσεις σε τρεις θέσεις στον κάθετο άξονα x , δηλαδή για αποστάσεις 2, 12 και 22mm μακριά από τις οπές εξόδου των δεσμών. Η συχνότητα δειγματοληψίας που χρησιμοποιήσαμε είναι 10000Hz, ενώ σε κάθε μέτρηση παίρναμε 290 σημεία, δηλαδή 145 για κάθε κανάλι γιατί χρησιμοποιούσαμε δυο κανάλια.

Αν εξεταστούν προσεκτικά τα διαγράμματα παρατηρούμε ότι στις θέσεις $z=2$ και $z=24\text{mm}$ (στον οριζόντιο άξονα όταν βέβαια δεν μετακινούμαστε στον κατακόρυφο) έχουμε τις μεγαλύτερες ταχύτητες. Σε αυτά τα σημεία είναι βέβαια ολοφάνερο ότι εξέρχονται δέσμες αέρα.

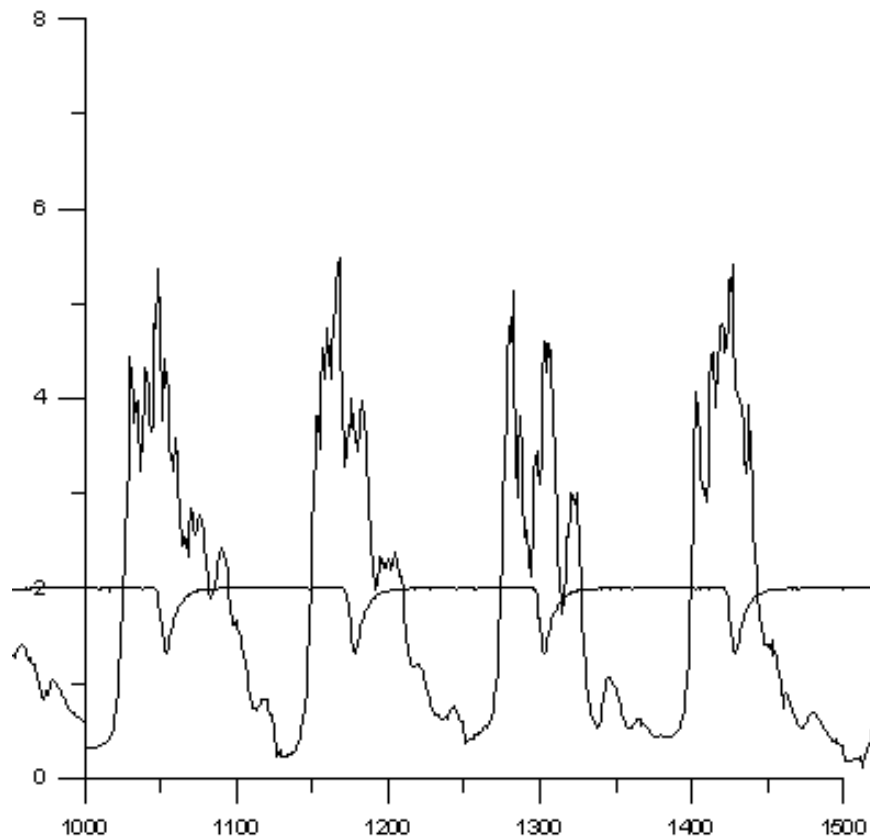
Σημαντικές παρατηρήσεις είναι επίσης αυτές που παίρνουμε όταν μετακινούμαστε στον κατακόρυφο άξονα και απομακρυνόμαστε από τις οπές εξόδου των δεσμών. Όσο απομακρυνόμαστε από αυτές τις οπές παρατηρούμε ότι οι ταχύτητες μειώνονται και οι μέγιστες τιμές τους πέφτουν αρκετά.

Πιο κάτω παρουσιάζουμε τα διαγράμματα ταχυτήτων μαζί με το σήμα που λαμβάνουμε με την μέθοδο σκανδαλισμού (trigger). Παρατηρούμε ότι την στιγμή που περνάει το σιδεράκι μπροστά από τον αισθητήρα, δηλαδή όταν έχουμε μικρή τάση στην καμπύλη του trigger, τότε έχουμε την μέγιστη καμπύλη της ταχύτητας γιατί εκείνη τη στιγμή πραγματοποιείται η μέτρηση. Εδώ βέβαια παρουσιάζουμε ένα κομμάτι του διαγράμματος κάθε φορά, αφού δεν μπορούμε να παρουσιάσουμε όλα τα σημεία που λάβαμε. Εξάλλου οι επιμέρους καμπύλες κάθε διαγράμματος επαναλαμβάνονται με το ίδιο μοτίβο και μερικές από αυτές είναι άκρως ενδεικτικές.

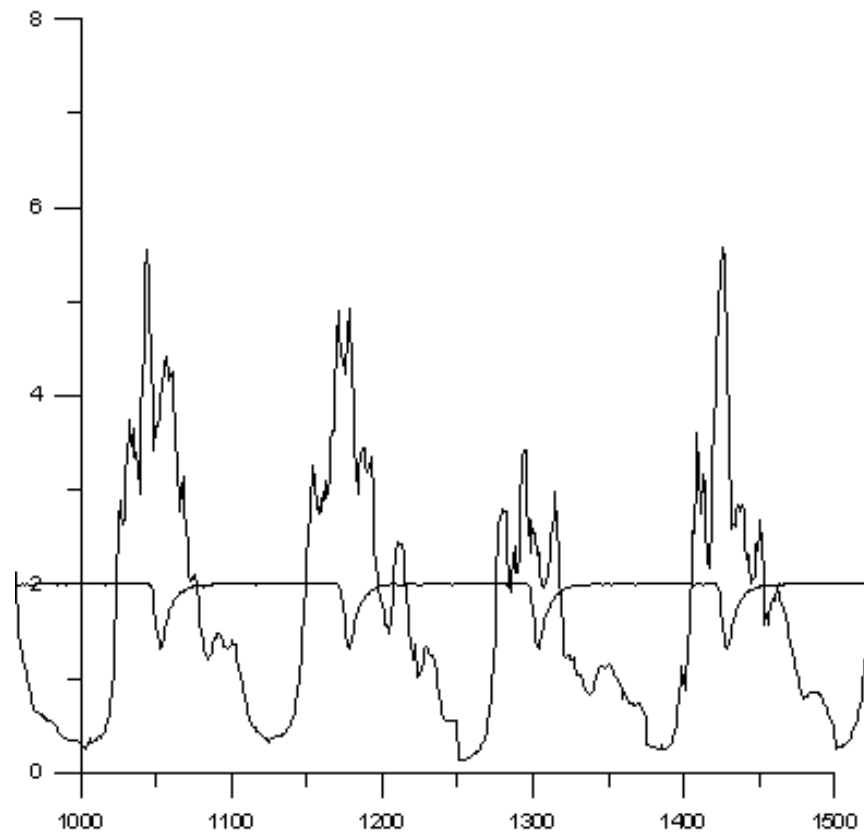
1. **Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις σπές του μοντέλου)**



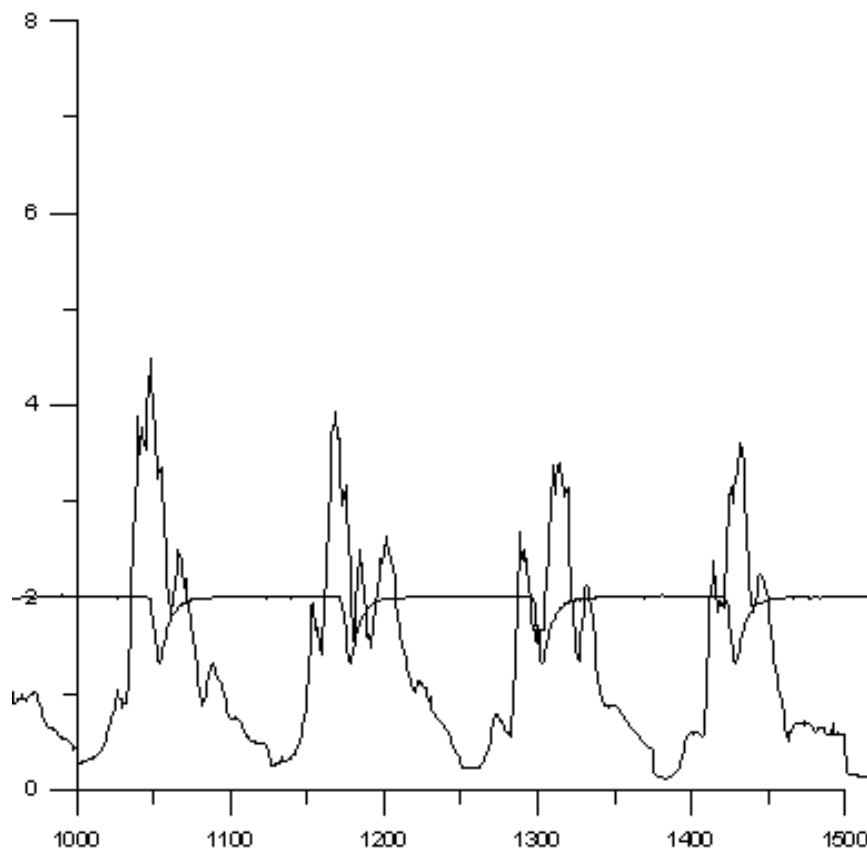
Διάγραμμα 1: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=0\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



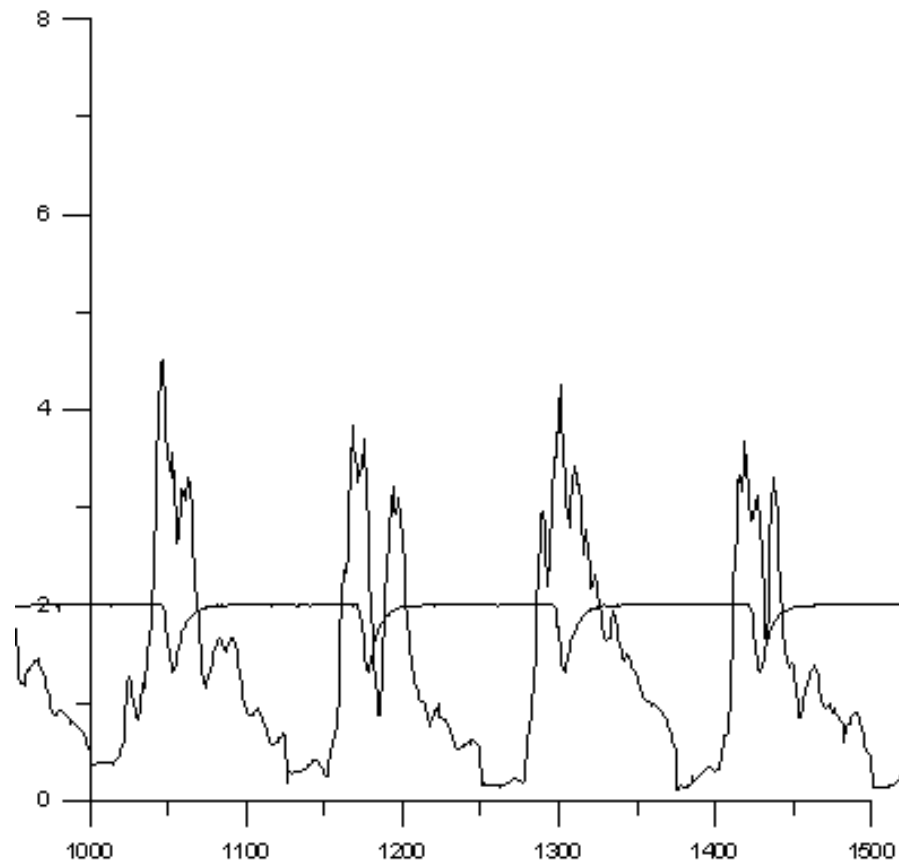
Διάγραμμα 2: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=2\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



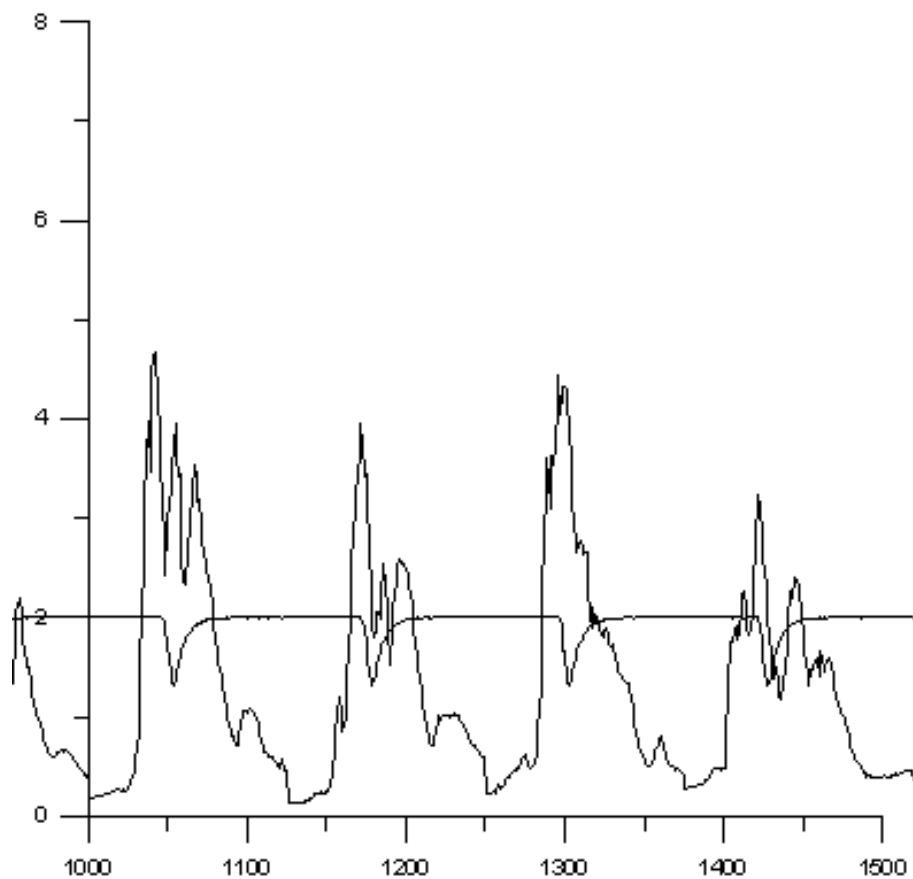
Διάγραμμα 3: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=4\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



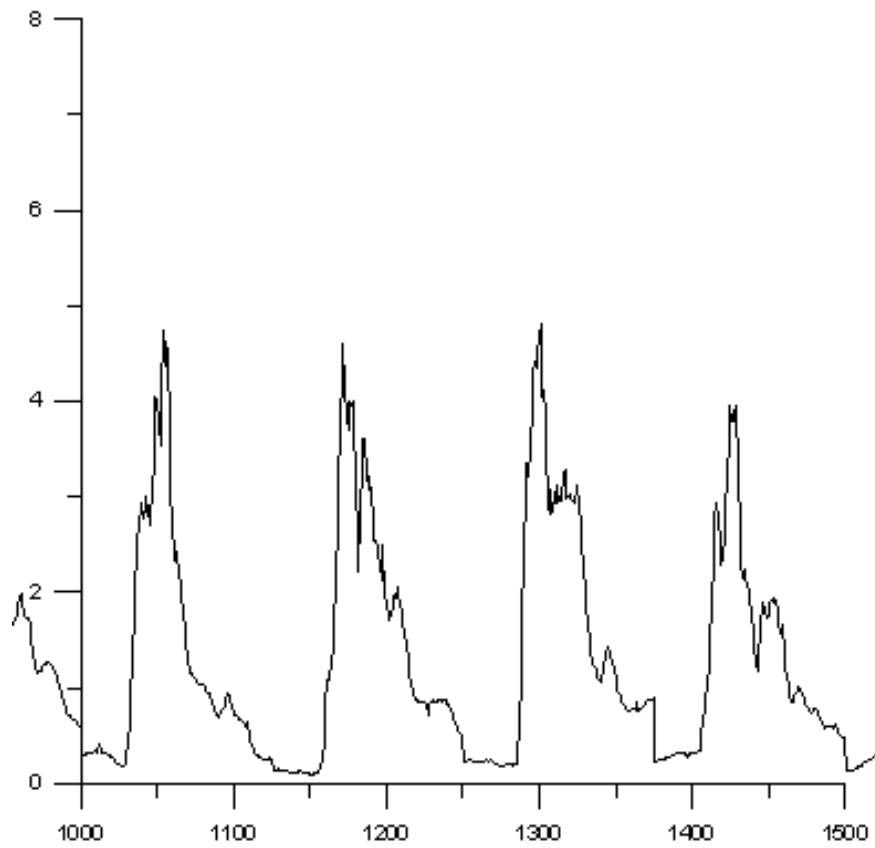
Διάγραμμα 4: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=6\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



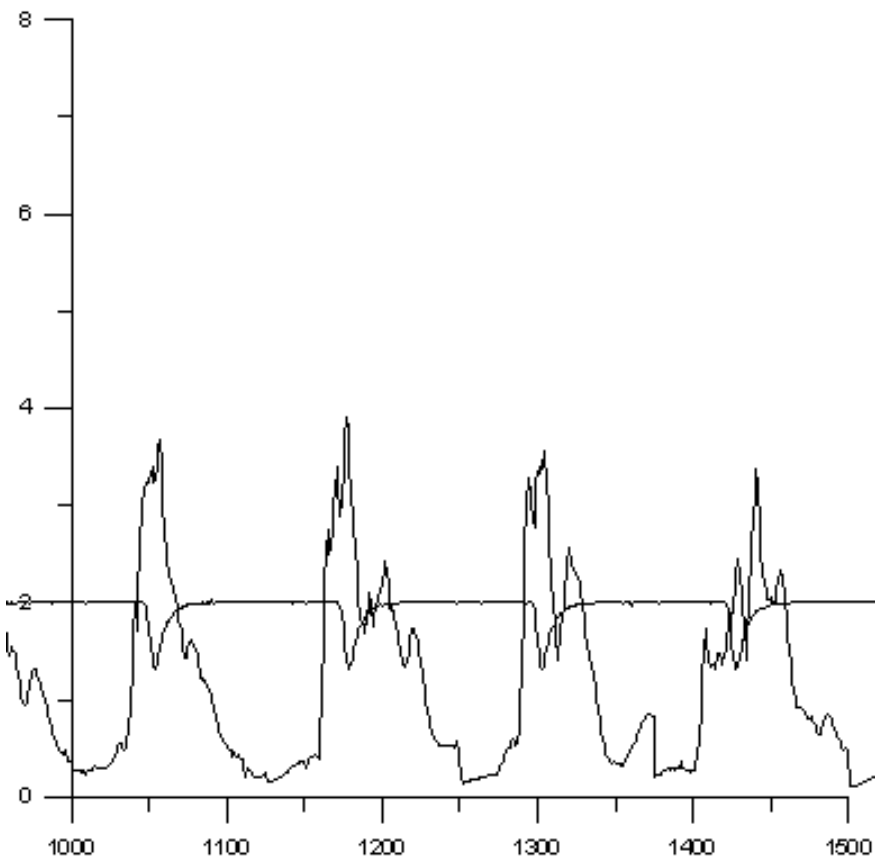
Διάγραμμα 5: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=8\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



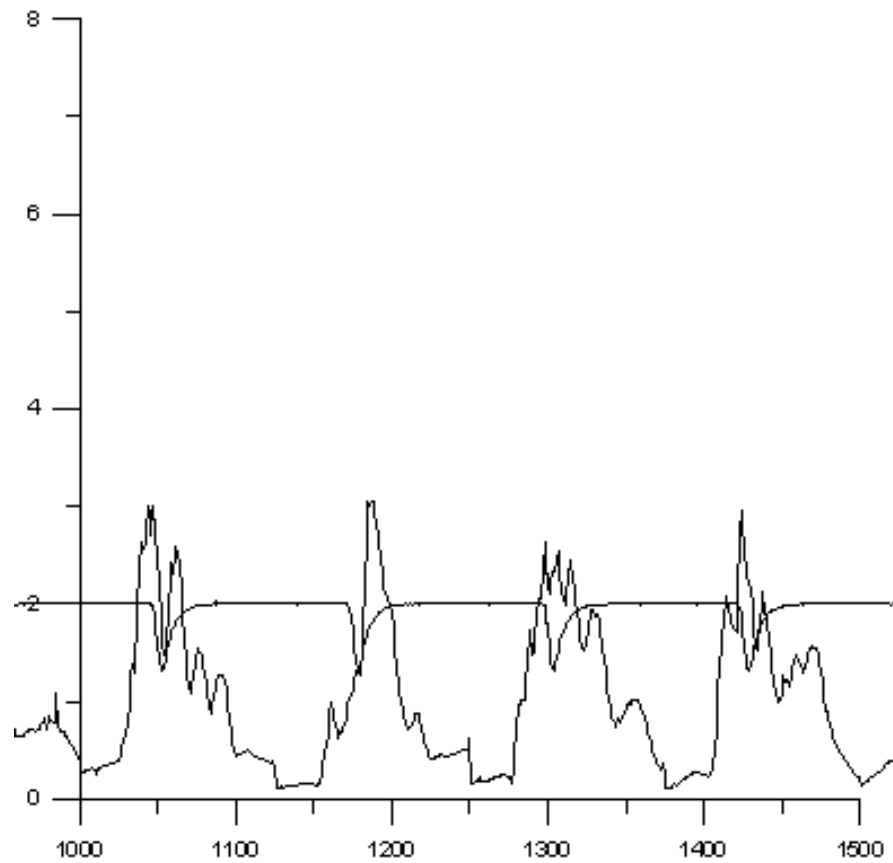
Διάγραμμα 6: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=10\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



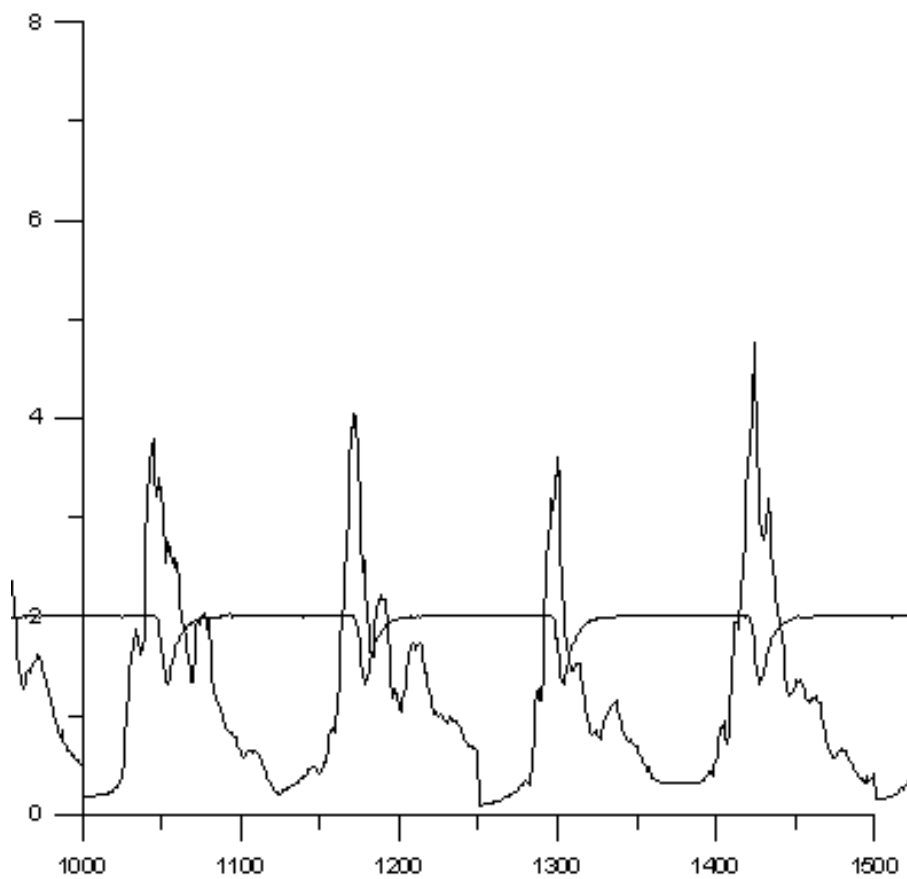
Διάγραμμα 7: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=12\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



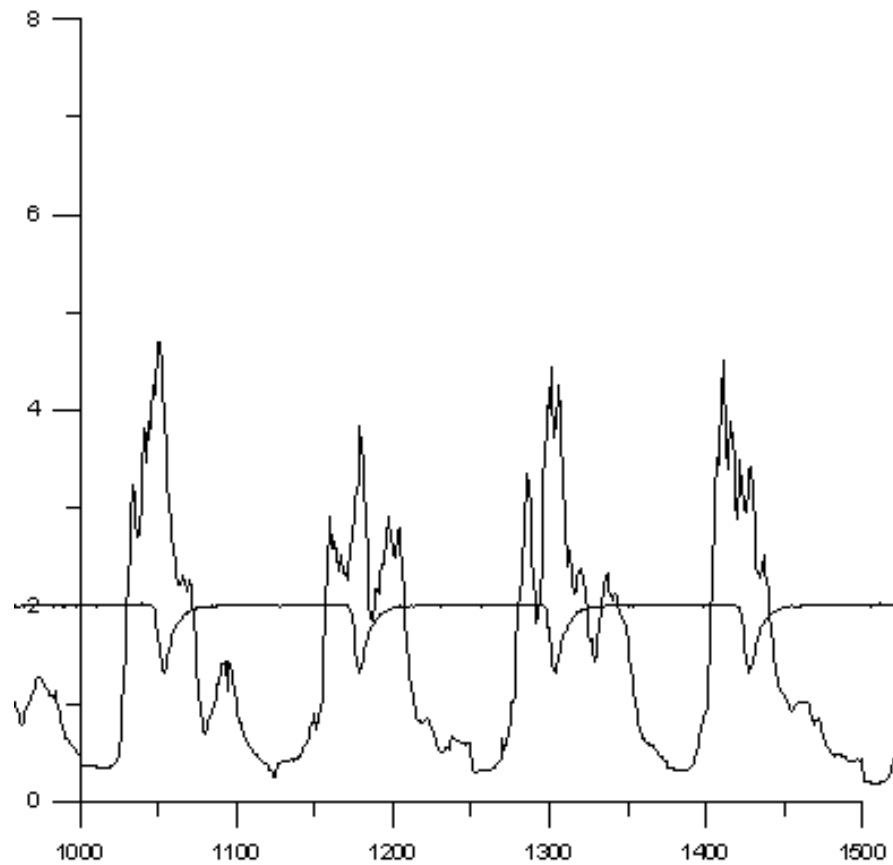
Διάγραμμα 8: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=14\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



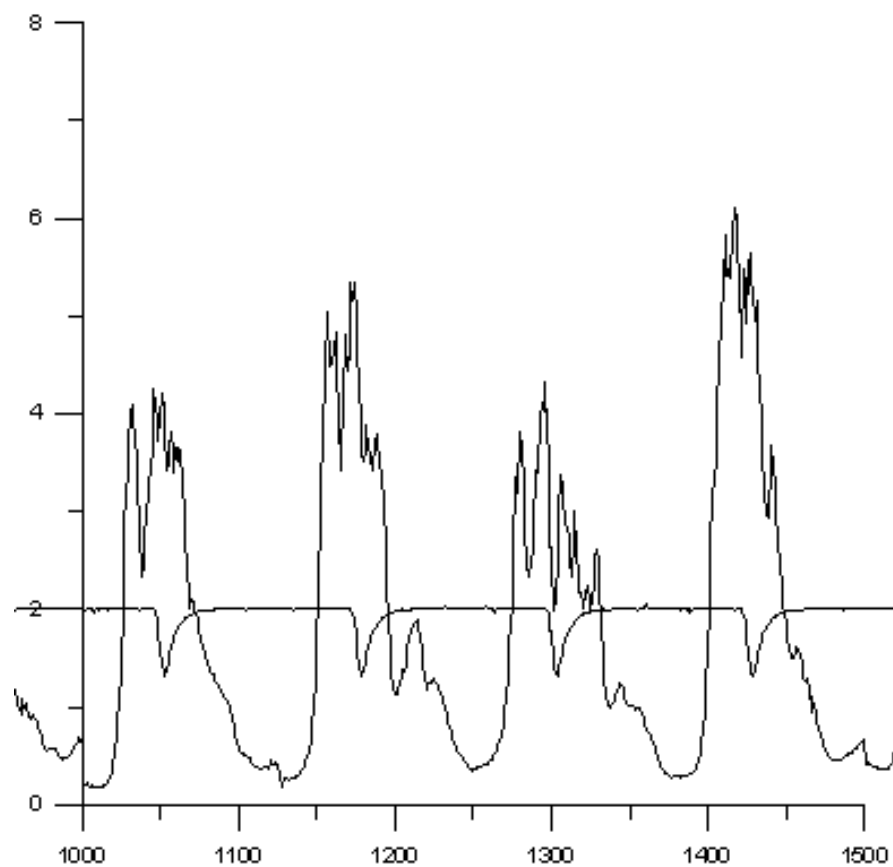
Διάγραμμα 9: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=16\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



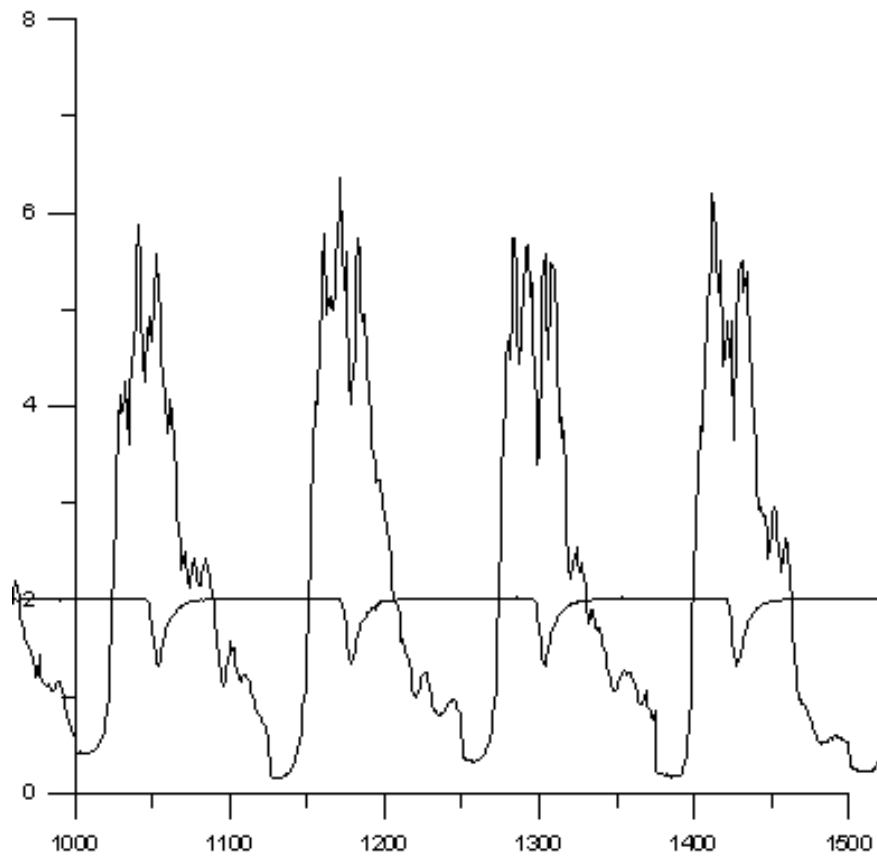
Διάγραμμα 10: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=18\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



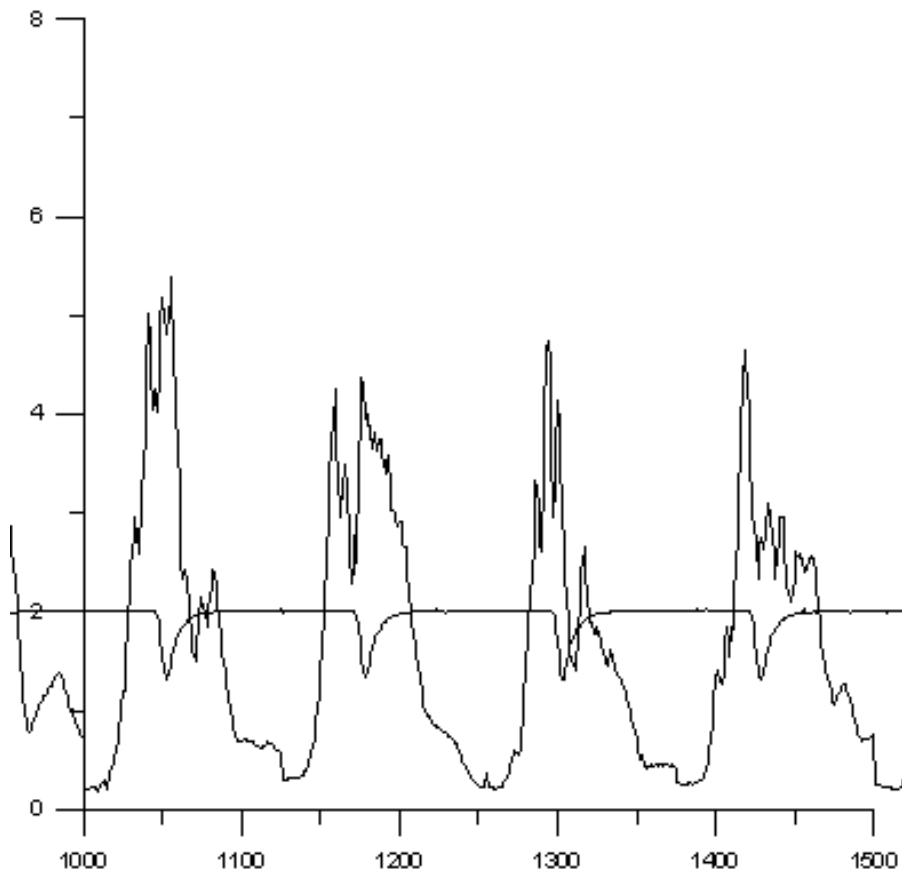
Διάγραμμα 11: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=20\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



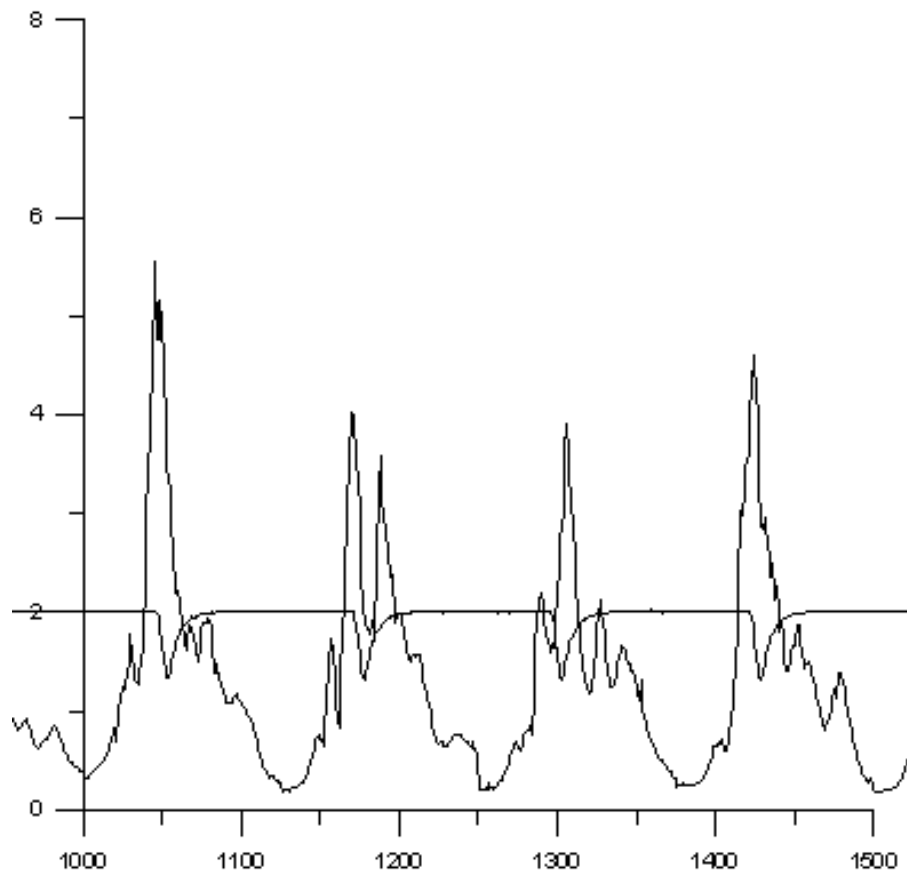
Διάγραμμα 12: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=22\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



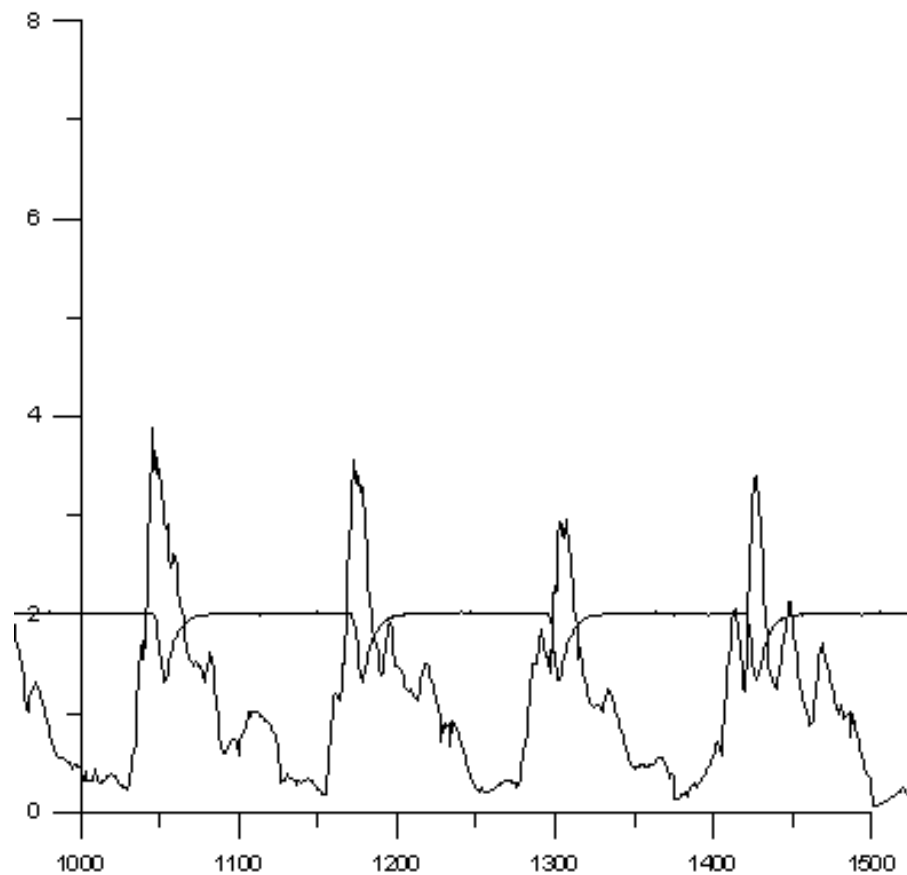
Διάγραμμα 13: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=24\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



Διάγραμμα 14: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=26\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).

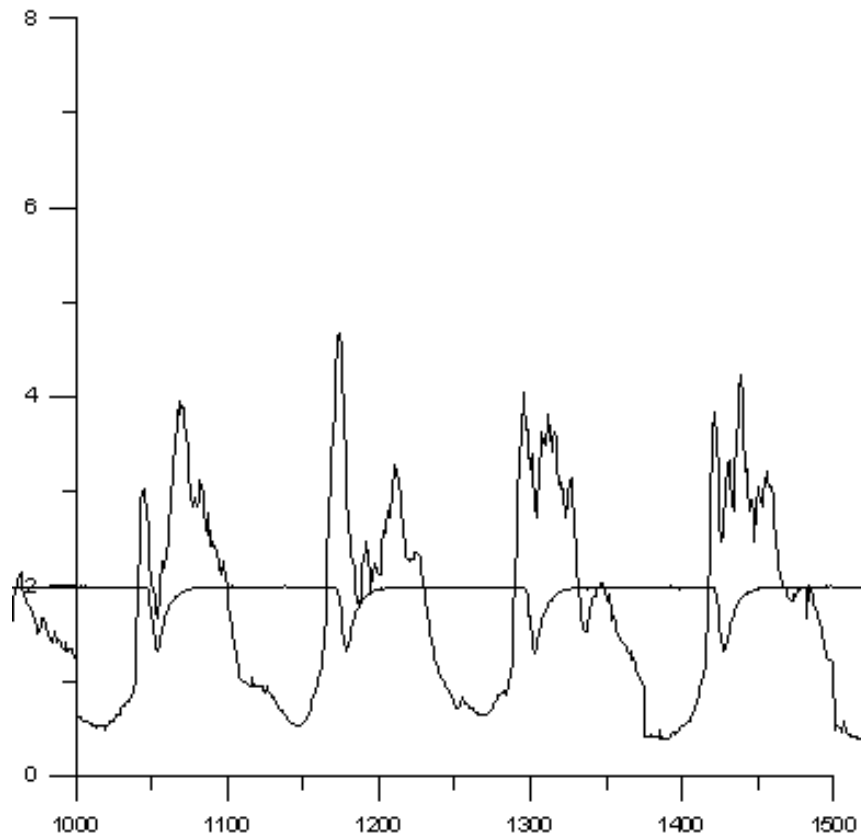


Διάγραμμα 15: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=28\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).

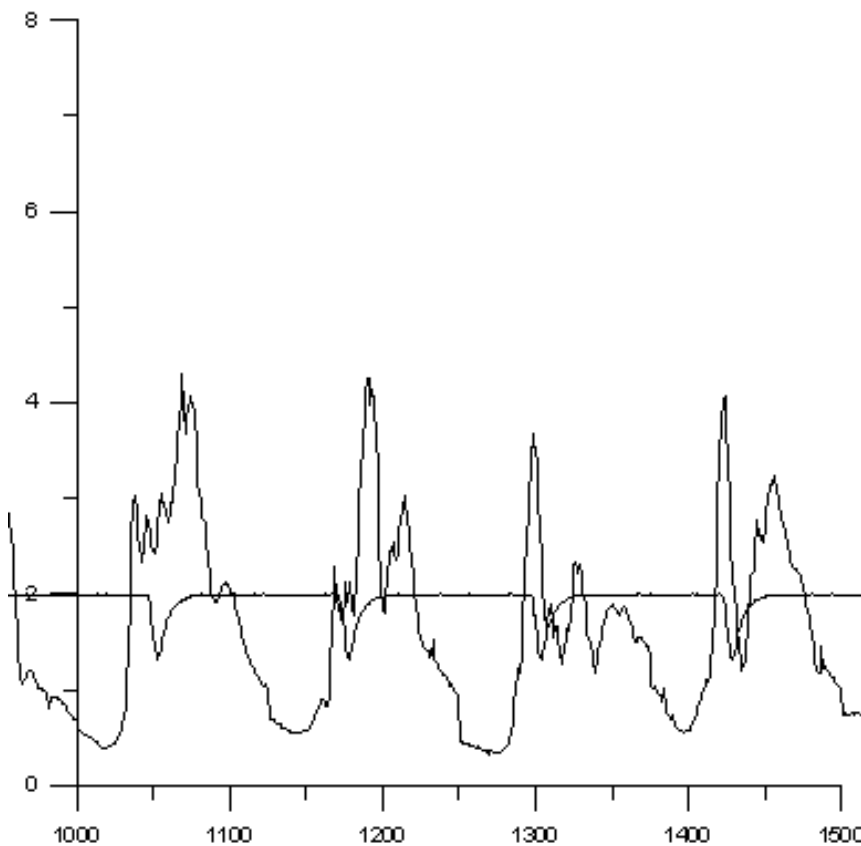


Διάγραμμα 16: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=30\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).

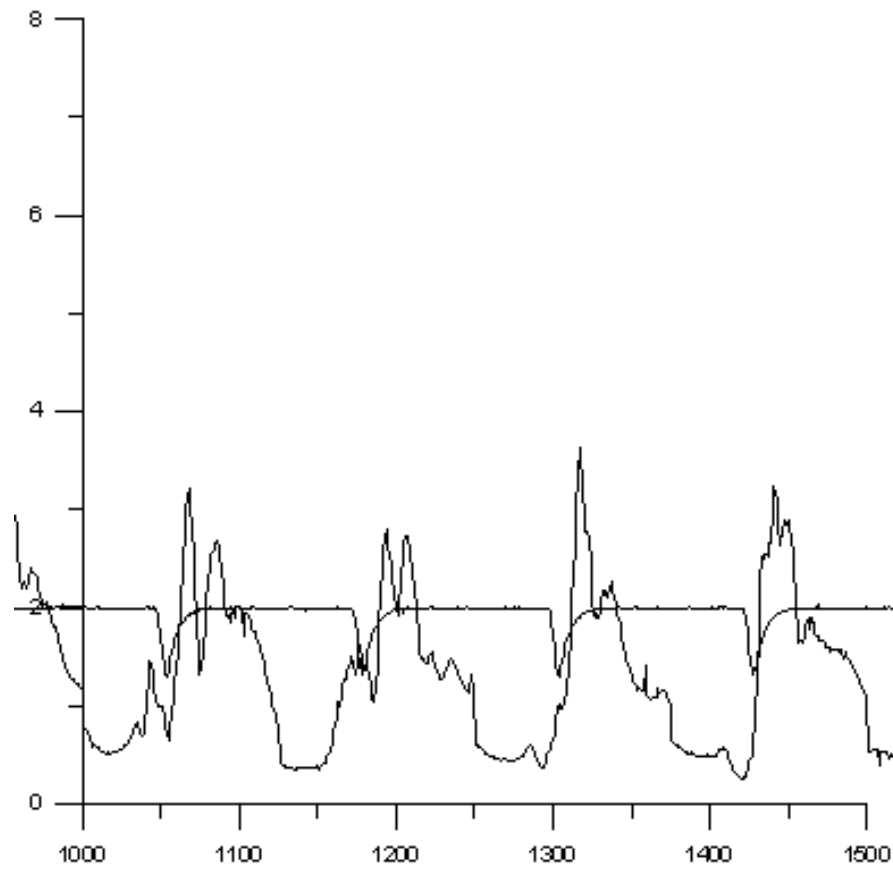
2. **Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



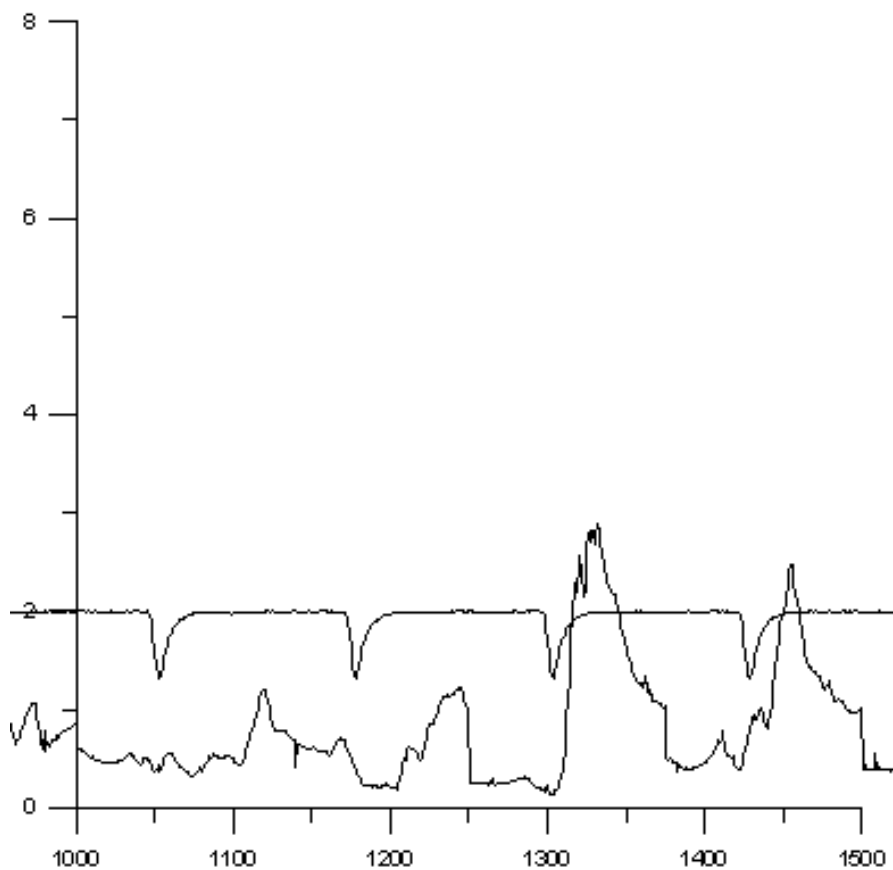
Διάγραμμα 1: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=0\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



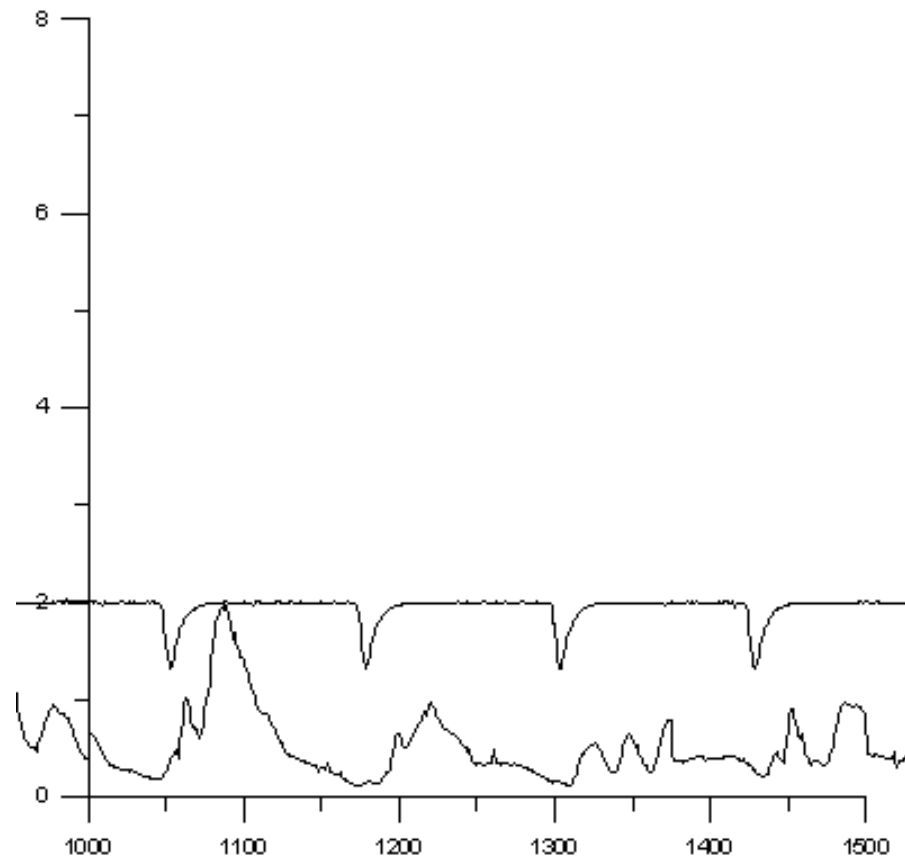
Διάγραμμα 2: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=2\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



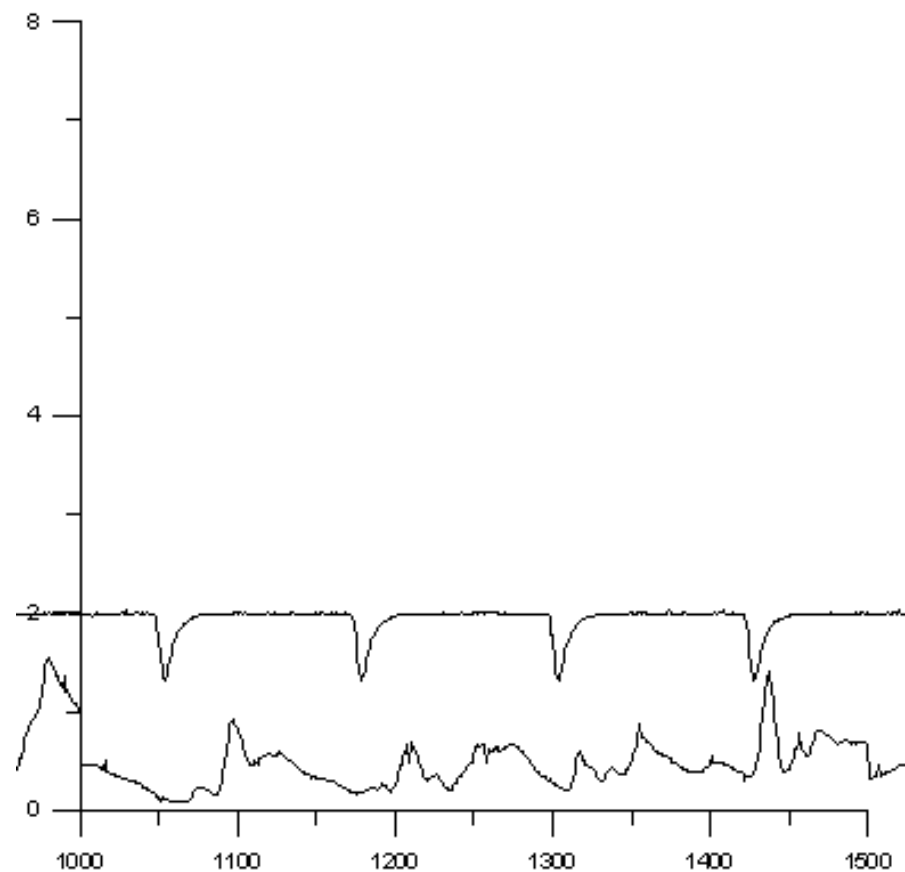
Διάγραμμα 3: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=4\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



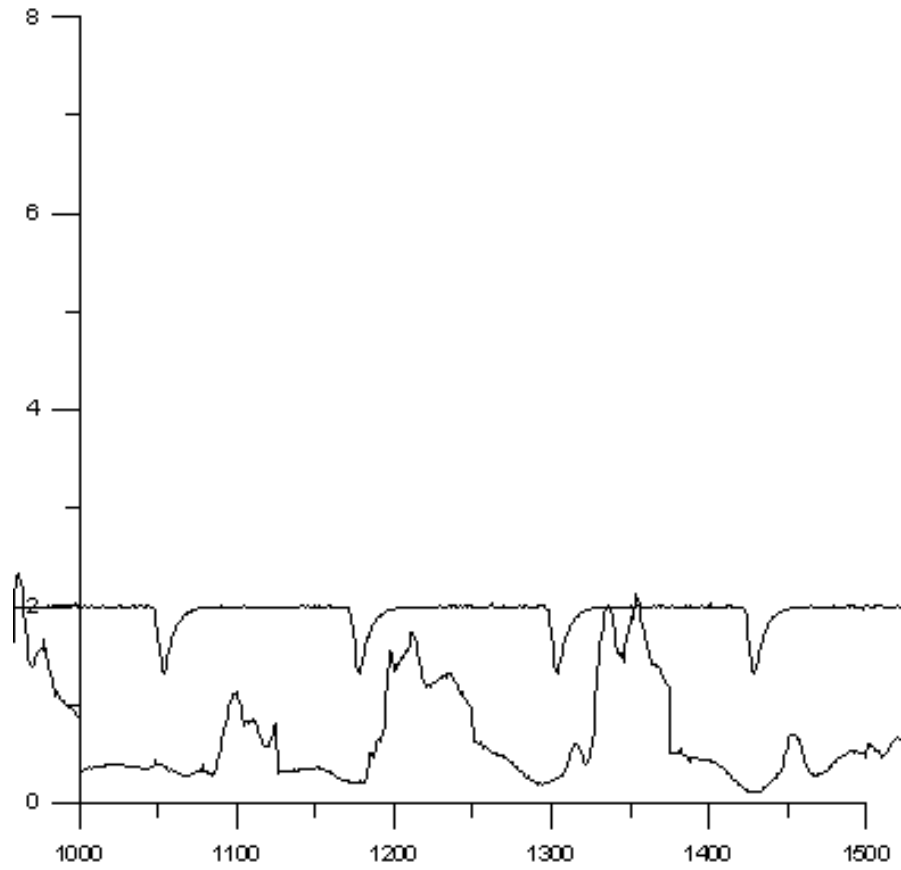
Διάγραμμα 4: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=6\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



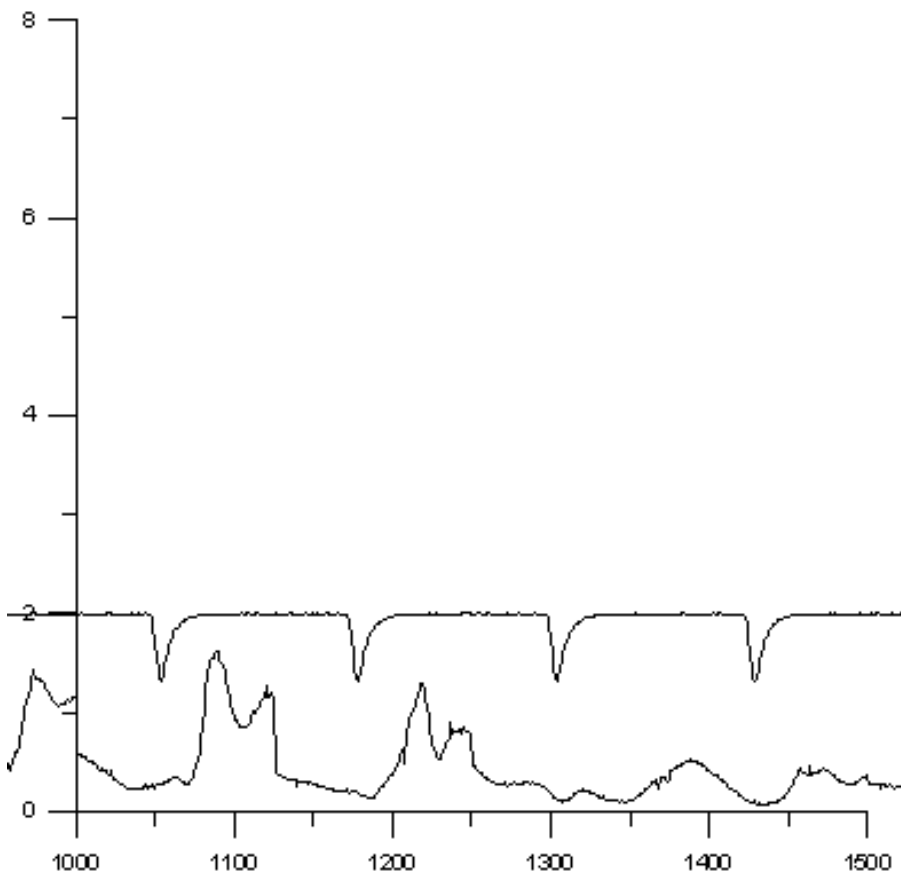
Διάγραμμα 5: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=8\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



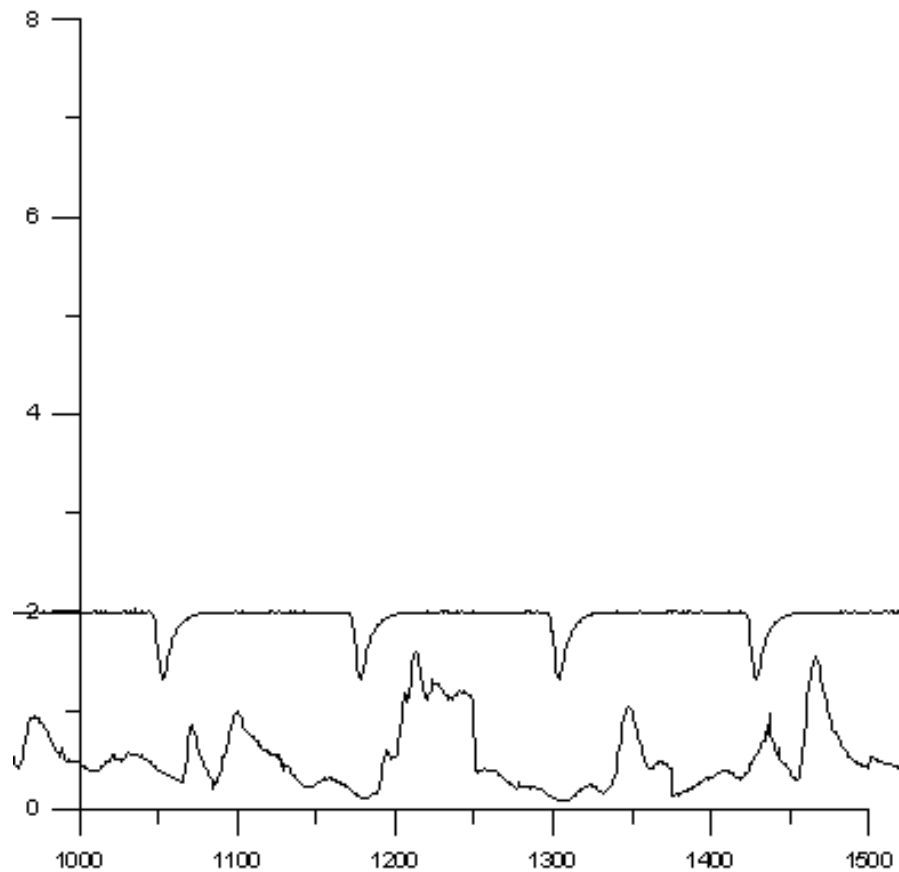
Διάγραμμα 6: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=10\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



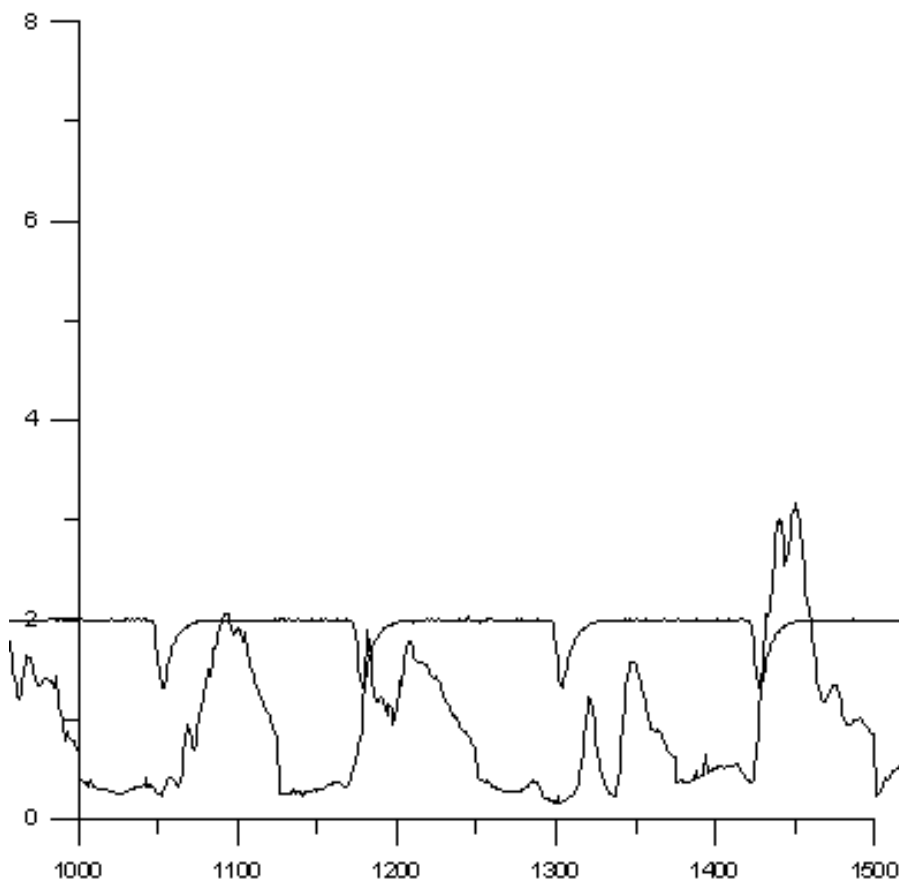
Διάγραμμα 7: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=12\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



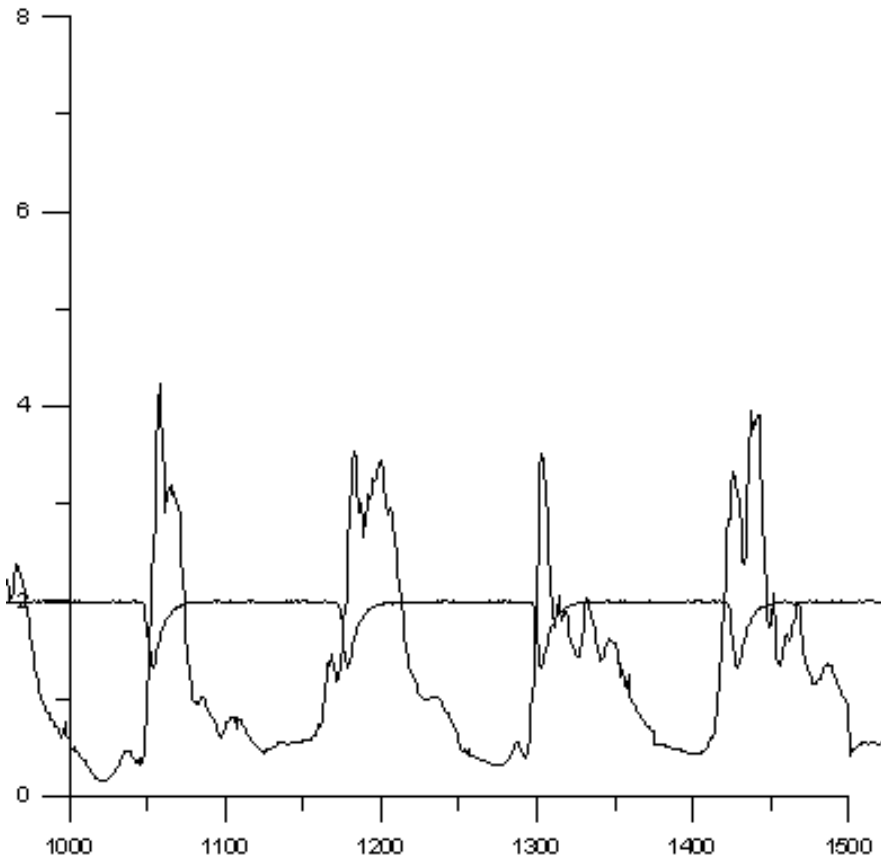
Διάγραμμα 8: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=14\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



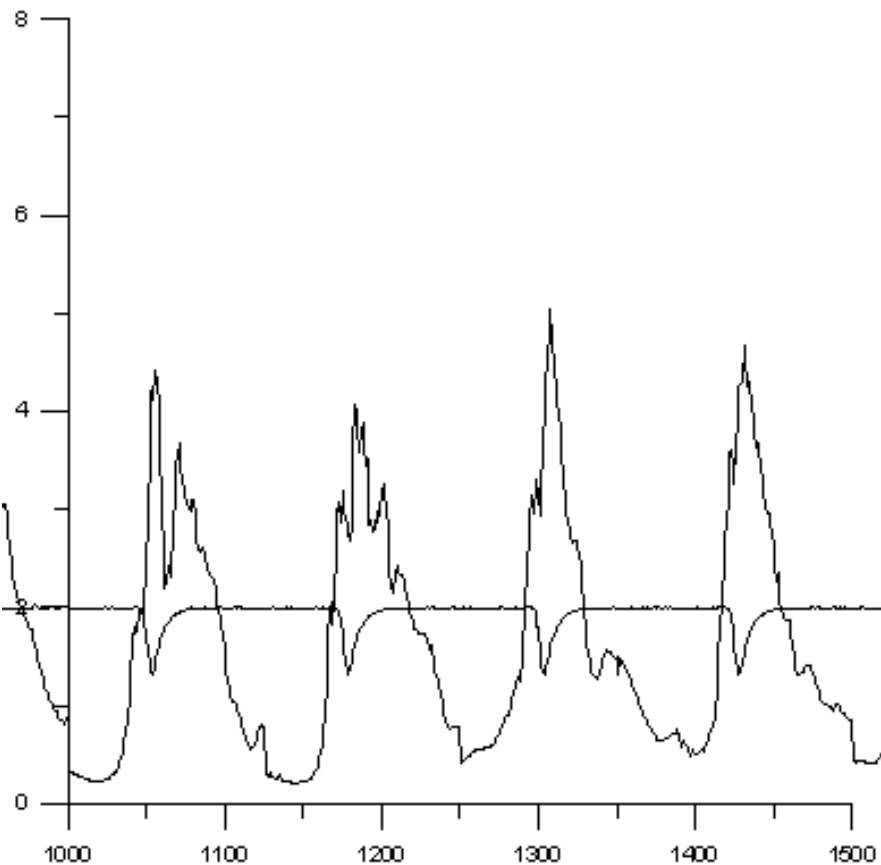
Διάγραμμα 9: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=16\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



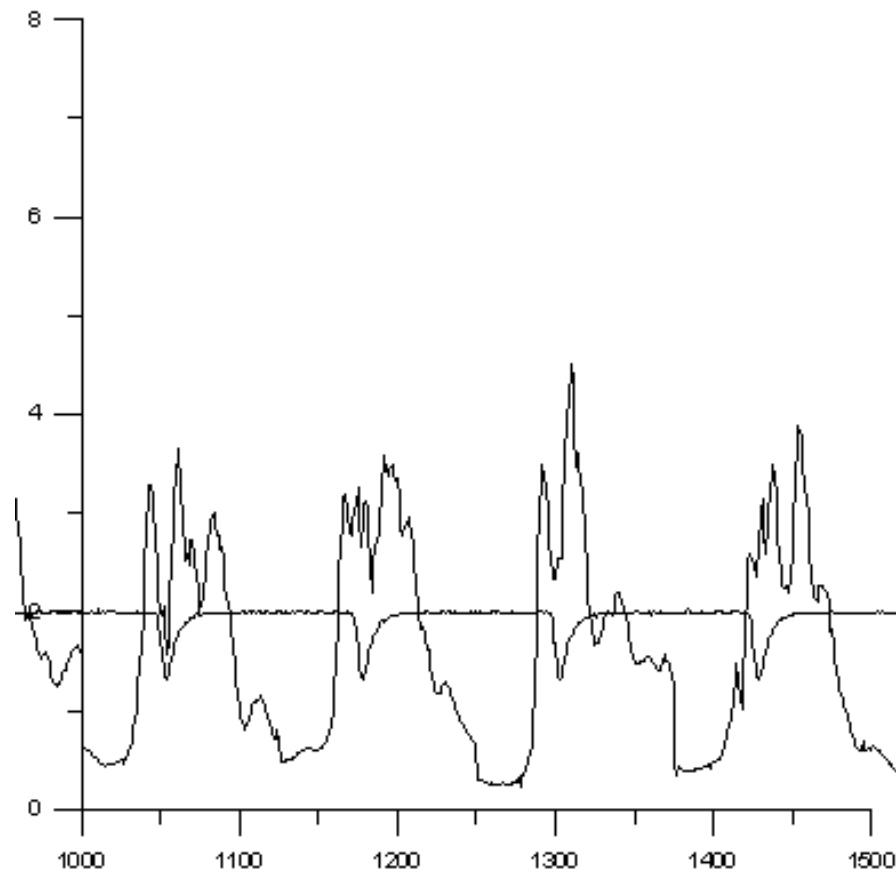
Διάγραμμα 10: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=18\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



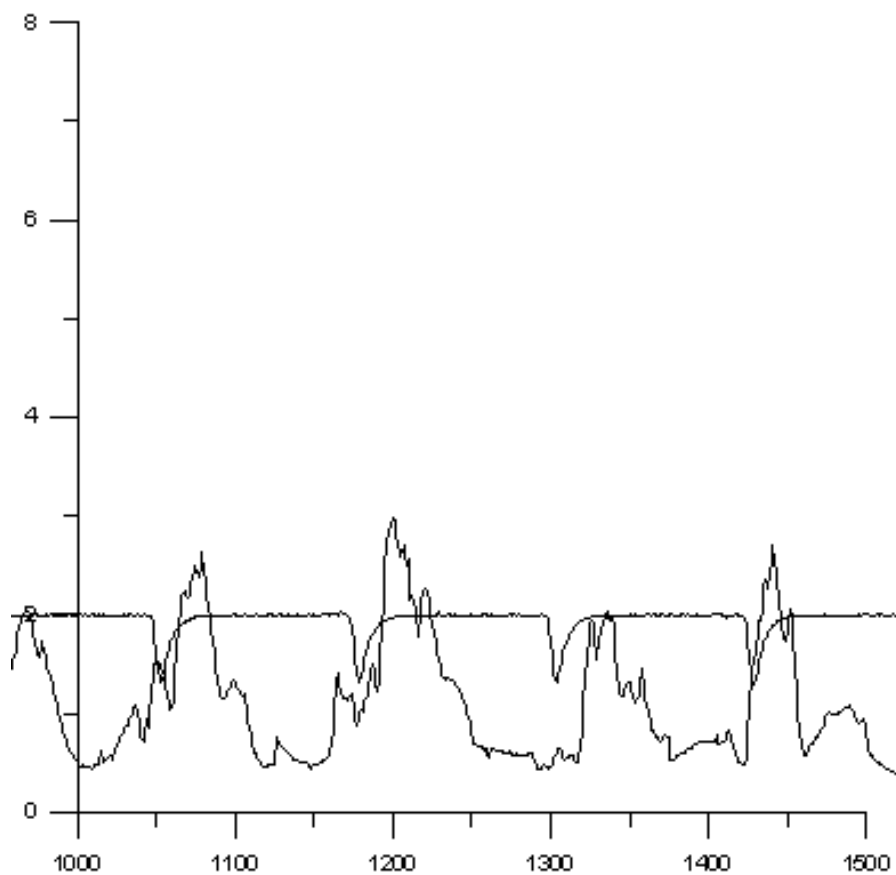
Διάγραμμα 11: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=20\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



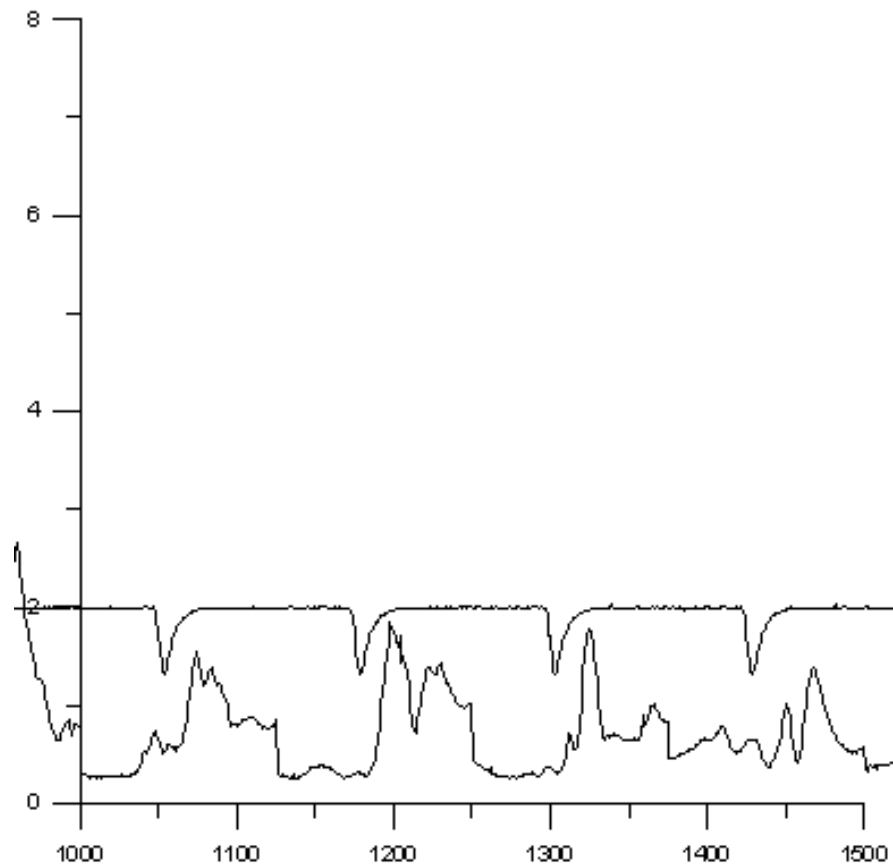
Διάγραμμα 12: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=22\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



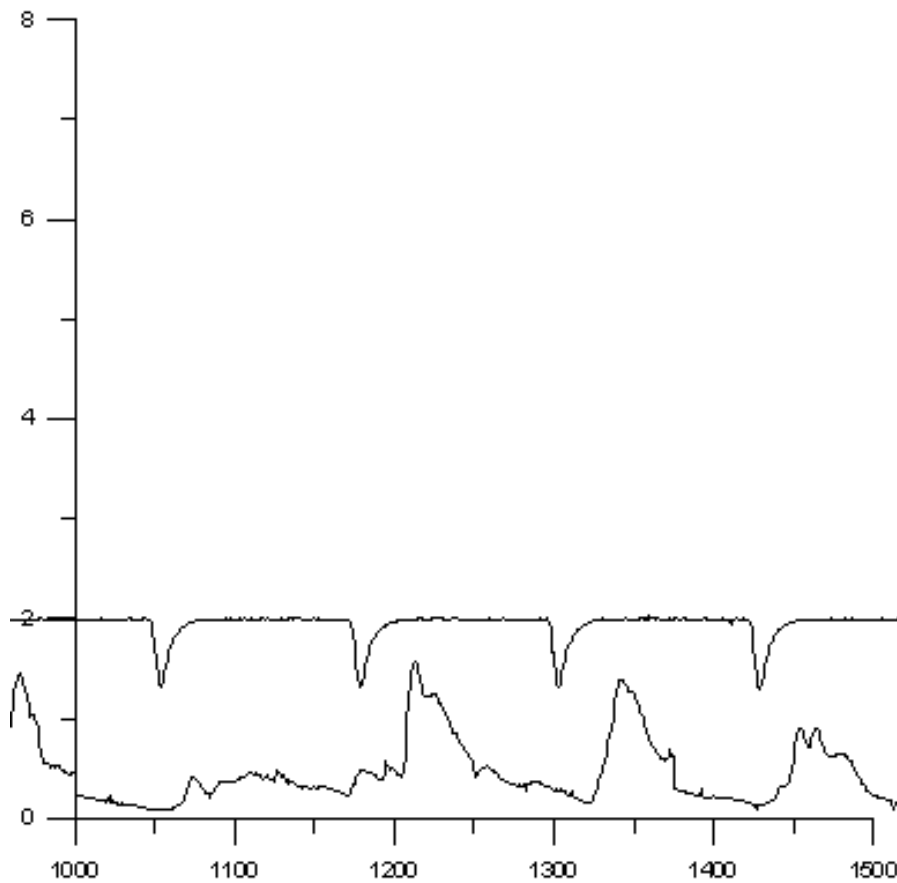
Διάγραμμα 13: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=24\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



Διάγραμμα 14: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=26\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).

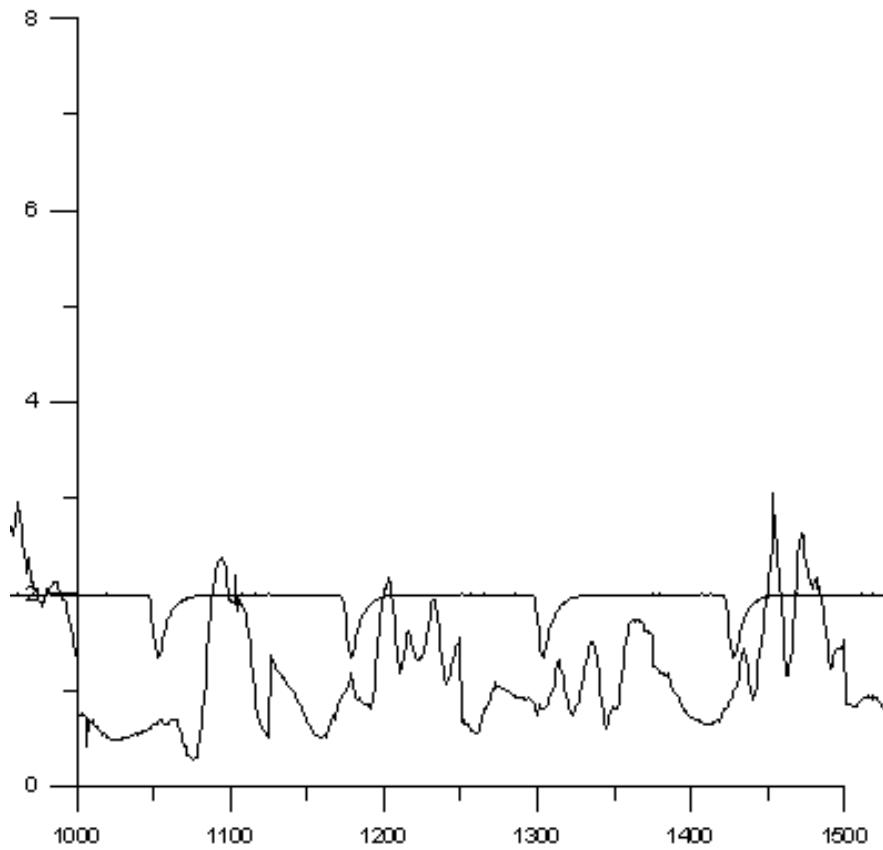


Διάγραμμα 15: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=28\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).

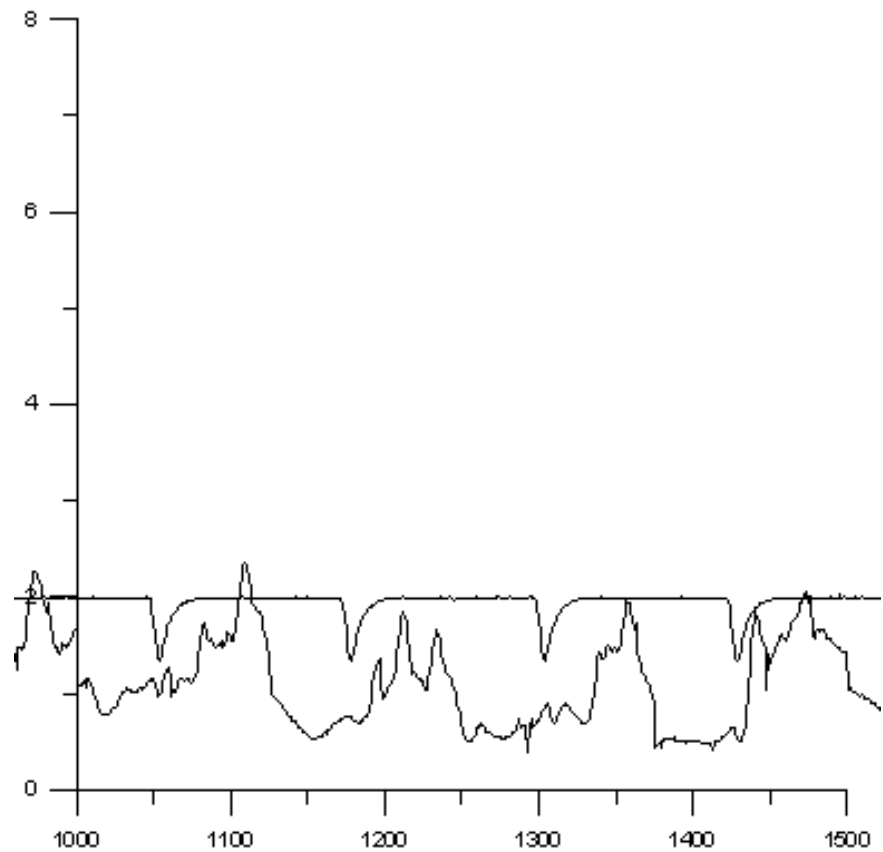


Διάγραμμα 16: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=30\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).

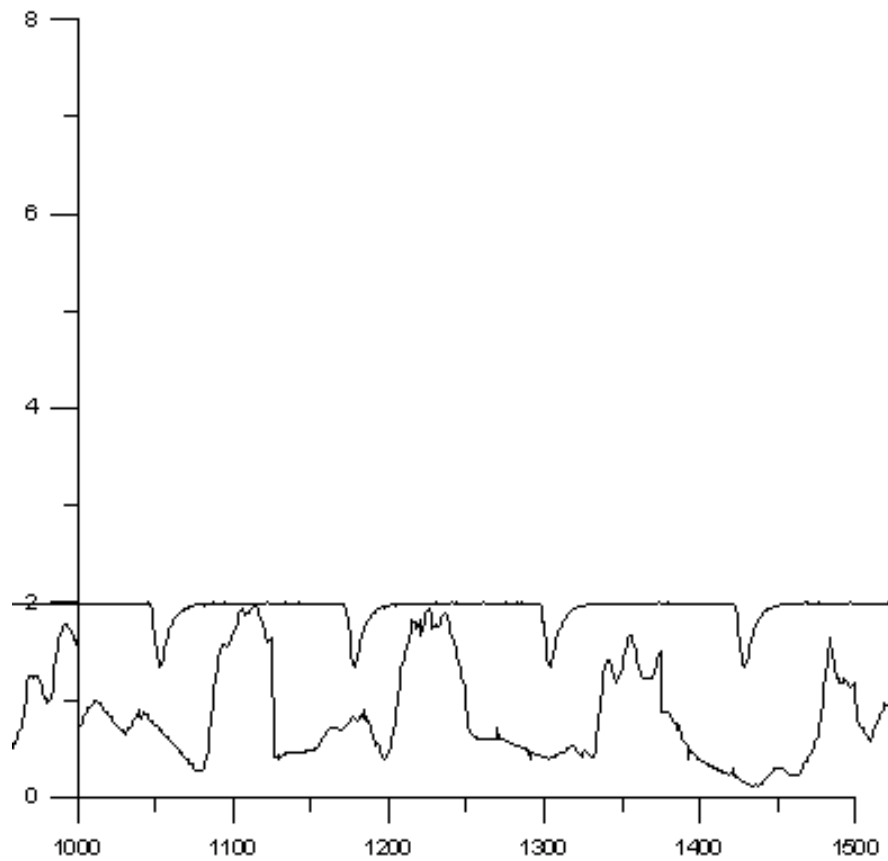
3. **Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



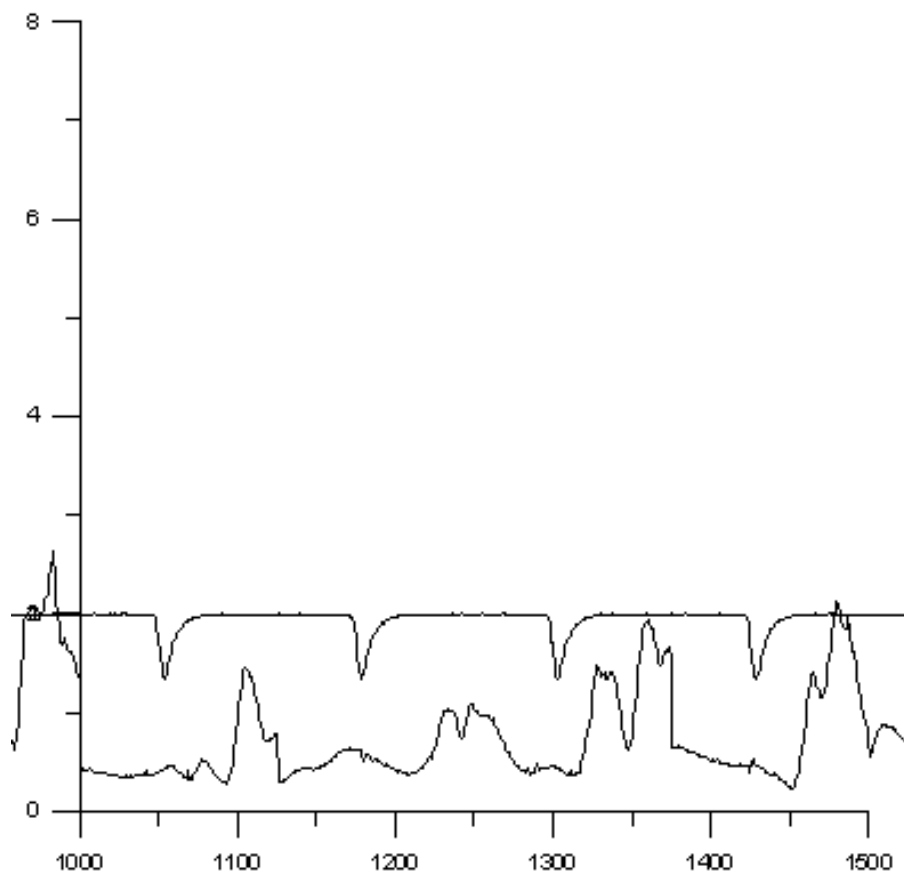
Διάγραμμα 1: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=0\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



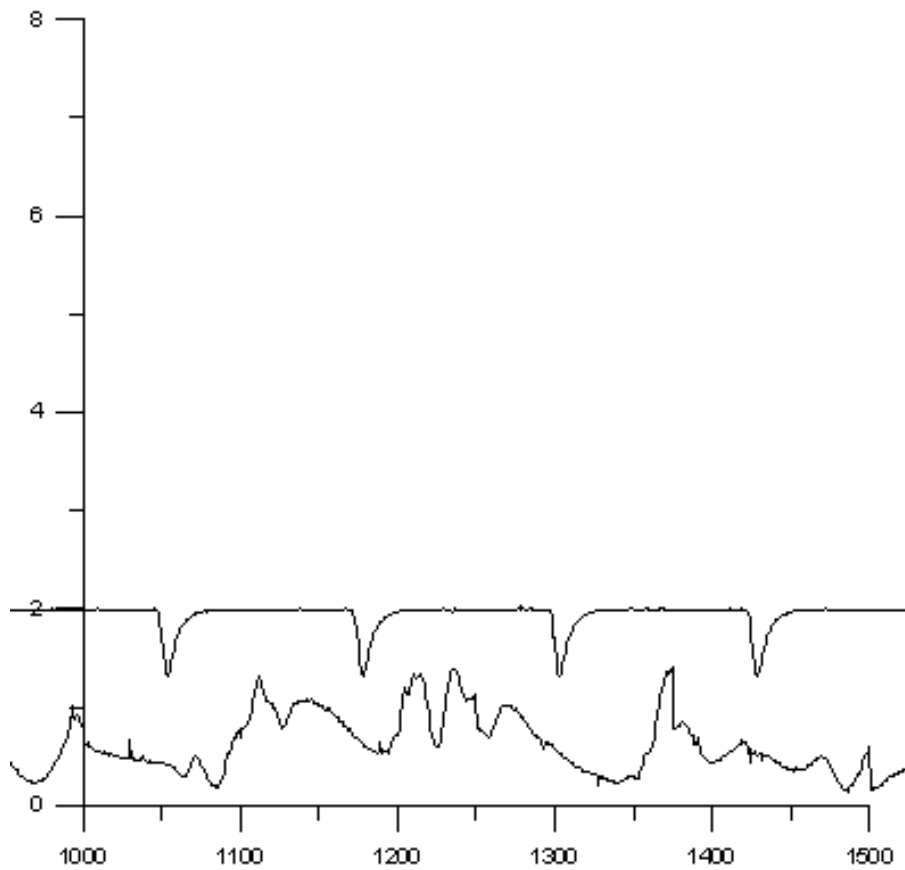
Διάγραμμα 2: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=2\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



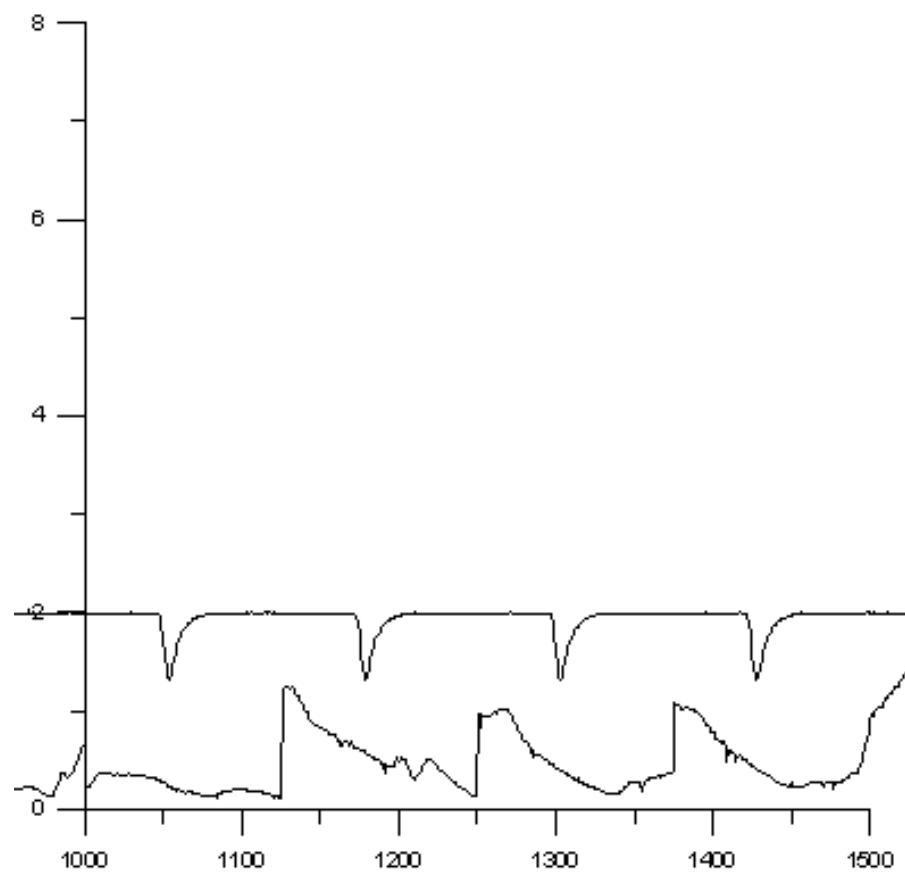
Διάγραμμα 3: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=4\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



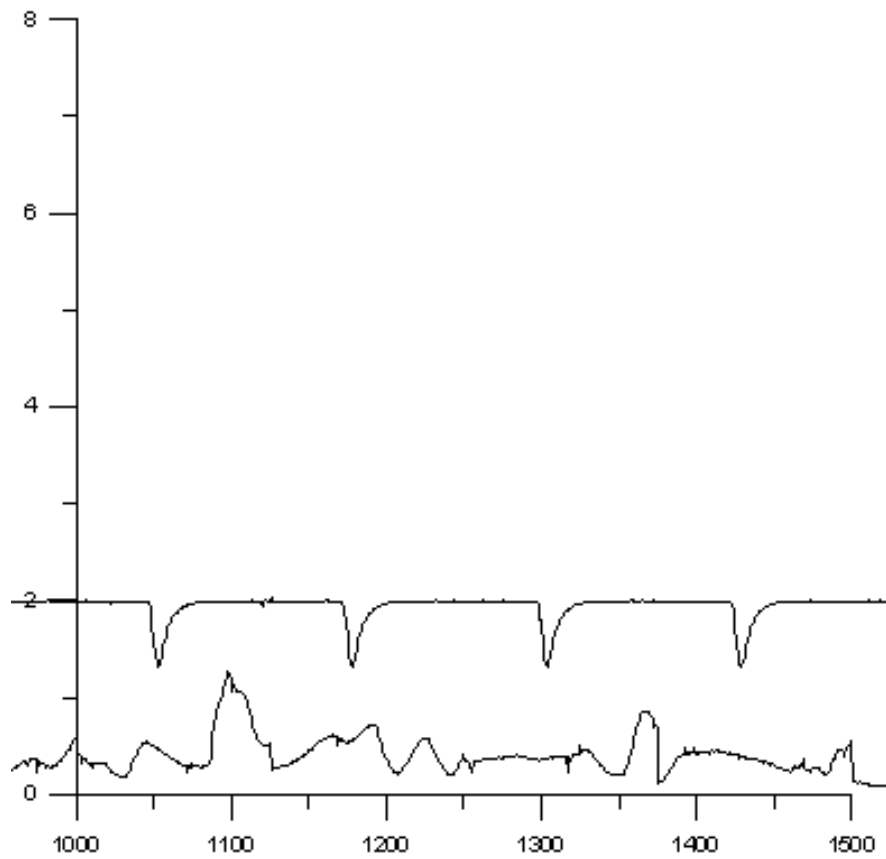
Διάγραμμα 4: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=6\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



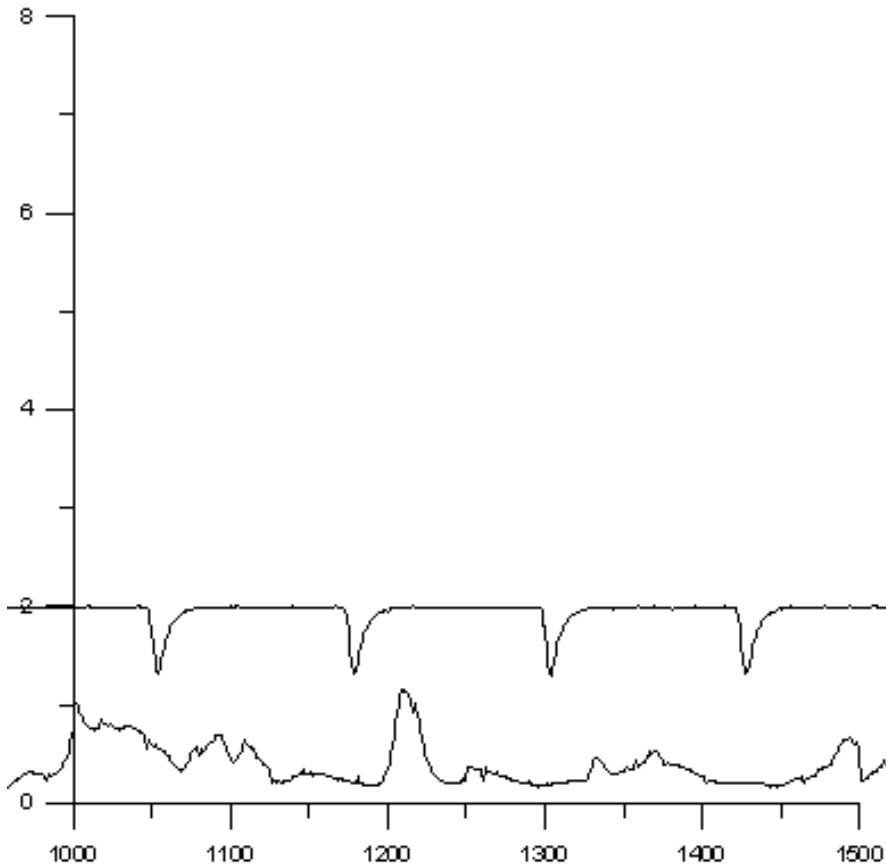
Διάγραμμα 5: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=8\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



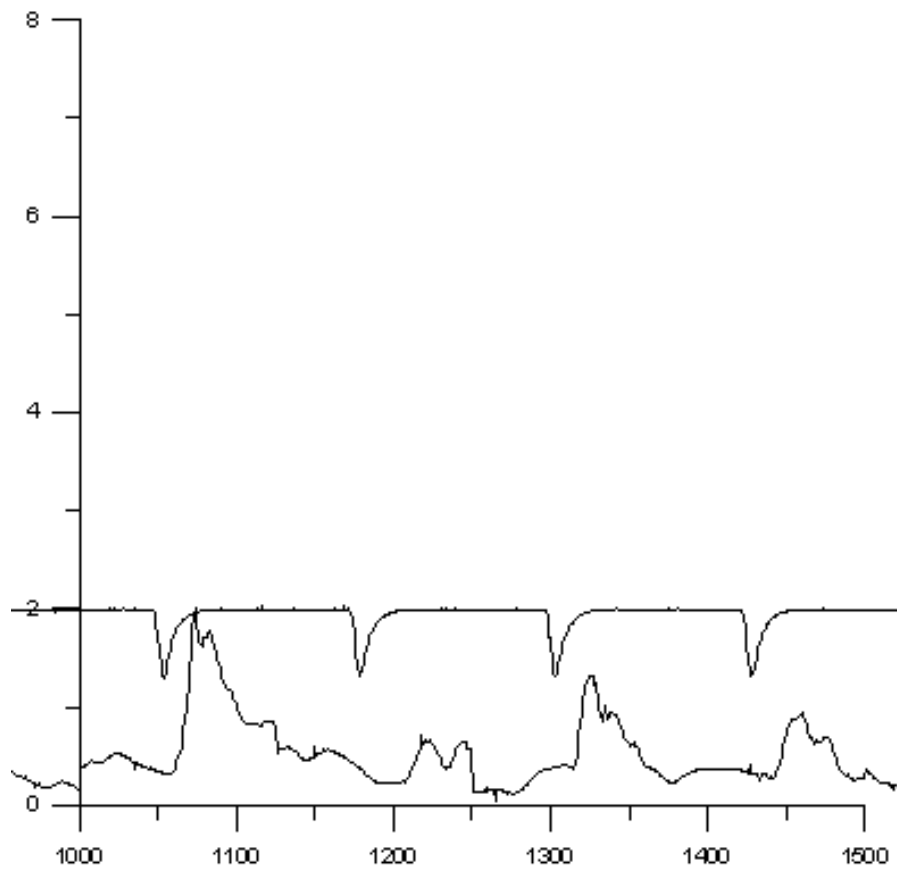
Διάγραμμα 6: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=10\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



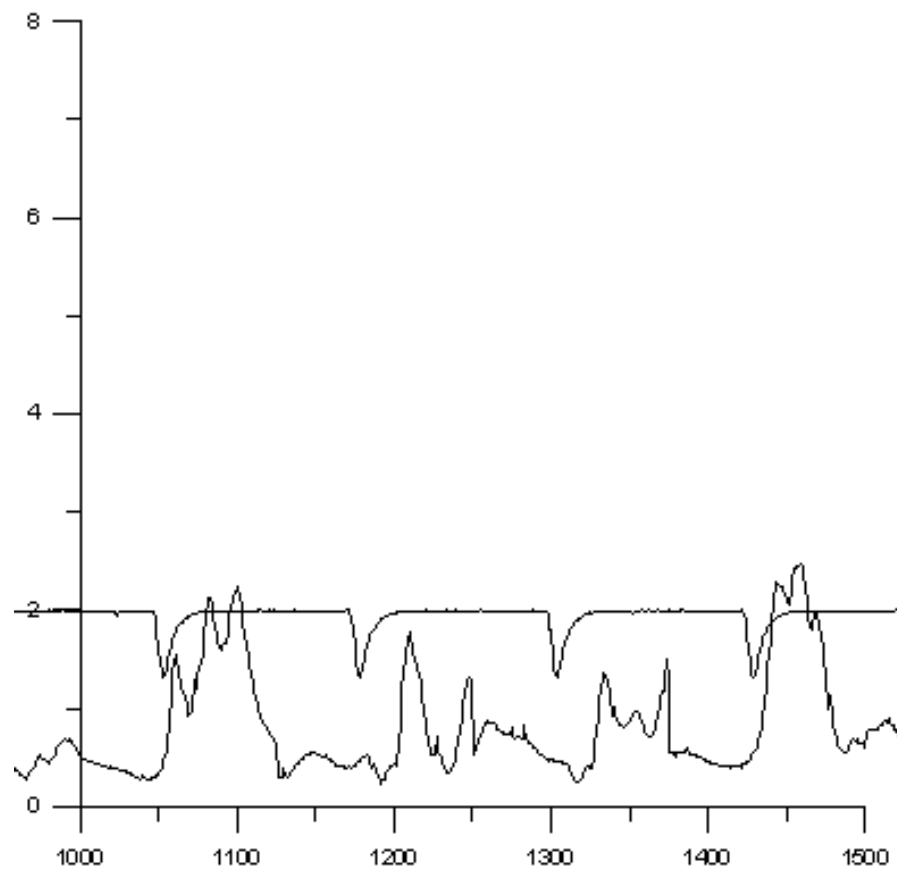
Διάγραμμα 7: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=12\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



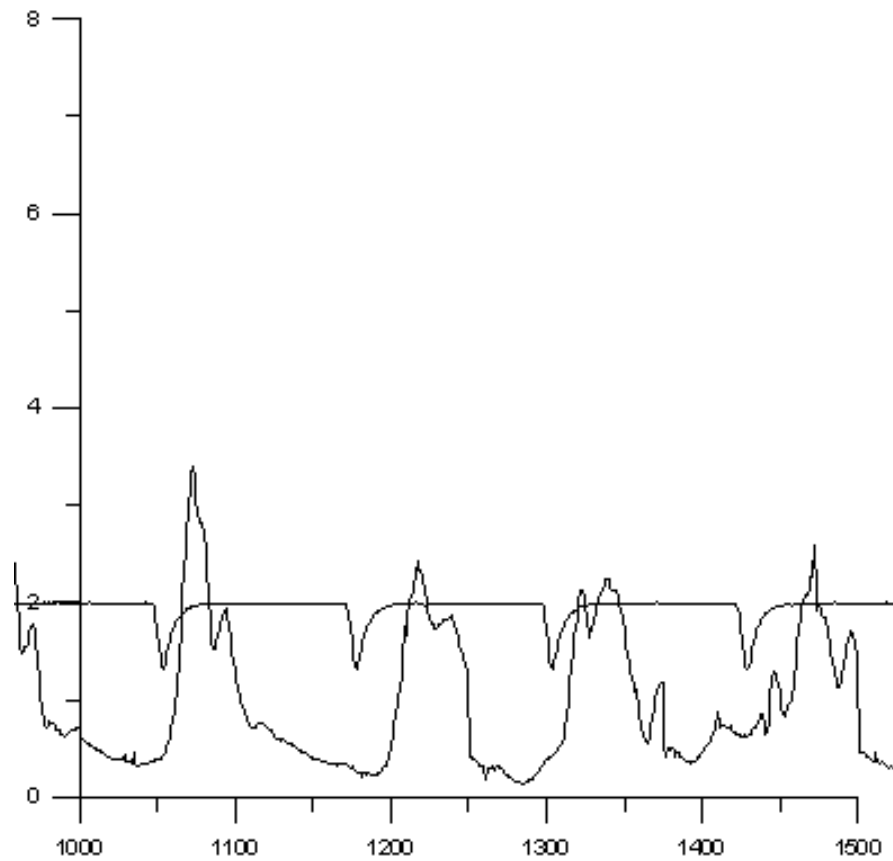
Διάγραμμα 8: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=14\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



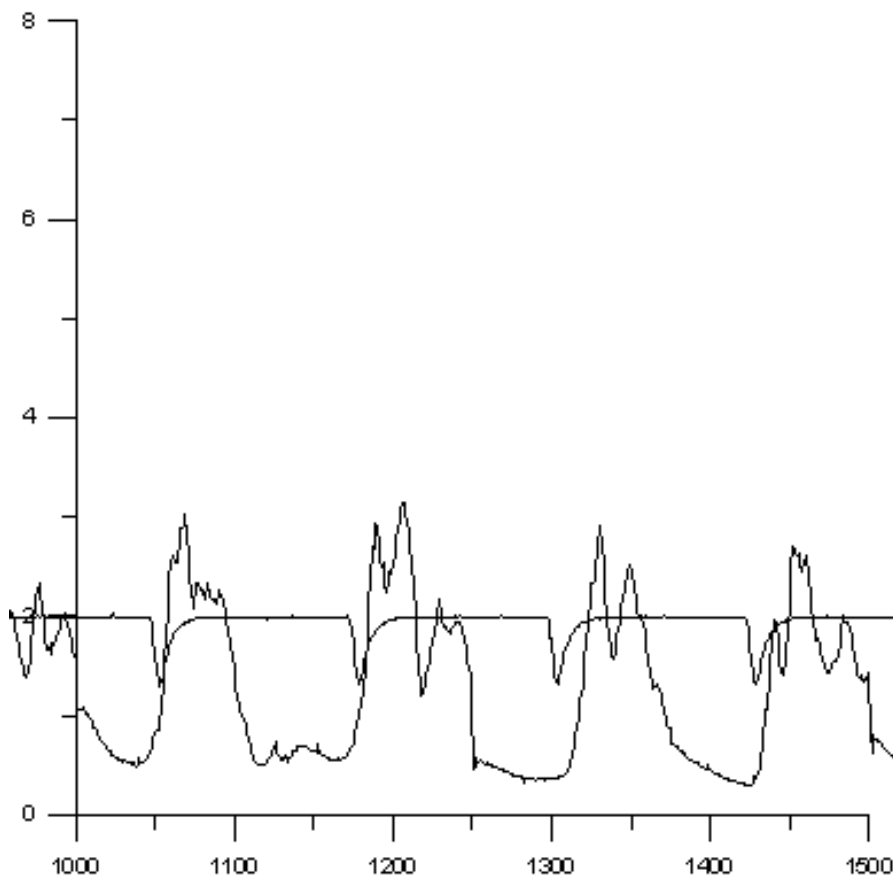
Διάγραμμα 9: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=16\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



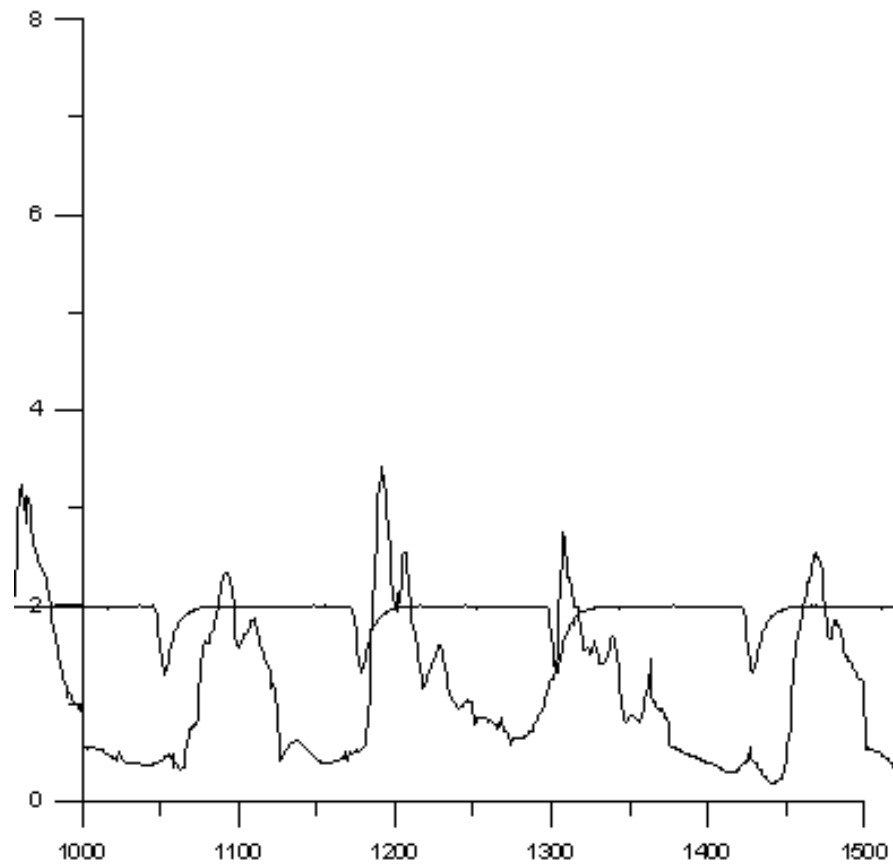
Διάγραμμα 10: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=18\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



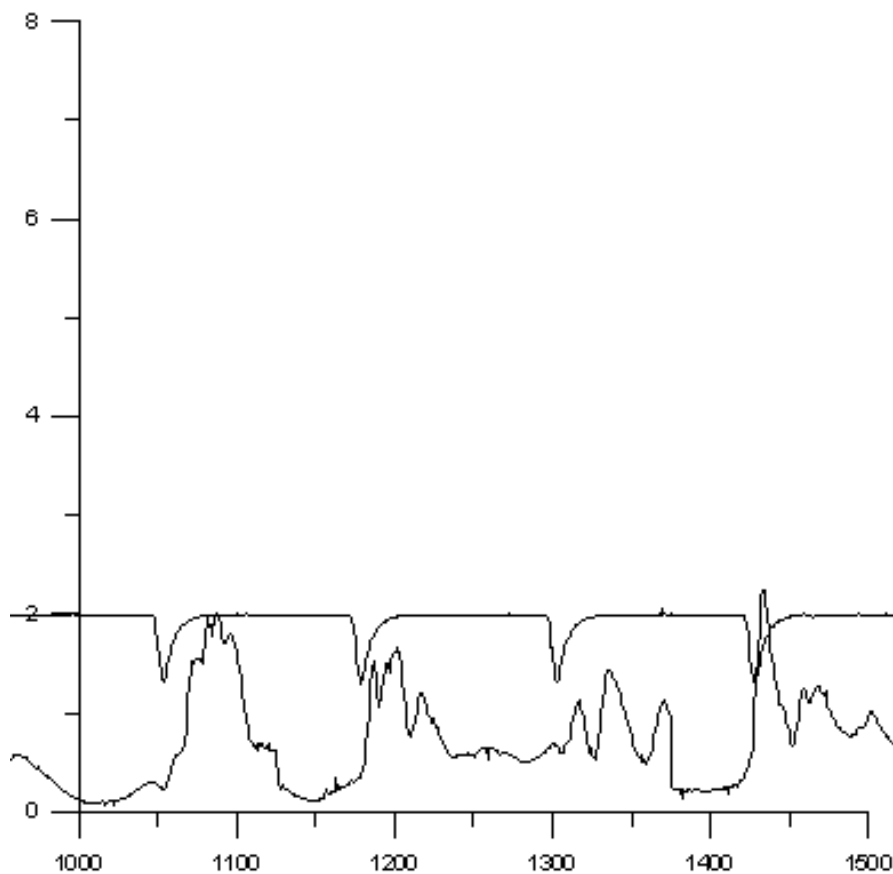
Διάγραμμα 11: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=20\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



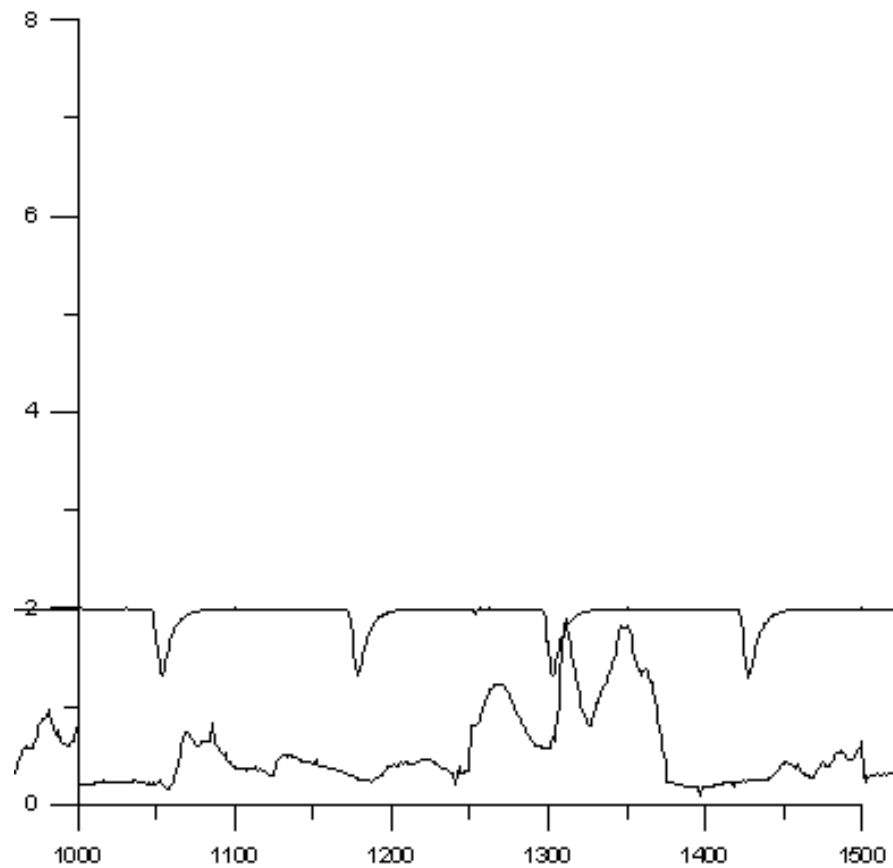
Διάγραμμα 12: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=22\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



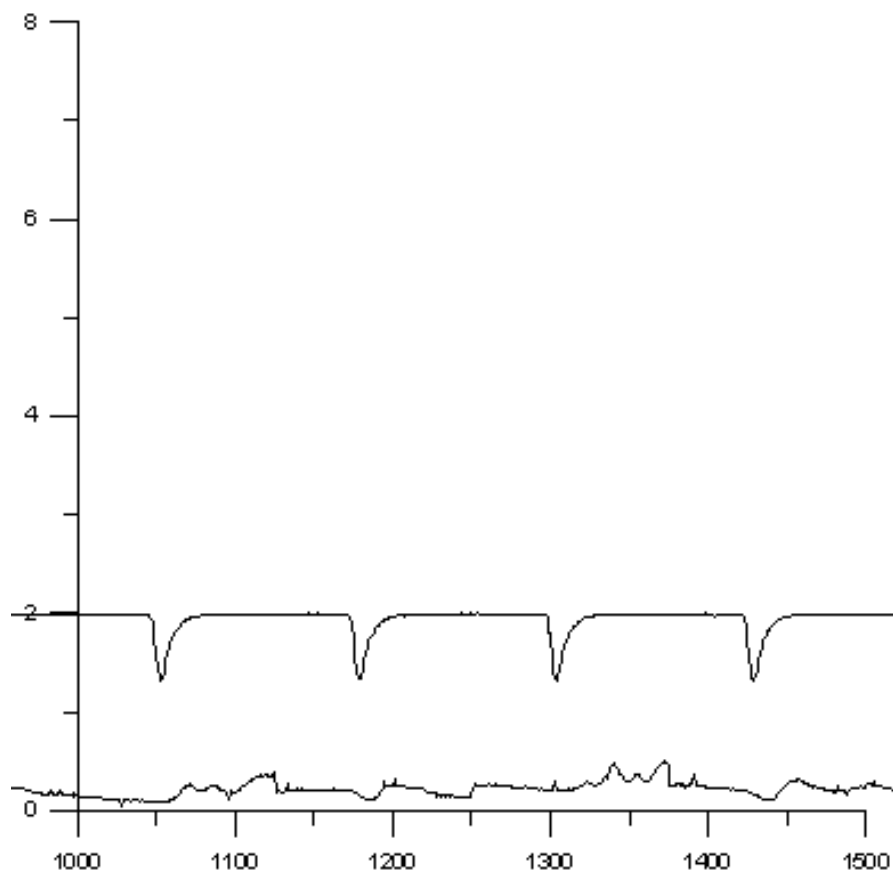
Διάγραμμα 13: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=24\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



Διάγραμμα 14: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=26\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



Διάγραμμα 15: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=28\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



Διάγραμμα 16: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=30\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).

5.2.1 Μέσες καμπύλες ταχυτήτων των δεσμών αέρα

Αφού λήφθηκαν οι μετρήσεις που παρουσιάστηκαν πιο πάνω, επεξεργάστηκαν ώστε να εξαχθούν οι μέσες καμπύλες ταχυτήτων των δεσμών αέρα. Δηλαδή πήραμε όλες τις καμπύλες κάθε σημείου που καταγράψαμε μέτρηση της ταχύτητας, γιατί σε κάθε μέτρηση παίρναμε πολλές καμπύλες οι οποίες ήταν ίσες με τον αριθμό των περιόδων που χρησιμοποιήσαμε στο πείραμα, και με την βοήθεια ενός κώδικα που κατασκευάσαμε στην fortran, βγάzaμε για κάθε θέση μια μέση καμπύλη.

Αυτό έγινε παίρνοντας από κάθε περίοδο, δηλαδή από κάθε καμπύλη σε κάθε θέση, κάποια σημεία και αφού προσθέταμε όλα τα αντίστοιχα σημεία κάθε καμπύλης και τα διαιρούσαμε με τον συνολικό αριθμό των καμπυλών που είχαμε, βγάzaμε τα μέσα σημεία και έτσι ήμασταν σε θέση να σχεδιάσουμε μια μέση καμπύλη για κάθε θέση. Πραγματοποιήσαμε αυτή την διαδικασία με 13 σημεία σε κάθε καμπύλη αλλά και με 125 για μεγαλύτερη ακρίβεια. Ο κώδικας που χρησιμοποιήσαμε φαίνεται στο παράρτημα και είναι το πρόγραμμα 4.

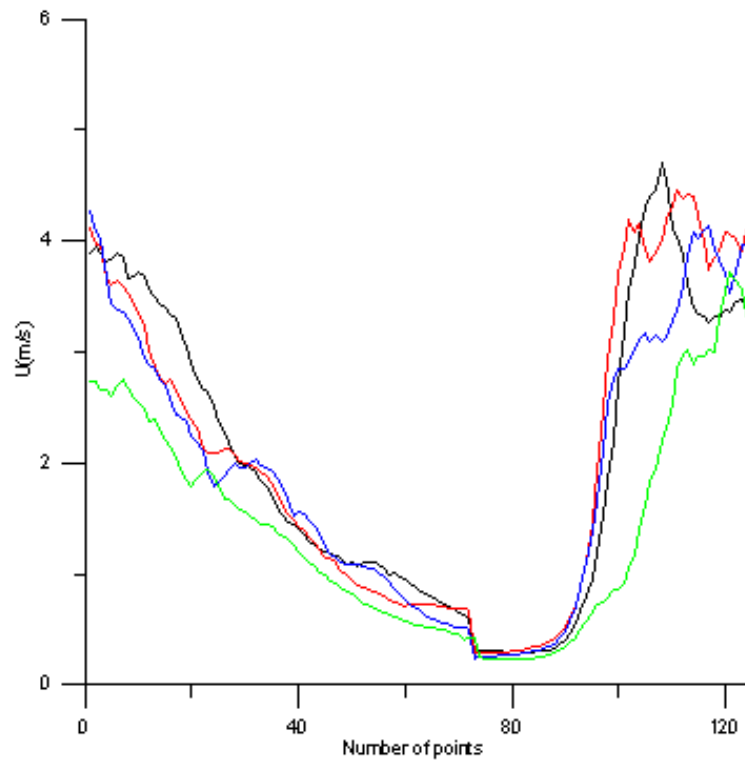
Πιο κάτω θα παρουσιάσουμε τις μέσες καμπύλες ταχυτήτων με 125 σημεία, δηλαδή με την μεγαλύτερη ακρίβεια, έτσι ώστε να μπορούν να γίνουν πιο ξεκάθαρες παρατηρήσεις και να μπορούν να γίνουν αντιληπτές πιο ξεκάθαρα οι διαφορές που υπάρχουν στις διάφορες θέσεις.

Για λόγους καλύτερης ευκρίνειας δεν θα παρουσιαστούν όλες οι καμπύλες σε ένα διάγραμμα αλλά θα παρουσιαστούν ανά τέσσερεις ώστε να φαίνονται πιο ξεκάθαρα.

Πρέπει να προσεχθεί ότι η κλίμακα των διαγραμμάτων της θέσης $x=2\text{mm}$, στον κάθετο άξονα ως προς το μοντέλο, είναι $0 - 6 \text{ m/s}$ (άξονας ψ), στη θέση $x=12\text{mm}$ είναι από 0 ως 4m/s ενώ στη θέση $x=22\text{mm}$ είναι από 0 ως 3m/s . Έτσι γίνεται ολοφάνερο ότι όσο πιο κοντά βρισκόμαστε στην σχισμή του μοντέλου μας, που βρίσκονται οι οπές εξόδου των δεσμών αέρα, τόσο πιο μεγάλες ταχύτητες παράγονται.

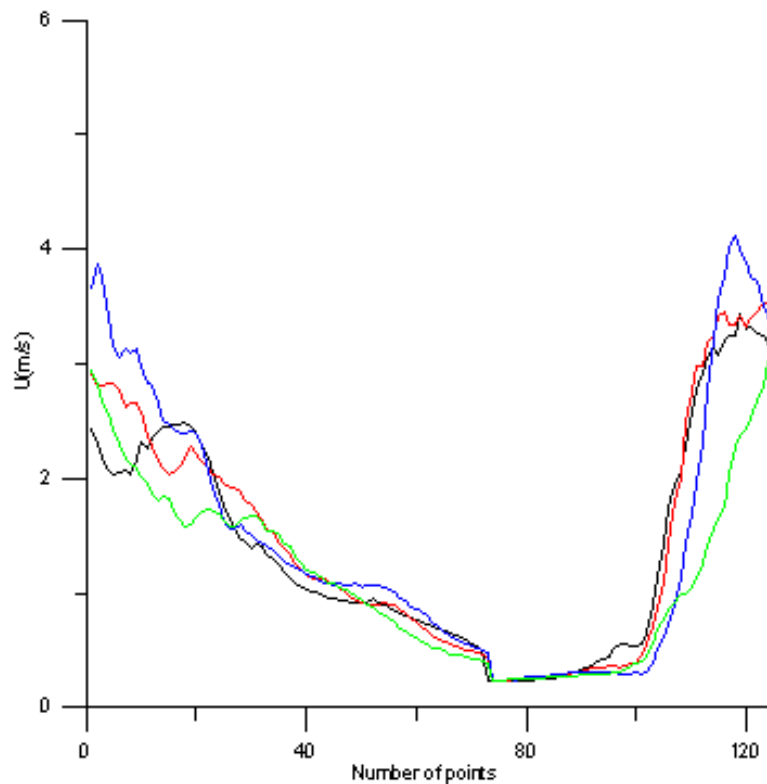
Επίσης όταν διατηρούμαστε σε μια σταθερή θέση ως προς τον κάθετο άξονα x στο μοντέλο, και παίρνουμε μετρήσεις στον διαμήκη άξονα z παρατηρούμε ότι έχουμε μέγιστες ταχύτητες στις θέσεις $z=2\text{mm}$ και $z=24\text{mm}$, γιατί εκεί προφανώς βρίσκονται οι δυο οπές από τις οποίες παράγονται οι δέσμες αέρα. Στο εύρος των 30mm στο οποίο παίρνουμε μετρήσεις στον άξονα z συναντάμε δυο οπές μόνο και αυτές απέχουν μεταξύ τους περίπου 22mm κάτι που φαίνεται και στο διάγραμμα των οπών του μοντέλου που παρουσιάστηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο.

1. **Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



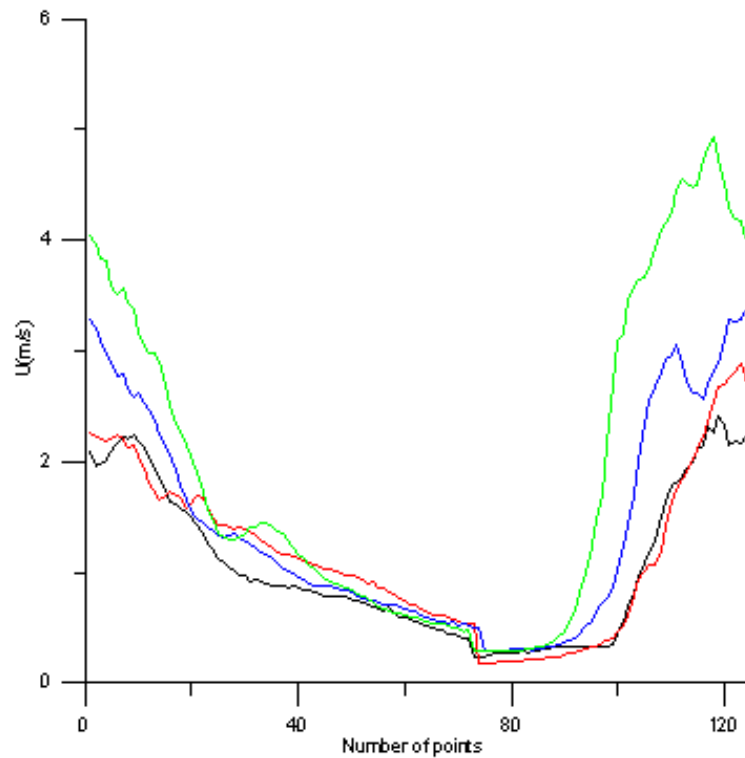
Διάγραμμα 1: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=0, 2, 4$ και 6 mm .

— $z=0\text{mm}$ — $z=4\text{mm}$
— $z=2\text{mm}$ — $z=6\text{mm}$



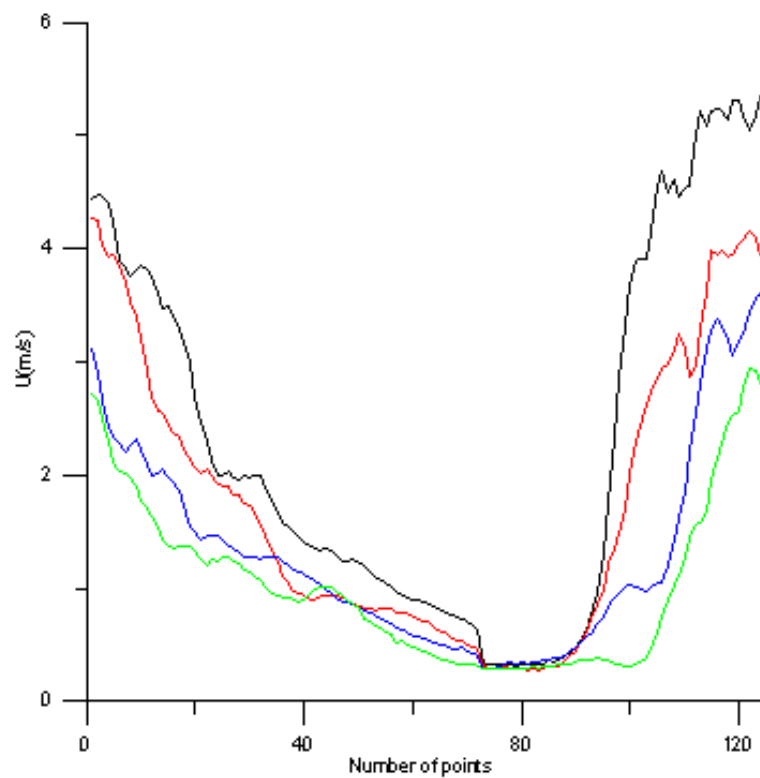
Διάγραμμα 2: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=8, 10, 12$ και 14 mm .

— $z=8\text{mm}$ — $z=12\text{mm}$
— $z=10\text{mm}$ — $z=14\text{mm}$



Διάγραμμα 3: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=16, 18, 20$ και 22 mm.

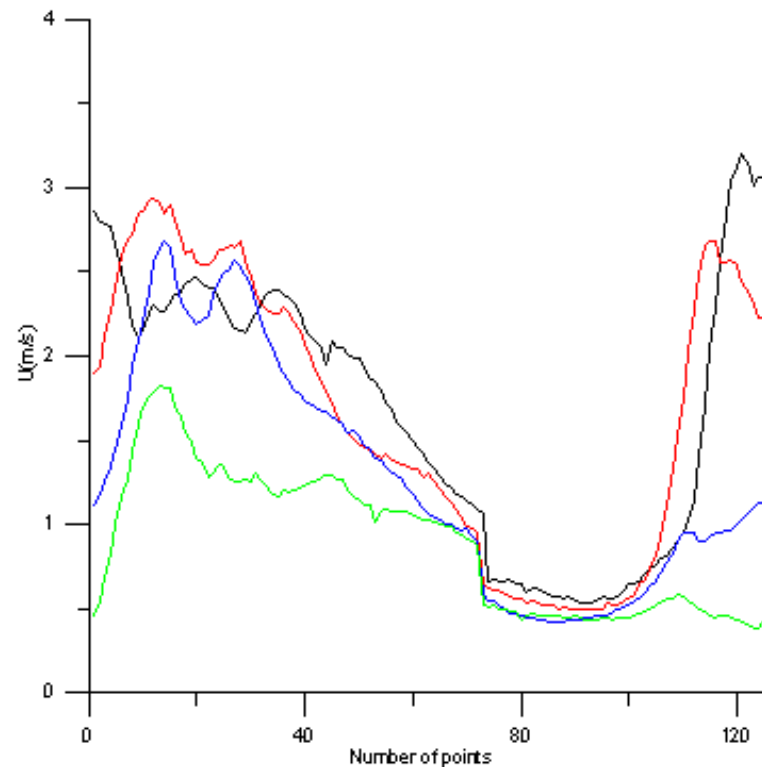
— $z=16\text{mm}$ — $z=20\text{mm}$
 — $z=18\text{mm}$ — $z=22\text{mm}$



Διάγραμμα 4: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=24, 26, 28$ και 30 mm.

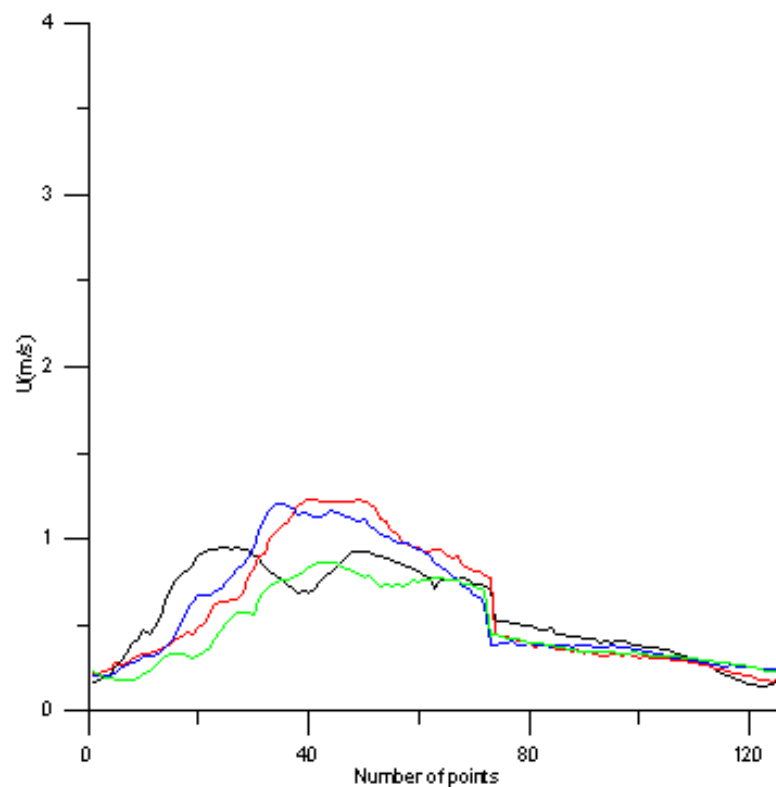
— $z=24\text{mm}$ — $z=28\text{mm}$
 — $z=26\text{mm}$ — $z=30\text{mm}$

2. **Θέση 2: $x = 12$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



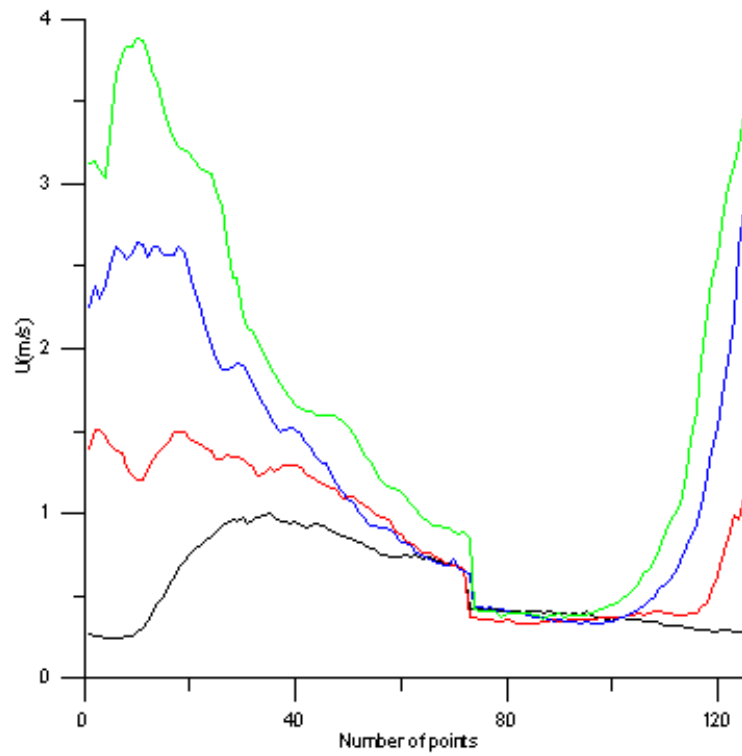
Διάγραμμα 1: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=0, 2, 4$ και 6 mm.

— $z=0$ mm — $z=4$ mm
— $z=2$ mm — $z=6$ mm



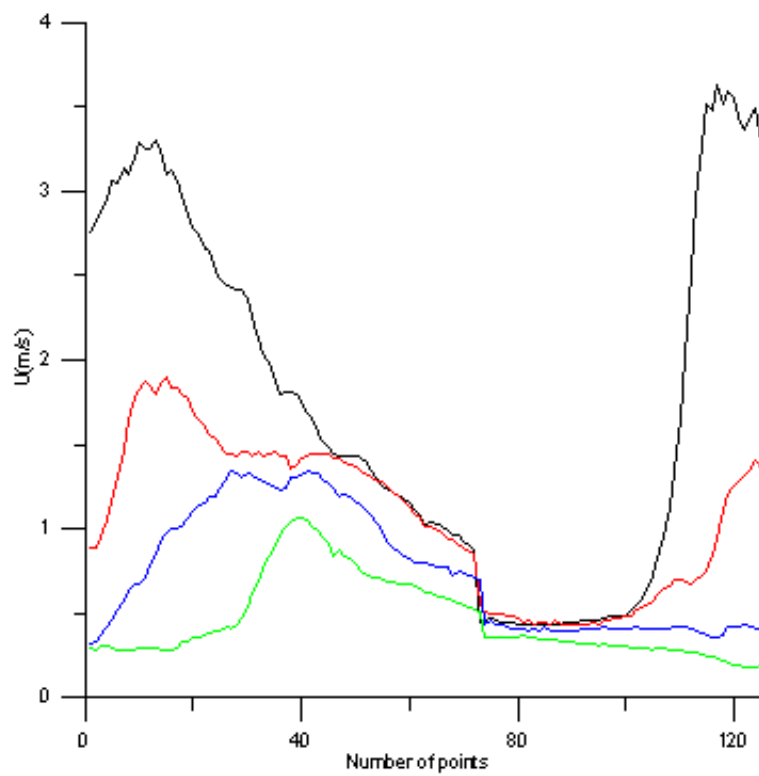
Διάγραμμα 2: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=8, 10, 12$ και 14 mm.

— $z=8$ mm — $z=12$ mm
— $z=10$ mm — $z=14$ mm



Διάγραμμα 3: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=16, 18, 20$ και 22 mm.

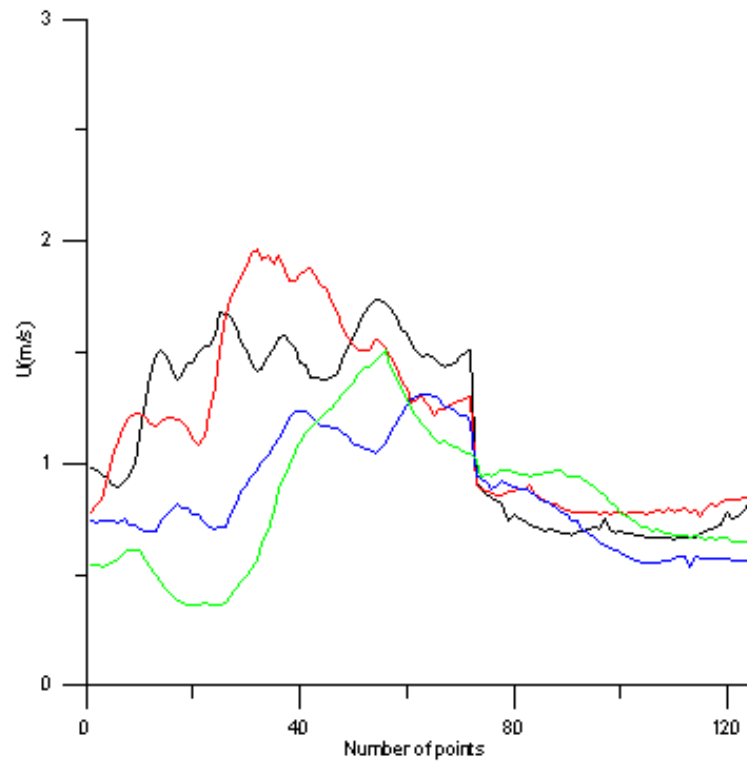
— $z=16$ mm — $z=20$ mm
 — $z=18$ mm — $z=22$ mm



Διάγραμμα 4: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=24, 26, 28$ και 30 mm.

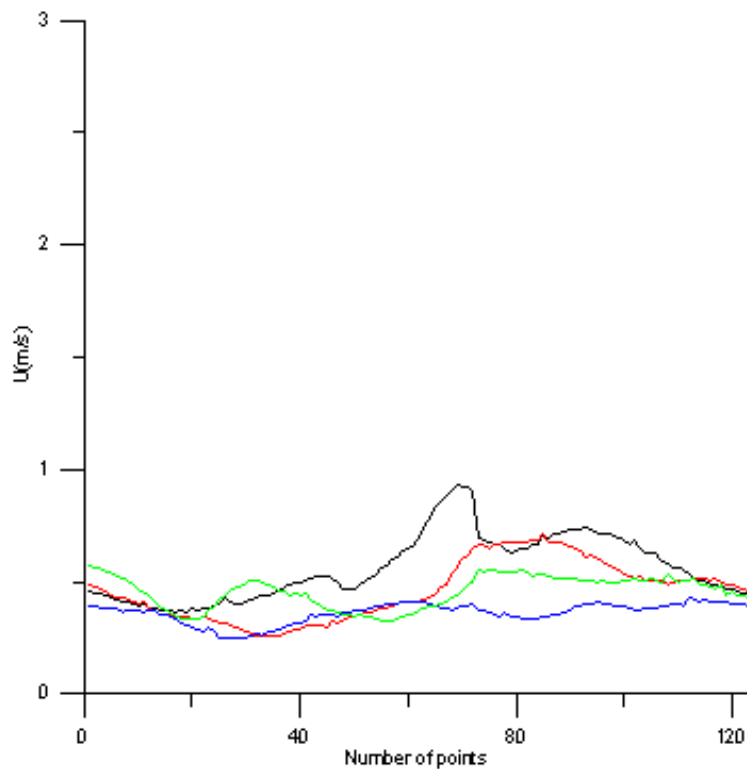
— $z=24$ mm — $z=28$ mm
 — $z=26$ mm — $z=30$ mm

3. Θέση 3: $x = 22$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



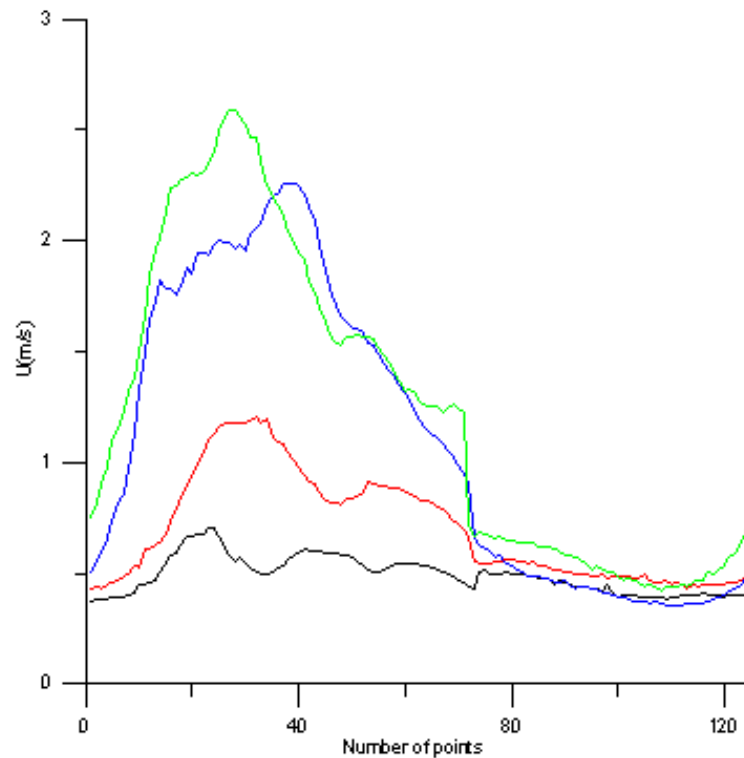
Διάγραμμα 1: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=0, 2, 4$ και 6 mm.

— $z=0$ mm — $z=4$ mm
— $z=2$ mm — $z=6$ mm



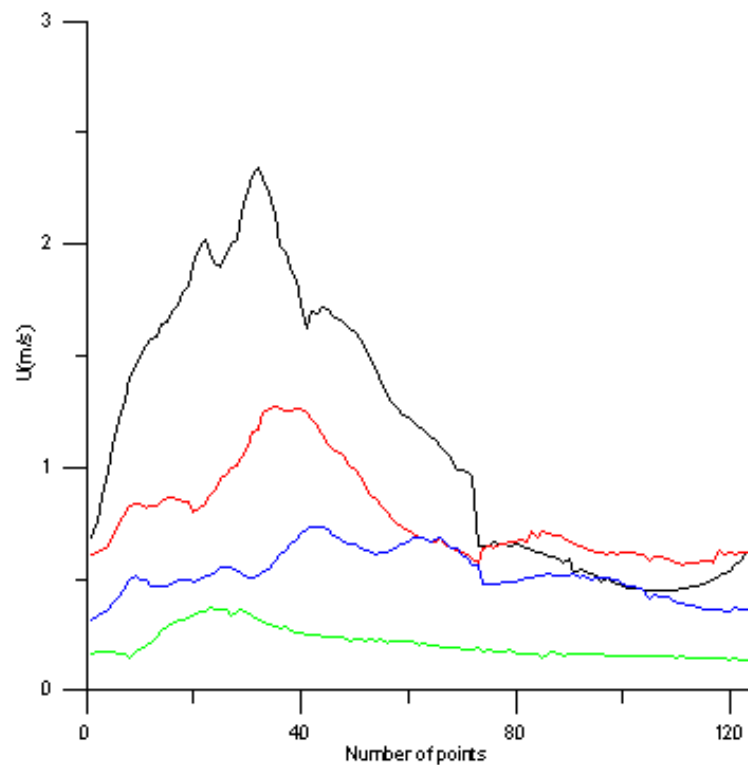
Διάγραμμα 2: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=8, 10, 12$ και 14 mm.

— $z=8$ mm — $z=12$ mm
— $z=10$ mm — $z=14$ mm



Διάγραμμα 3: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για z=16, 18, 20 και 22 mm.

— z=16mm — z=20mm
 — z=18mm — z=22mm



Διάγραμμα 4: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για z=24, 26, 28 και 30 mm.

— z=24mm — z=28mm
 — z=26mm — z=30mm

5.2.2 Προφίλ ταχυτήτων των δεσμών αέρα

Πιο κάτω παρουσιάζονται τα προφίλ ταχυτήτων που λήφθηκαν υπό λειτουργία μόνο των δεσμών αέρα. Αυτά μας παρουσιάζουν το μέτωπο των ταχυτήτων σε κάθε θέση x (στον κάθετο άξονα ως προς το μοντέλο) για διάφορες χρονικές στιγμές.

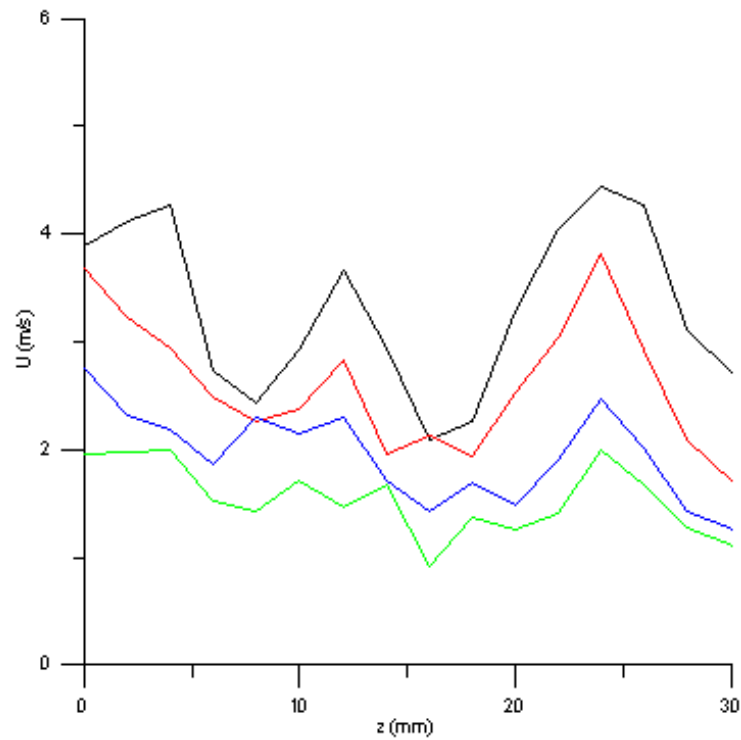
Για να δημιουργήσουμε αυτά τα προφίλ κατασκευάσαμε ένα κώδικα στη fortran ο οποίος φαίνεται στο παράρτημα και είναι το πρόγραμμα 5. Για την δημιουργία αυτών των προφίλ χρησιμοποιούνται οι μέσες καμπύλες ταχυτήτων σε κάθε θέση που παρουσιάστηκαν λίγο πιο πάνω, αλλά για λόγους ευκολίας και γρηγορότερων υπολογισμών χρησιμοποιούμε τις μέσες καμπύλες ακρίβειας 13 σημείων αντί αυτών με ακρίβεια 125 σημείων. Στην συνέχεια ο αλγόριθμος ζητά να δοθεί μια επιθυμητή τιμή για τον χρόνο, για τον οποίο ζητείται ένα προφίλ.

Έτσι βασικά ο κώδικας παίρνει κάθε φορά ένα συγκεκριμένο σημείο κάθε μέσης καμπύλης ταχύτητας και παρουσιάζει ένα προφίλ ταχύτητας. Άρα επειδή επιλέξαμε ακρίβεια 13 σημείων θα πάρουμε 13 προφίλ ταχύτητας για κάθε θέση x στον κάθετο άξονα του μοντέλου μας, δηλαδή θα πάρουμε ένα προφίλ για κάθε μια από τις 13 διαφορετικές χρονικές στιγμές.

Δηλαδή στα διαγράμματα των προφίλ ταχυτήτων έχουμε στον άξονα ψ τις ταχύτητες σε m/s και στον άξονα x τις θέσεις στον διαμήκη άξονα, δηλαδή τις θέσεις $z=0, 2, 4, 6, \dots, 30mm$. Έτσι τα προφίλ ταχυτήτων μας δίνουν μια γενική εμποπτεία των ταχυτήτων της ροής στον χώρο.

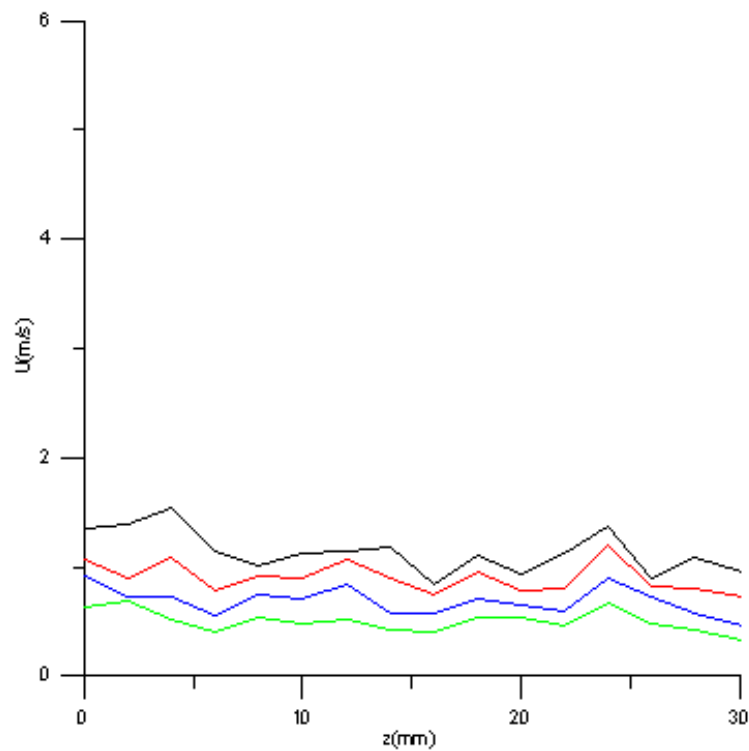
Στα προφίλ φαίνονται ξεκάθαρα και οι θέσεις των δυο δεσμών αέρα, δηλαδή για $z=2$ και $24mm$. Σε αυτές τις θέσεις έχουμε τις υψηλότερες τιμές ταχυτήτων σε σύγκριση με τις άλλες θέσεις στον άξονα z . Επίσης, όπως είναι αναμενόμενο και το παρατηρήσαμε και πριν, όσο απομακρυνόμαστε από την σχισμή του μοντέλου μας, δηλαδή όσο απομακρυνόμαστε από τις οπές από τις οποίες εξέρχονται οι δέσμες αέρα, τόσο μειώνονται οι ταχύτητες της ροής.

1. **Θέση 1: $x = 2$ mm (από την σχισμή με τις σπές του μοντέλου)**



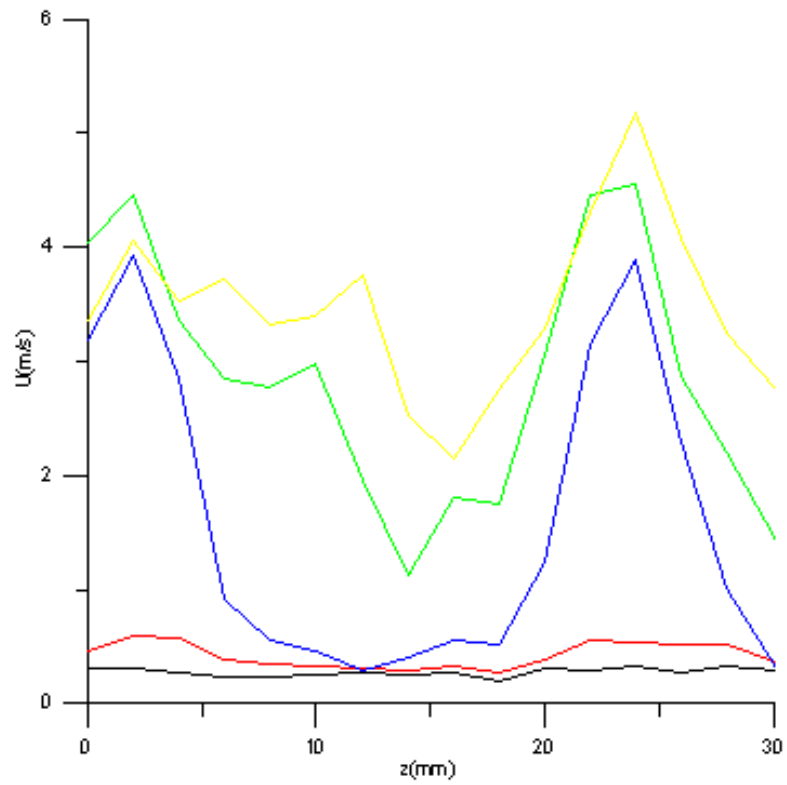
Διάγραμμα 1: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 1, 2, 3, 4$.

— $t=1$ — $t=3$
— $t=2$ — $t=4$

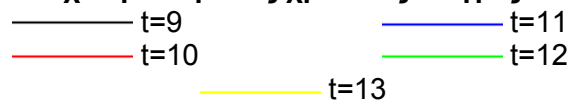


Διάγραμμα 2: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 5, 6, 7, 8$.

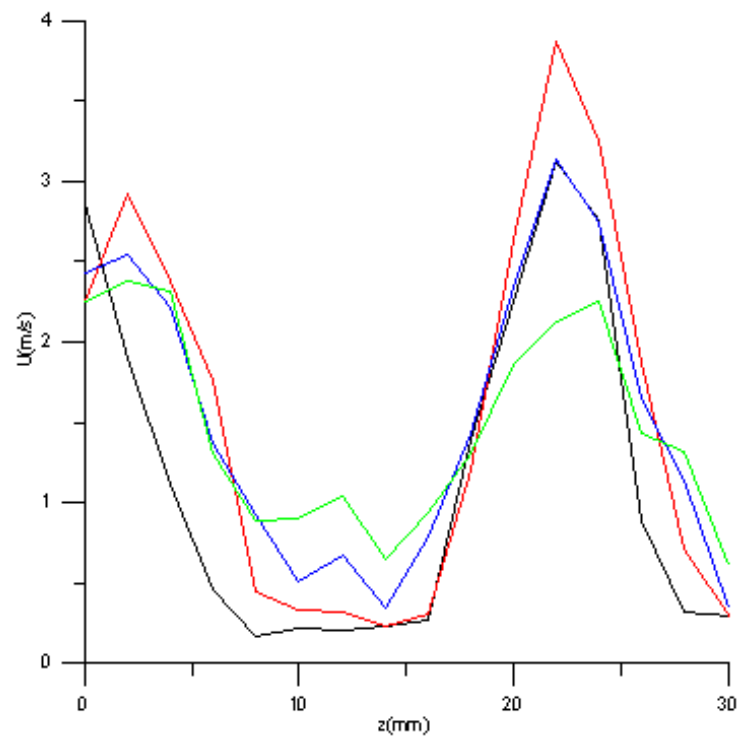
— $t=5$ — $t=7$
— $t=6$ — $t=8$



Διάγραμμα 3: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 9, 10, 11, 12, 13$.

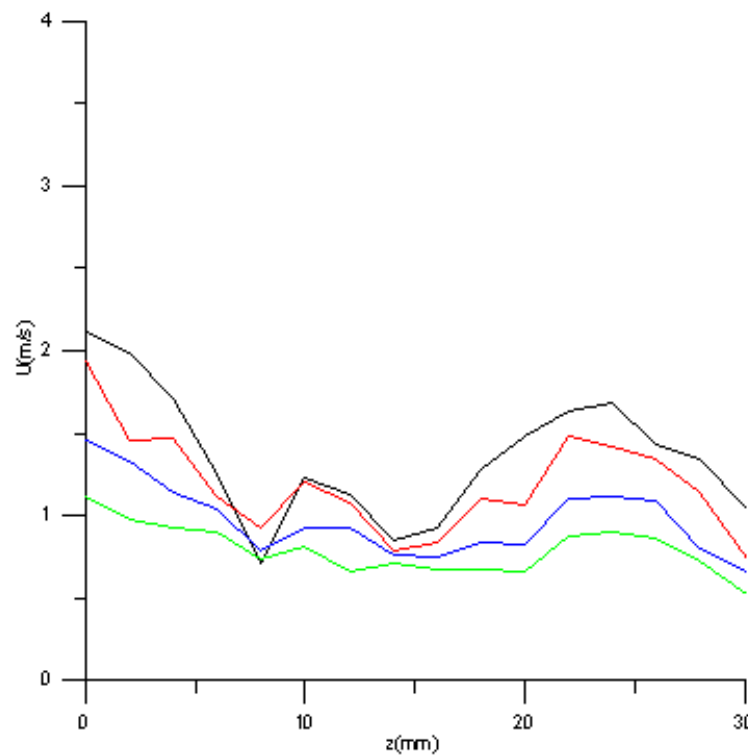


2. **Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



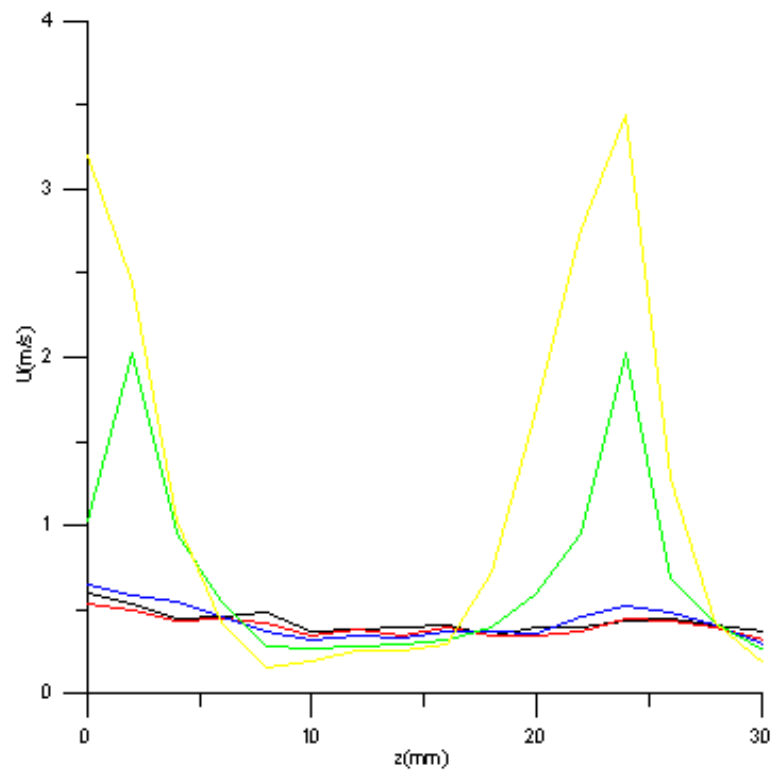
Διάγραμμα 1: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 1, 2, 3, 4$.

— $t=1$ — $t=3$
— $t=2$ — $t=4$

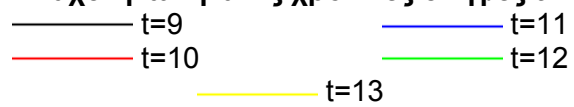


Διάγραμμα 2: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 5, 6, 7, 8$.

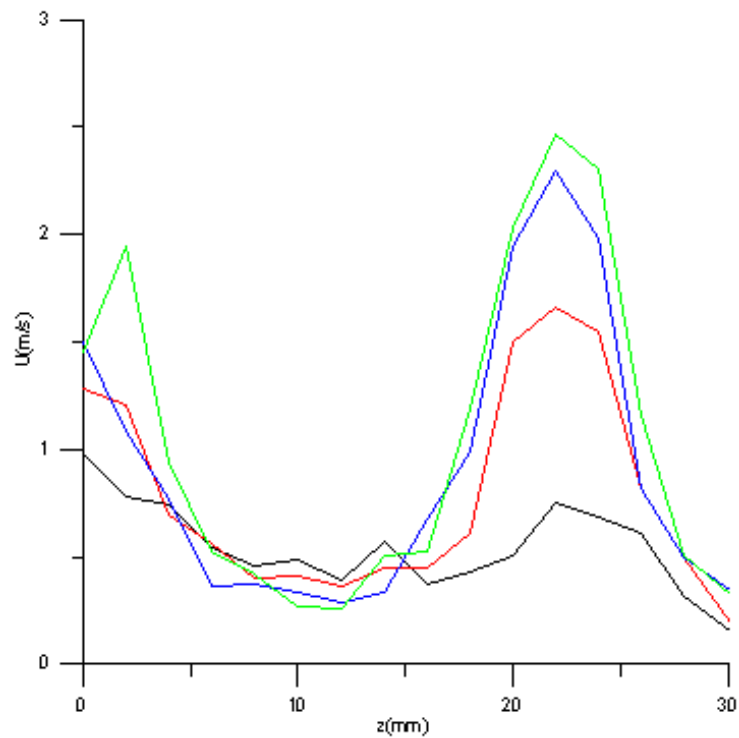
— $t=5$ — $t=7$
— $t=6$ — $t=8$



Διάγραμμα 3: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 9, 10, 11, 12, 13$.

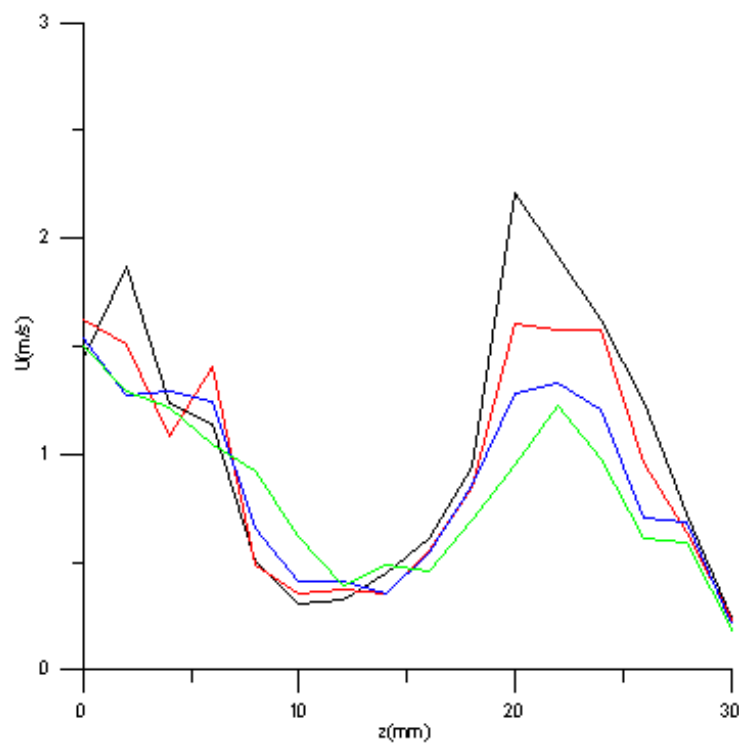


3. Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



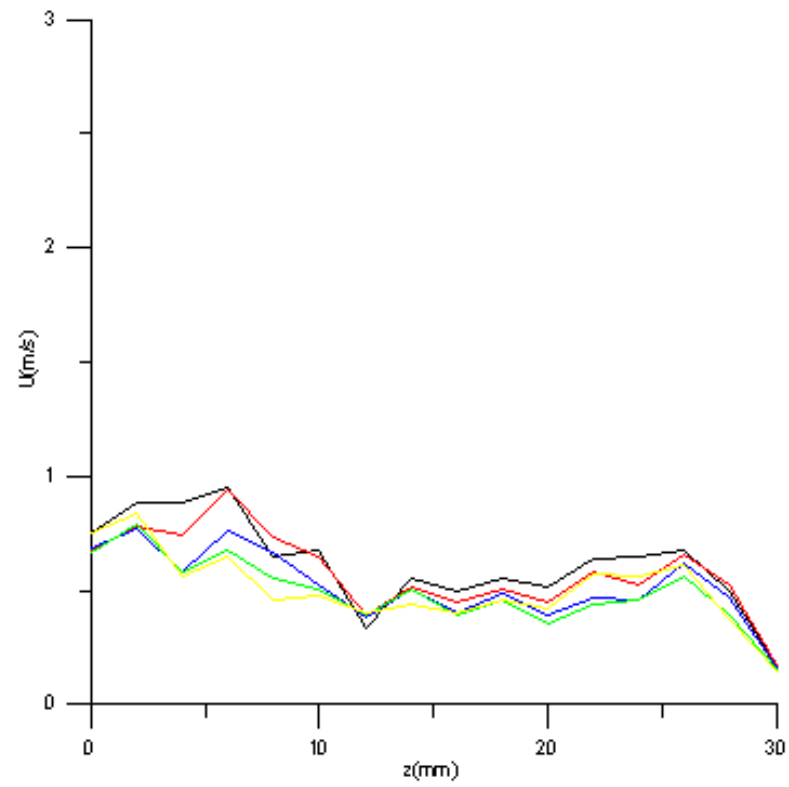
Διάγραμμα 1: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 1, 2, 3, 4$.

— t=1	— t=3
— t=2	— t=4

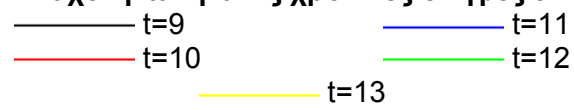


Διάγραμμα 2: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 5, 6, 7, 8$.

— t=5	— t=7
— t=6	— t=8



Διάγραμμα 3: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 9, 10, 11, 12, 13$.

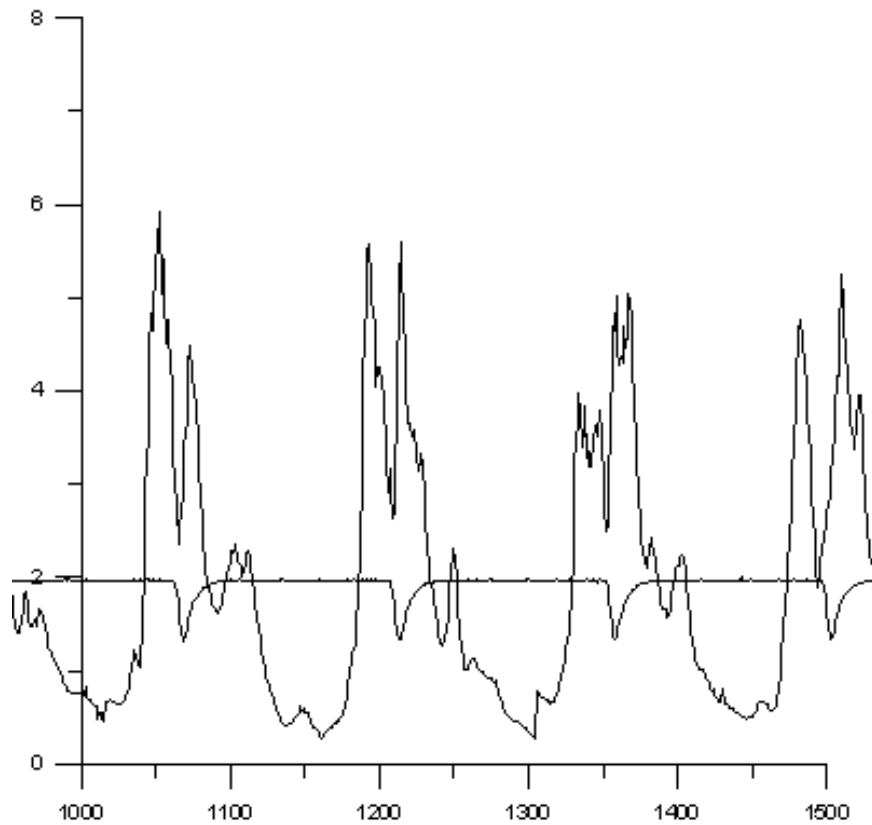


5.3 Διαταραγμένη ροή: Ροή από τη σήραγγα και δέσμες αέρα από τον συμπιεστή

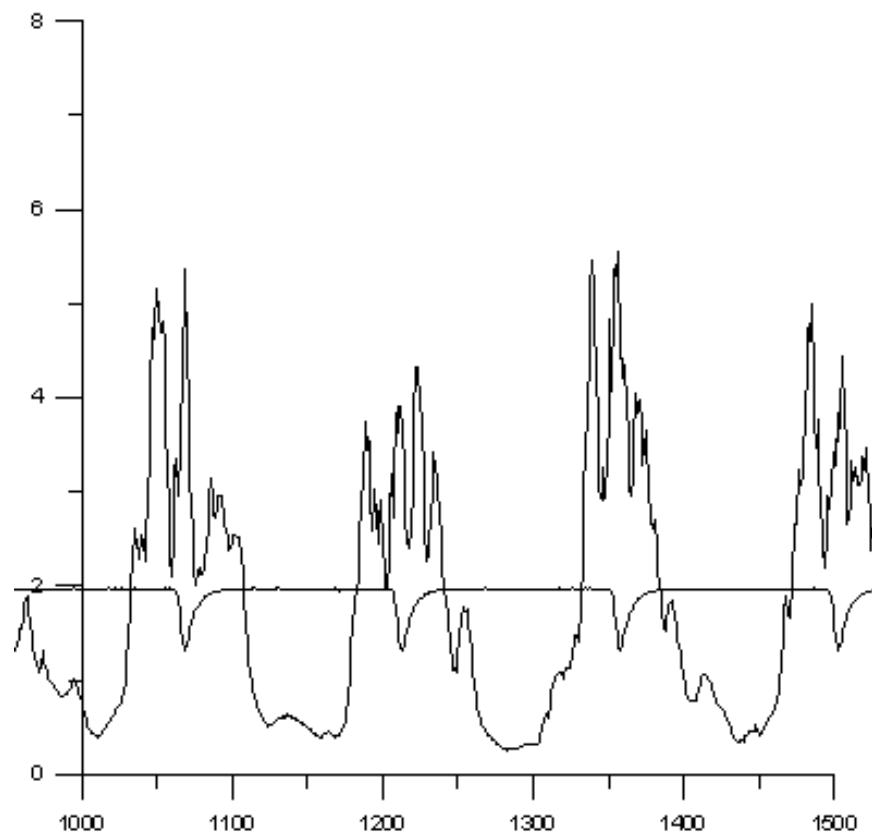
Εδώ θα παρουσιάσουμε και πάλι τα διαγράμματα των ταχυτήτων αλλά αυτή τη φορά οι μετρήσεις έγιναν όταν ήταν σε λειτουργία και οι δέσμες αέρα αλλά και η σήραγγα. Σε όλες τις μετρήσεις που ακολουθούν χρησιμοποιήσαμε σταθερή ταχύτητα της ροής της σήραγγας, αφού την είχαμε ρυθμισμένη περίπου στα 30Pa. Και εδώ χρησιμοποιήθηκε το πρόγραμμα 3 του παραρτήματος με συχνότητα δηγματοληψίας 10000Hz και αριθμό σημείων ίσο με 290 όπως και προηγουμένως.

Οι μετρήσεις που λήφθηκαν ήταν ακριβώς στις ίδιες θέσεις όπως και προηγουμένως που ήταν σε λειτουργία μόνο οι δέσμες αέρα. Η μόνη διαφοροποίηση είναι ότι σε αυτό το σημείο επειδή χρειαζόμαστε μεγαλύτερη ακρίβεια καταγράψαμε τις μετρήσεις με βήμα 1mm στον άξονα z (κατά μήκος της σχισμής του μοντέλου που βρίσκονται οι οπές), αντί με βήμα 2mm όπως κάναμε πριν όταν λειτουργούσαν μόνο οι δέσμες αέρα. Όμως πιο κάτω δεν θα παρουσιαστούν όλα τα διαγράμματα των μετρήσεων που πάρθηκαν αλλά θα παρουσιαστούν επιλεκτικά κάποια διαγράμματα. Θα δείξουμε τα διαγράμματα των μετρήσεων με βήμα 2mm και εκεί που υπάρχει δέσμη αέρα θα δείξουμε πιο πολλά διαγράμματα, με βήμα $z=1\text{mm}$, ώστε να μπορούν να γίνουν πιο λεπτομερείς παρατηρήσεις.

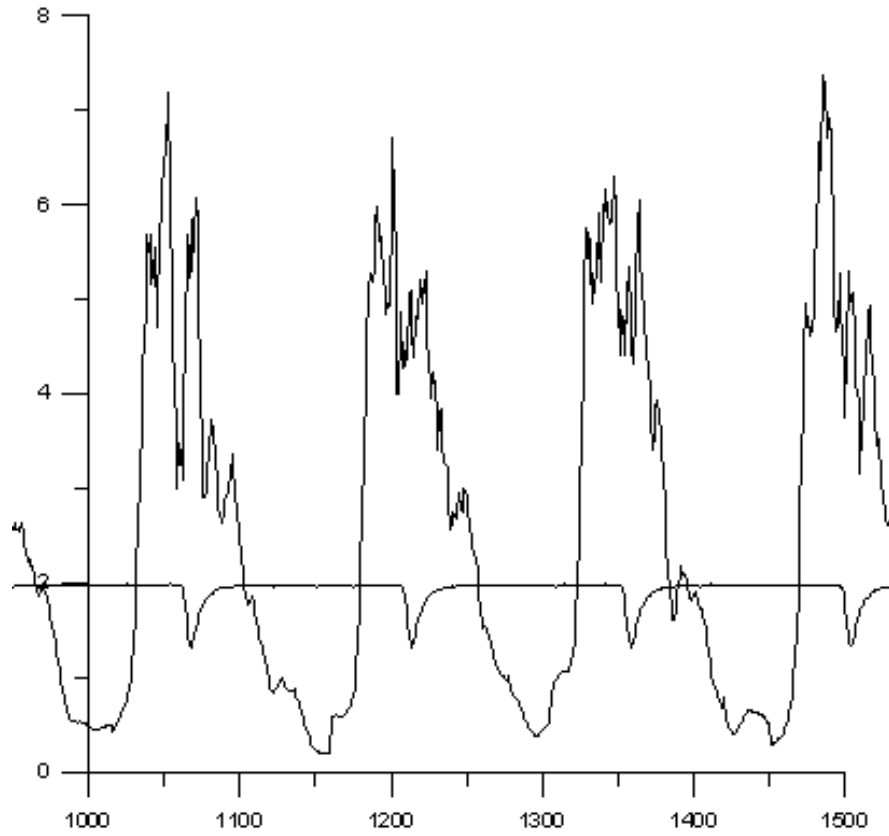
1. **Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις σπές του μοντέλου)**



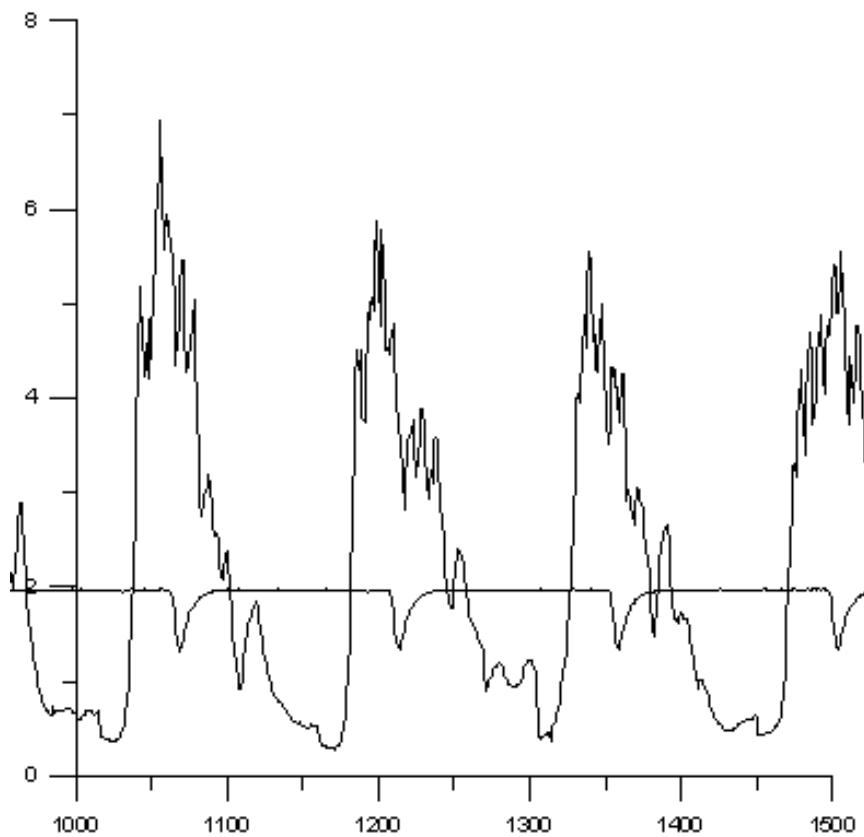
Διάγραμμα 1: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=0\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



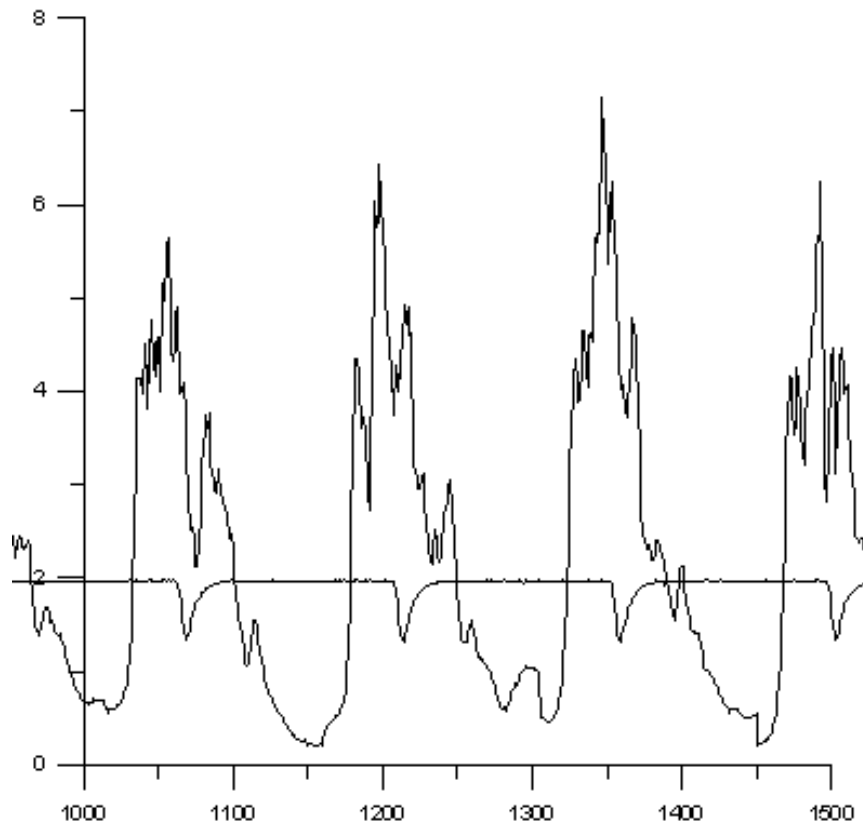
Διάγραμμα 2: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=1\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



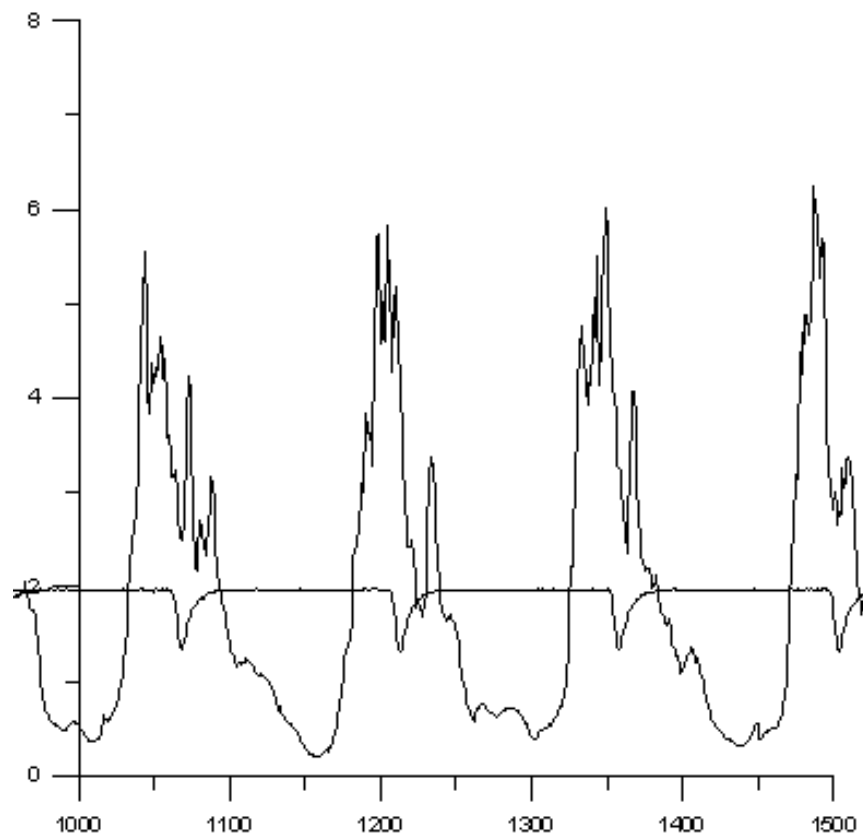
Διάγραμμα 3: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=2\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



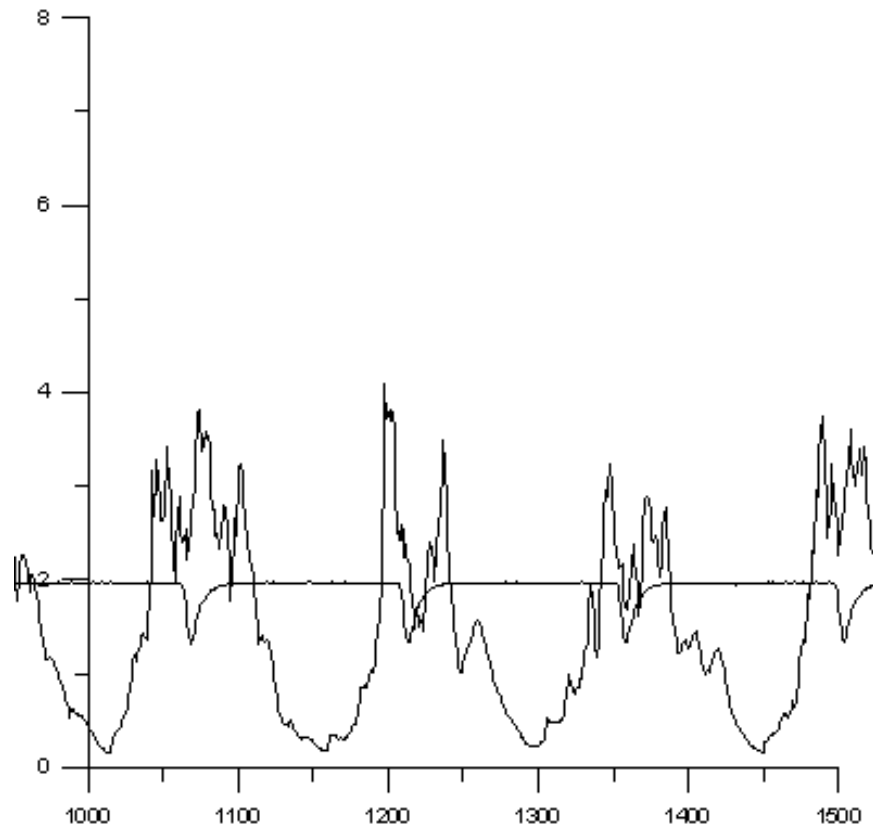
Διάγραμμα 4: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=3\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



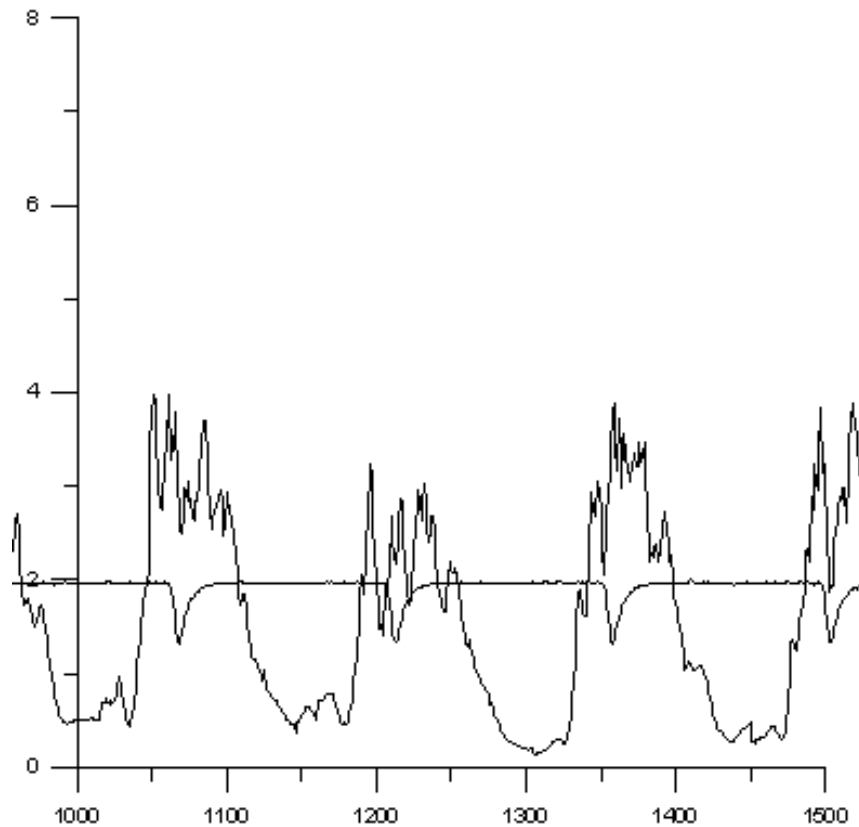
Διάγραμμα 5: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=4\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



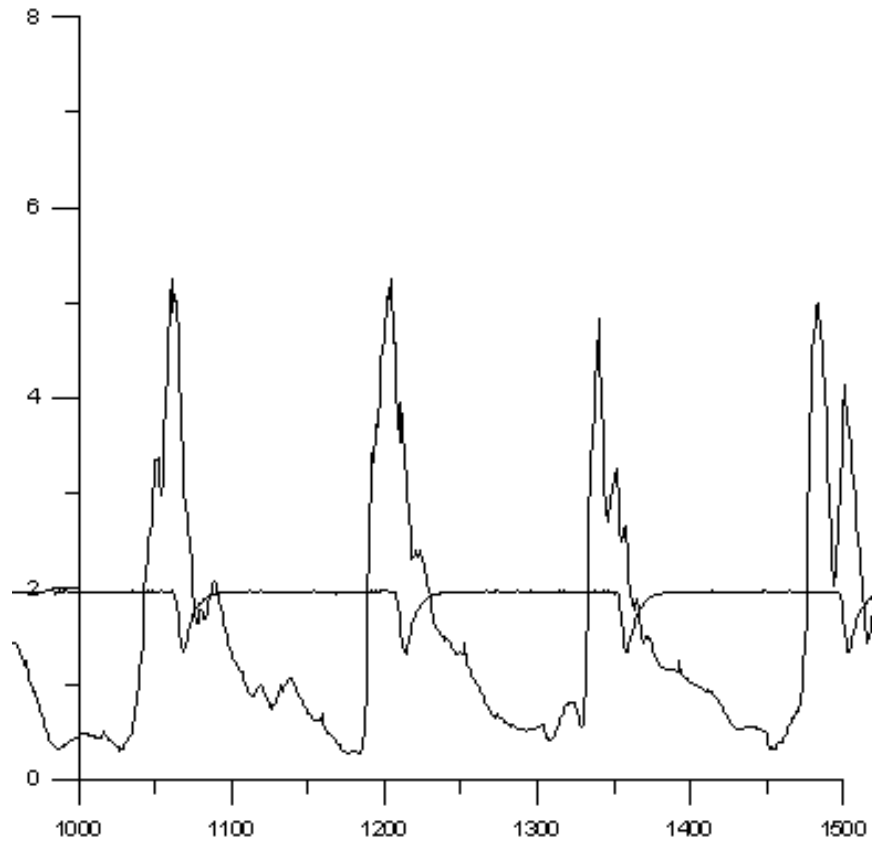
Διάγραμμα 6: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=6\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



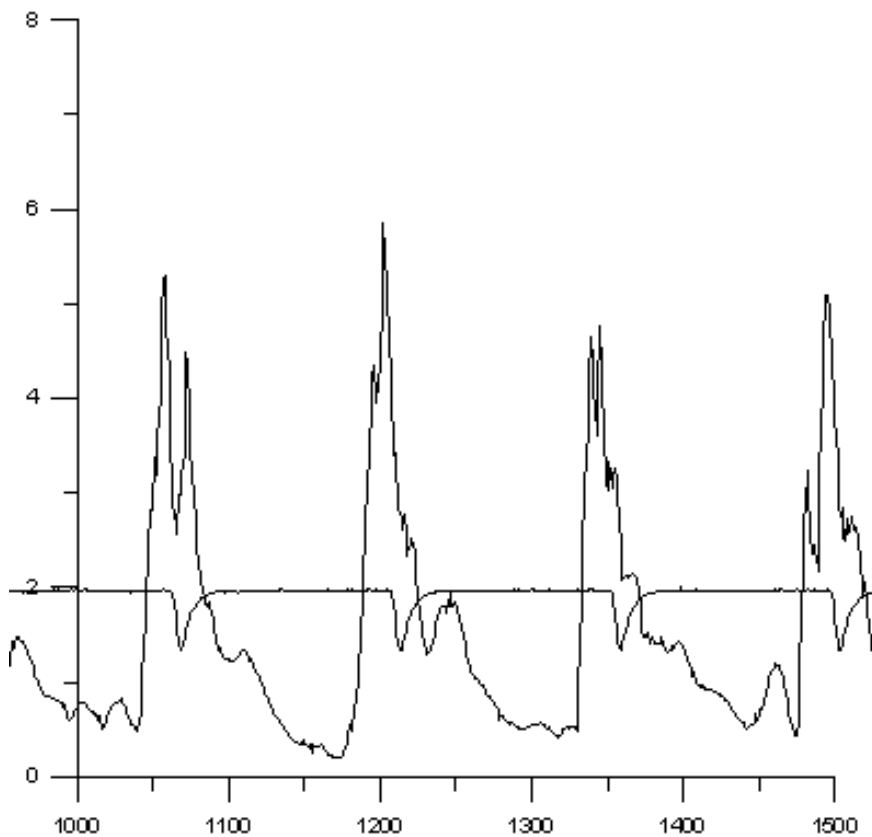
Διάγραμμα 7: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=8\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



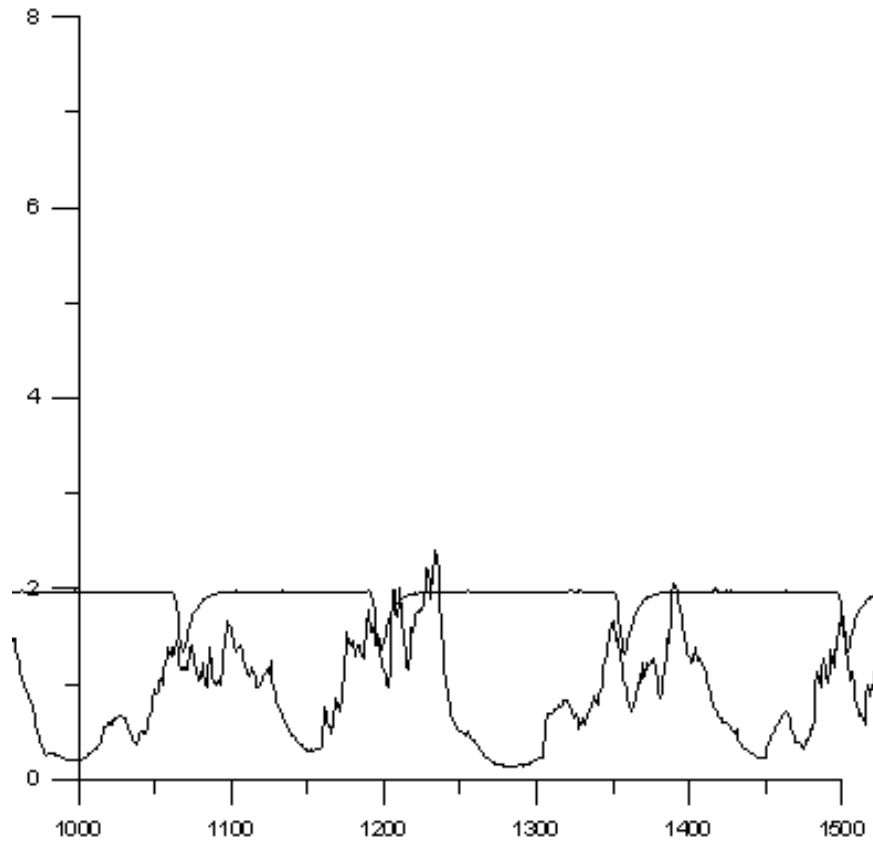
Διάγραμμα 8: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=10\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



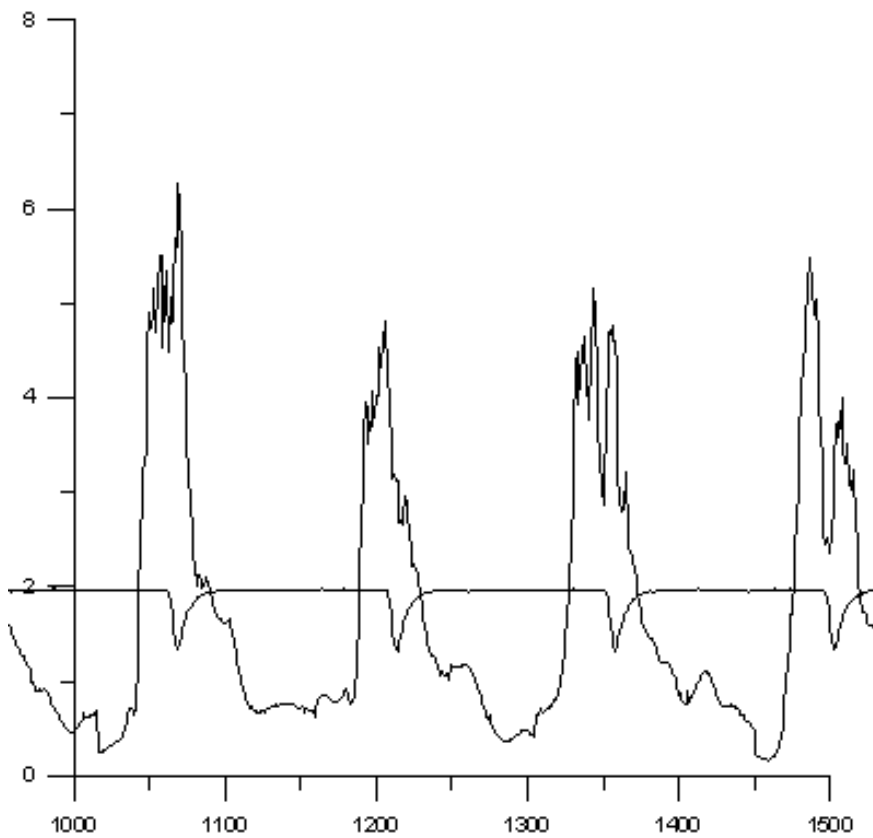
Διάγραμμα 9: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=12\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



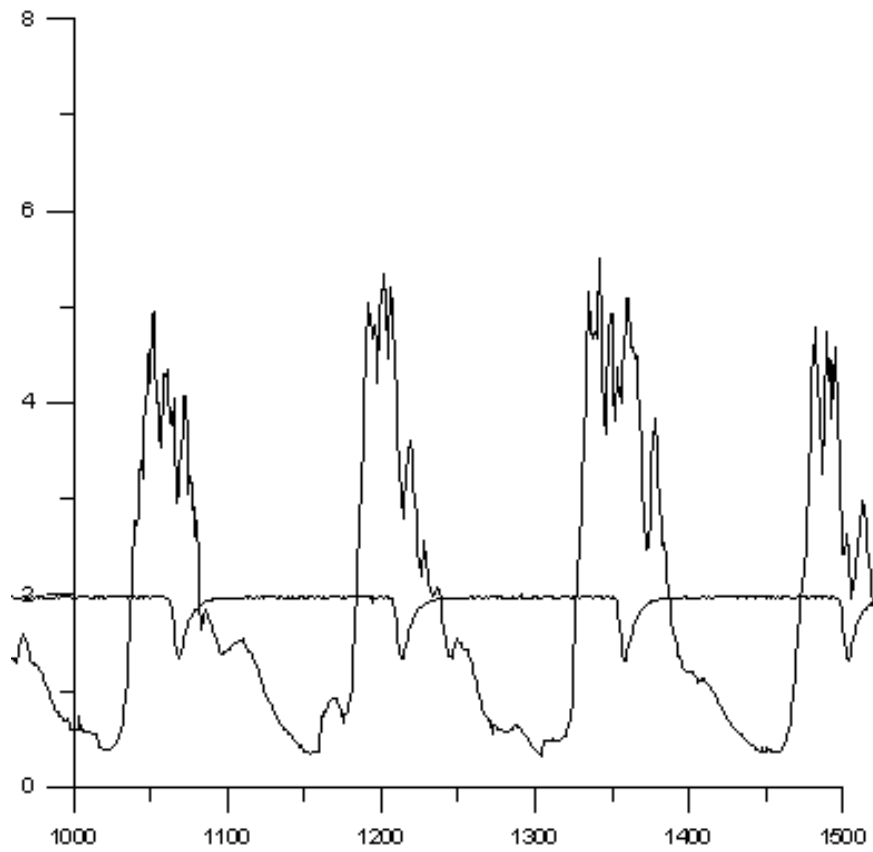
Διάγραμμα 10: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=14\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



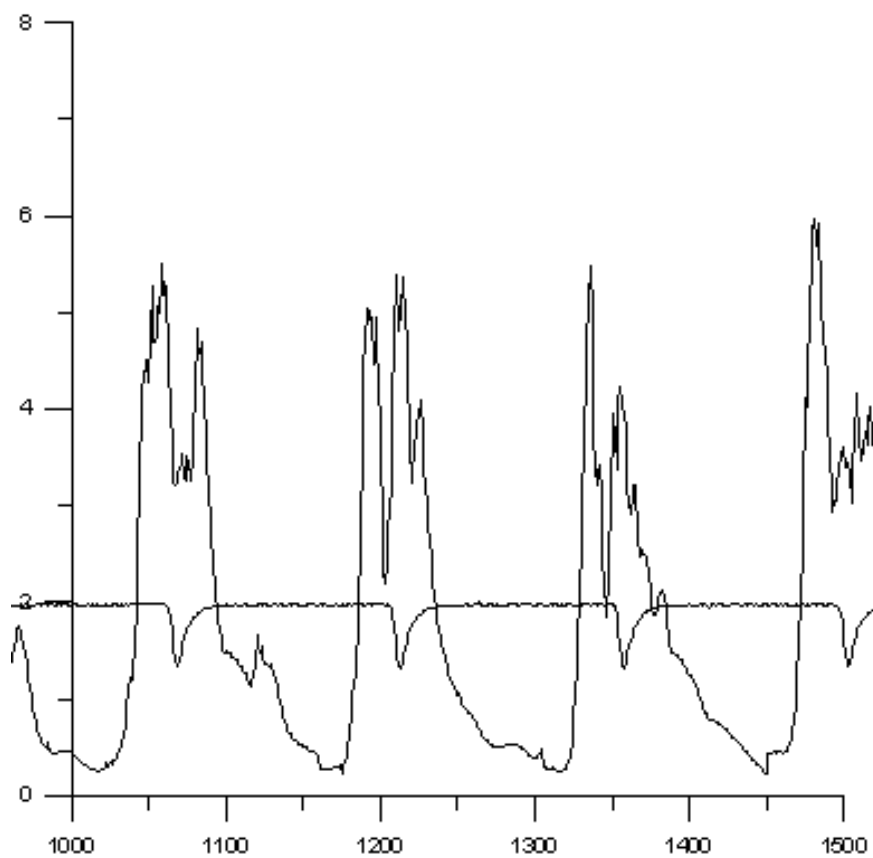
Διάγραμμα 11: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=16\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



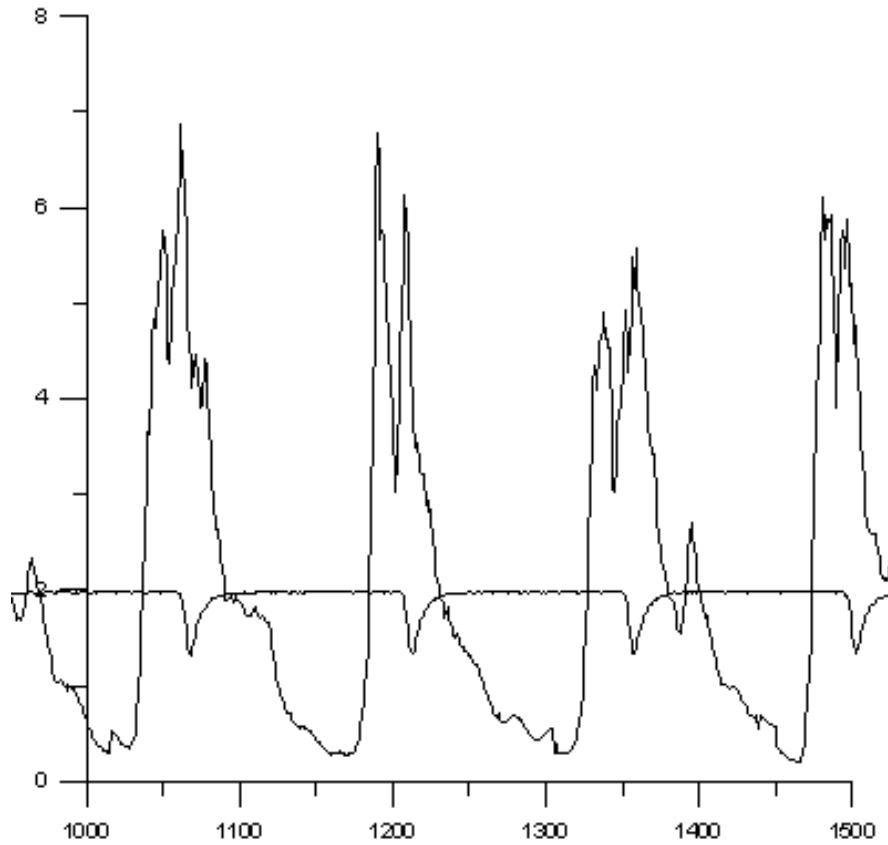
Διάγραμμα 12: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=18\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



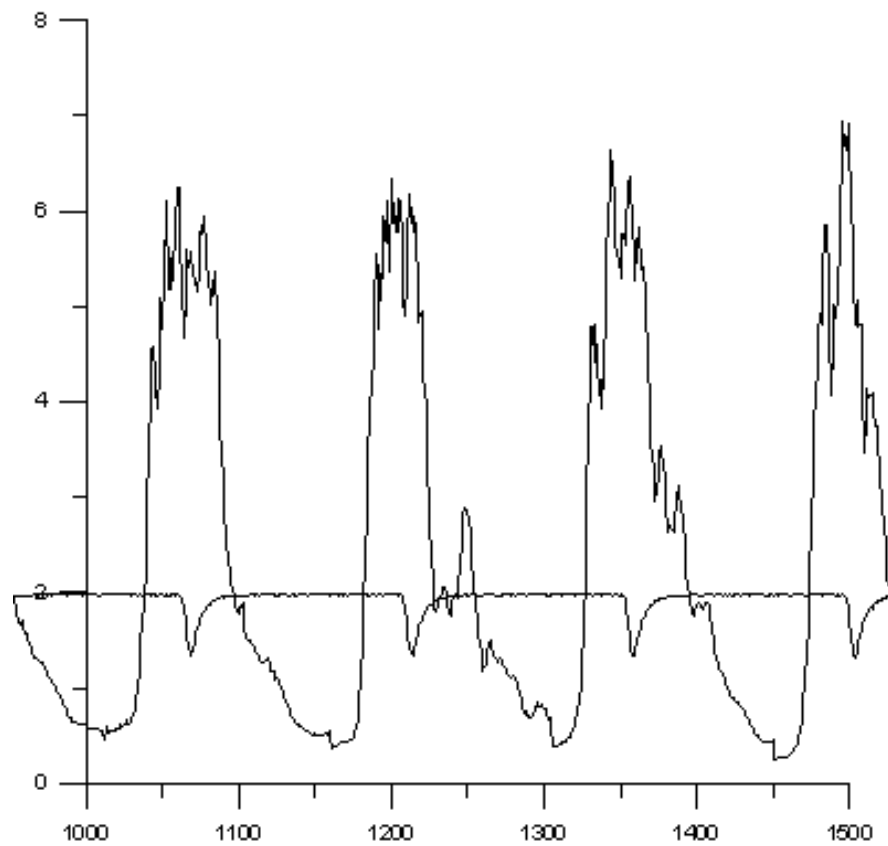
Διάγραμμα 13: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=20\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



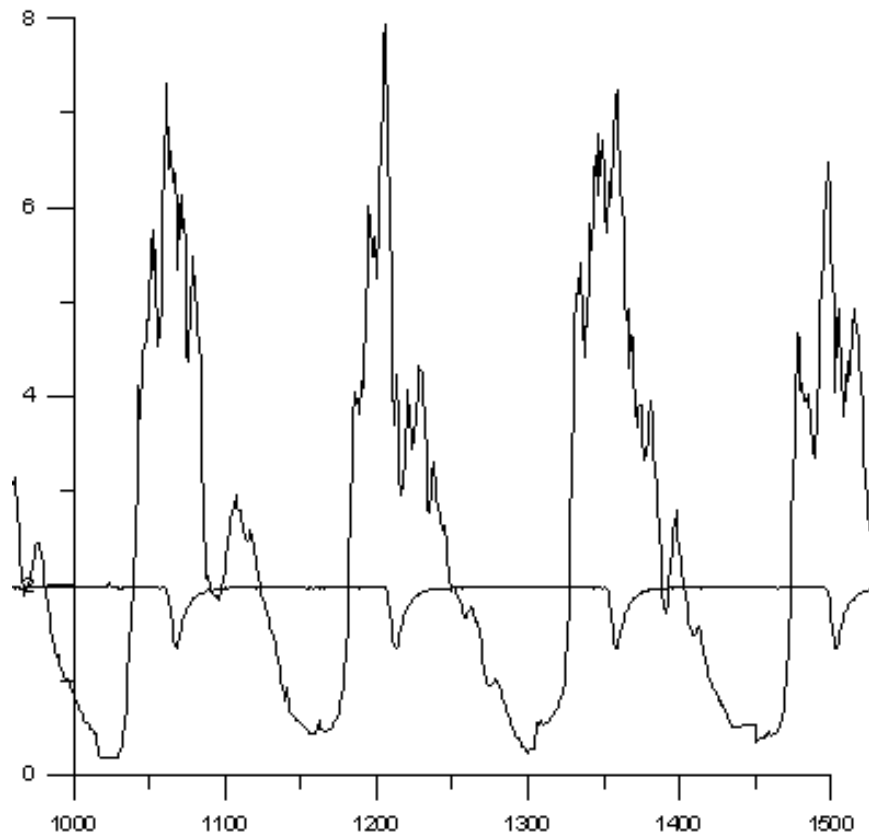
Διάγραμμα 14: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=21\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



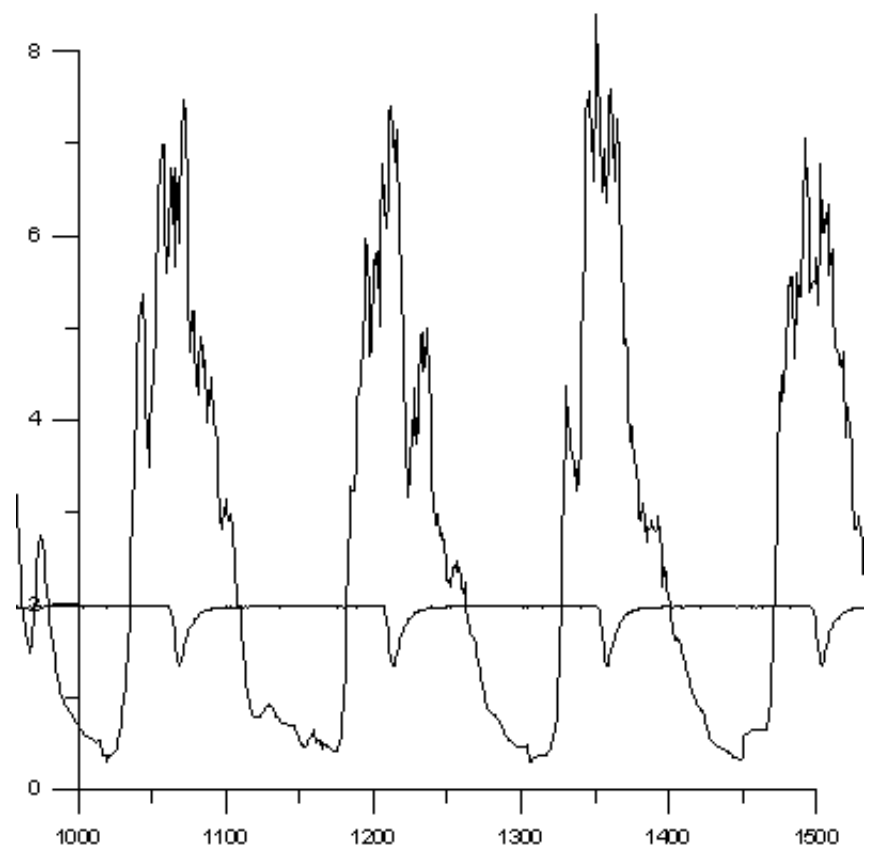
Διάγραμμα 15: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=22\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



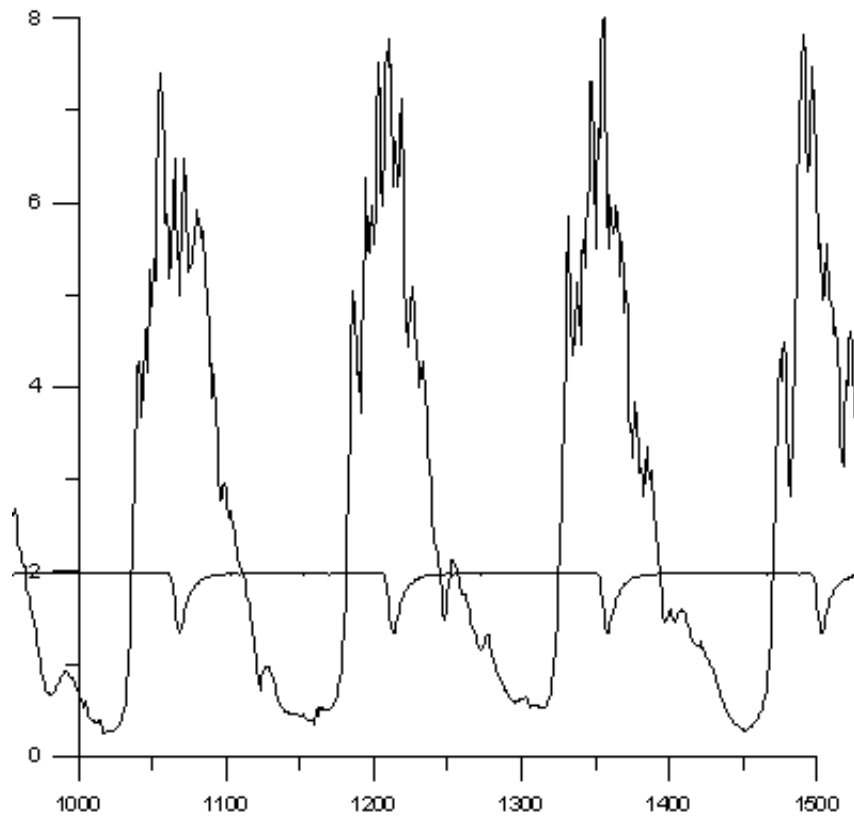
Διάγραμμα 16: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=23\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



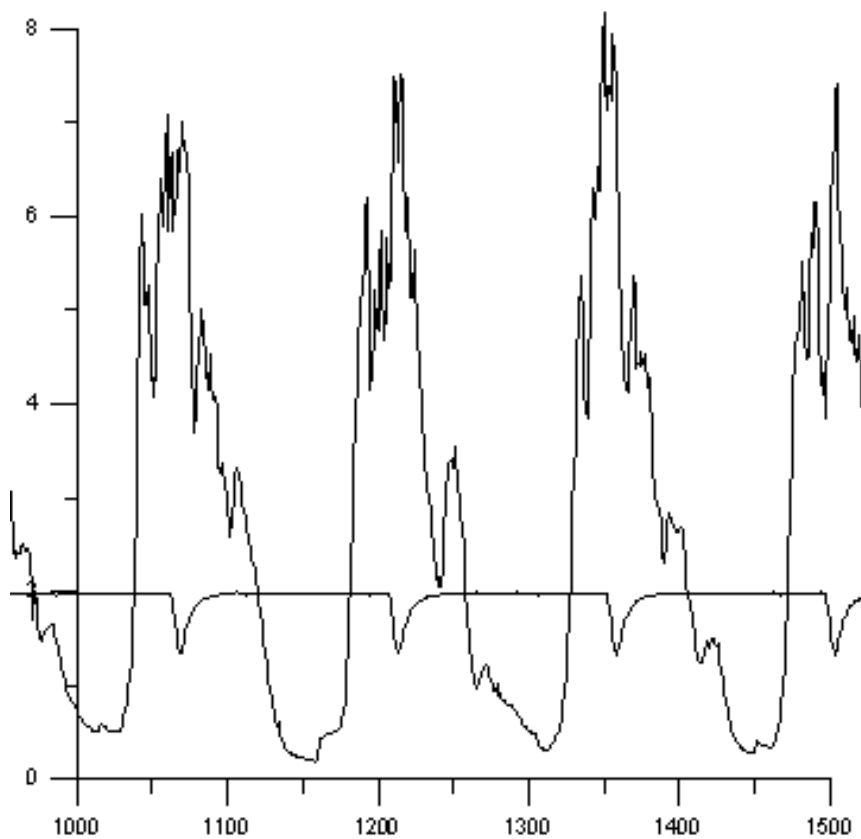
Διάγραμμα 17: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=24\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



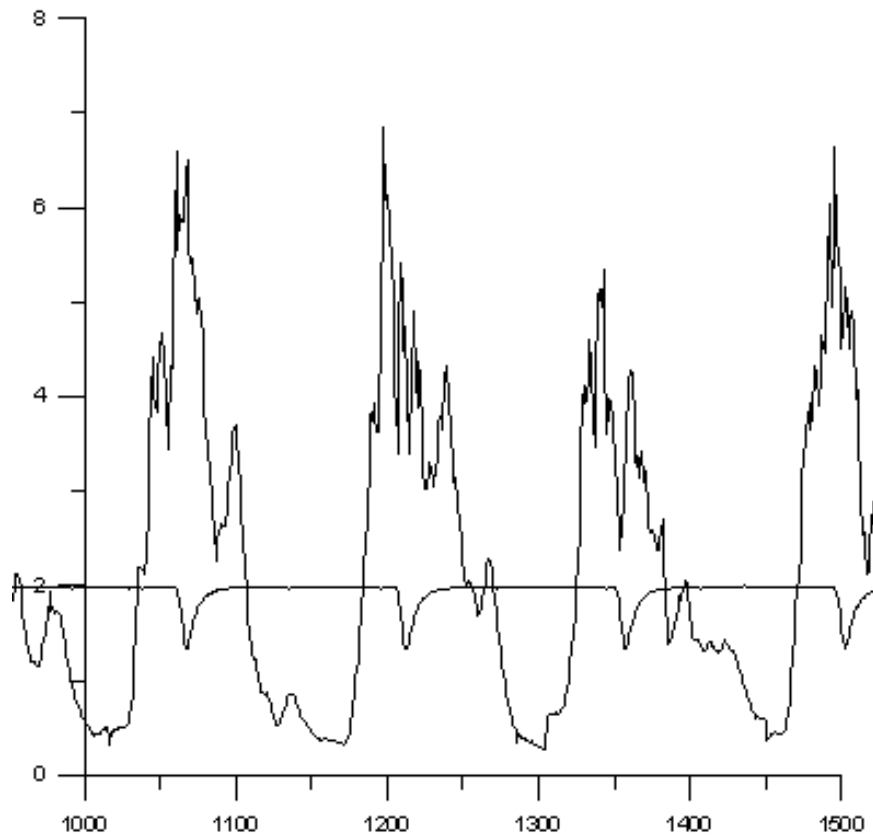
Διάγραμμα 18: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=25\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



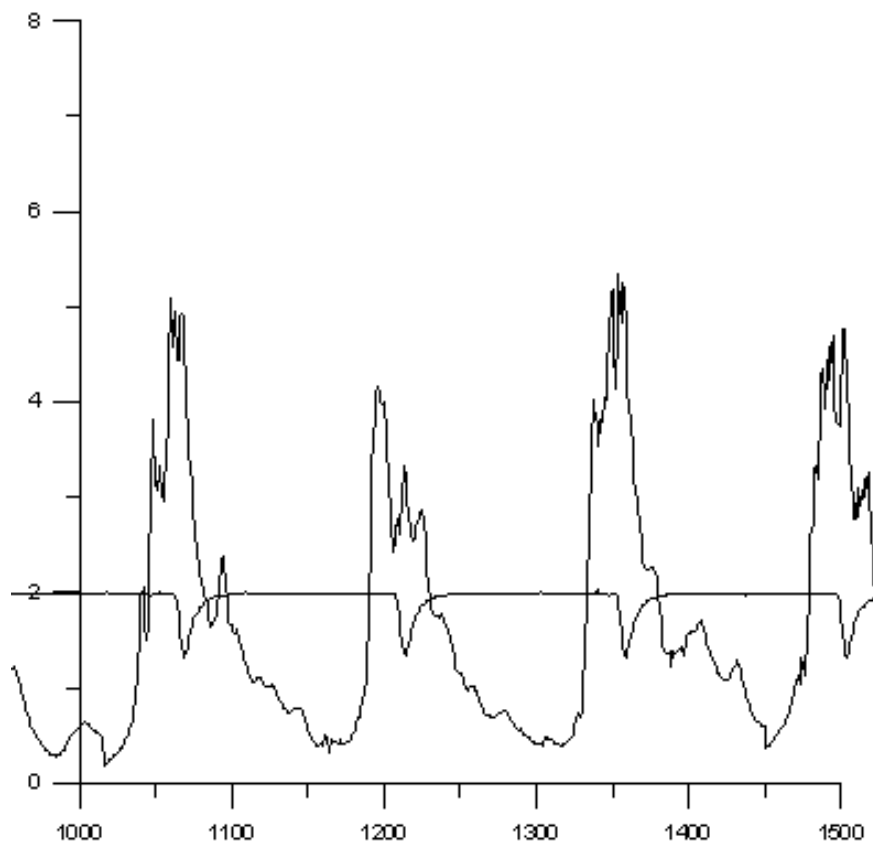
Διάγραμμα 19: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=26\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).



Διάγραμμα 20: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=27\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).

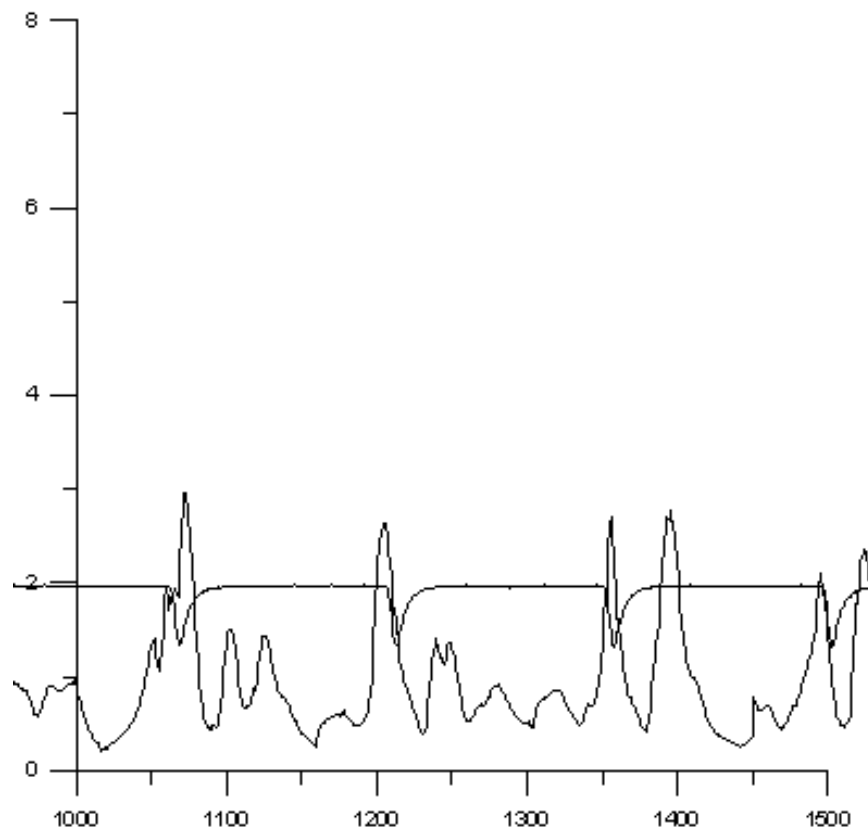


Διάγραμμα 21: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=28\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).

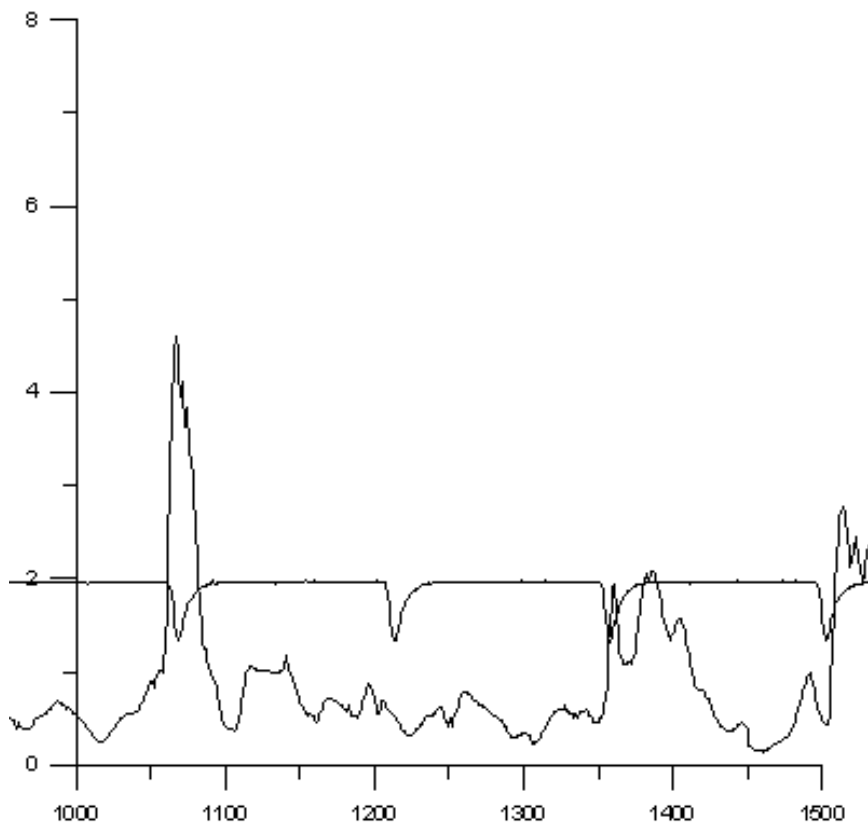


Διάγραμμα 22: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=30\text{mm}$ (Θέση 1: $x=2\text{mm}$).

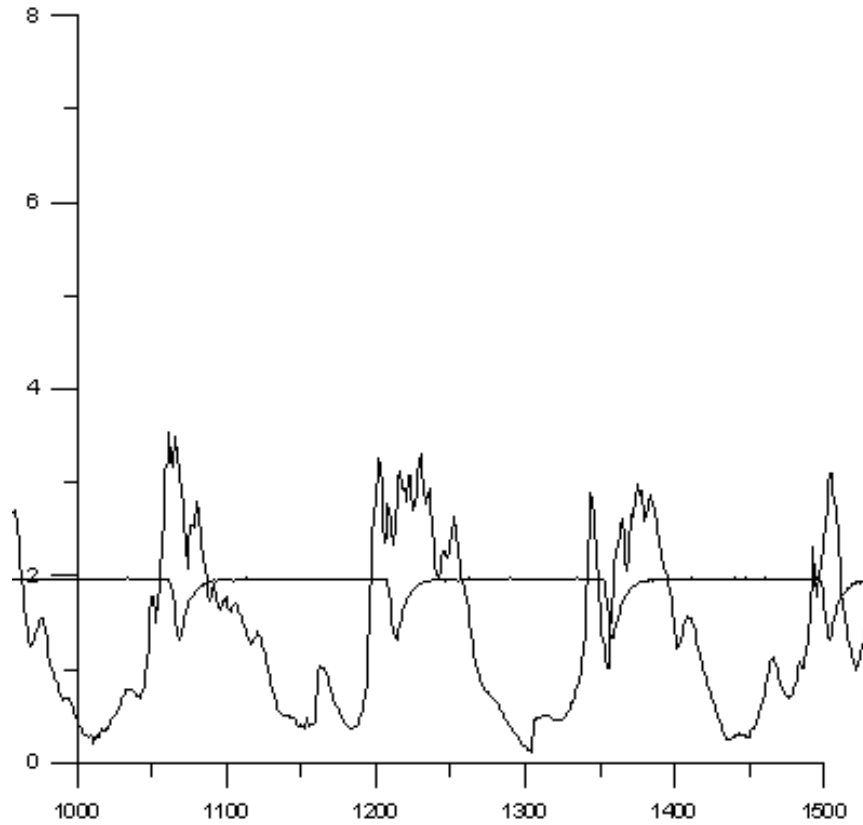
2. **Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



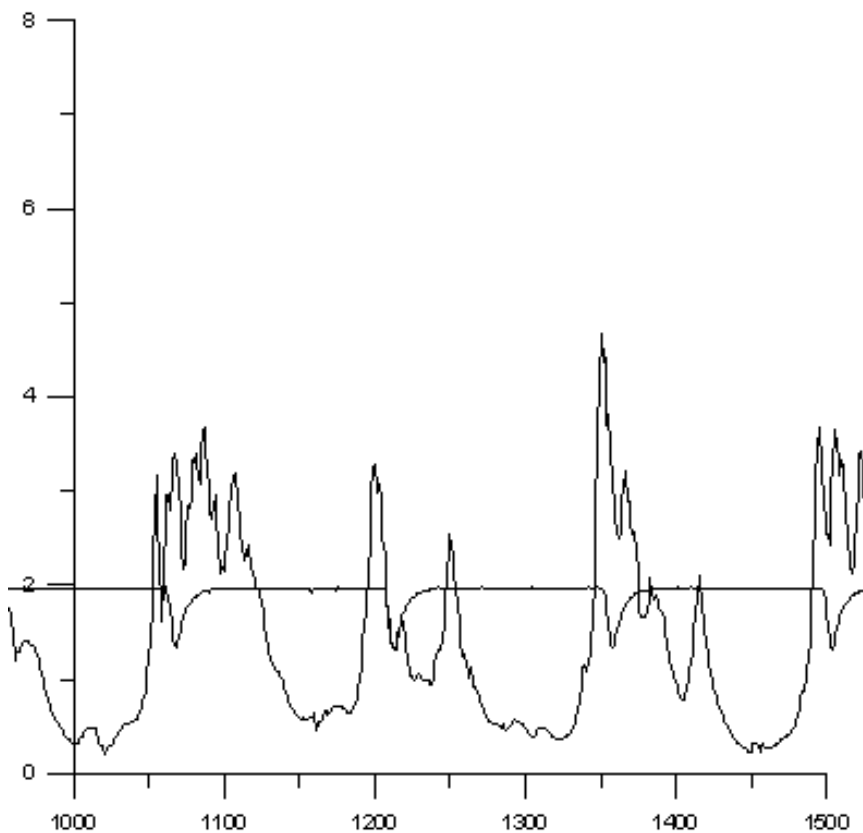
Διάγραμμα 1: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=0\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



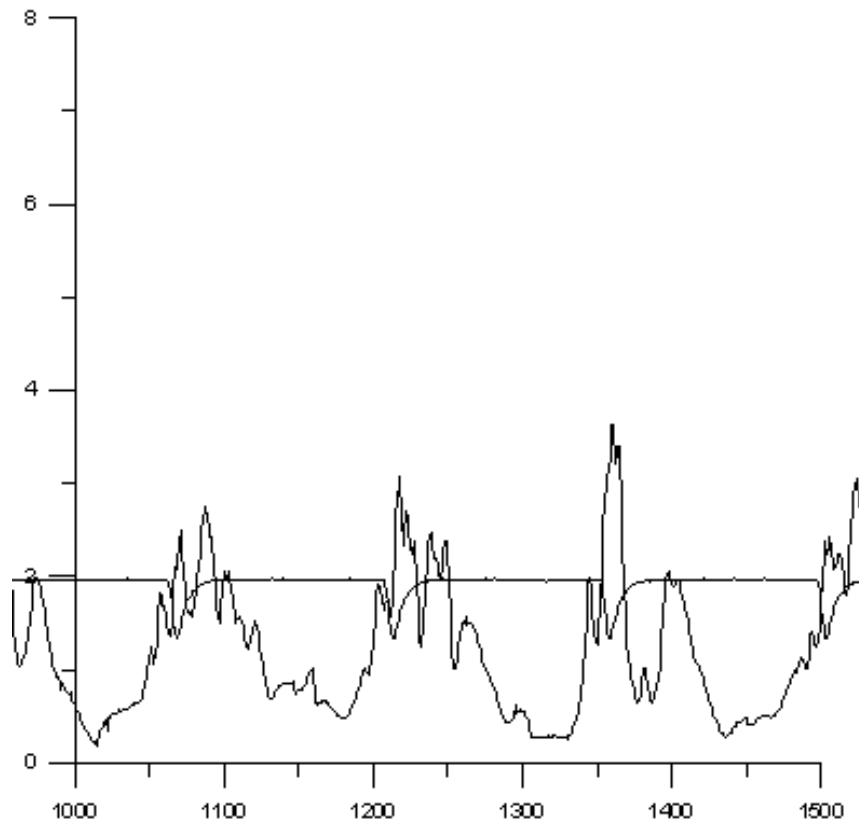
Διάγραμμα 2: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=1\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



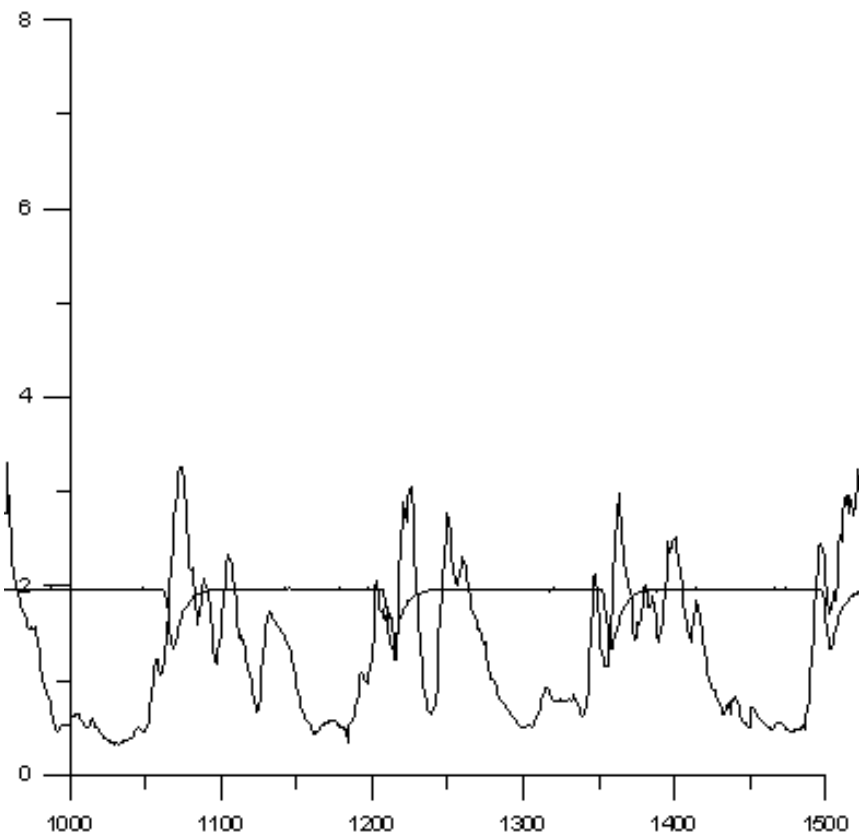
Διάγραμμα 3: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=2\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



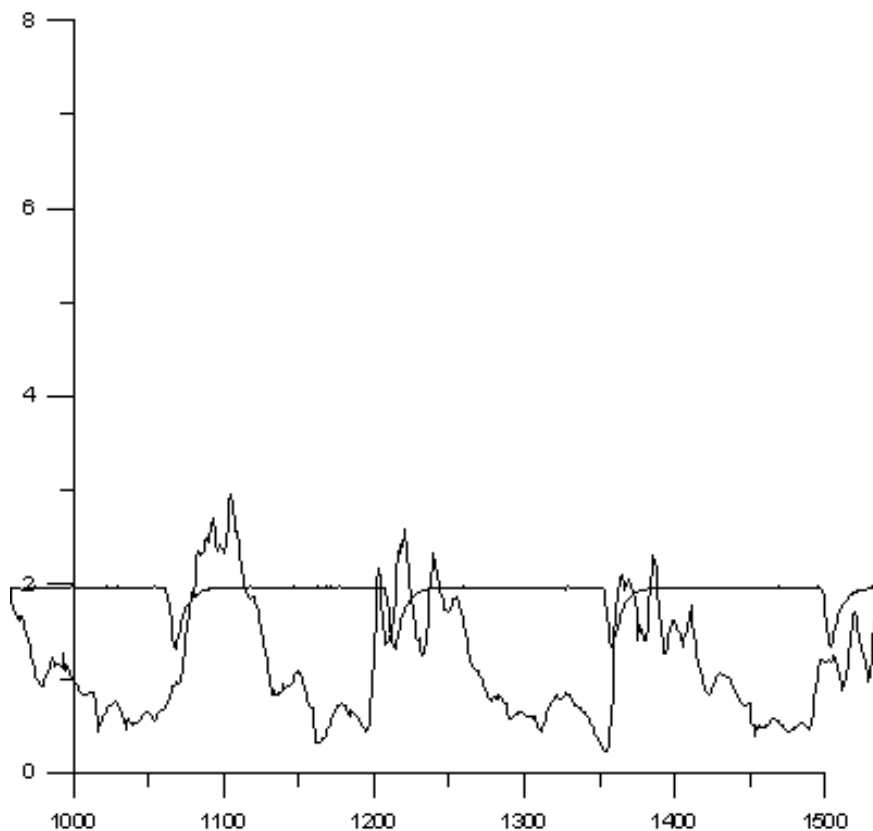
Διάγραμμα 4: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=3\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



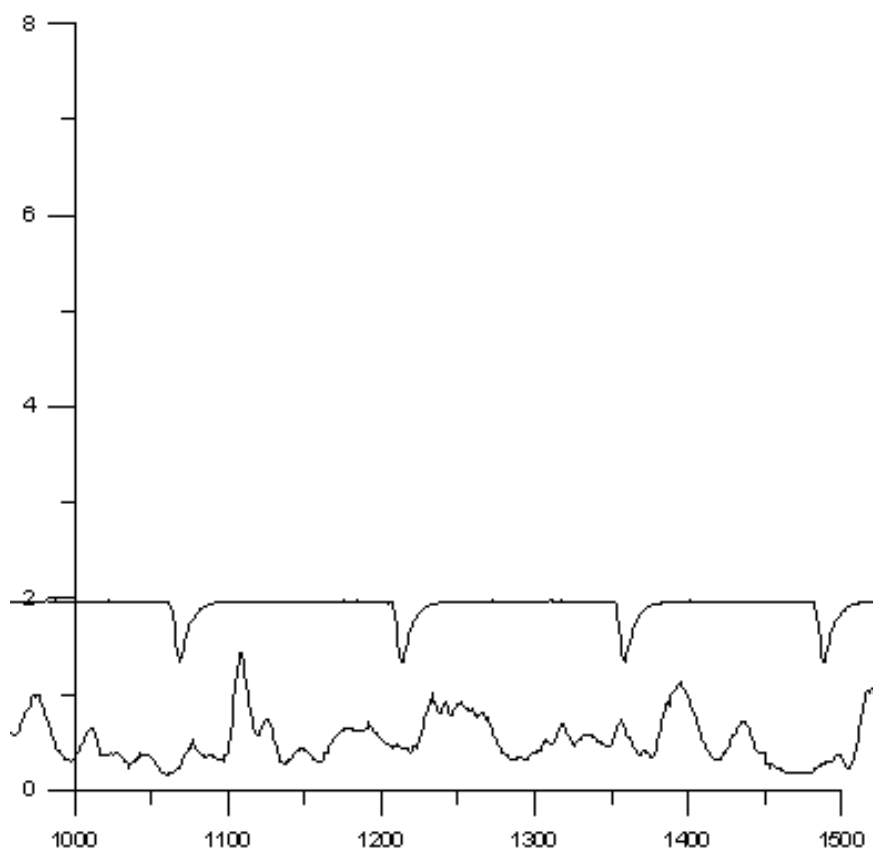
Διάγραμμα 5: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=4\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



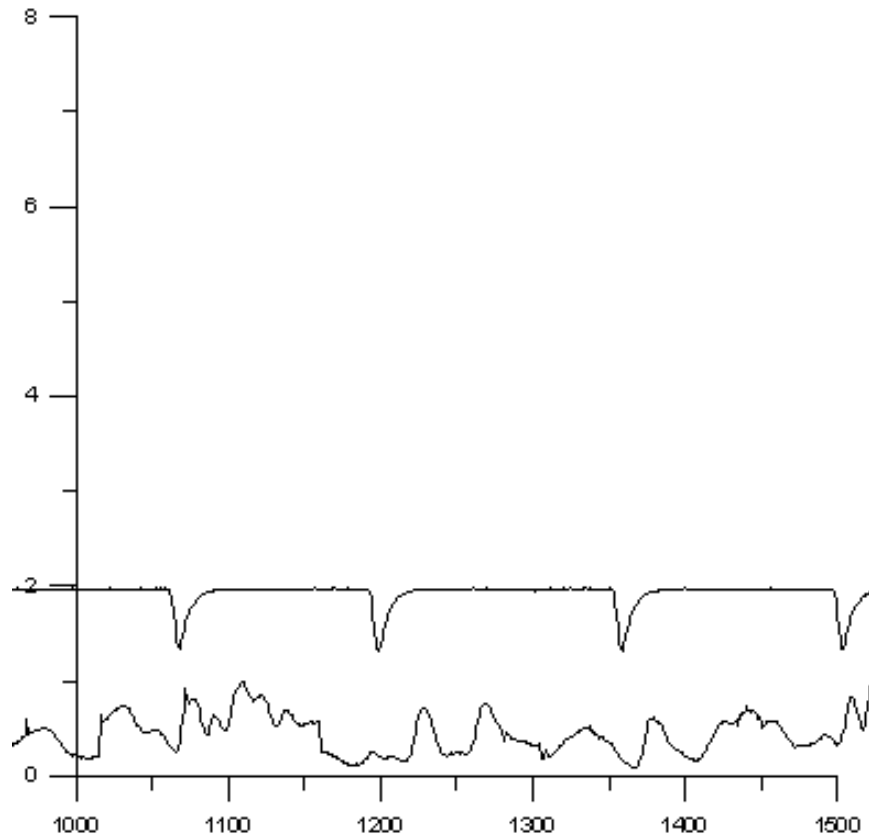
Διάγραμμα 6: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=6\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



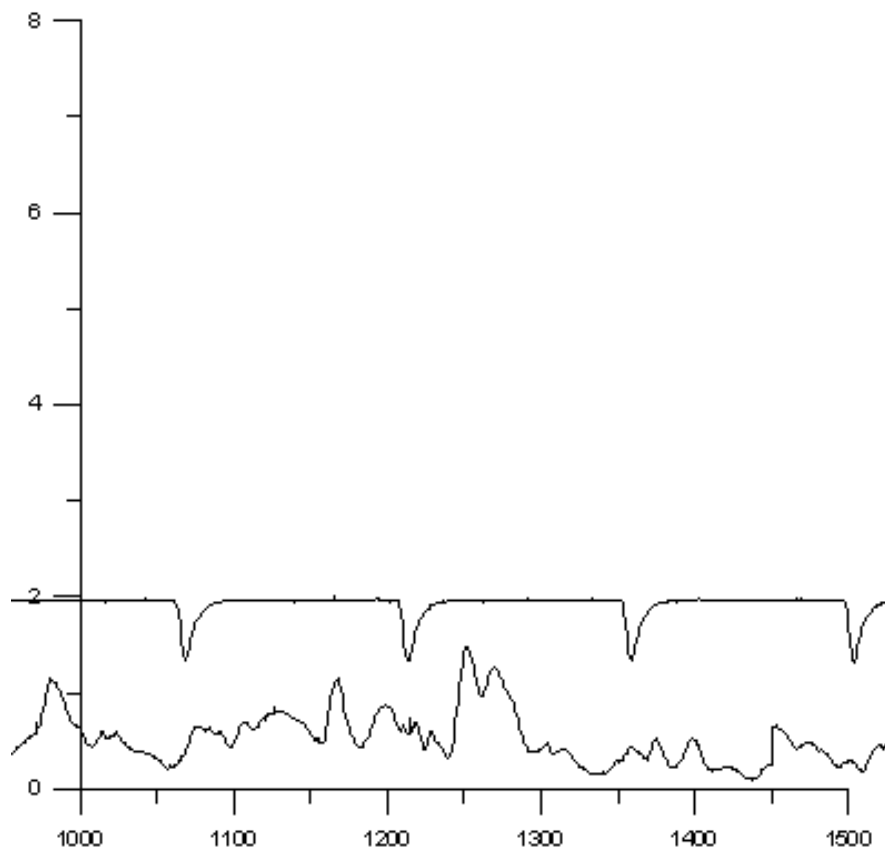
Διάγραμμα 7: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=8\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



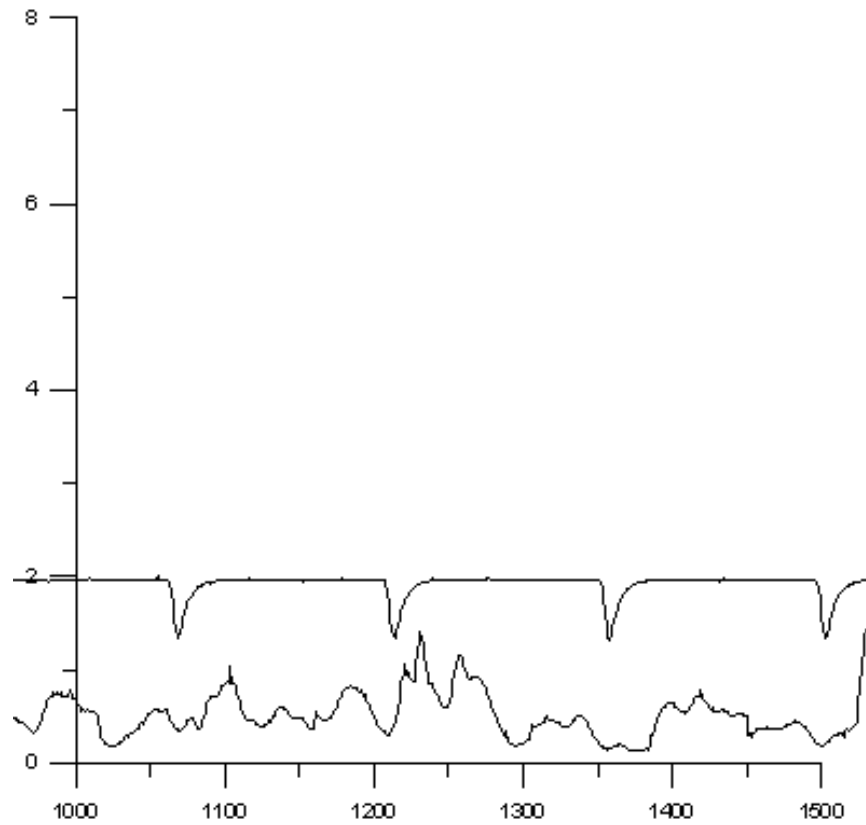
Διάγραμμα 8: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=10\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



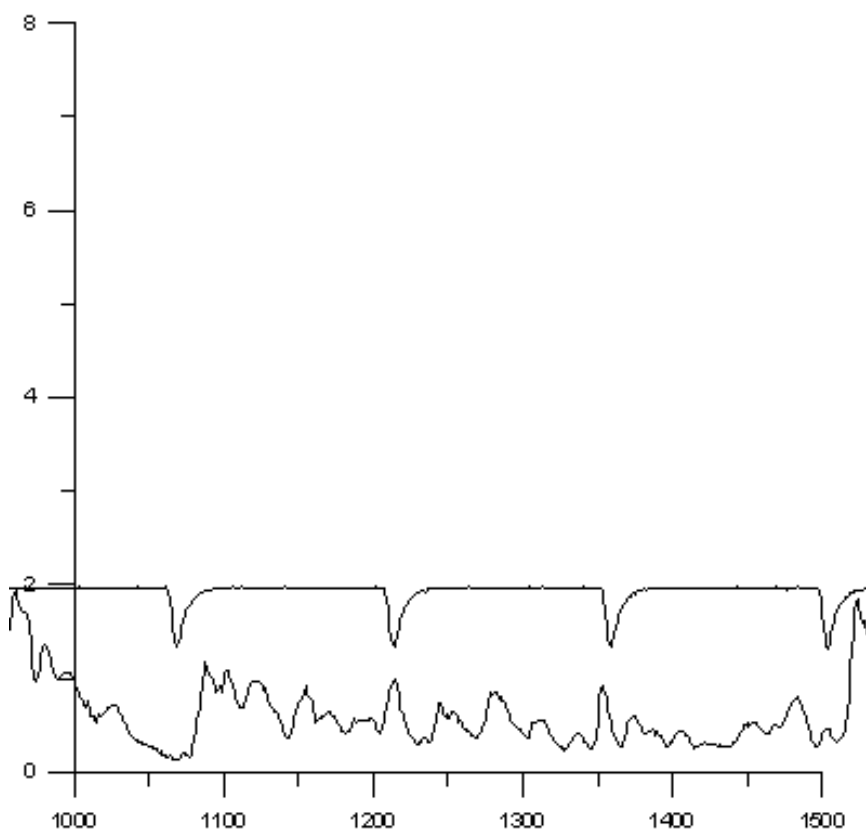
Διάγραμμα 9: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=12\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



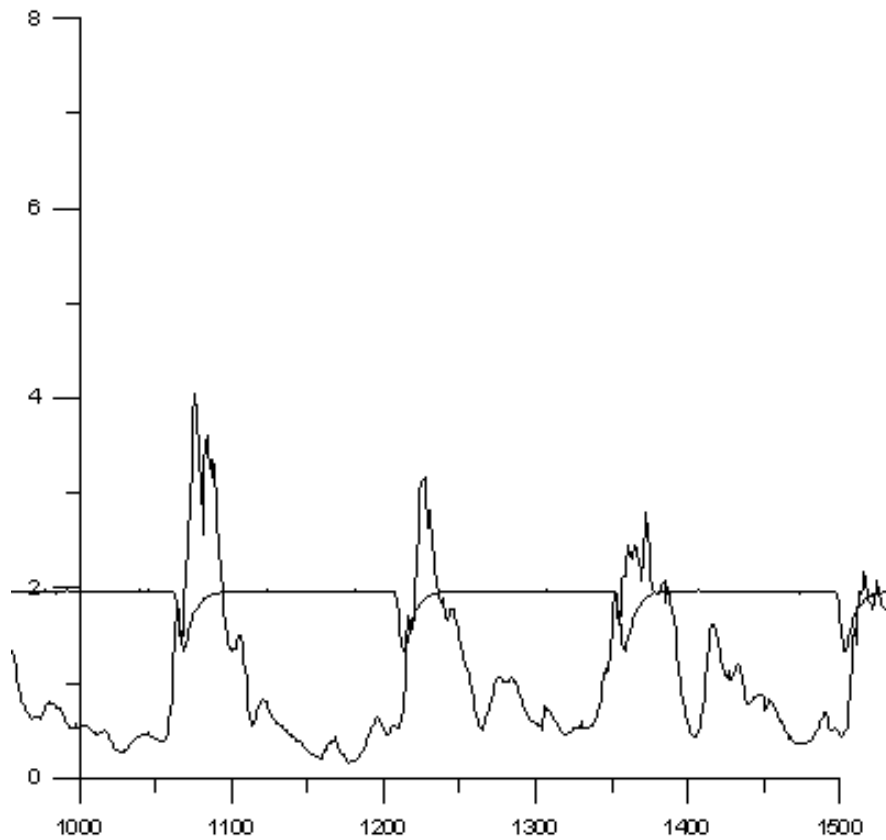
Διάγραμμα 10: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=14\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



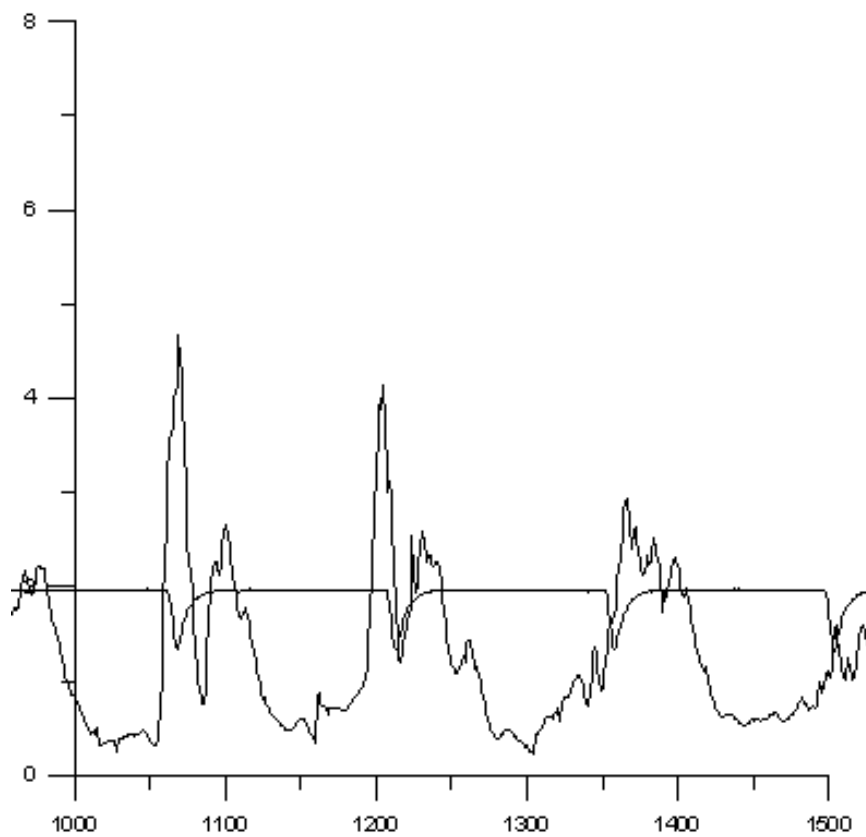
Διάγραμμα 11: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=16\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



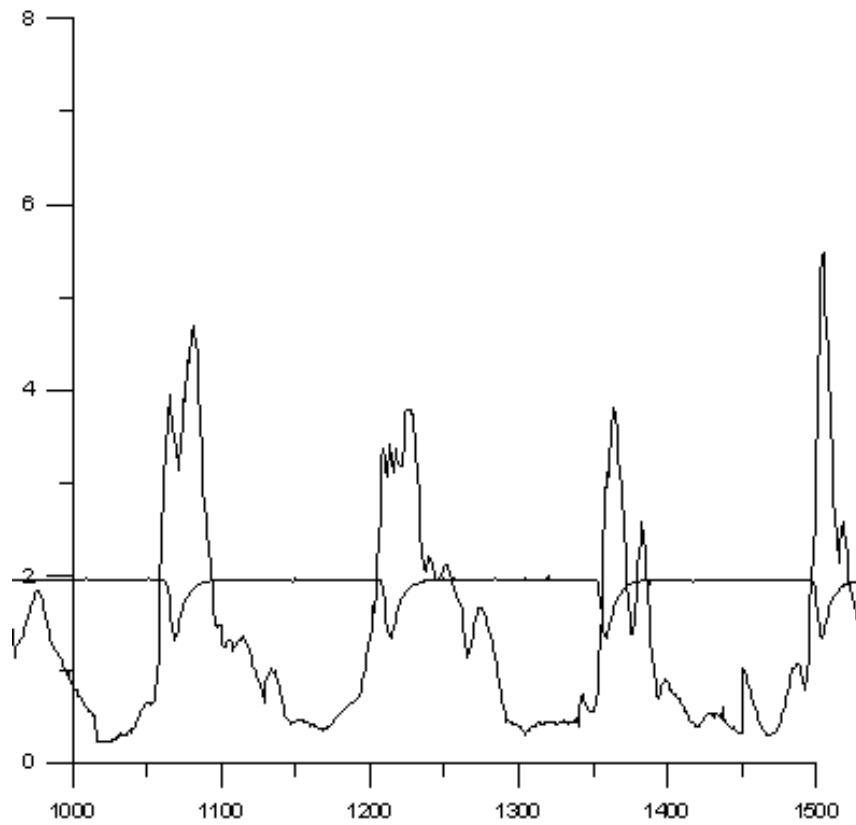
Διάγραμμα 12: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=18\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



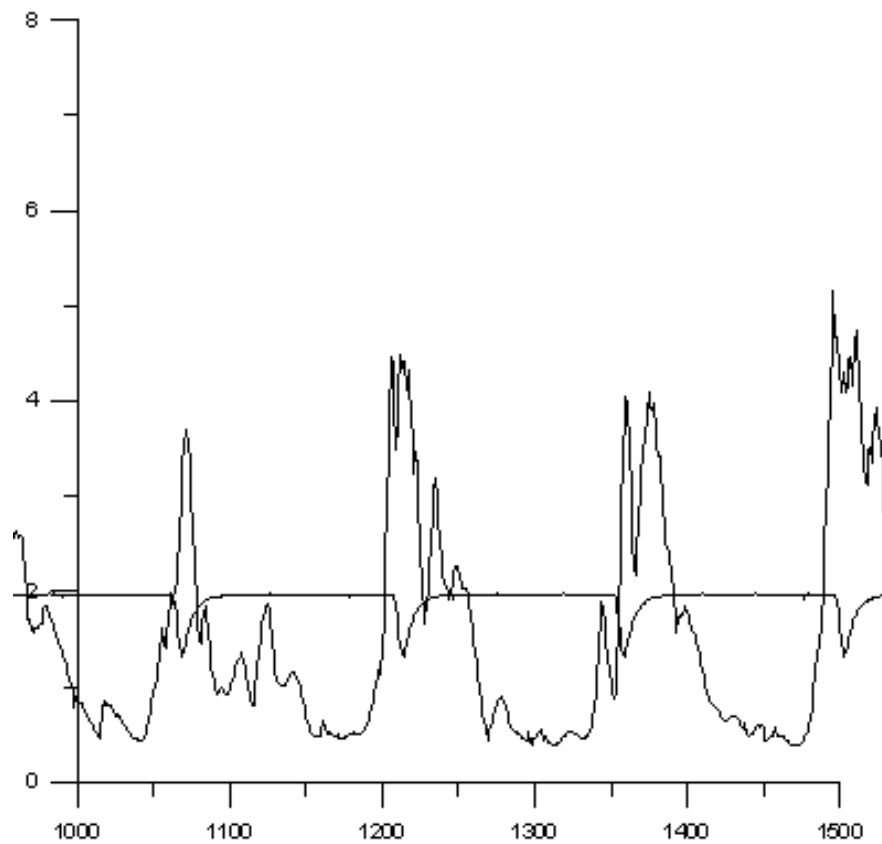
Διάγραμμα 13: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=20\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



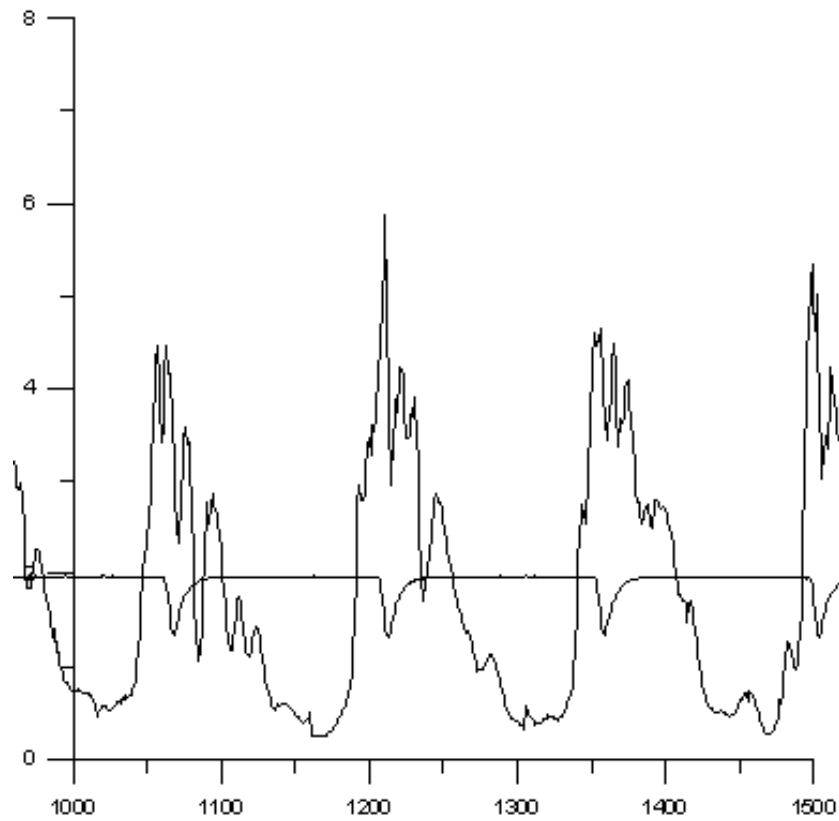
Διάγραμμα 14: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=21\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



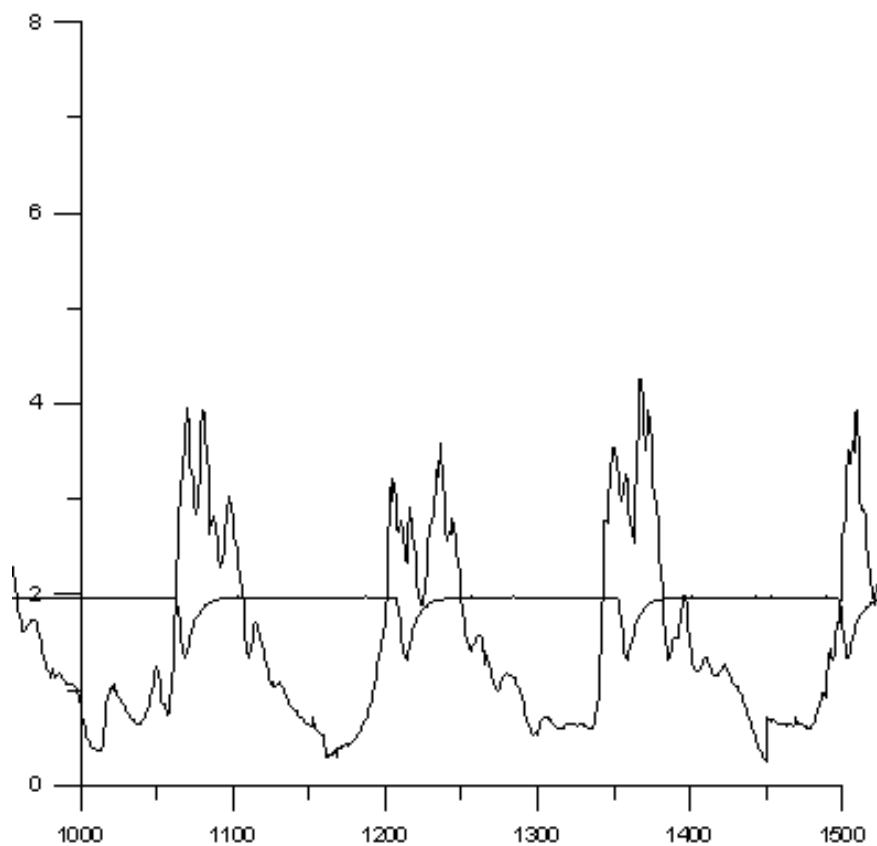
Διάγραμμα 15: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=22\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



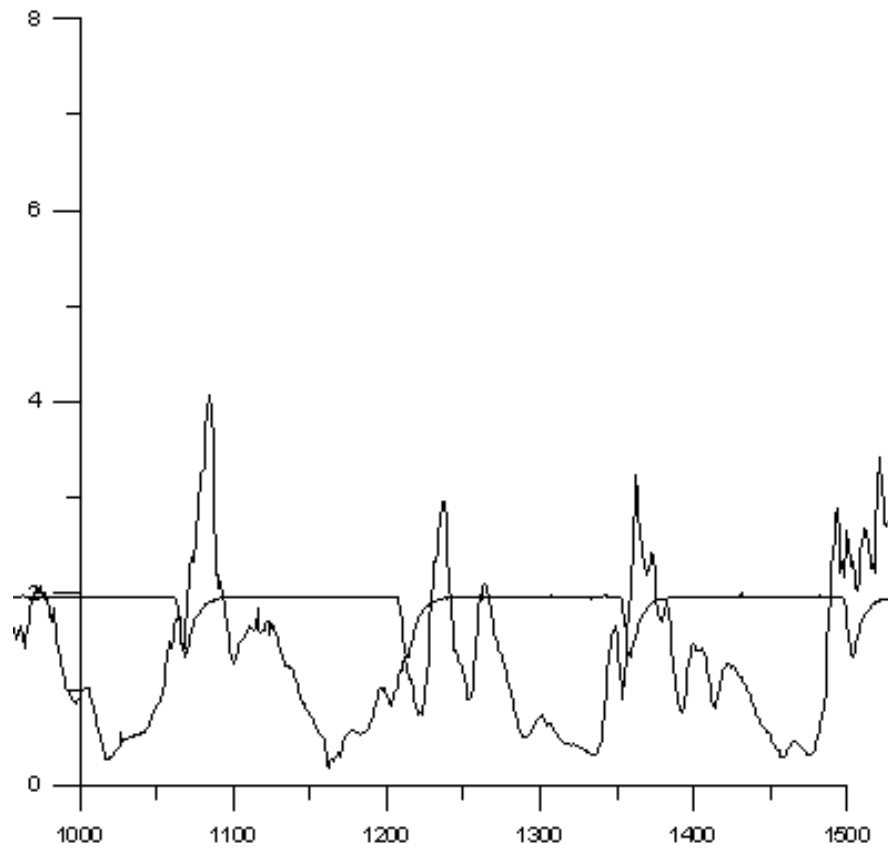
Διάγραμμα 16: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=23\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



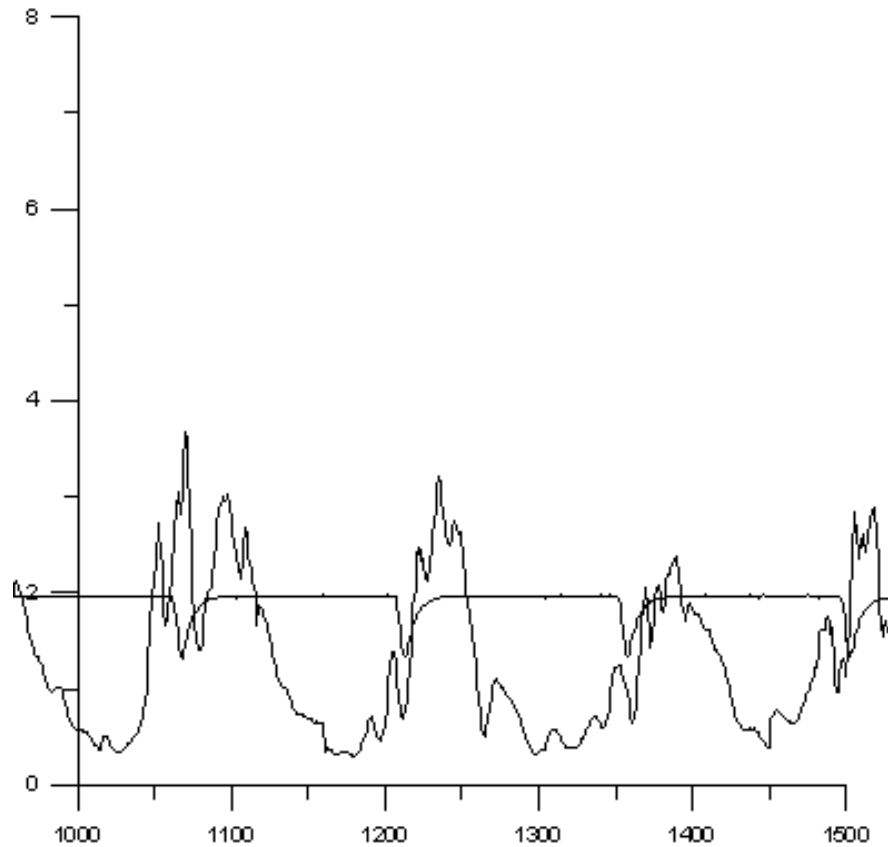
Διάγραμμα 17: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=24\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



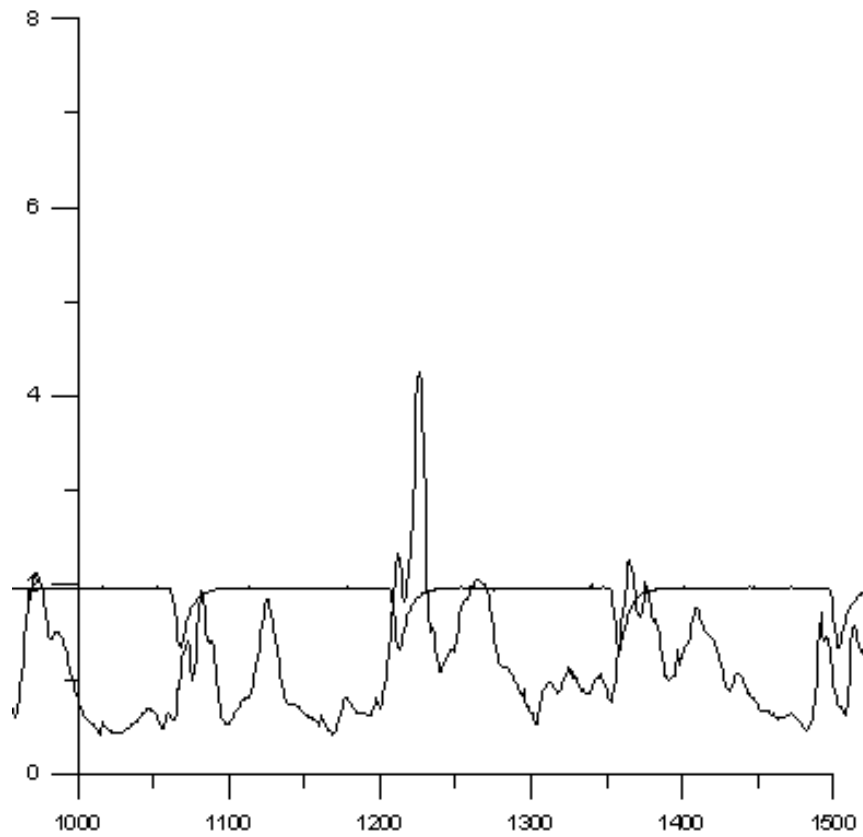
Διάγραμμα 18: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=25\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



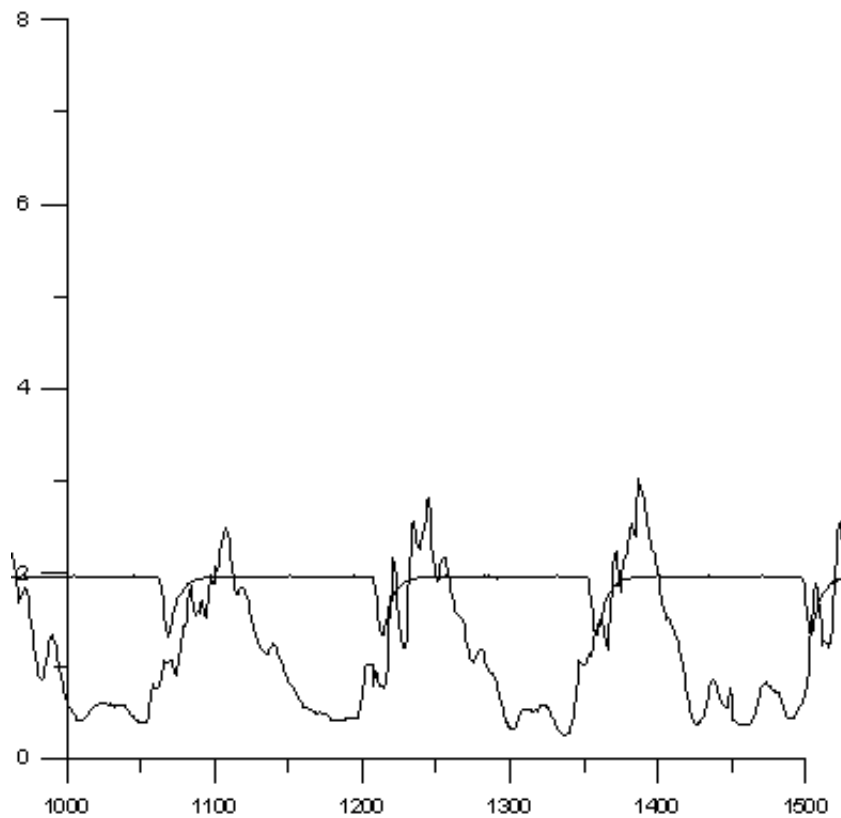
Διάγραμμα 19: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=26\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).



Διάγραμμα 20: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=27\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).

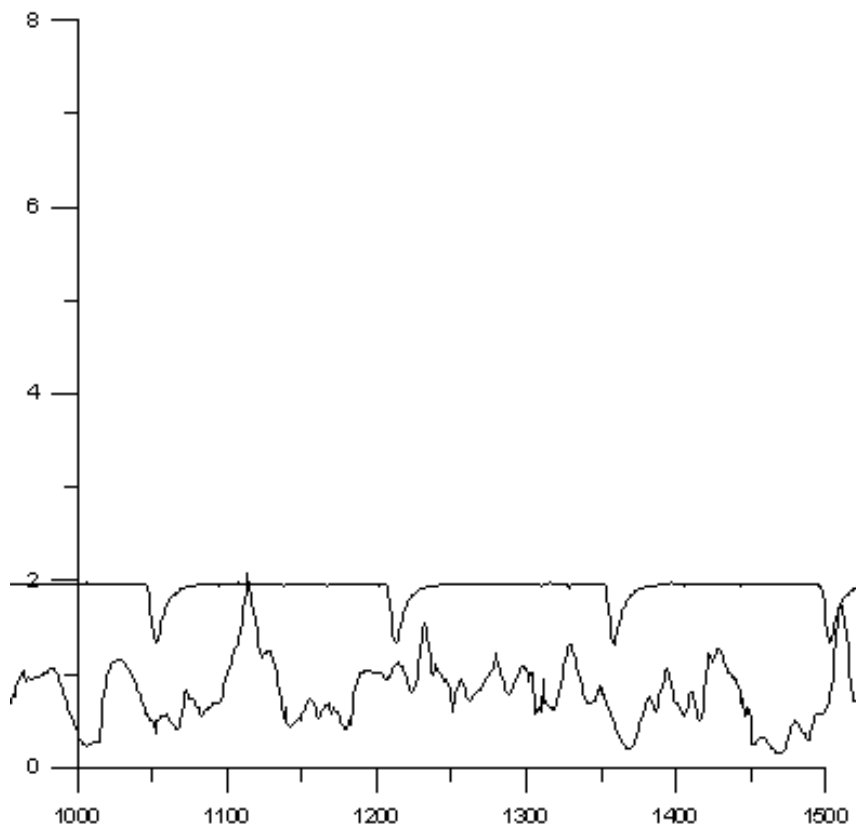


Διάγραμμα 21: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=28\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).

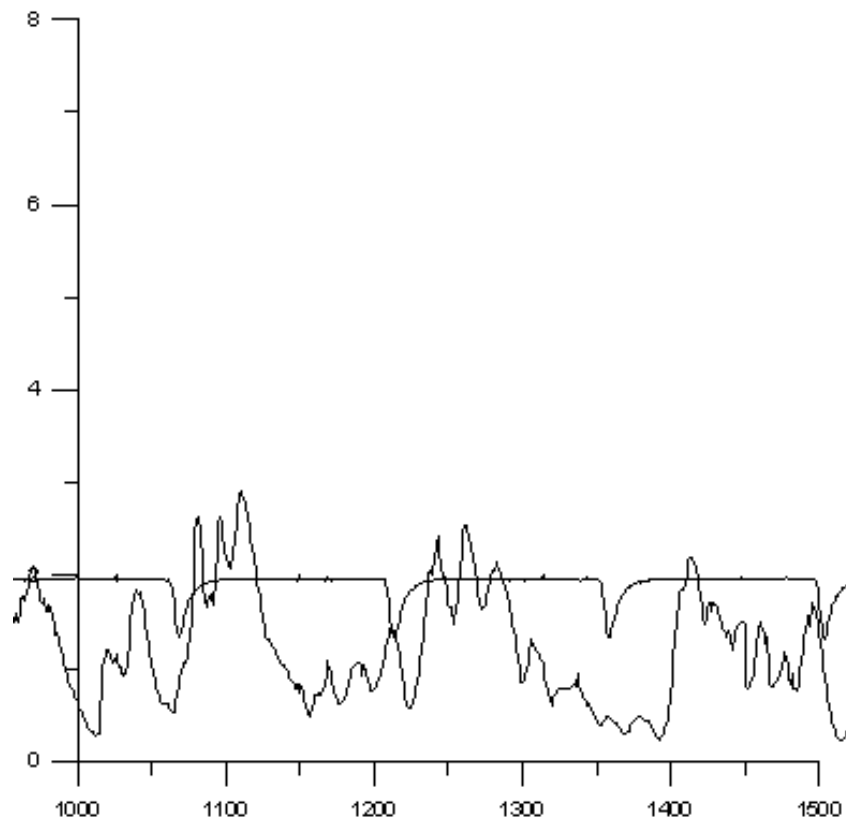


Διάγραμμα 22: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=30\text{mm}$ (Θέση 2: $x=12\text{mm}$).

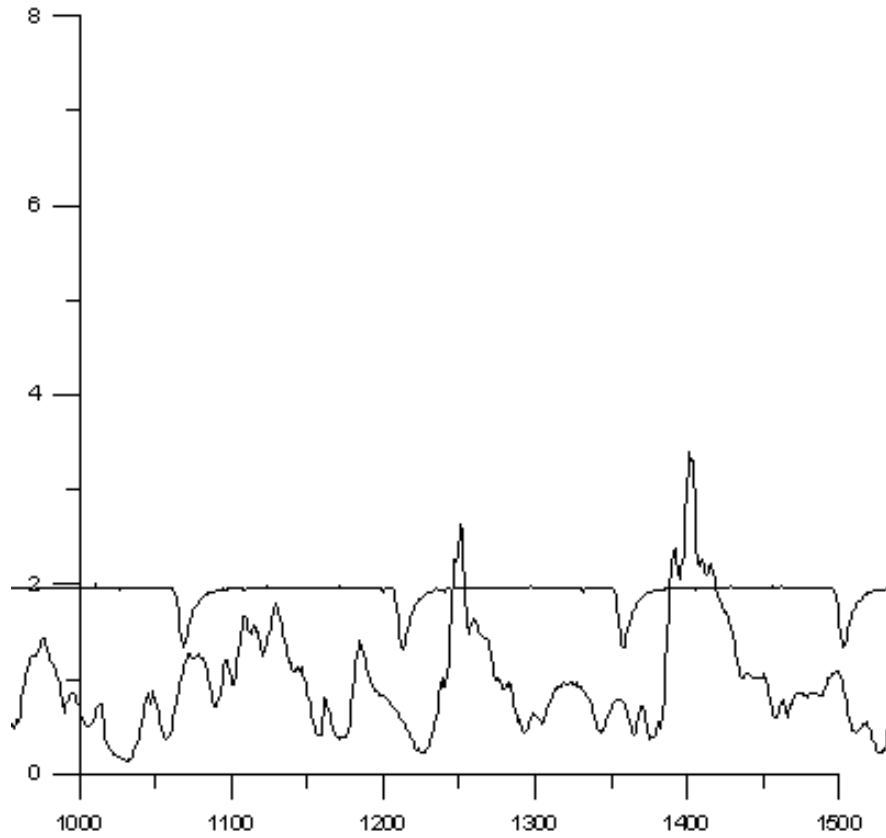
3. **Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



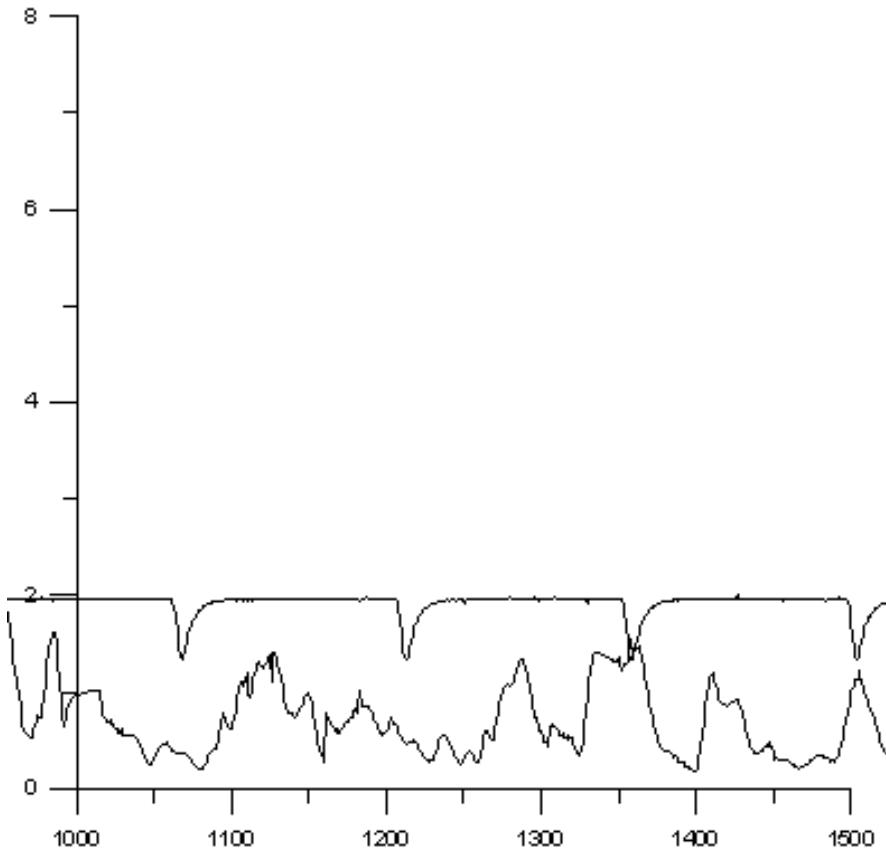
Διάγραμμα 1: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=0\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



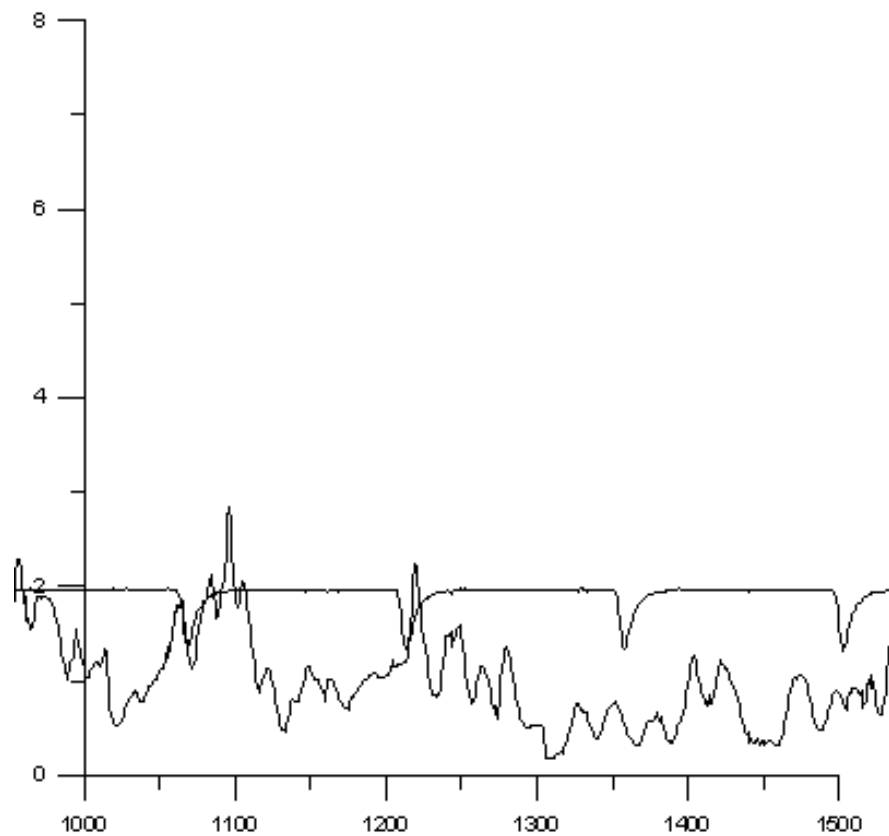
Διάγραμμα 2: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=1\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



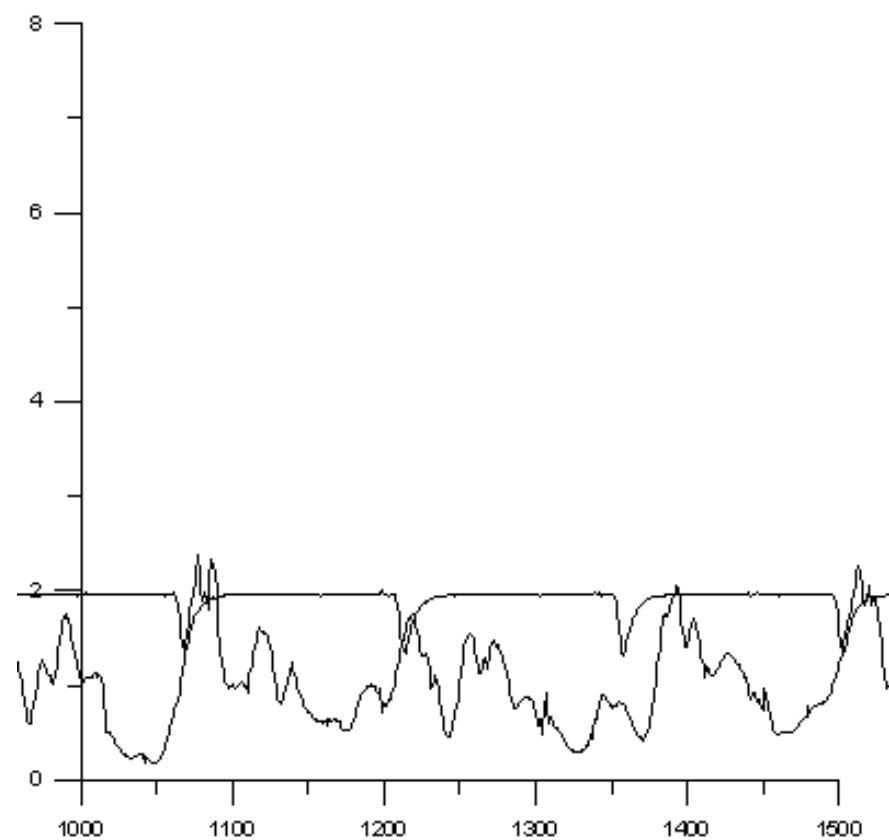
Διάγραμμα 3: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=2\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



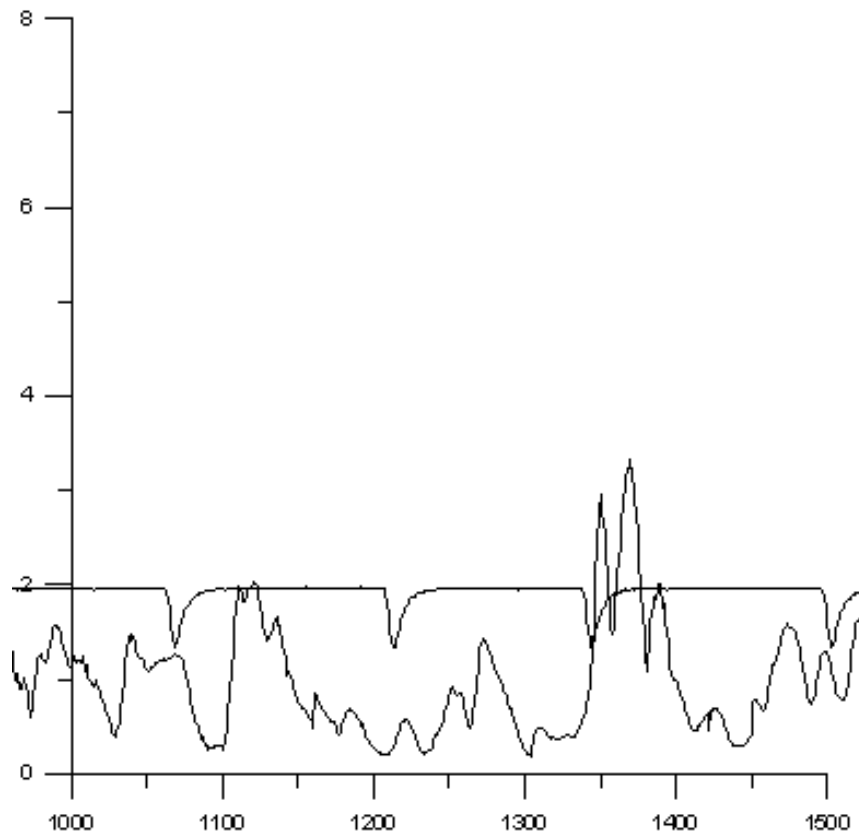
Διάγραμμα 4: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=3\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



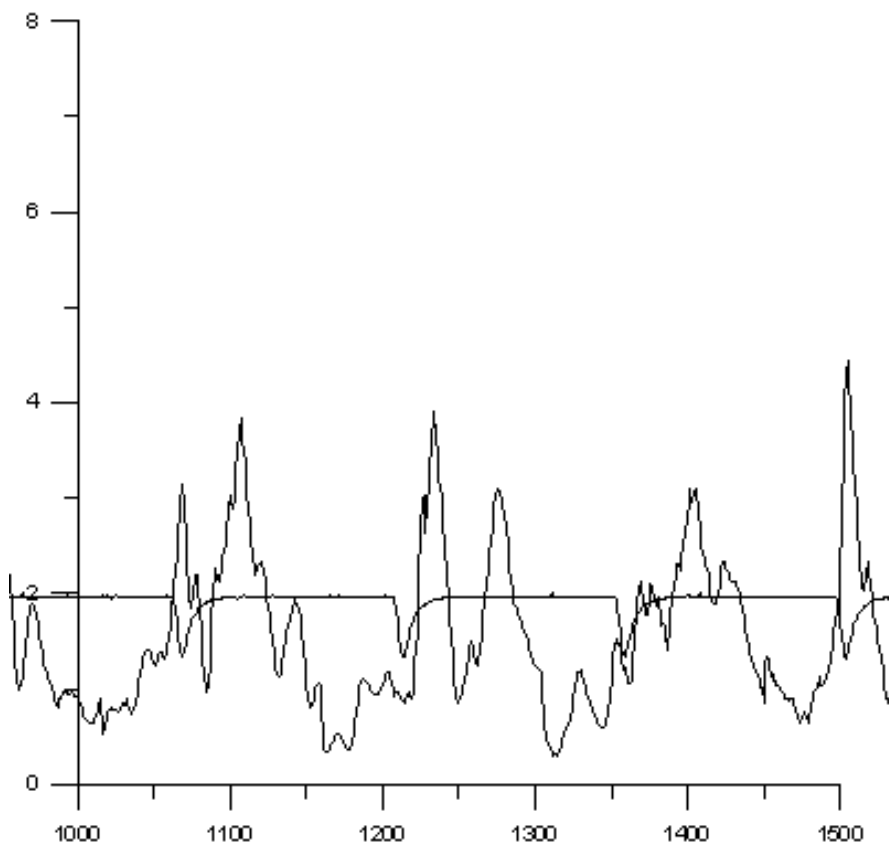
Διάγραμμα 5: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=4\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



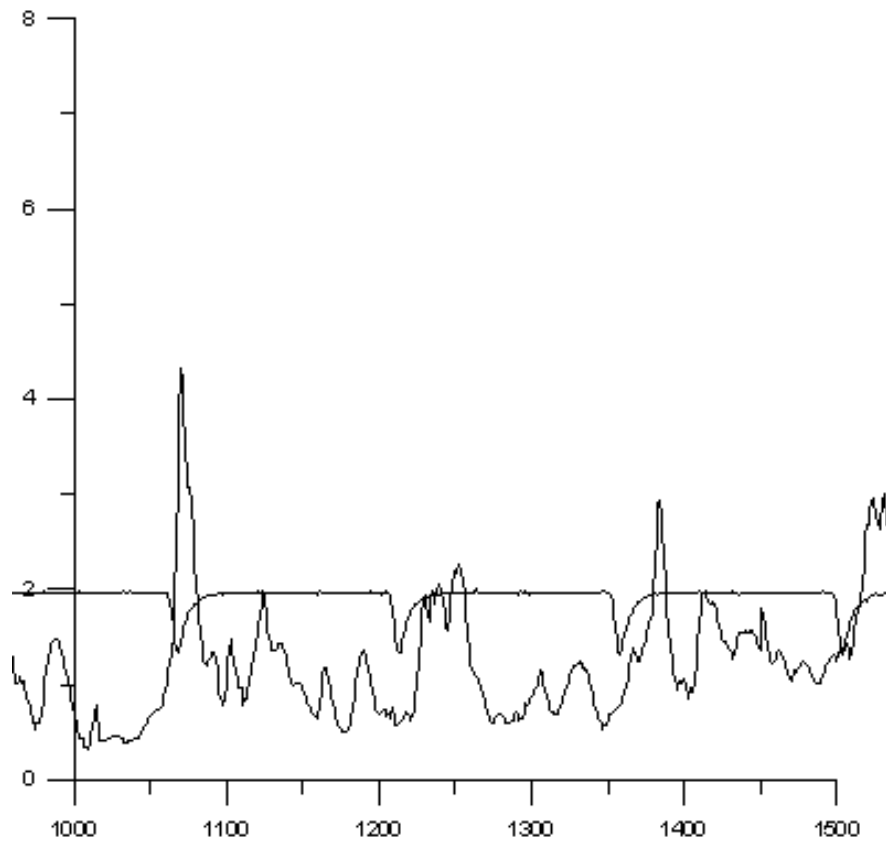
Διάγραμμα 6: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=6\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



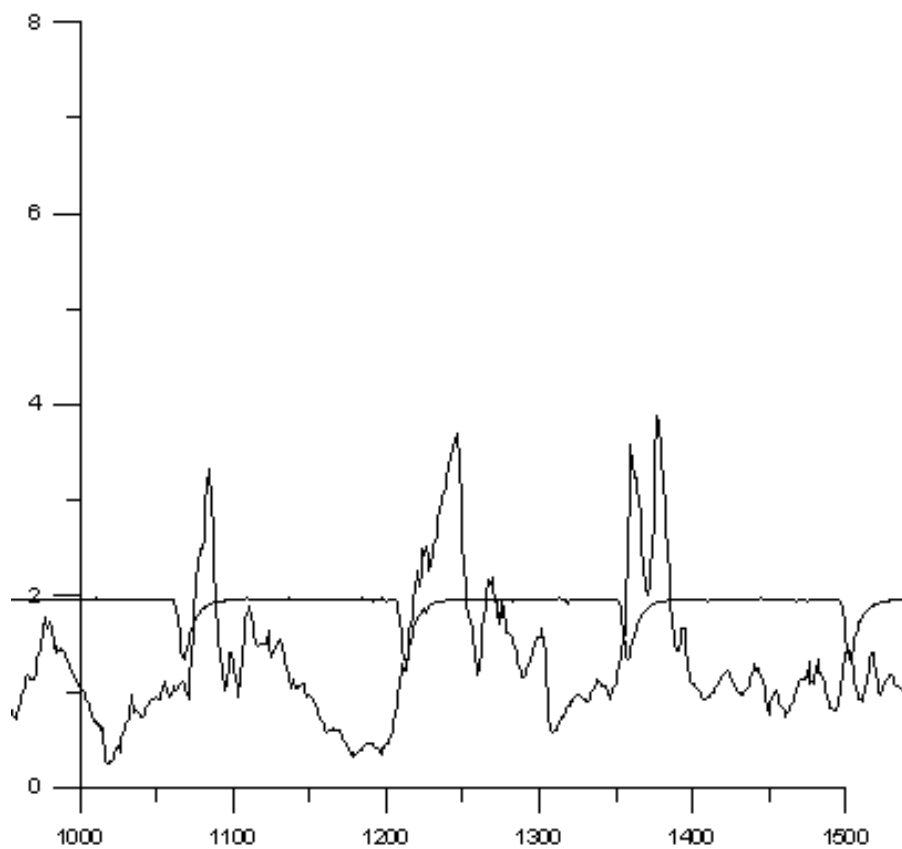
Διάγραμμα 7: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=8\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



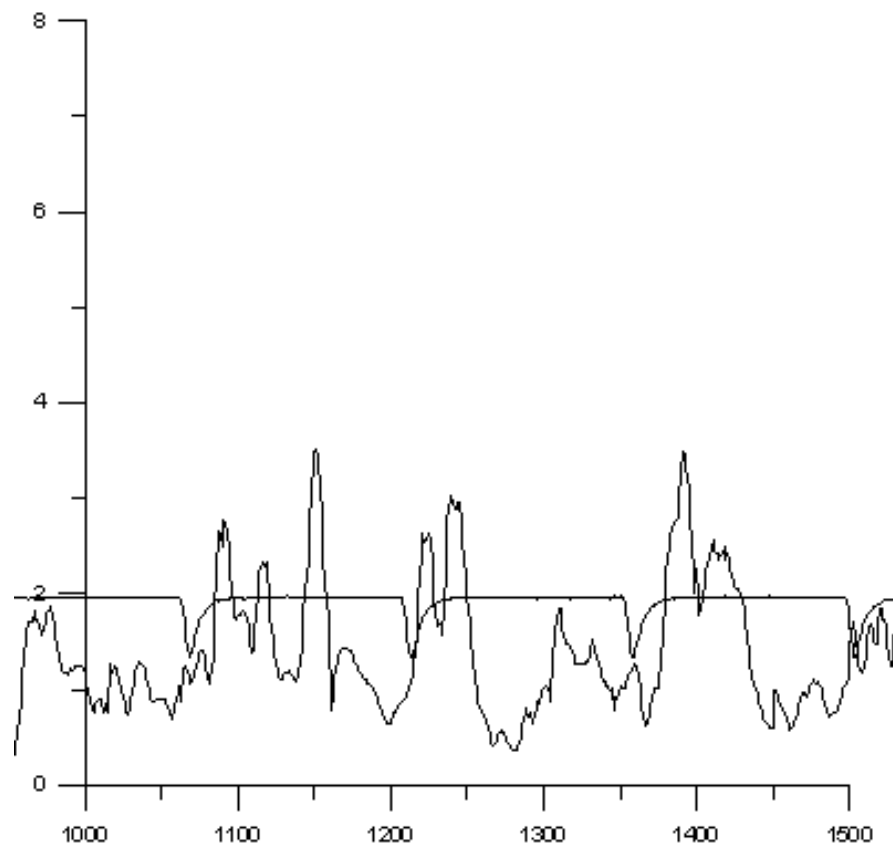
Διάγραμμα 8: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=10\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



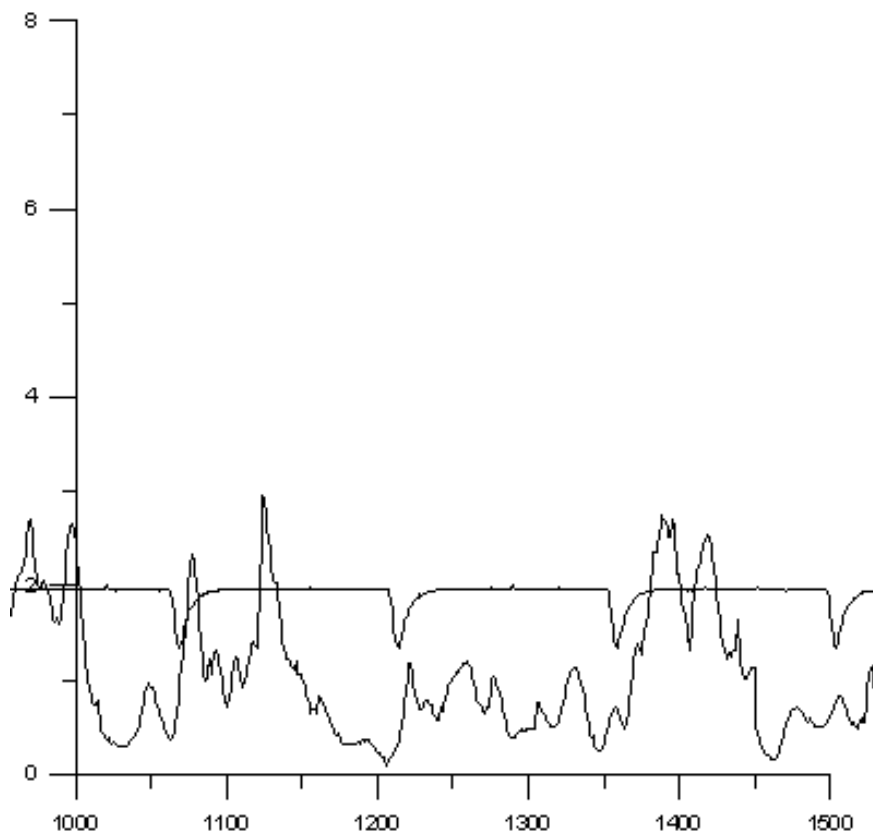
Διάγραμμα 9: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=12\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



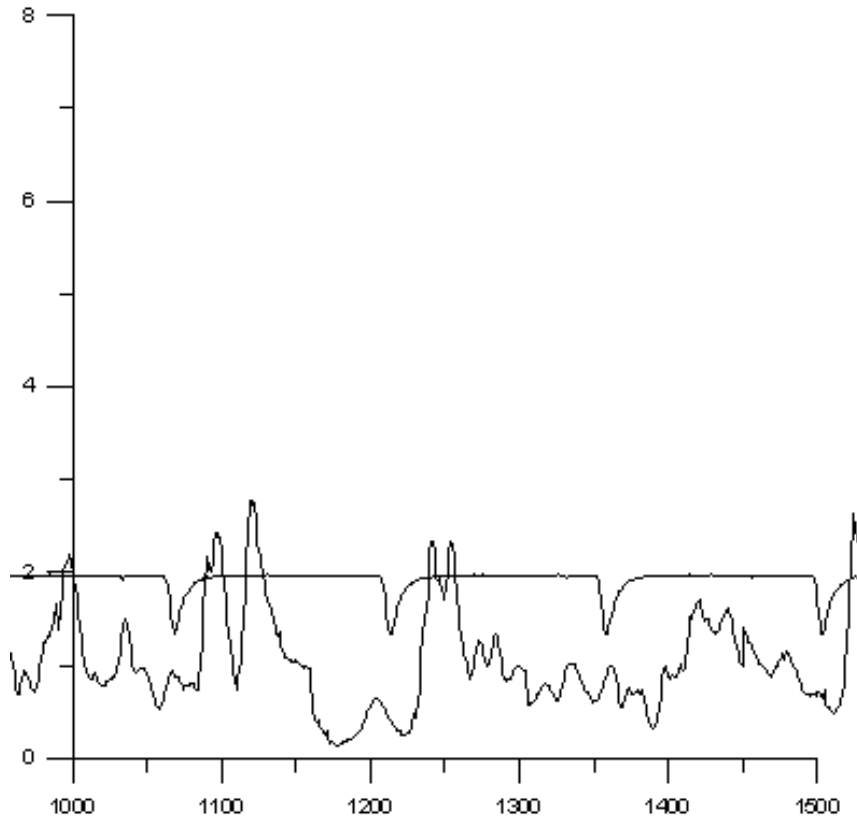
Διάγραμμα 10: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=14\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



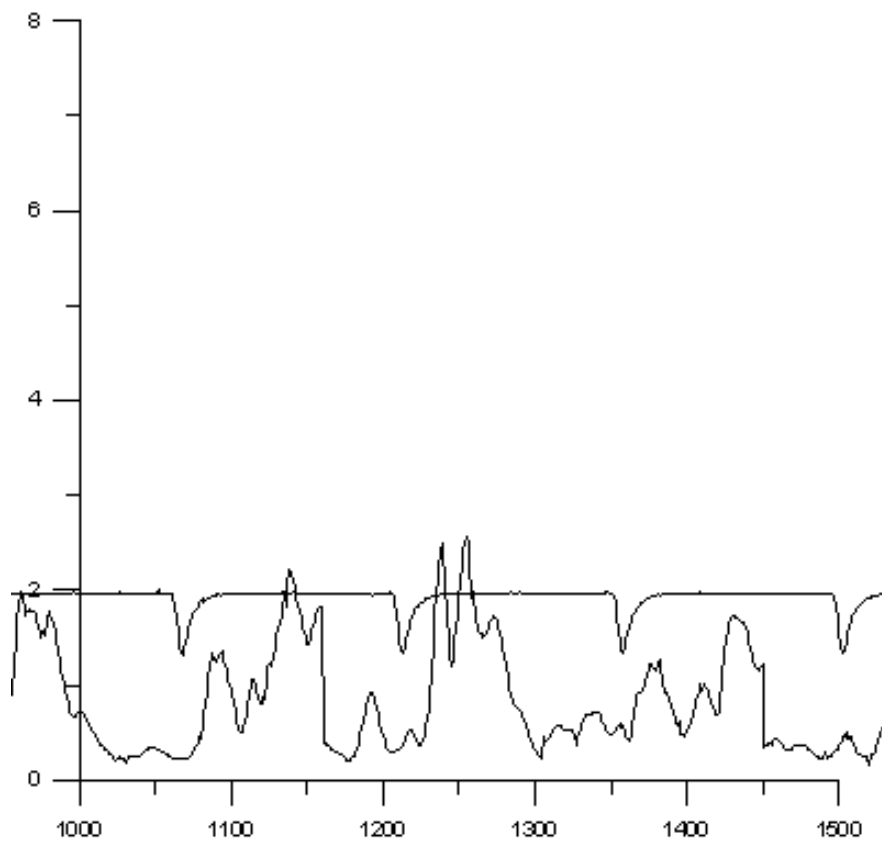
Διάγραμμα 11: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=16\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



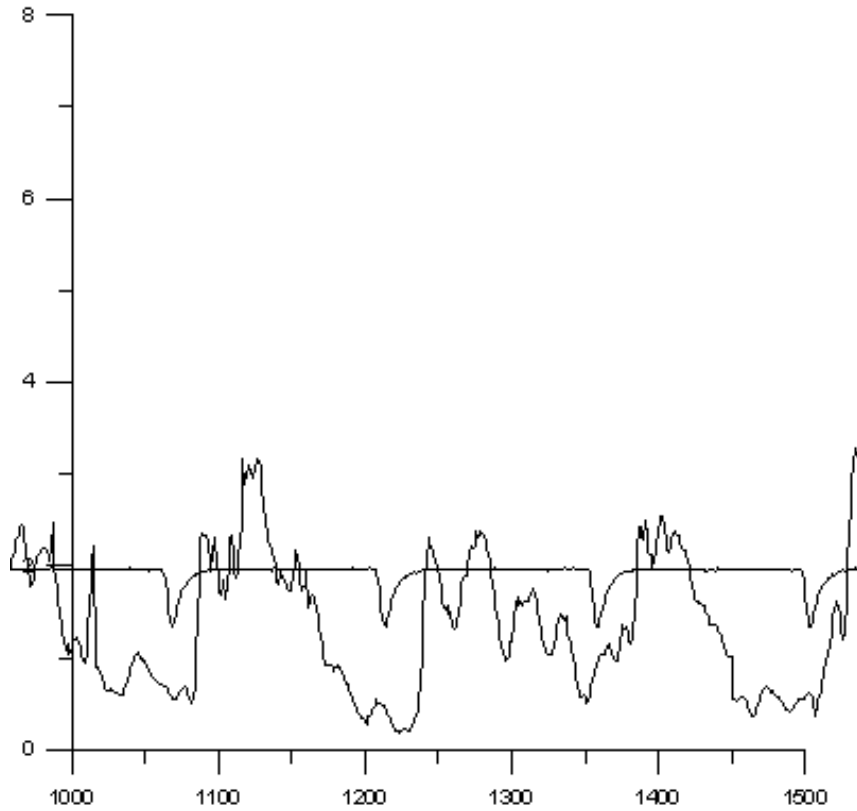
Διάγραμμα 12: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=18\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



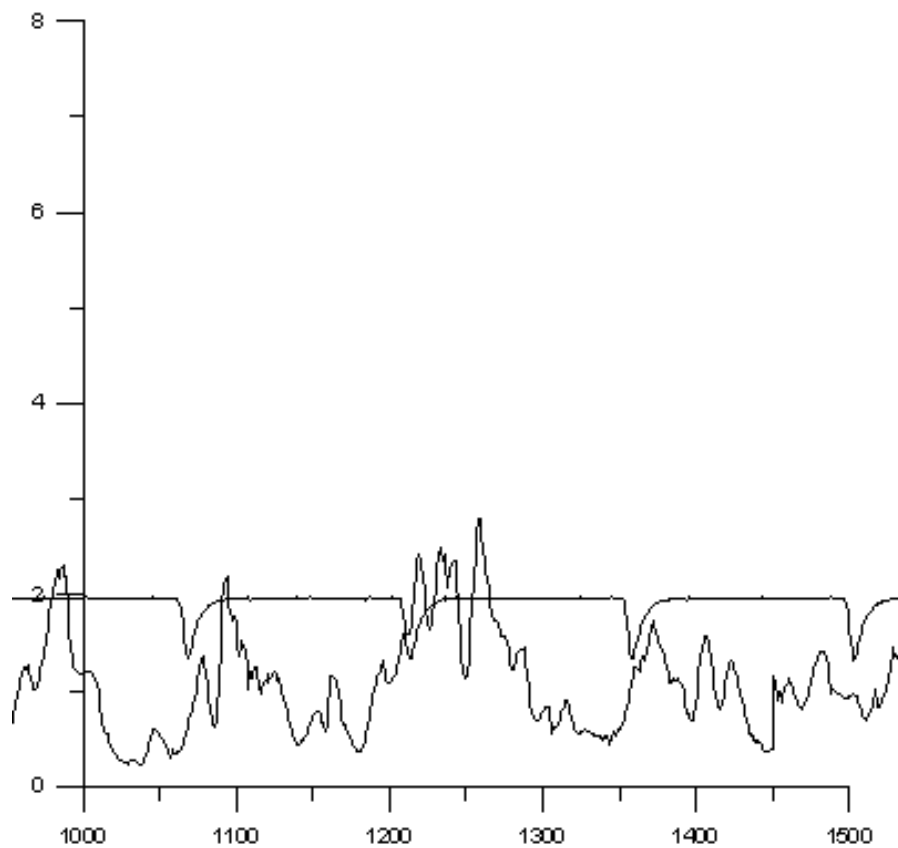
Διάγραμμα 13: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=20\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



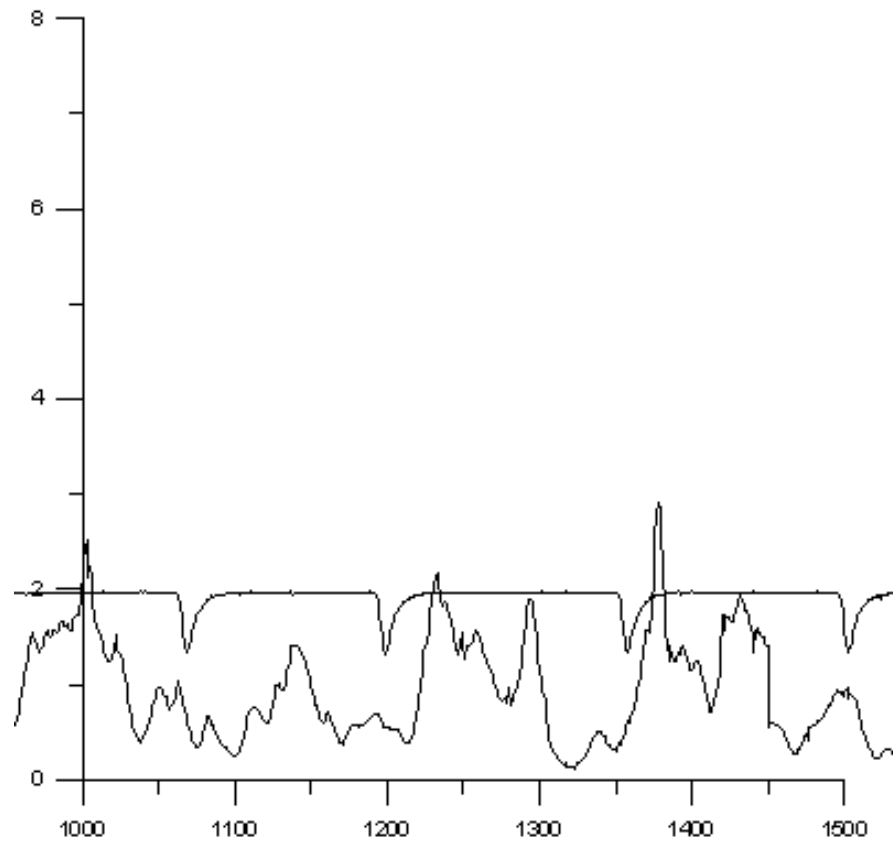
Διάγραμμα 14: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=21\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



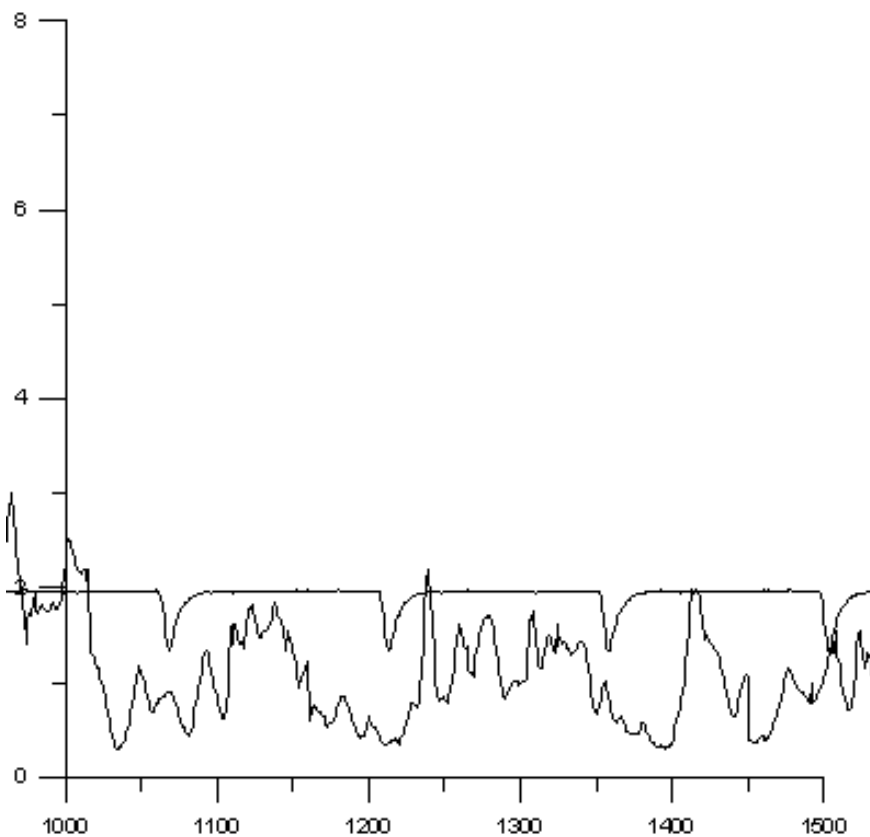
Διάγραμμα 15: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=22\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



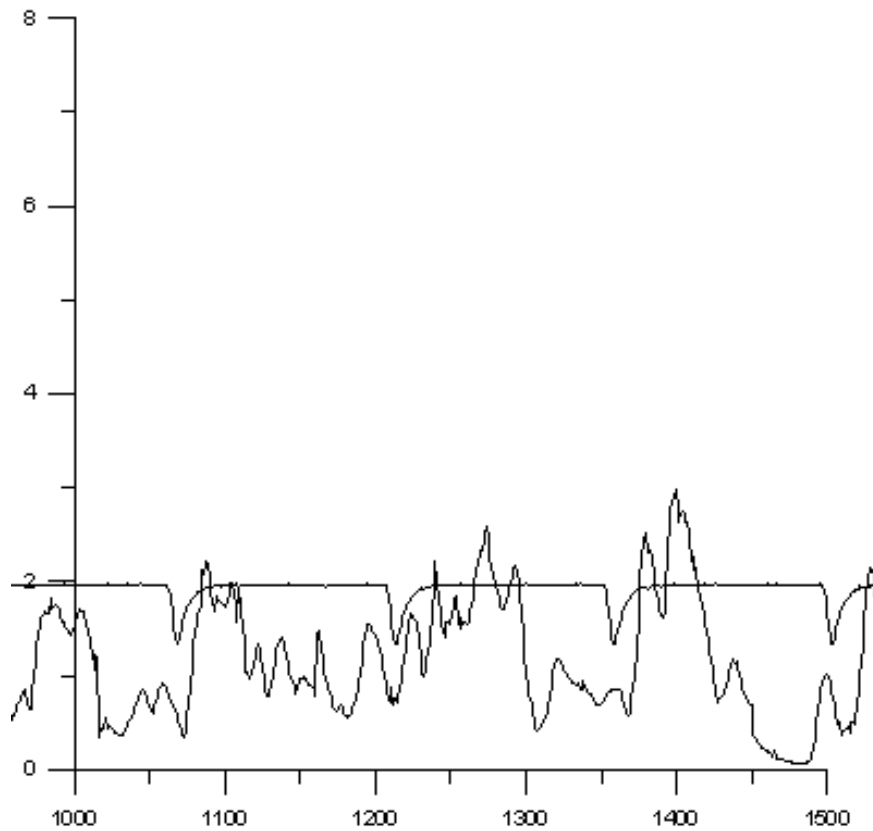
Διάγραμμα 16: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=23\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



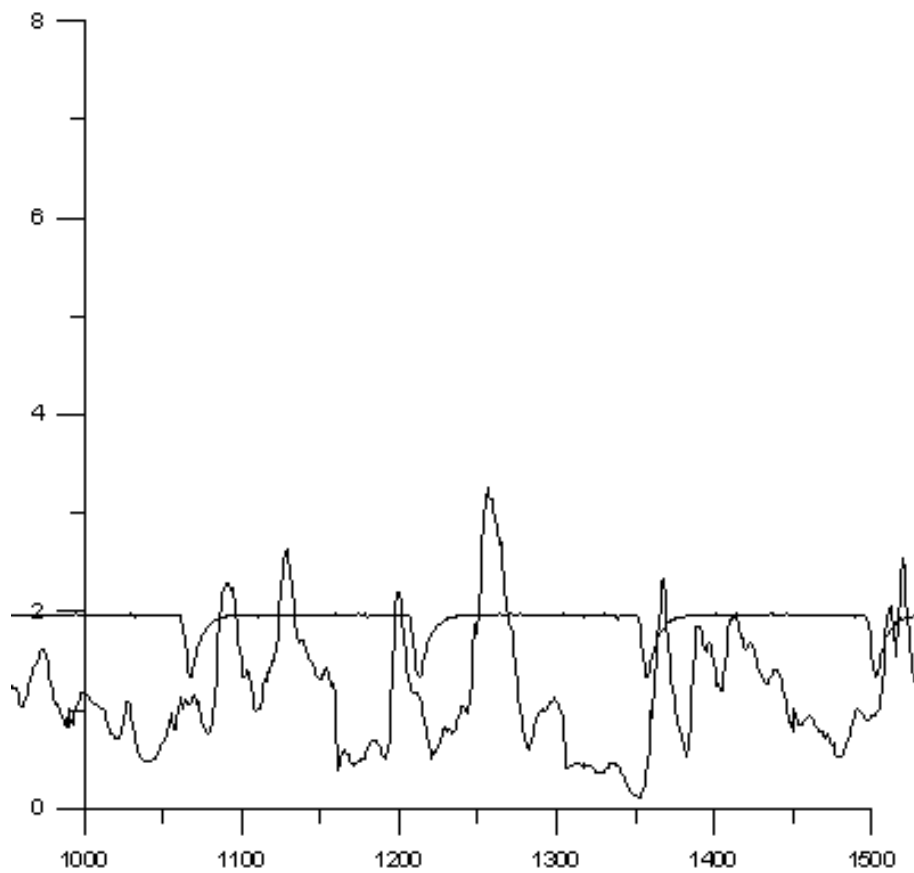
Διάγραμμα 17: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=24\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



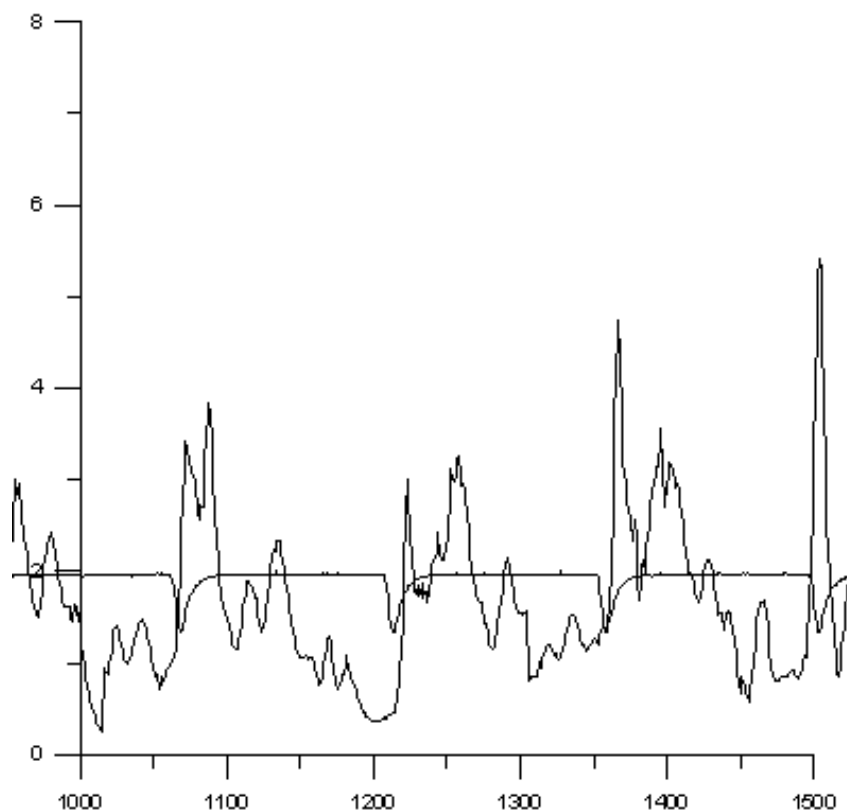
Διάγραμμα 18: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=25\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



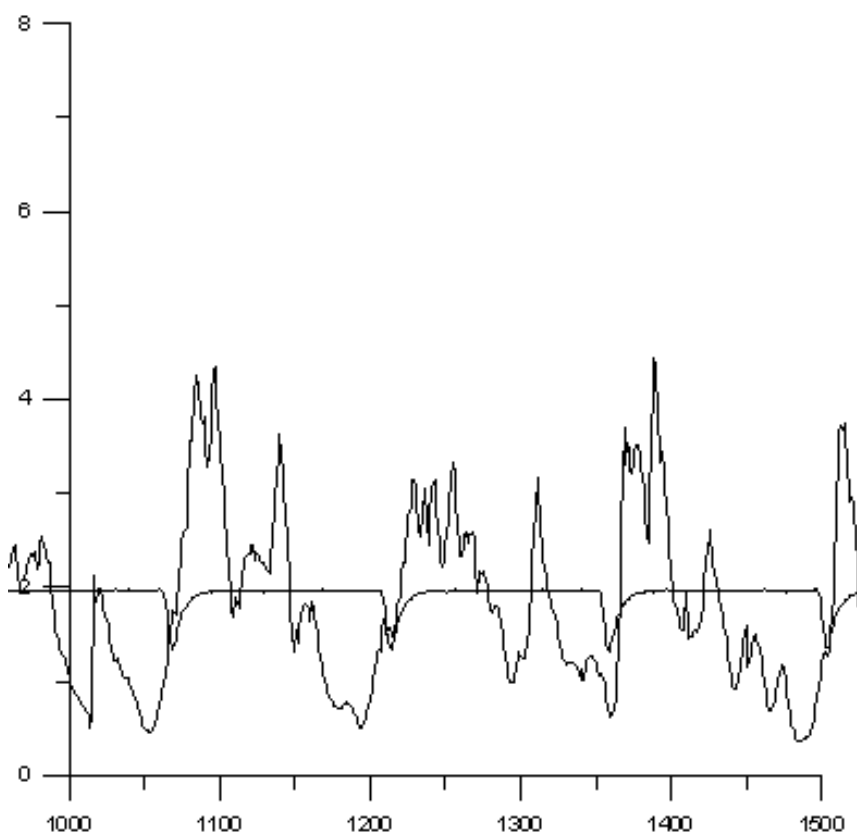
Διάγραμμα 19: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=26\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



Διάγραμμα 20: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=27\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



Διάγραμμα 21: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=28\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).



Διάγραμμα 22: Θέση στον διαμήκη άξονα $z=30\text{mm}$ (Θέση 3: $x=22\text{mm}$).

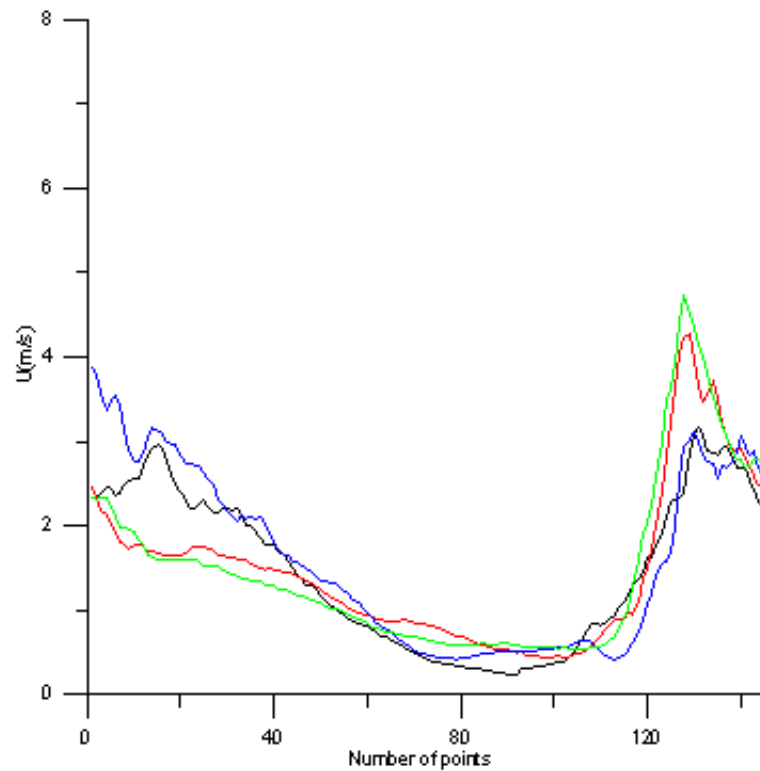
5.3.1 Μέσες καμπύλες ταχυτήτων της διαταραγμένης ροής (ροή από τη σήραγγα και δέσμες αέρα)

Όπως περιγράφηκε προηγουμένως στις δέσμες αέρα, σε αυτό το σημείο παρουσιάζουμε τις μέσες καμπύλες ταχύτητας, οι οποίες κατασκευάζονται με την βοήθεια του προγράμματος 4 που φαίνεται στο παράρτημα.

Όπως και πριν λαμβάνονται μέσες καμπύλες με μικρή ακρίβεια αλλά και καμπύλες με μεγαλύτερη ακρίβεια, μόνο που αυτή τη φορά παίρνουμε καμπύλες με 15 και 145 σημεία. Πιο κάτω θα παρουσιάσουμε τις καμπύλες με την μεγαλύτερη ακρίβεια.

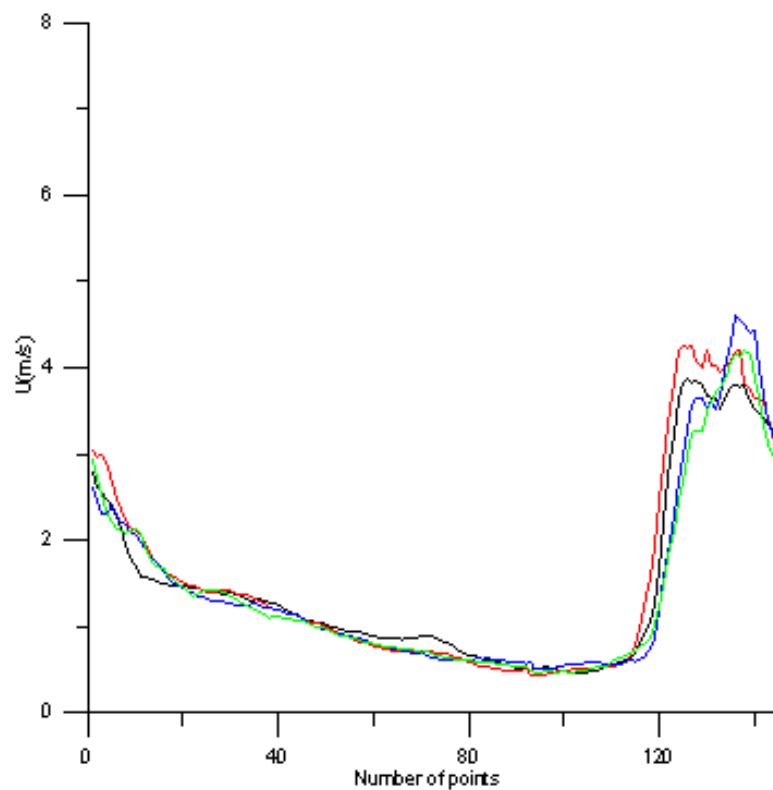
Θα παρουσιαστούν και πάλι τέσσερις καμπύλες σε κάθε διάγραμμα ώστε να φαίνεται πιο καθαρά η μεταβολή της ταχύτητας. Θυμίζουμε ότι όταν θέσαμε σε λειτουργία και τις δέσμες αέρα αλλά και τη σήραγγα πήραμε περισσότερες μετρήσεις ώστε να μπορούμε να εξάγουμε πιο σαφής παρατηρήσεις. Έτσι παίρναμε μετρήσεις κάθε 1mm στον διαμήκη άξονα z αντί κάθε 2mm όπως κάναμε όταν ήταν σε λειτουργία μόνο οι δέσμες αέρα.

Παρατηρώντας τα διαγράμματα συμπεραίνουμε ότι και τώρα που έχουμε και τις δέσμες αέρα και την ροή από την σήραγγα, έχουμε τις μέγιστες τιμές της ταχύτητας και πάλι στις θέσεις $z=2$ και 24mm, δηλαδή και πάλι στα σημεία που έχουμε τις οπές από τις οποίες εξέρχονται οι δέσμες αέρα. Έτσι για ακόμα μια φορά επιβεβαιώνεται ότι οι δυο οπές που συναντάμε στο εύρος των μετρήσεων μας απέχουν μεταξύ τους 22mm.



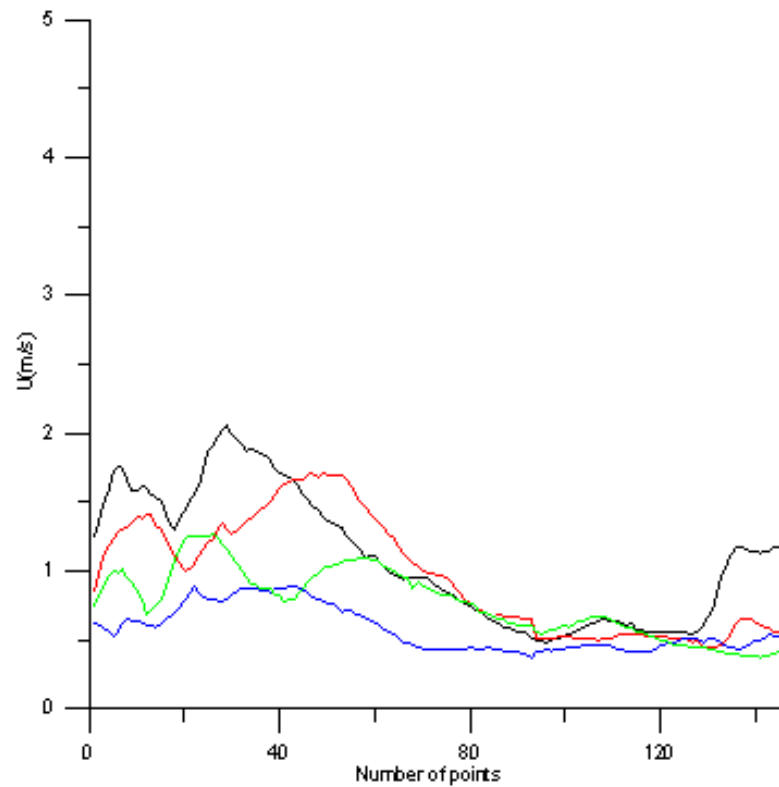
Διάγραμμα 3: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=8, 9, 10$ και 11 mm.

— z=8mm	— z=10mm
— z=9mm	— z=11mm



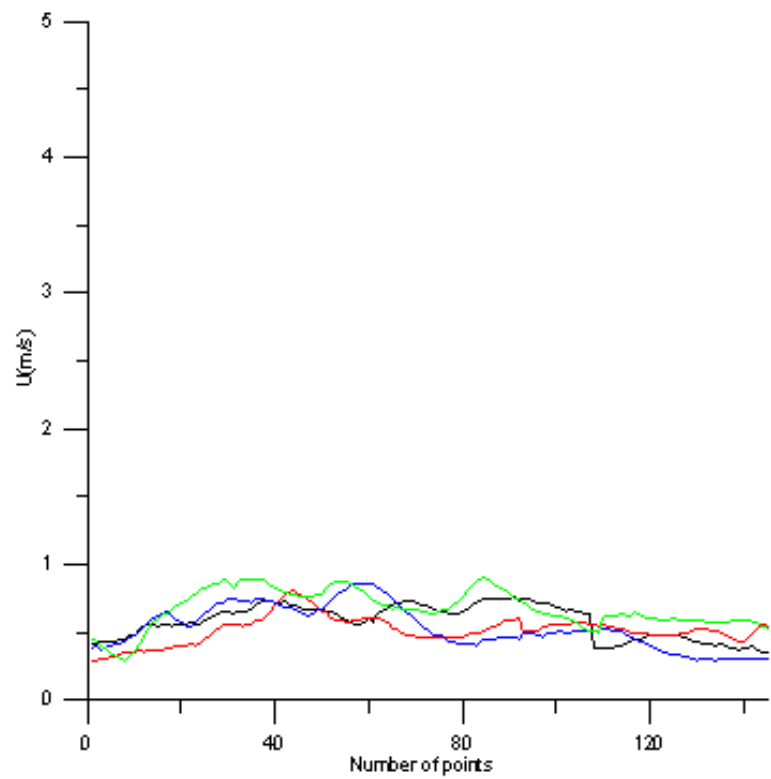
Διάγραμμα 4: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=12, 13, 14$ και 15 mm.

— z=12mm	— z=14mm
— z=13mm	— z=15mm



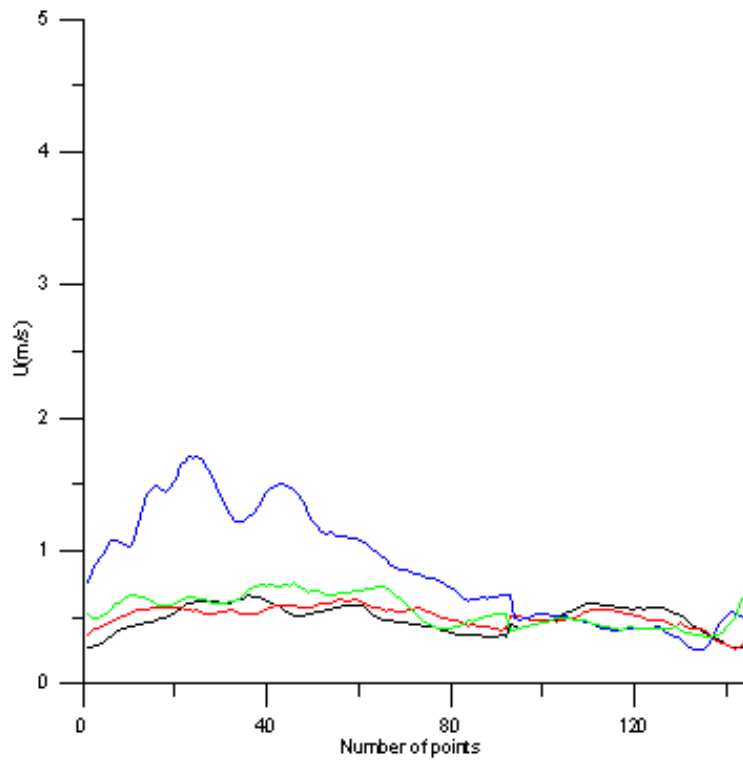
Διάγραμμα 3: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=8, 9, 10$ και 11 mm.

— z=8mm — z=10mm
 — z=9mm — z=11mm



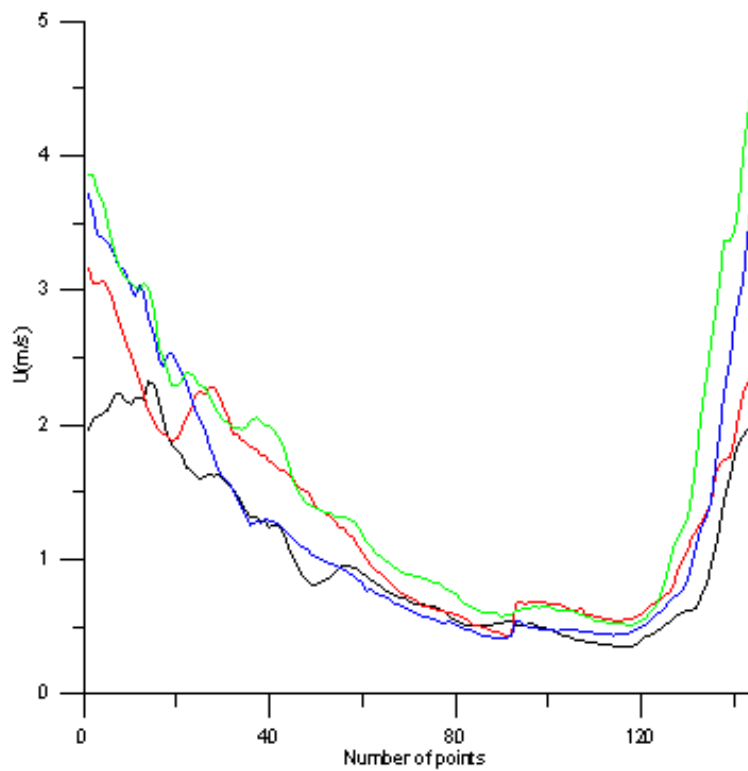
Διάγραμμα 4: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=12, 13, 14$ και 15 mm.

— z=12mm — z=14mm
 — z=13mm — z=15mm



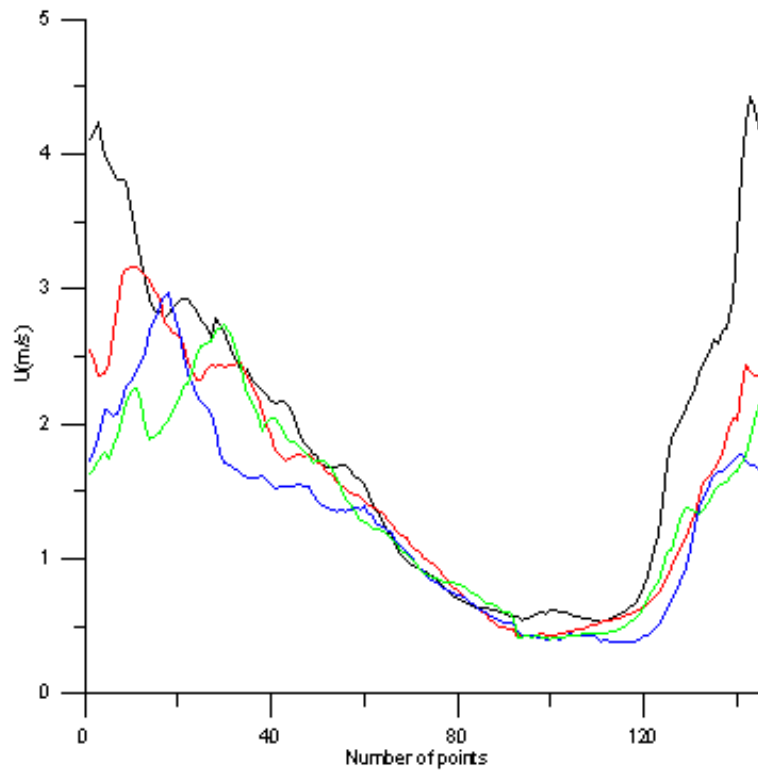
Διάγραμμα 5: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για z=16, 17, 18 και 19 mm.

— z=16mm — z=18mm
 — z=17mm — z=19mm



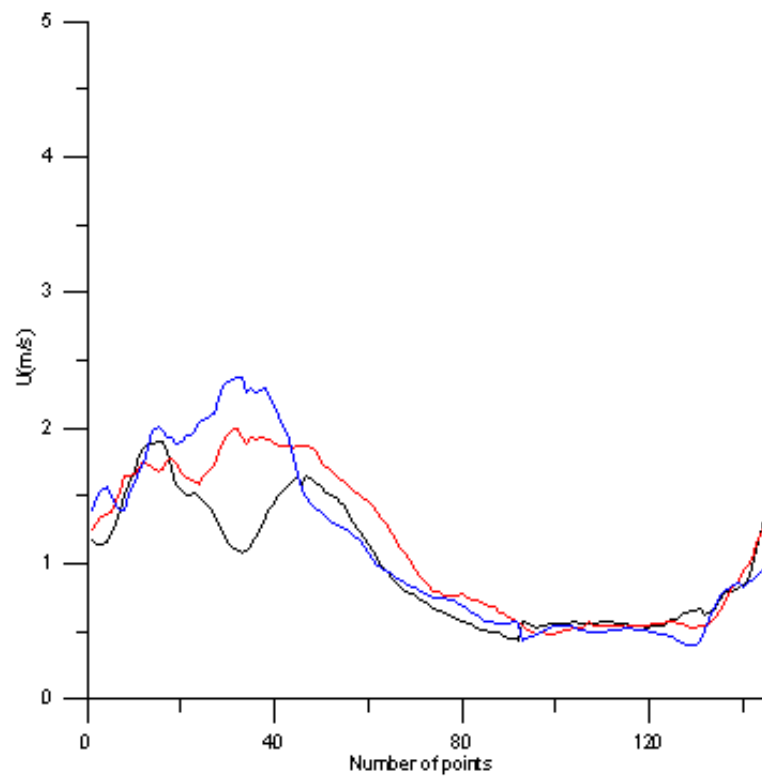
Διάγραμμα 6: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για z=20, 21, 22 και 23 mm.

— z=20mm — z=22mm
 — z=21mm — z=23mm



Διάγραμμα 7: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=24, 25, 26$ και 27 mm.

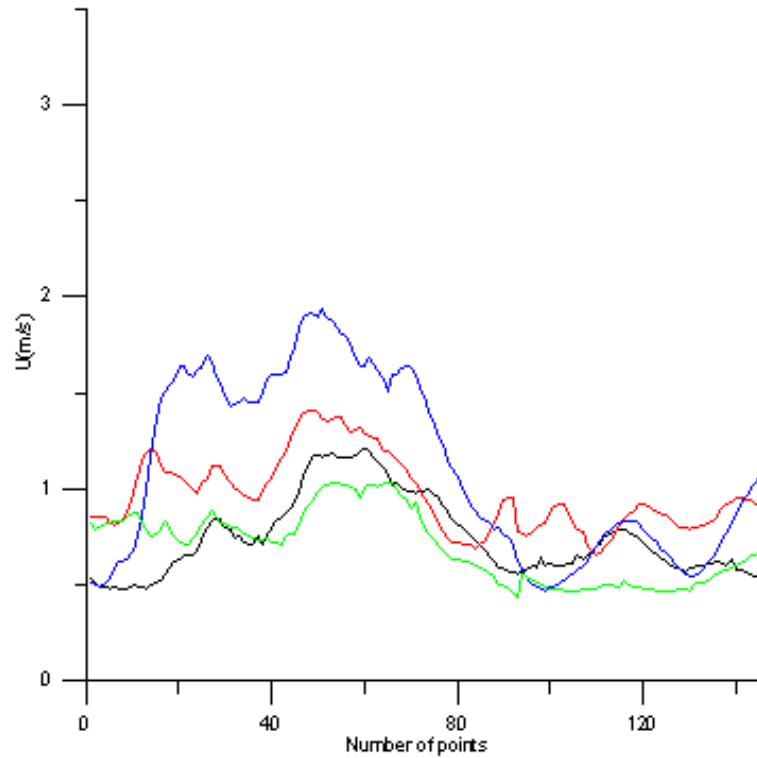
$z=24$ mm $z=26$ mm
 $z=25$ mm $z=27$ mm



Διάγραμμα 8: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=28, 29$ και 30 mm.

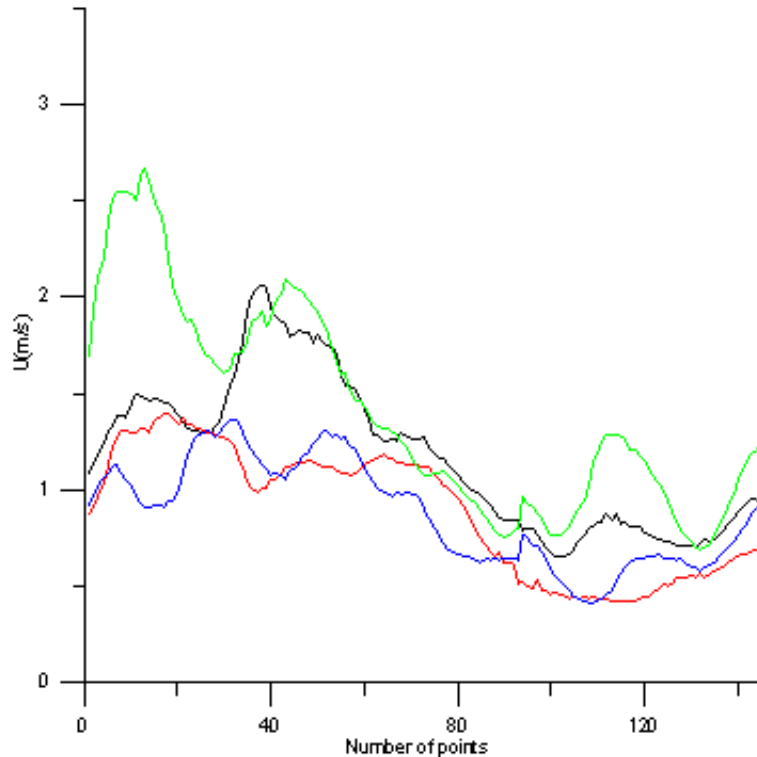
$z=28$ mm $z=30$ mm
 $z=29$ mm

3. **Θέση 3: $x = 22$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



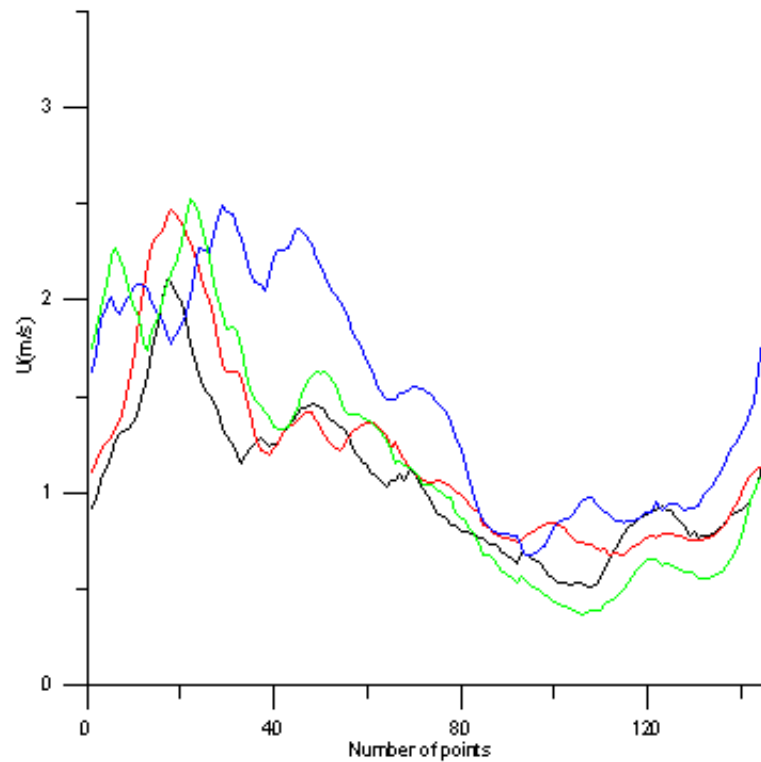
Διάγραμμα 1: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=0, 1, 2$ και 3 mm.

— $z=0$ mm — $z=2$ mm
— $z=1$ mm — $z=3$ mm



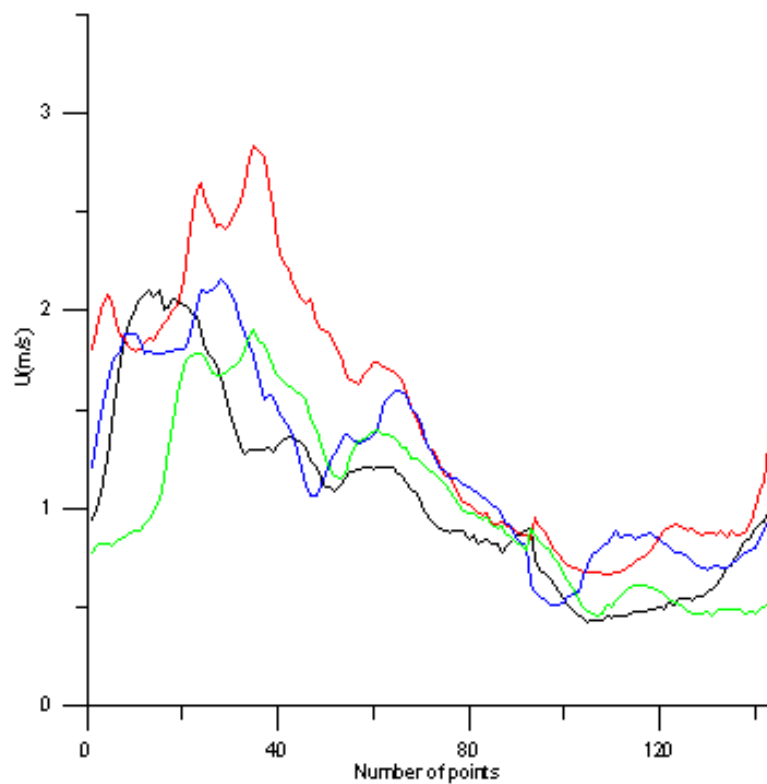
Διάγραμμα 2: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=4, 5, 6$ και 7 mm.

— $z=4$ mm — $z=6$ mm
— $z=5$ mm — $z=7$ mm



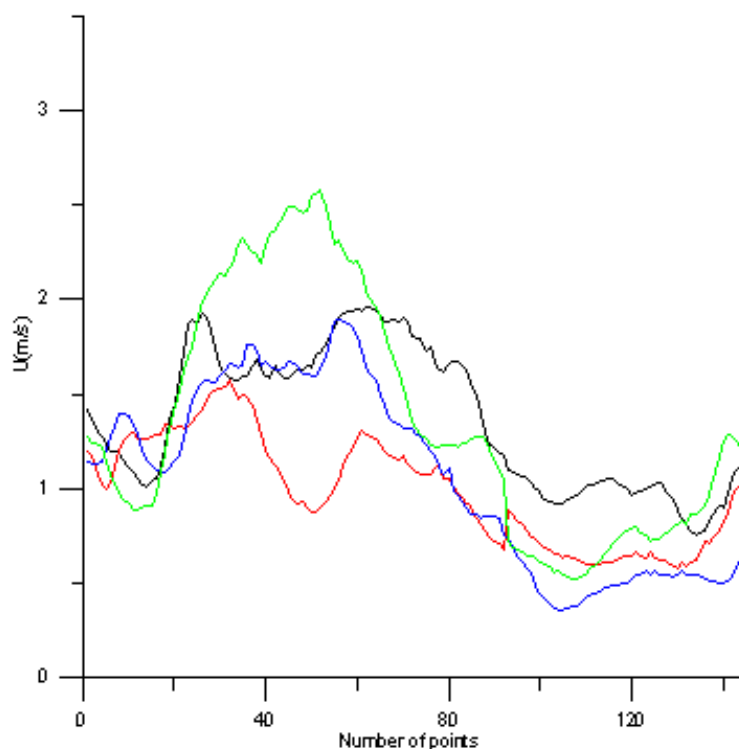
Διάγραμμα 3: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=8, 9, 10$ και 11 mm.

— $z=8\text{mm}$ — $z=10\text{mm}$
 — $z=9\text{mm}$ — $z=11\text{mm}$



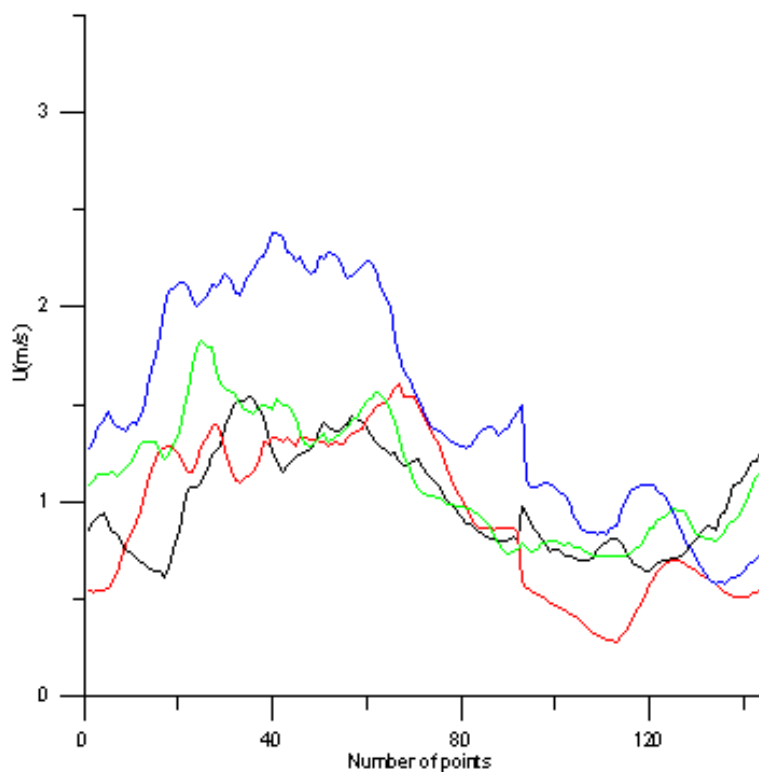
Διάγραμμα 4: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=12, 13, 14$ και 15 mm.

— $z=12\text{mm}$ — $z=14\text{mm}$
 — $z=13\text{mm}$ — $z=15\text{mm}$



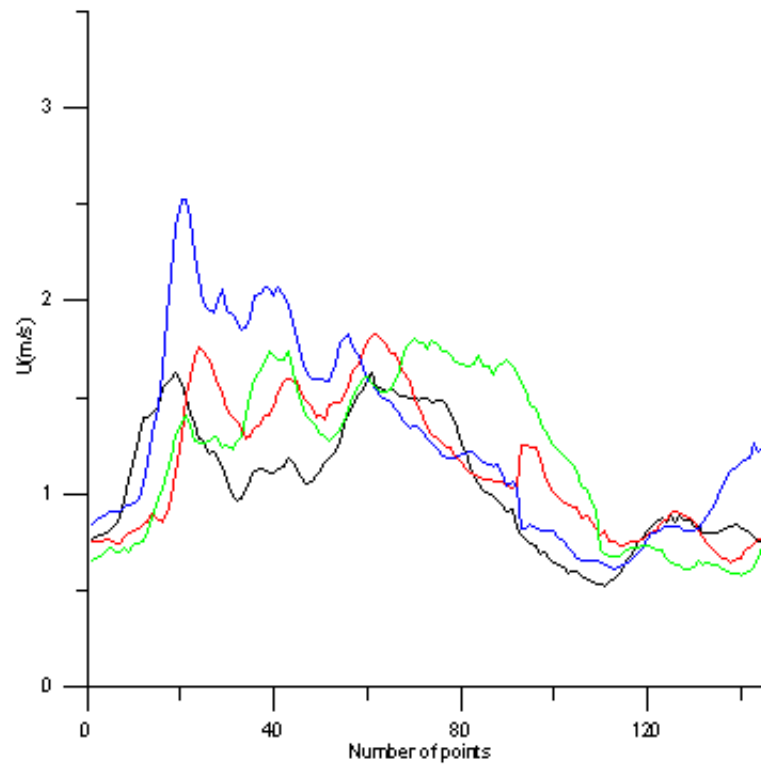
Διάγραμμα 5: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=16, 17, 18$ και 19 mm.

— $z=16$ mm — $z=18$ mm
— $z=17$ mm — $z=19$ mm



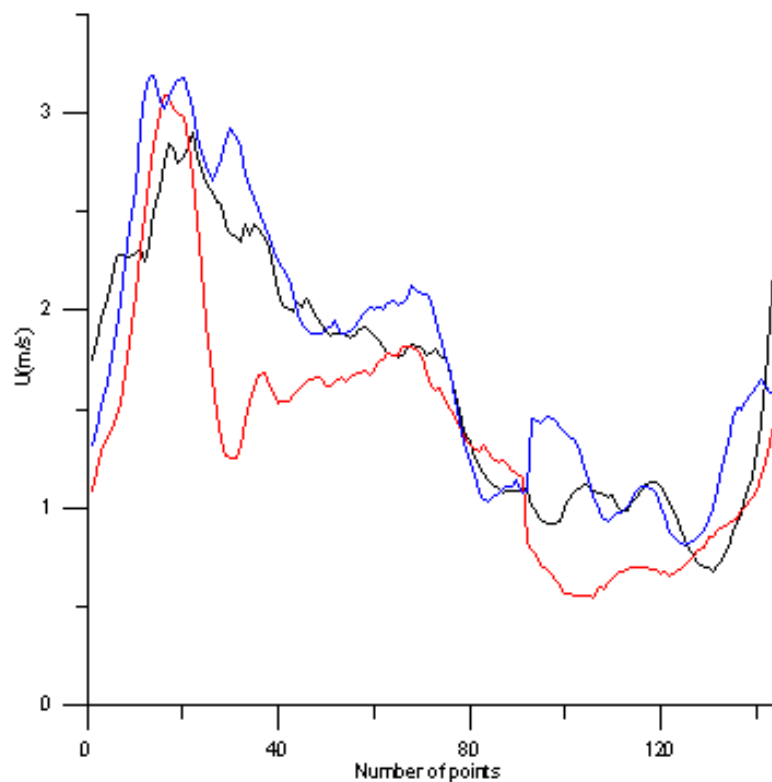
Διάγραμμα 6: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=20, 21, 22$ και 23 mm.

— $z=20$ mm — $z=22$ mm
— $z=21$ mm — $z=23$ mm



Διάγραμμα 7: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=24, 25, 26$ και 27 mm.

$z=24$ mm $z=26$ mm
 $z=25$ mm $z=27$ mm



Διάγραμμα 8: Μέσες καμπύλες ταχύτητας για $z=28, 29$ και 30 mm.

$z=28$ mm $z=30$ mm
 $z=29$ mm

5.3.2 Προφίλ ταχυτήτων της διαταραγμένης ροής (ροή από τη σήραγγα και δέσμες αέρα)

Πιο κάτω παρουσιάζονται τα προφίλ ταχυτήτων που λήφθηκαν όταν είναι σε λειτουργία τόσο η σήραγγα όσο και οι δέσμες αέρα, δηλαδή υπάρχει διαταραγμένη ροή. Όπως αναφέραμε και πιο πριν τα προφίλ ταχύτητας παρουσιάζουν το μέτωπο των ταχυτήτων σε κάθε θέση x (στον κάθετο άξονα ως προς το μοντέλο) για διάφορες χρονικές στιγμές.

Η κατασκευή αυτών των προφίλ έγινε με την βοήθεια του προγράμματος 5 στη fortran ο οποίος φαίνεται στο παράρτημα. Αυτός ο κώδικας παίρνει τις μέσες καμπύλες ταχυτήτων σε κάθε θέση, που παρουσιάστηκαν προηγουμένως, αλλά για λόγους ευκολίας και γρηγορότερων υπολογισμών χρησιμοποιούμε τις μέσες καμπύλες με ακρίβεια 15 σημείων αντί αυτών με ακρίβεια 145 σημείων. Δίνοντας κάθε φορά μια τιμή για τον χρόνο παίρνουμε ένα προφίλ για κάθε χρονική στιγμή (από $t=1$ ως 15).

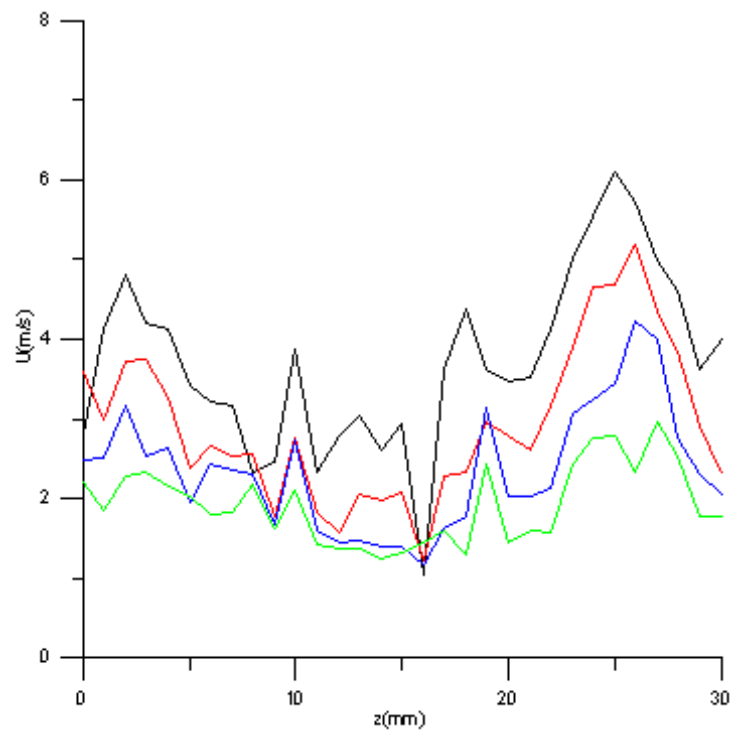
Έτσι βασικά ο κώδικας παίρνει κάθε φορά ένα συγκεκριμένο σημείο κάθε μέσης καμπύλης ταχύτητας και παρουσιάζει ένα προφίλ ταχύτητας. Άρα επειδή επιλέξαμε ακρίβεια 15 σημείων θα πάρουμε 15 προφίλ ταχύτητας για κάθε θέση x στον κάθετο άξονα του μοντέλου μας, δηλαδή θα πάρουμε ένα προφίλ για κάθε μια από τις 15 διαφορετικές χρονικές στιγμές.

Στα διαγράμματα των προφίλ ταχυτήτων έχουμε στον άξονα ψ τις ταχύτητες σε m/s και στον άξονα x τις θέσεις στον διαμήκη άξονα, δηλαδή τις θέσεις $z=0, 1, 2, 3, \dots, 30\text{mm}$. Έτσι τα προφίλ ταχυτήτων μας δίνουν μια γενική εσοπτεία των ταχυτήτων της ροής στον χώρο.

Στα προφίλ φαίνεται η επίδραση των δεσμών αέρα στην αδιατάραχη ροή. Θυμίζουμε ότι οι δυο οπές που παράγουν δέσμες αέρα βρίσκονται στις θέσεις $z=2$ και 24mm . Σε αυτές τις θέσεις είναι εμφανές ότι έχουμε μεγαλύτερες ταχύτητες από τις άλλες θέσεις αλλά όπως παρατηρείται επηρεάζονται εμφανώς και οι γειτονικές θέσεις (που βρίσκονται κοντά στις οπές) στην διαταραγμένη ροή. Δηλαδή αυτές οι θέσεις έχουν μεγαλύτερη ταχύτητα από ότι είχαν προηγουμένως στην αδιατάραχη ροή (χωρίς δέσμες αέρα). Αυτό αποδुकνει κατά κάποιο τρόπο ότι οι δέσμες αέρα προκαλούν επιτάχυνση της ροής της σήραγγας και έτσι συντελούν στην γρηγορότερη επανακόλληση της ροής.

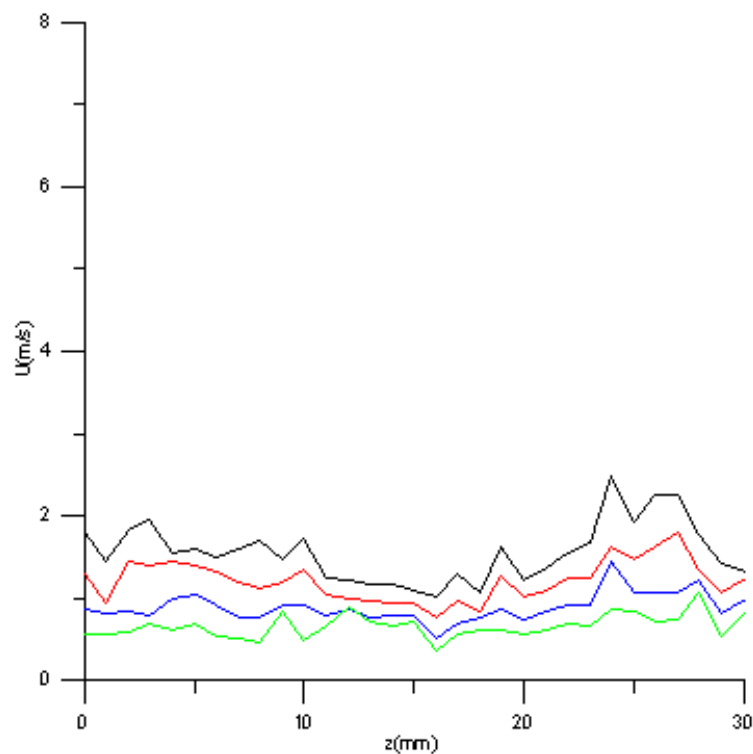
Επίσης, όπως είναι αναμενόμενο, κοντά στις οπές που παράγουν τις δέσμες αέρα έχουμε ροή με μεγαλύτερες ταχύτητες σε σχέση με τις θέσεις που βρίσκονται πιο μακριά από τις οπές.

1. **Θέση 1: $x = 2$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)**



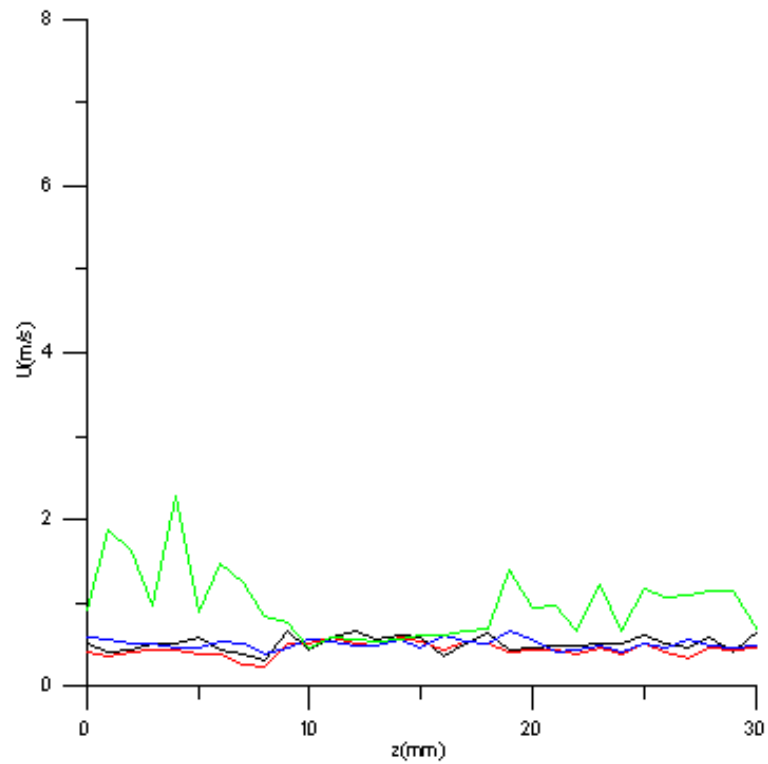
Διάγραμμα 1: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 1, 2, 3, 4$.

— $t=1$ — $t=3$
— $t=2$ — $t=4$



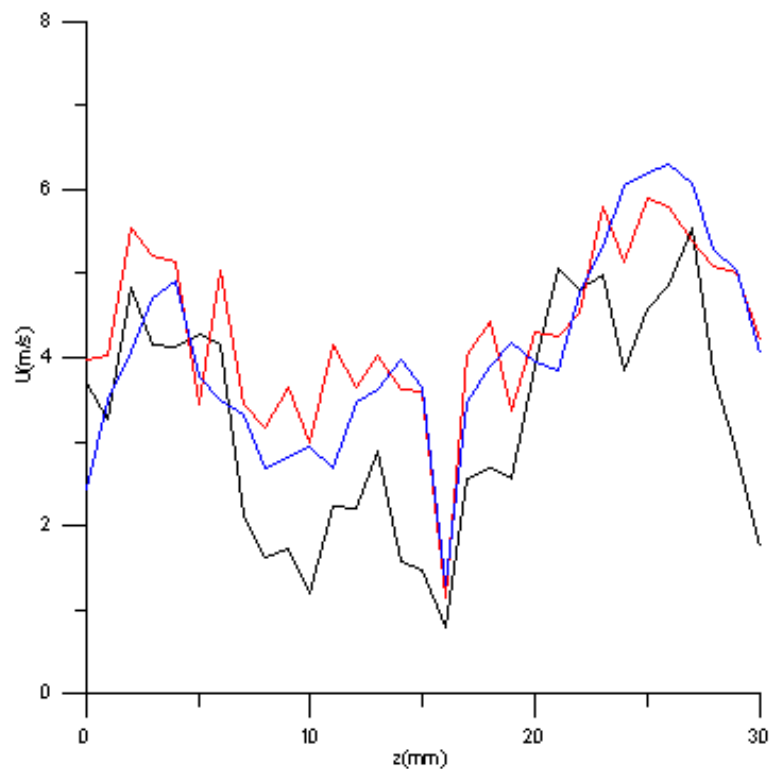
Διάγραμμα 2: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 5, 6, 7, 8$.

— $t=5$ — $t=7$
— $t=6$ — $t=8$



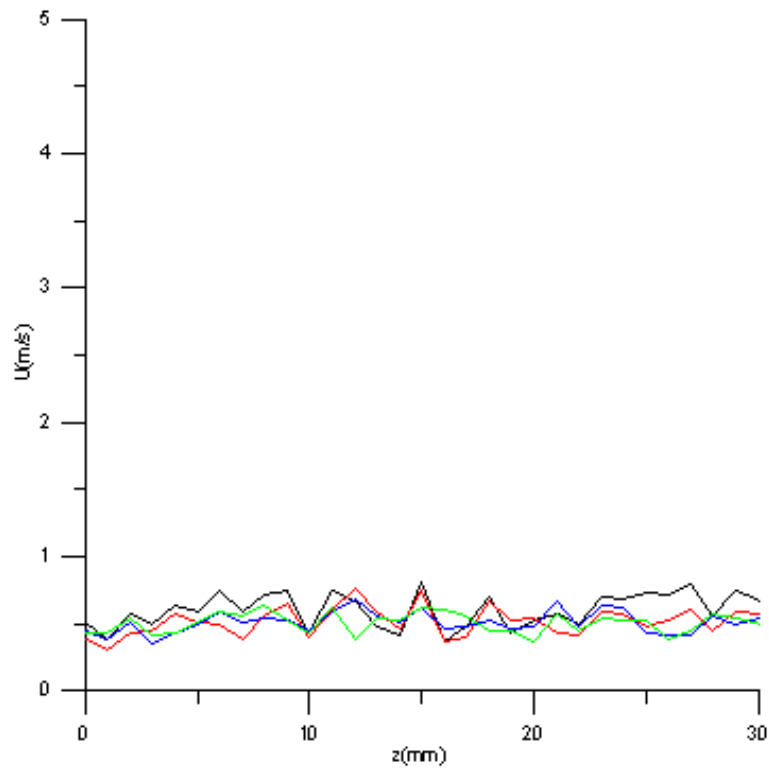
Διάγραμμα 3: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 9, 10, 11, 12$.

$t=9$
 $t=11$
 $t=10$
 $t=12$



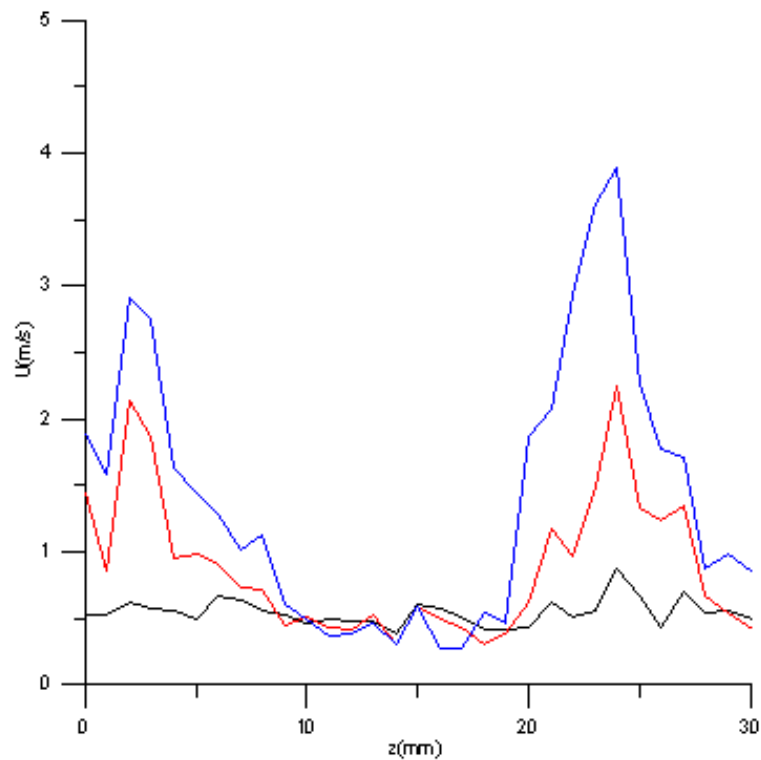
Διάγραμμα 4: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 13, 14, 15$.

$t=13$
 $t=15$
 $t=14$



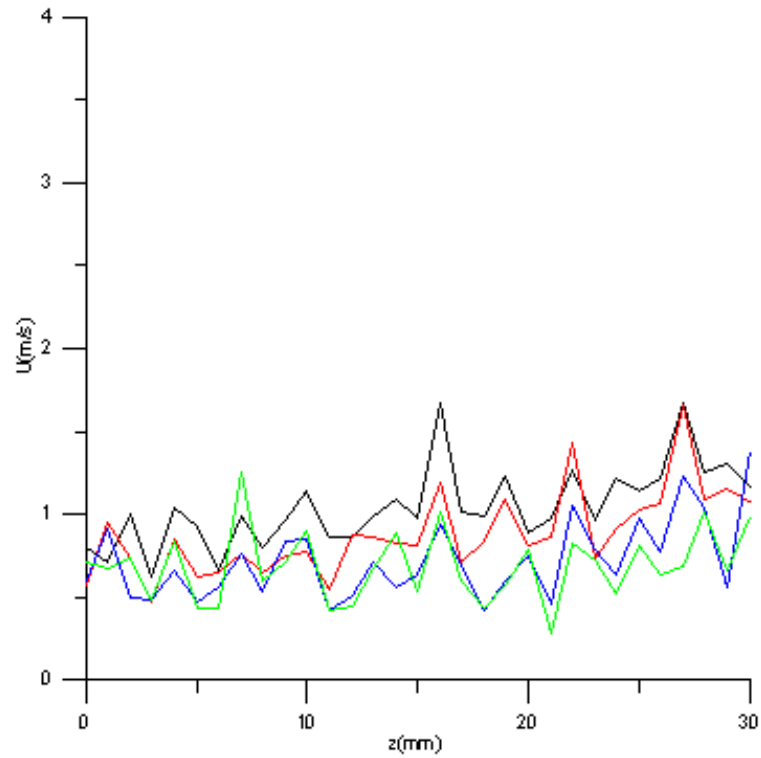
Διάγραμμα 3: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 9, 10, 11, 12$.

— $t=9$ — $t=11$
 — $t=10$ — $t=12$



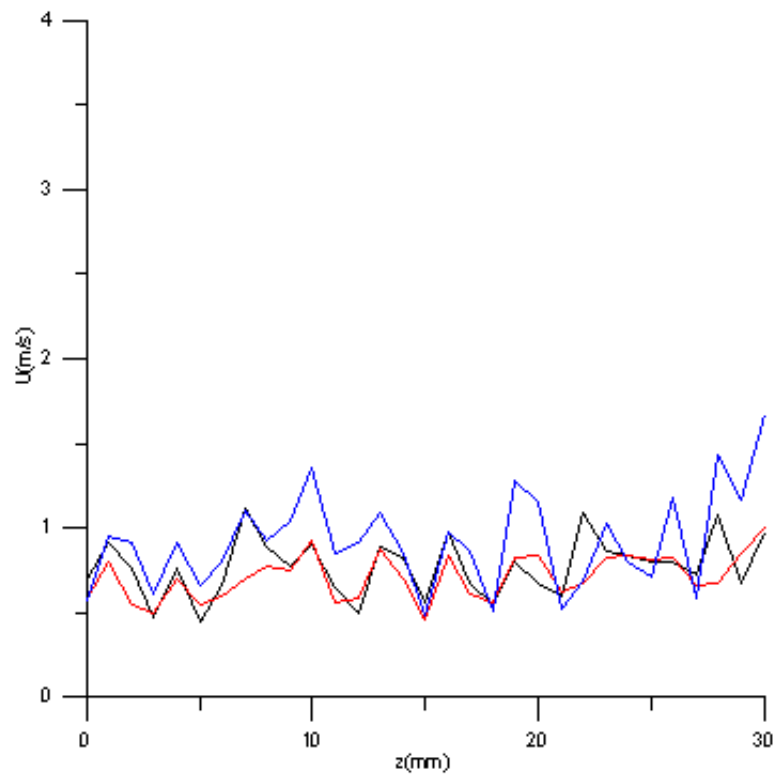
Διάγραμμα 4: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 13, 14, 15$.

— $t=13$ — $t=15$
 — $t=14$



Διάγραμμα 3: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 9, 10, 11, 12$.

$t=9$
 $t=11$
 $t=10$
 $t=12$



Διάγραμμα 4: Προφίλ ταχυτήτων για τις χρονικές στιγμές $t = 13, 14, 15$.

$t=13$
 $t=15$
 $t=14$

5.4 Ανάλυση Fourier

Η ανάλυση Fourier μιας διακριτής ή συνεχούς περιοδικής συνάρτησης μας δίνει την δυνατότητα να αποκτήσουμε σημαντικές πληροφορίες για τα πιο κάτω:

- Τις συχνότητες που εμπεριέχονται στο σήμα (συνεχές ή διακριτό φάσμα συχνοτήτων).
- Την κατανομή της ενέργειας του σήματος στο φάσμα συχνοτήτων.
- Την αλληλοσυσχέτιση των διαφόρων συχνοτήτων (φασικές διαφορές).

Για να πραγματοποιήσουμε την ανάλυση Fourier χρησιμοποιήσαμε το πρόγραμμα 6 στην Matlab που φαίνεται στο παράρτημα. Αυτό παίρνει τις τιμές των ταχυτήτων που υπάρχουν σε κάθε αρχείο κάθε θέσης και χρησιμοποιώντας μια υπορουτίνα που υπάρχει στην Matlab υπολογίζει τις τιμές της ενέργειας. Αυτές τις τιμές τις αποθηκεύουμε σε μορφή `dat` και με την χρήση του Grapher κατασκευάζουμε τα αντίστοιχα διαγράμματα σε κάθε θέση.

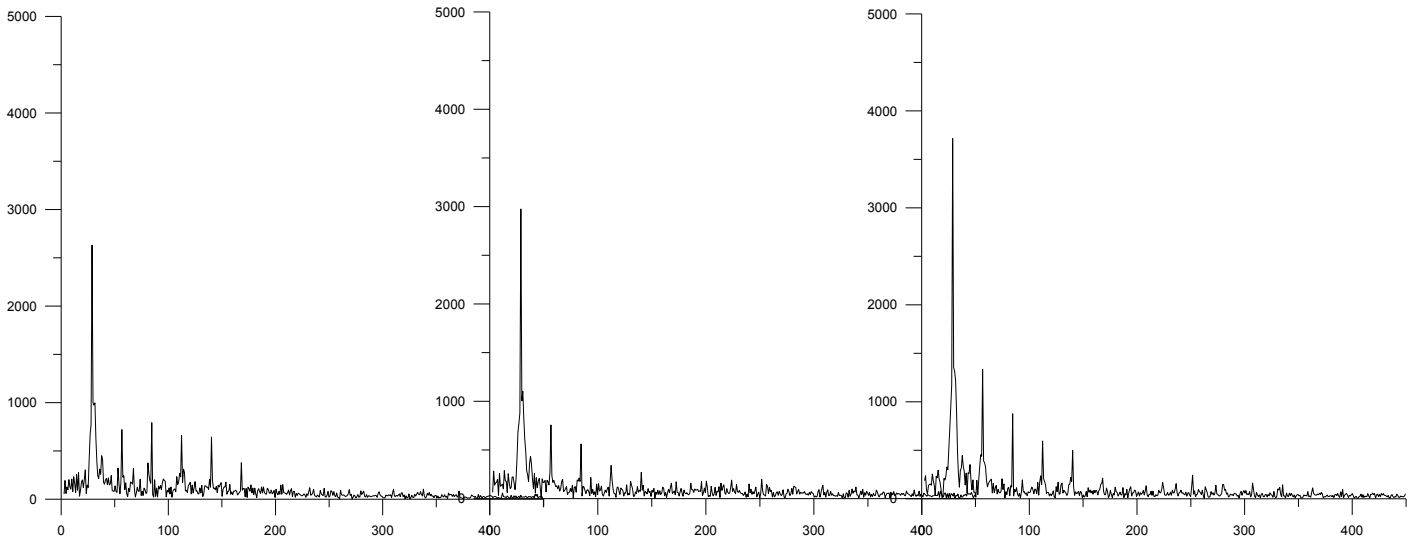
Αυτά τα διαγράμματα παρουσιάζονται πιο κάτω και δείχνουν την κατανομή της ενέργειας στο δικό μας πείραμα που διεξάγαμε με το θερμό νήμα. Αν τα παρατηρήσει κανείς προσεκτικά μπορεί να συμπεράνει ότι οι κορυφές της ενέργειας, δηλαδή τα μέγιστα ποσά ενέργειας, βρίσκονται στην συχνότητα των 33Hz και στα ακέραια πολλαπλάσιά της, όπου 33Hz είναι η συχνότητα των δεσμών αέρα που παράγονται από τον παλλόμενο συμπιεστή.

Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

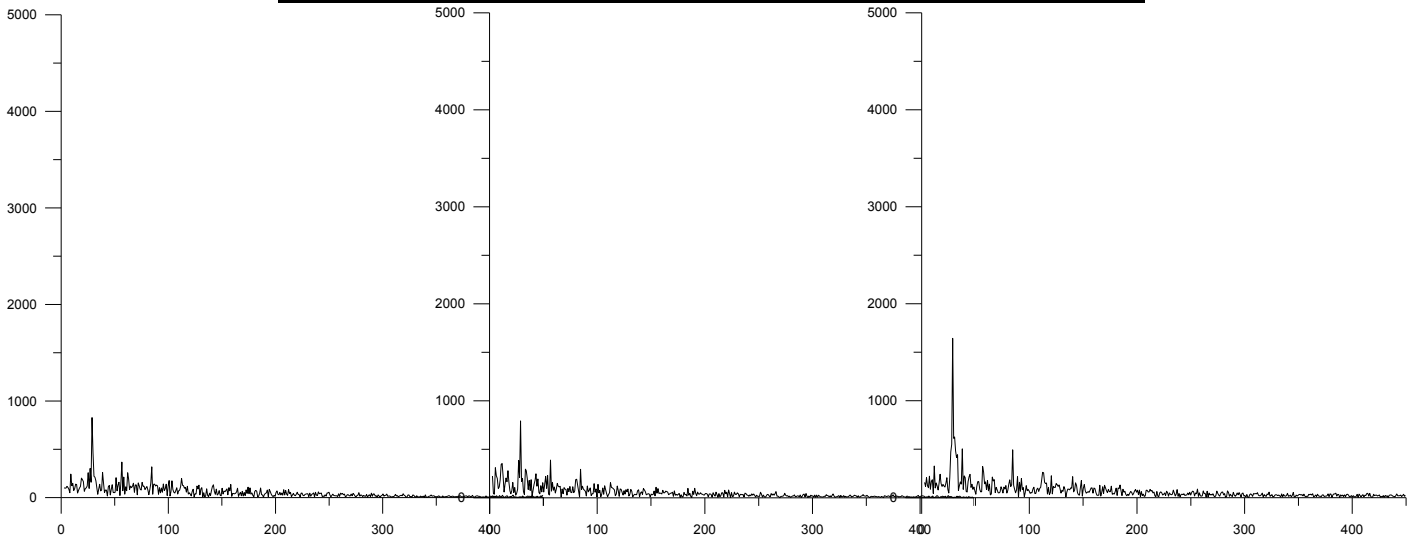
$z=0\text{mm}$

$z=1\text{mm}$

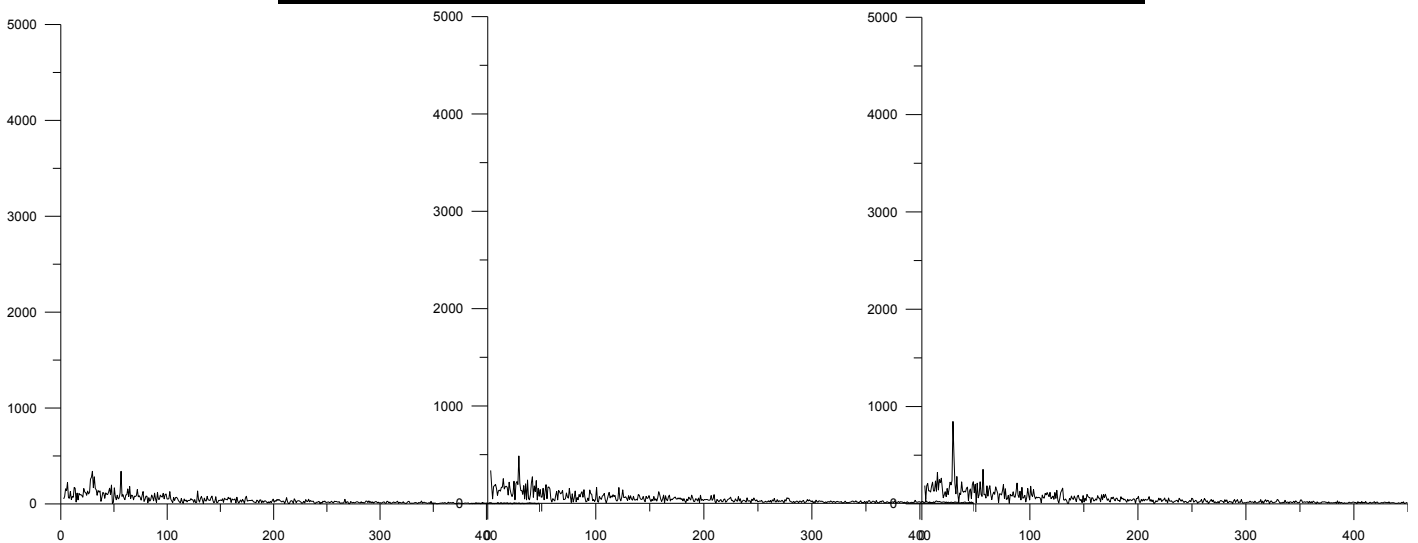
$z=2\text{mm}$



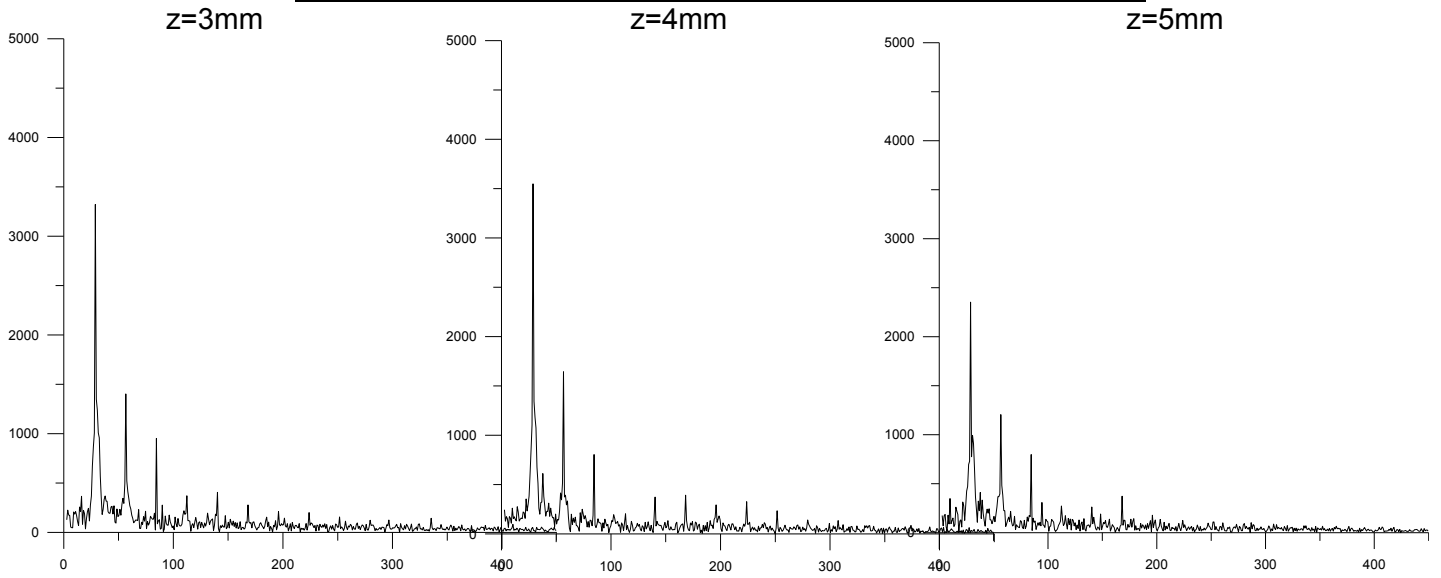
Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



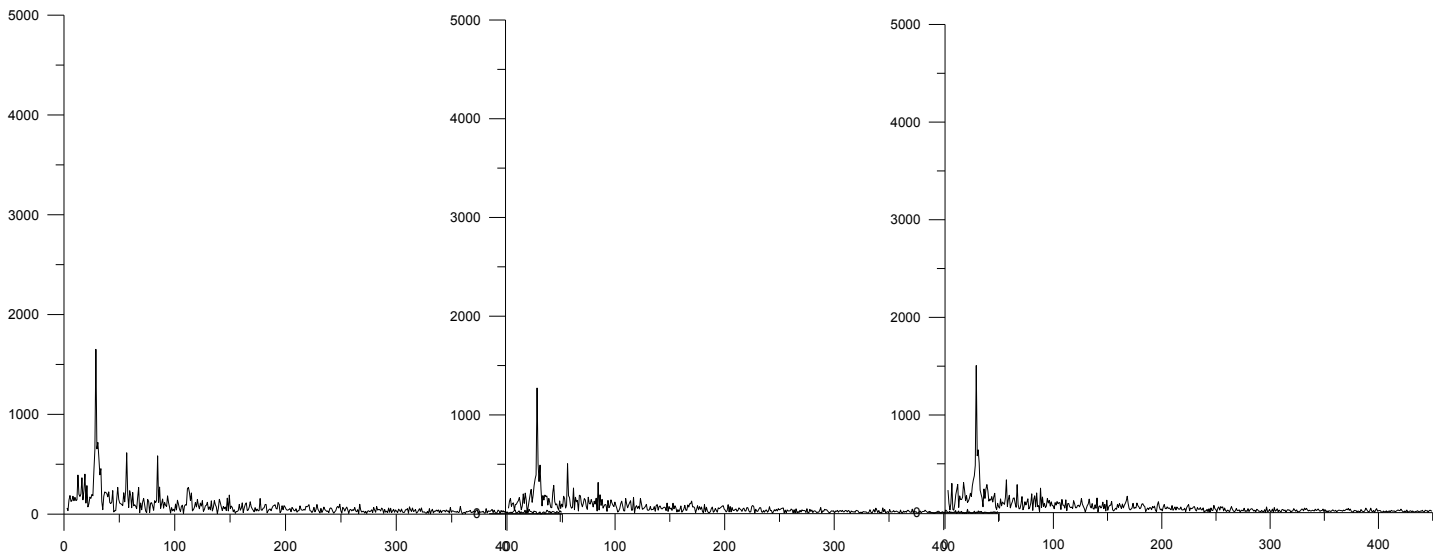
Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



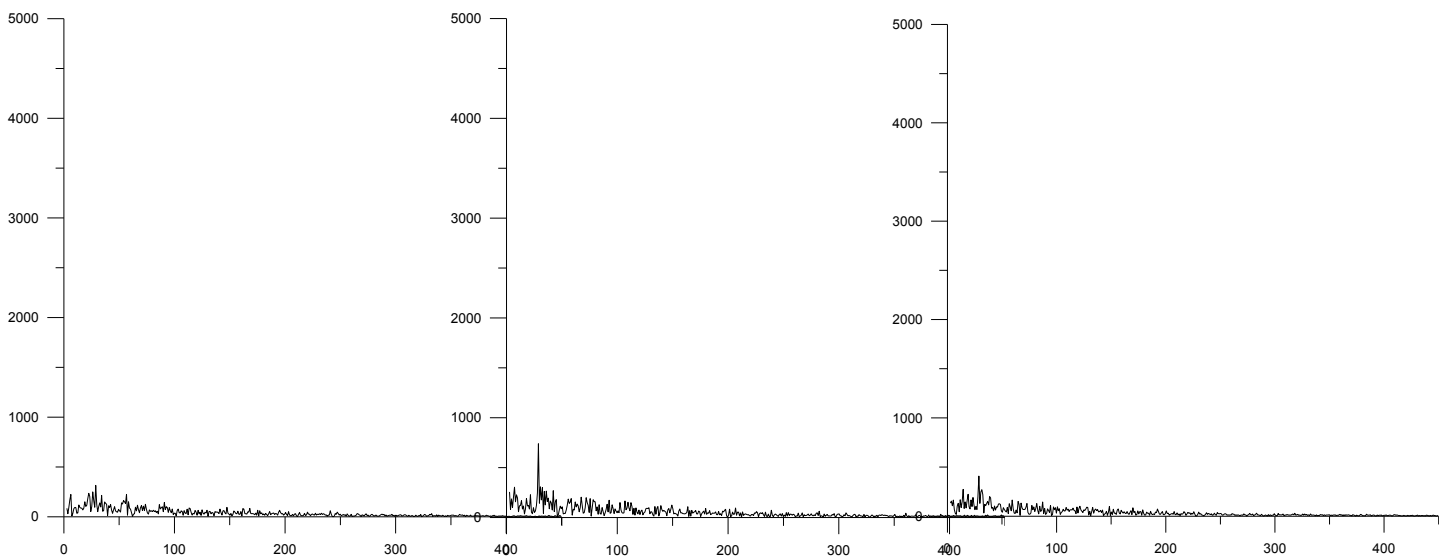
Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

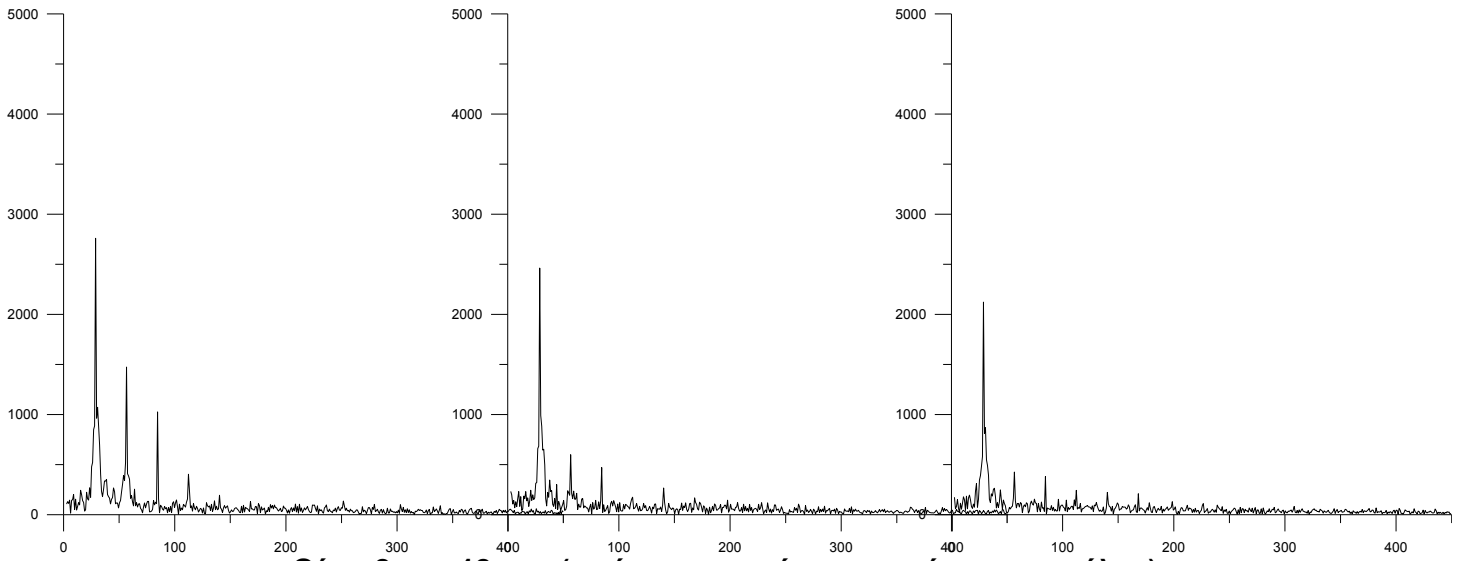


Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

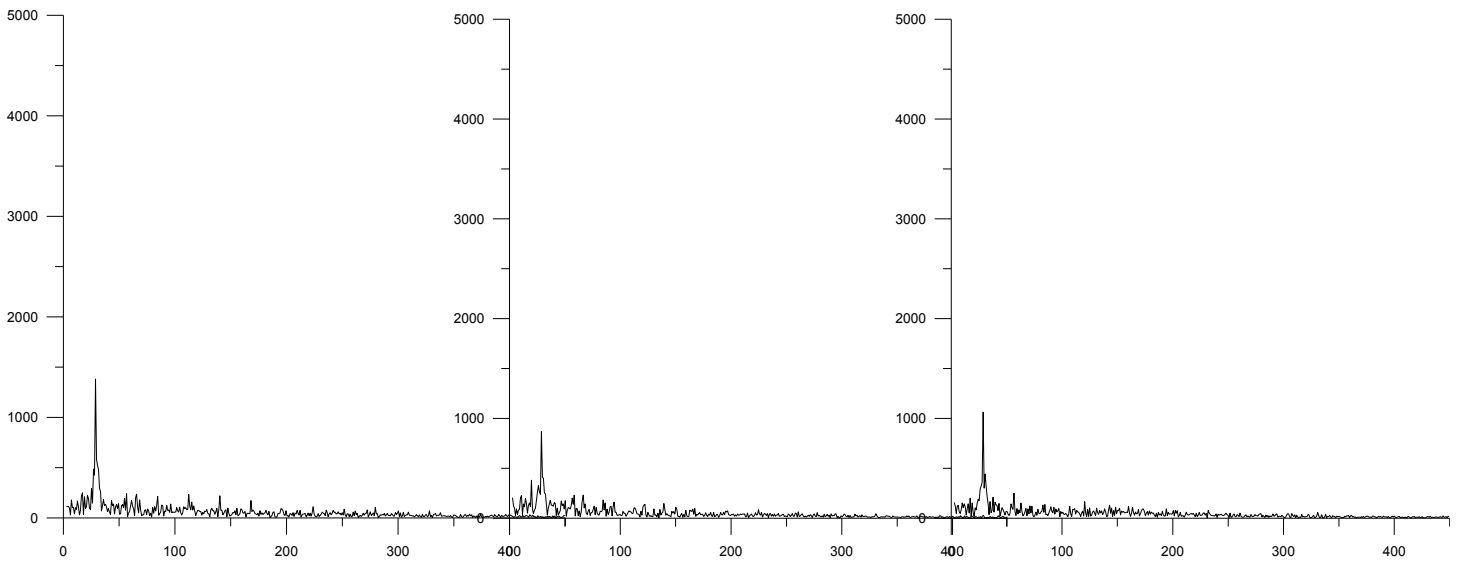
$z=6\text{mm}$

$z=7\text{mm}$

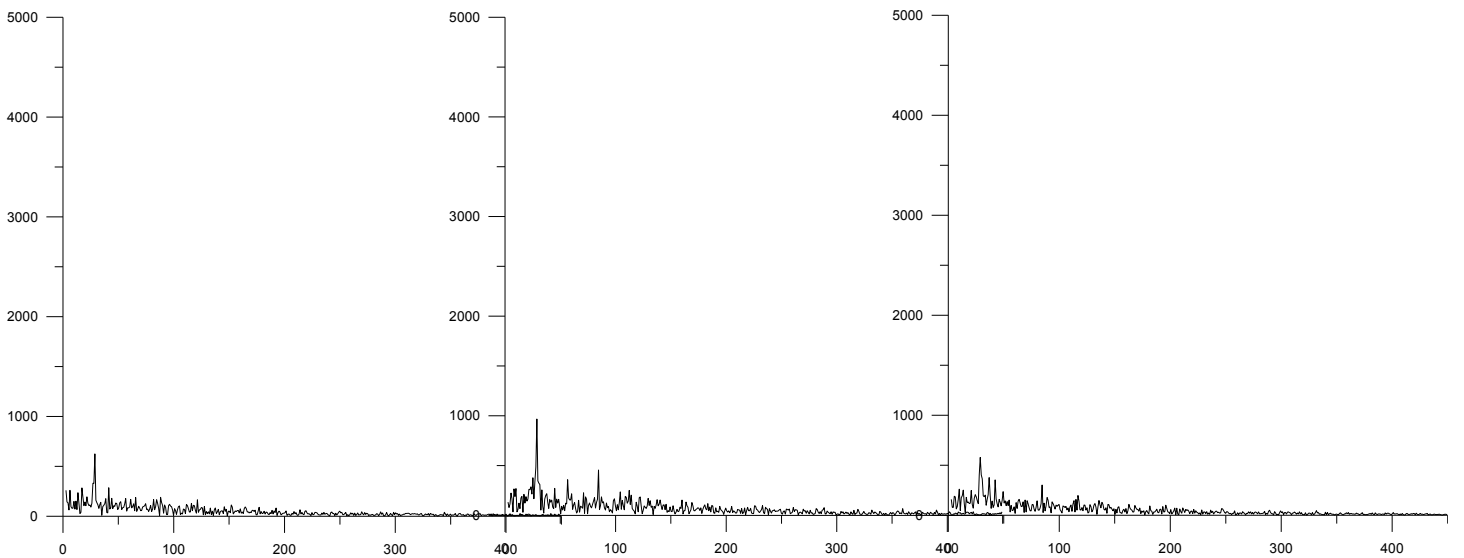
$z=8\text{mm}$



Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

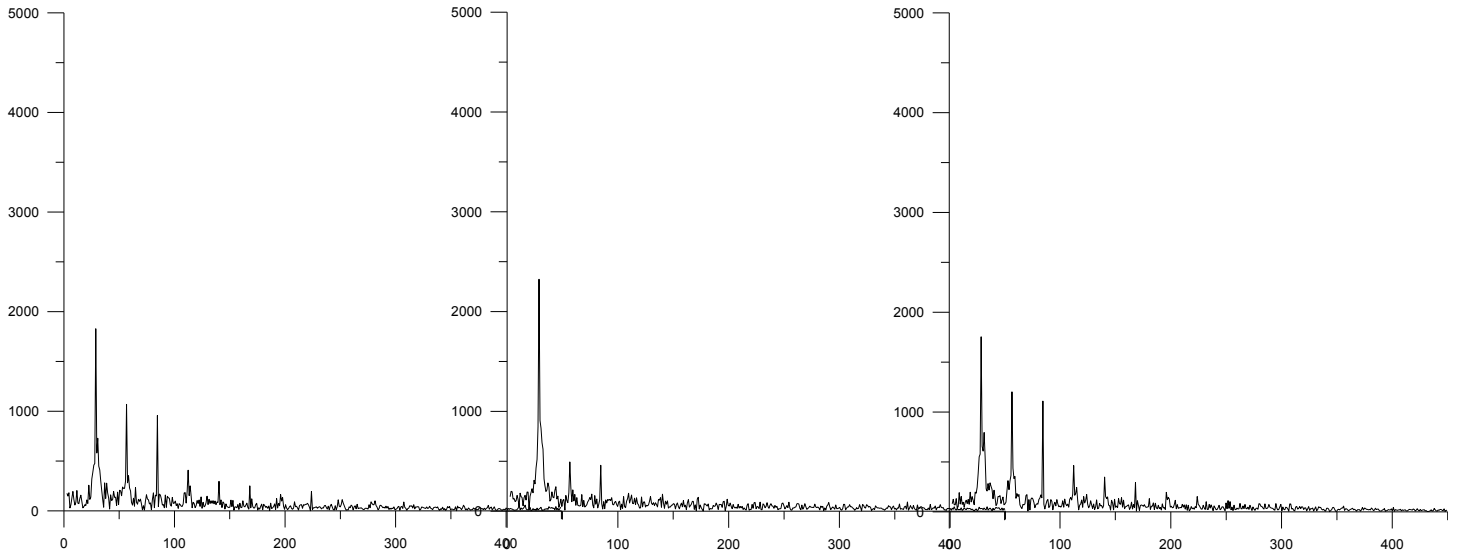


Θέση 1: $x = 2$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

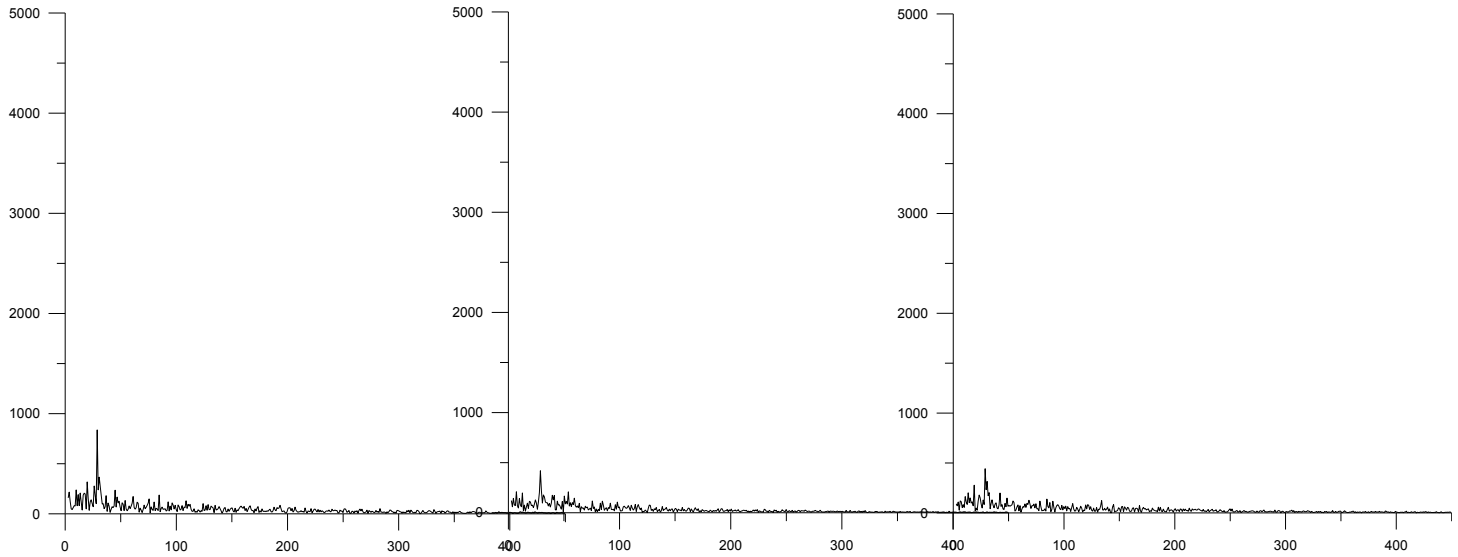
$z=9$ mm

$z=10$ mm

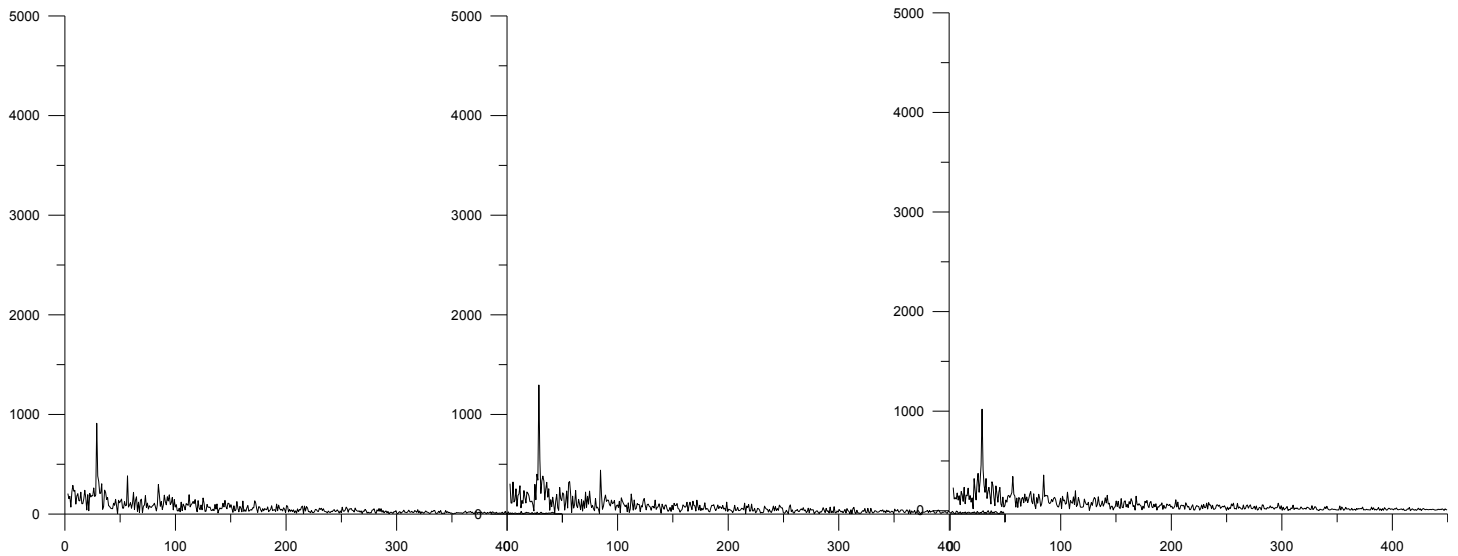
$z=11$ mm



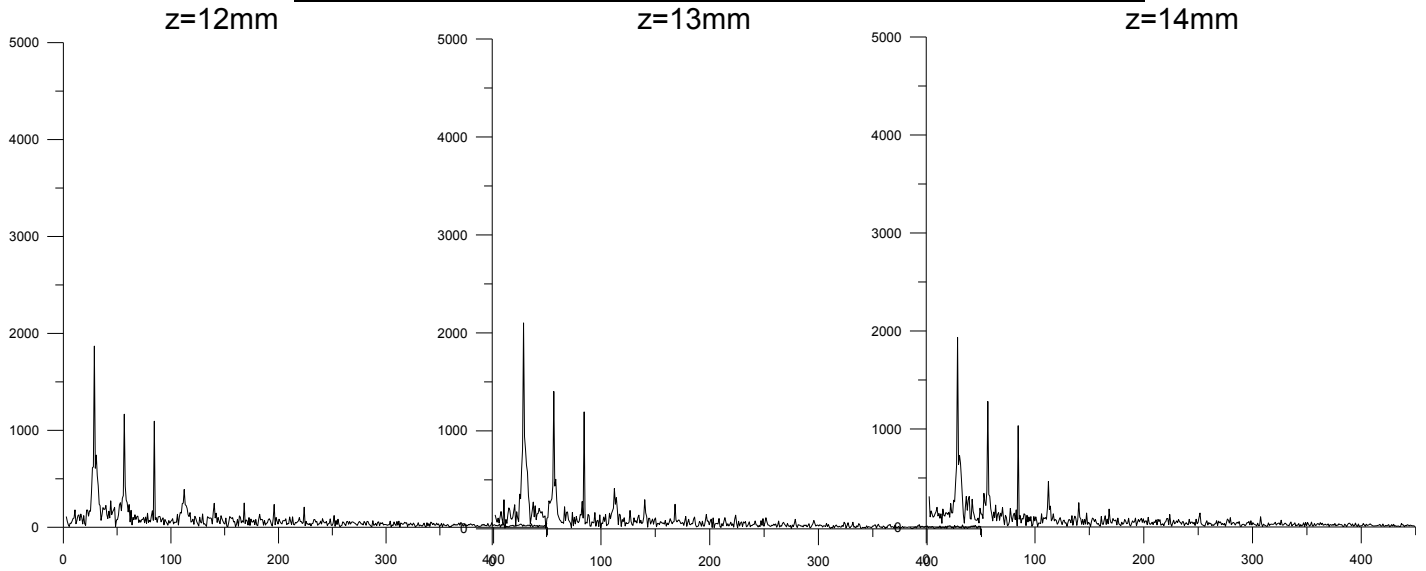
Θέση 2: $x = 12$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



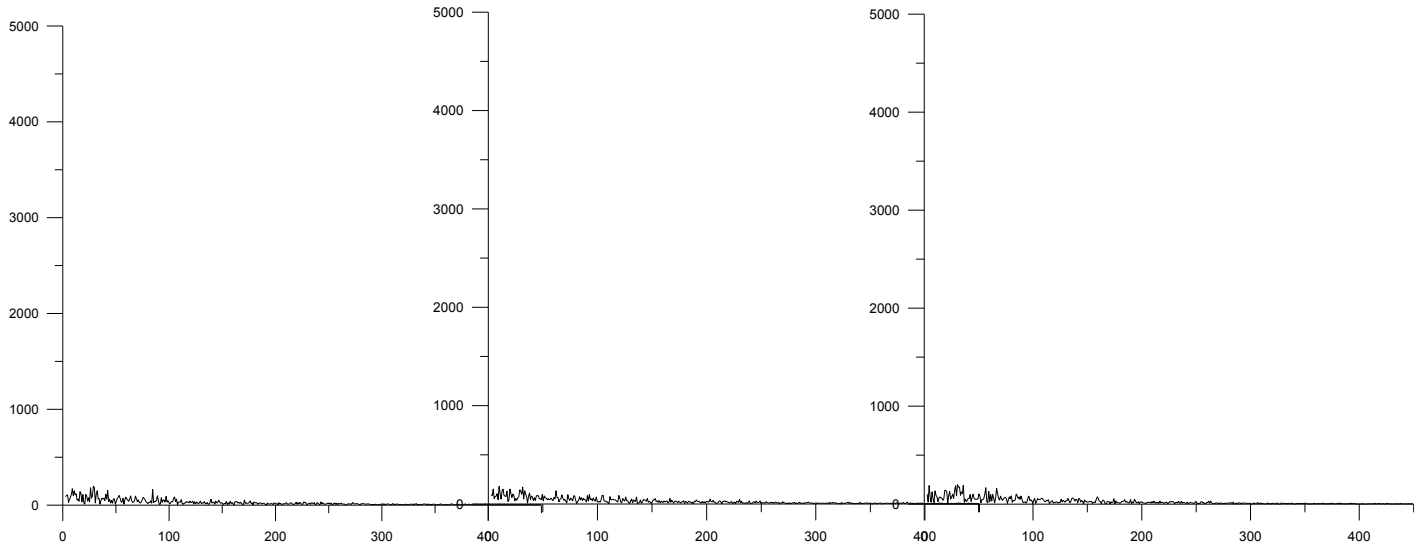
Θέση 3: $x = 22$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



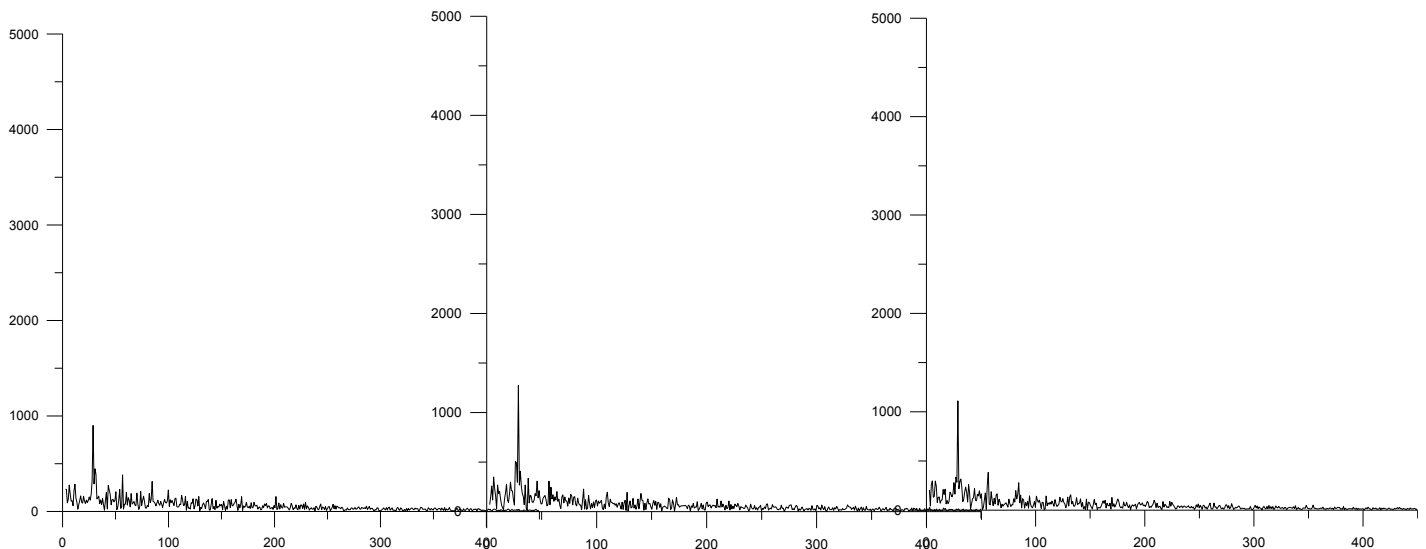
Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

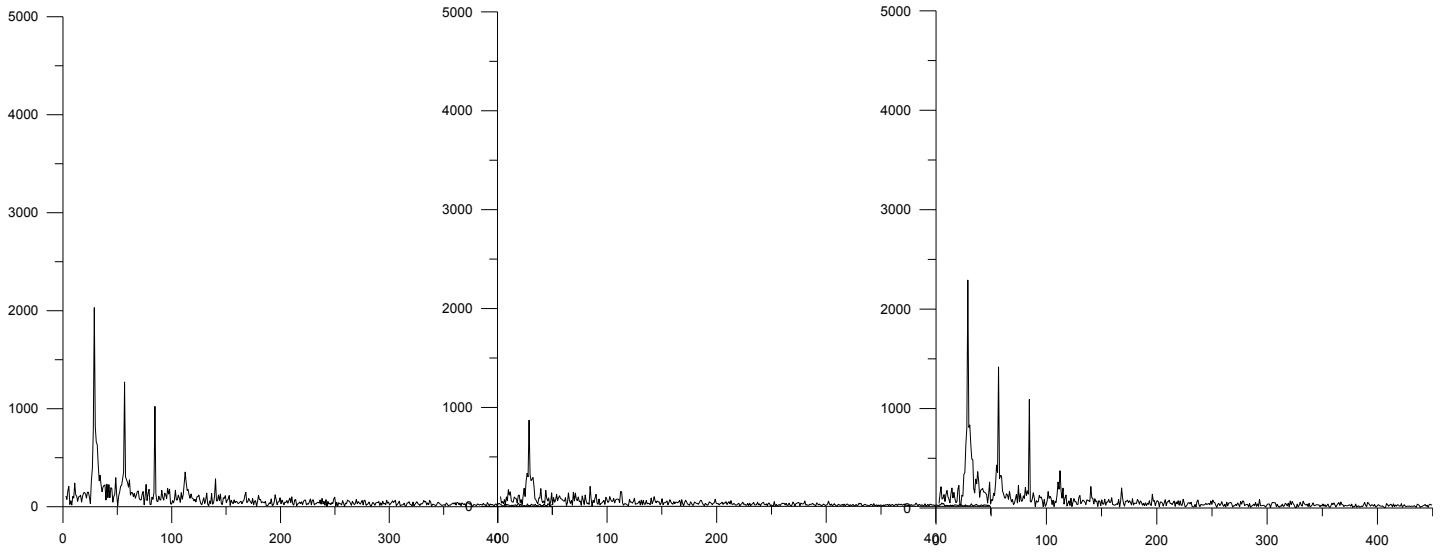


Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

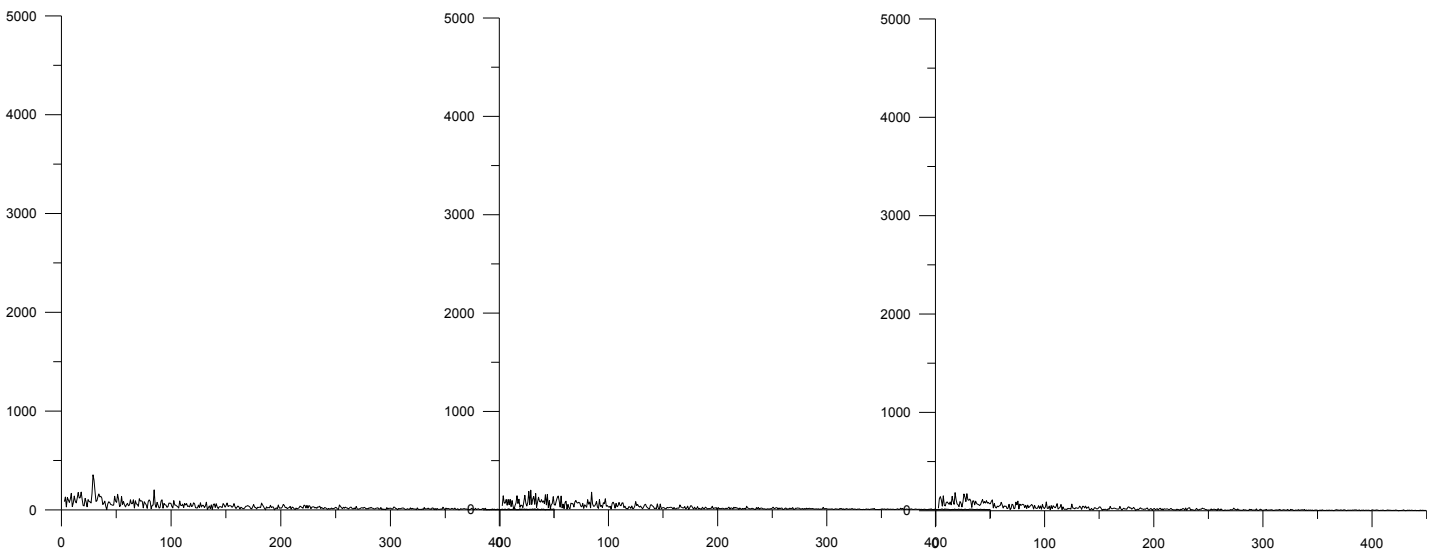
$z=15\text{mm}$

$z=16\text{mm}$

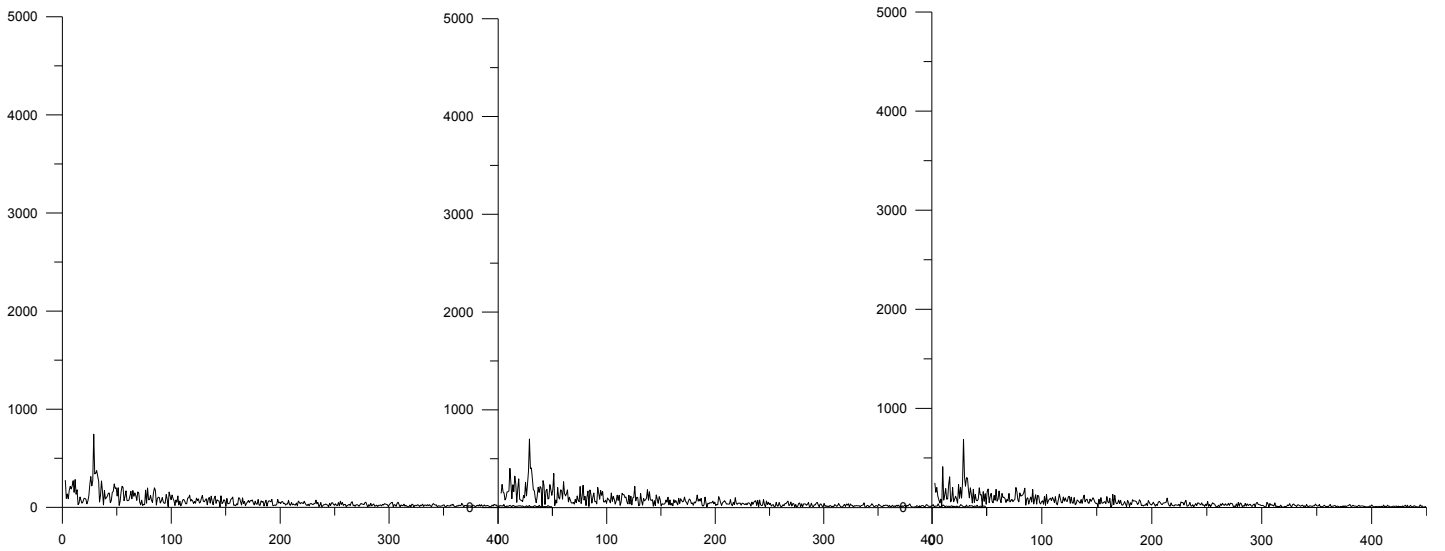
$z=17\text{mm}$



Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

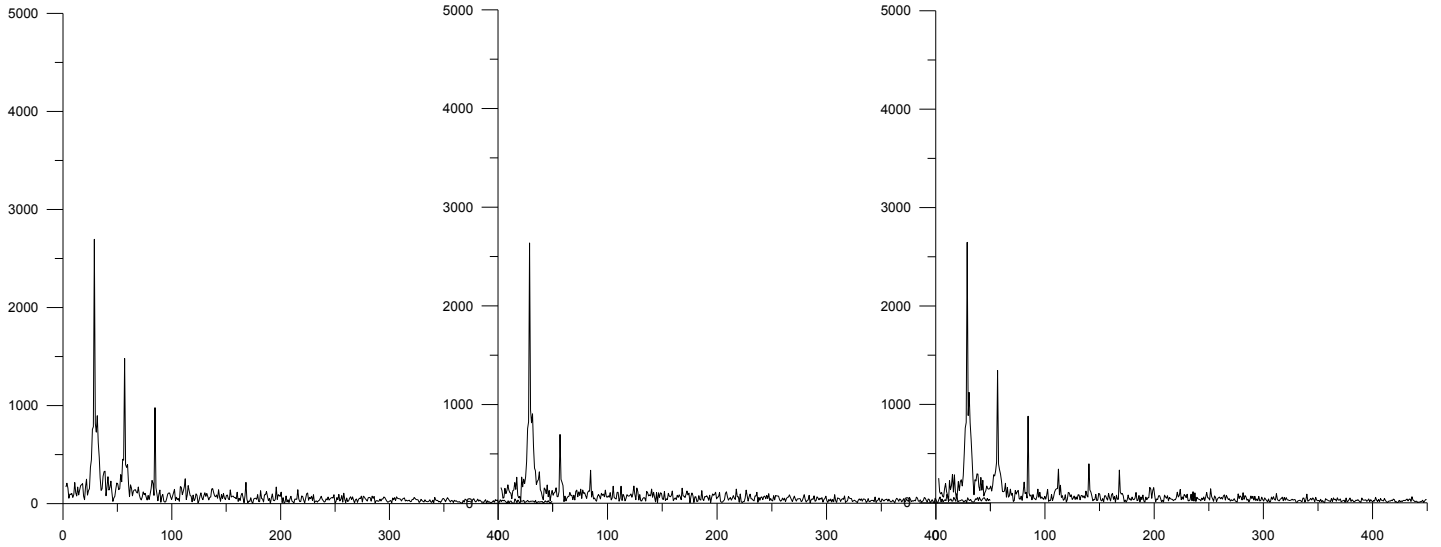


Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

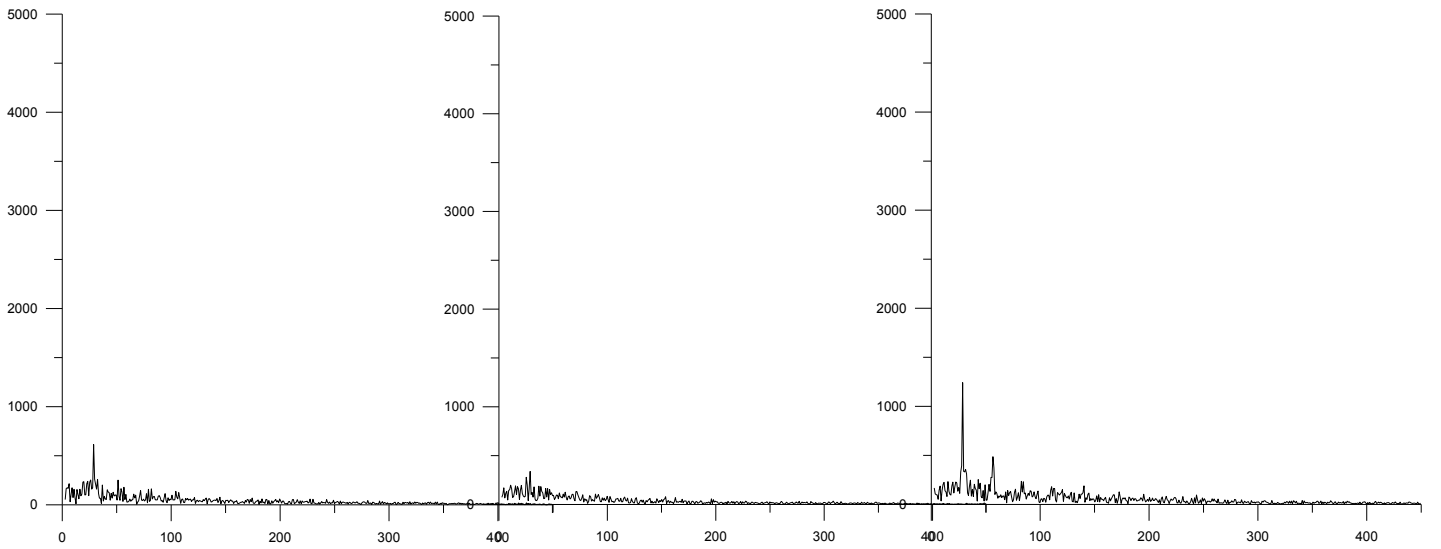
$z=18\text{mm}$

$z=19\text{mm}$

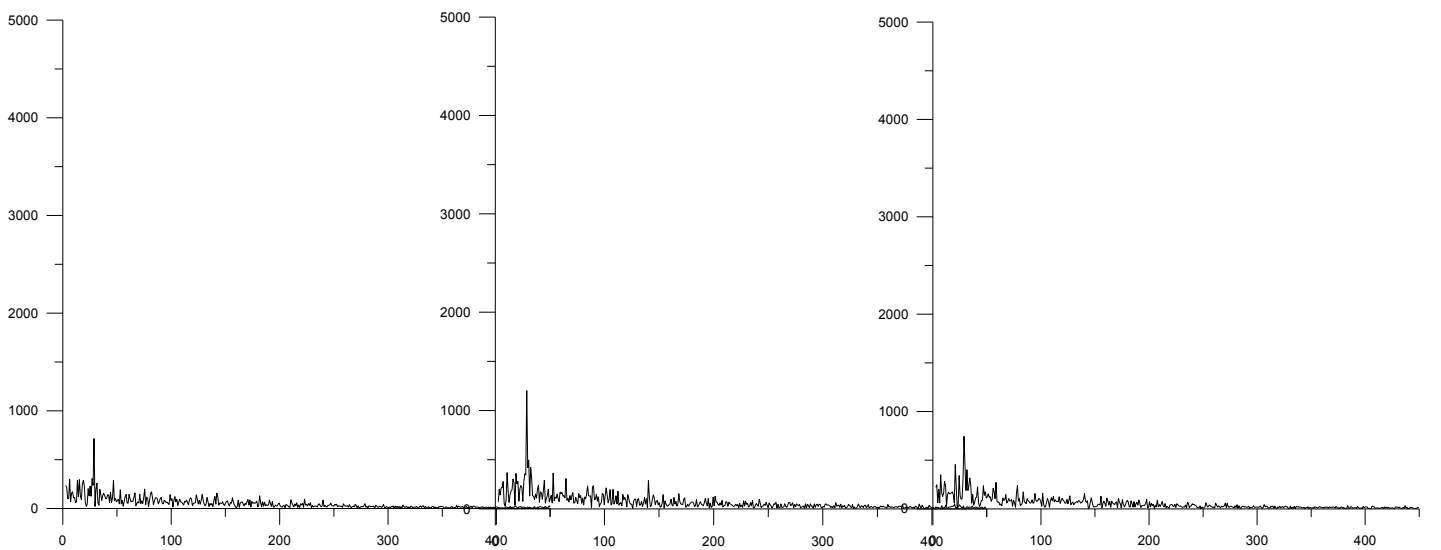
$z=20\text{mm}$



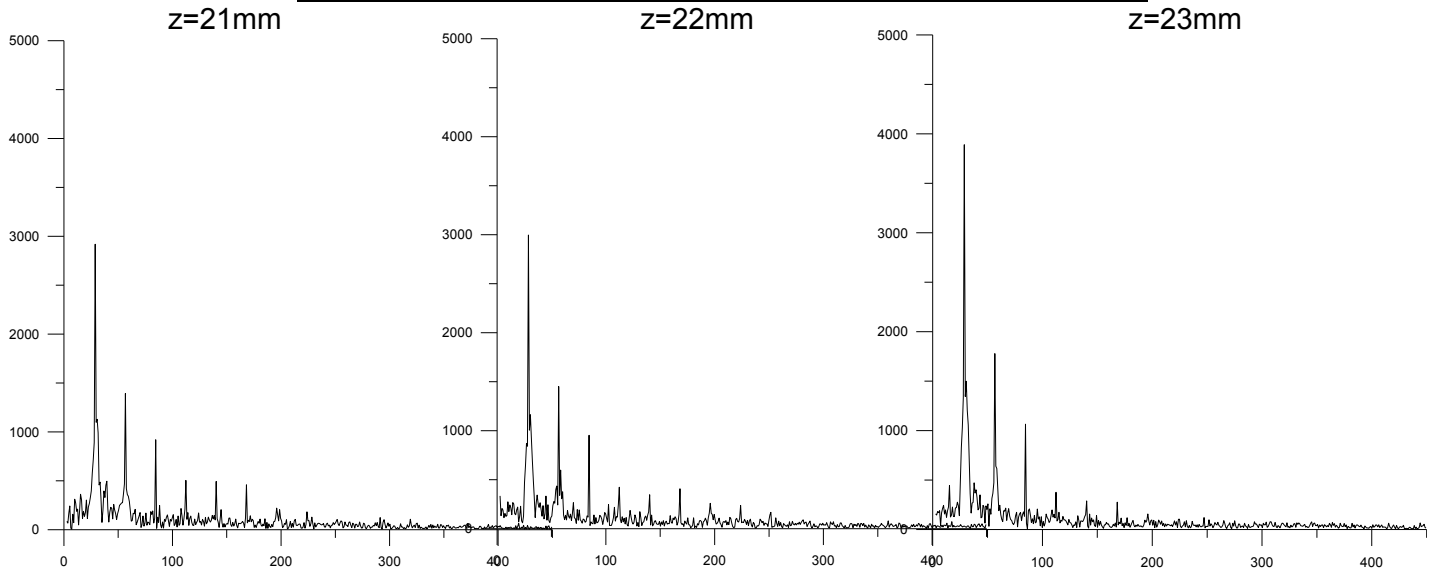
Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



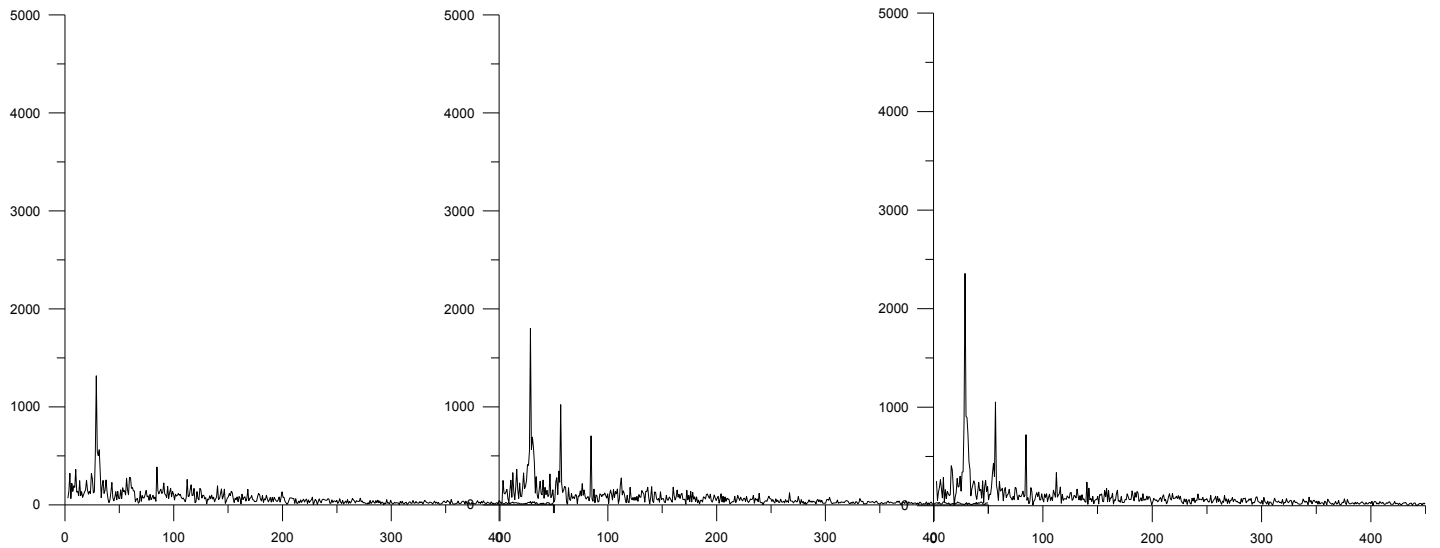
Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



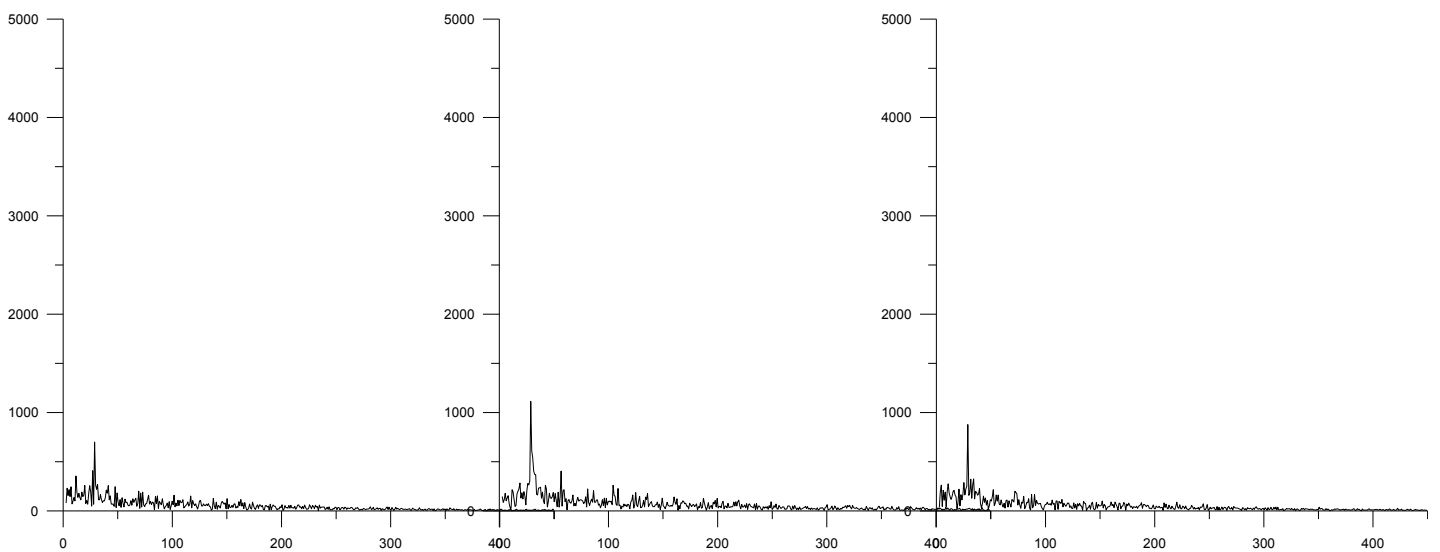
Θέση 1: $x = 2$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 2: $x = 12$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 3: $x = 22$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

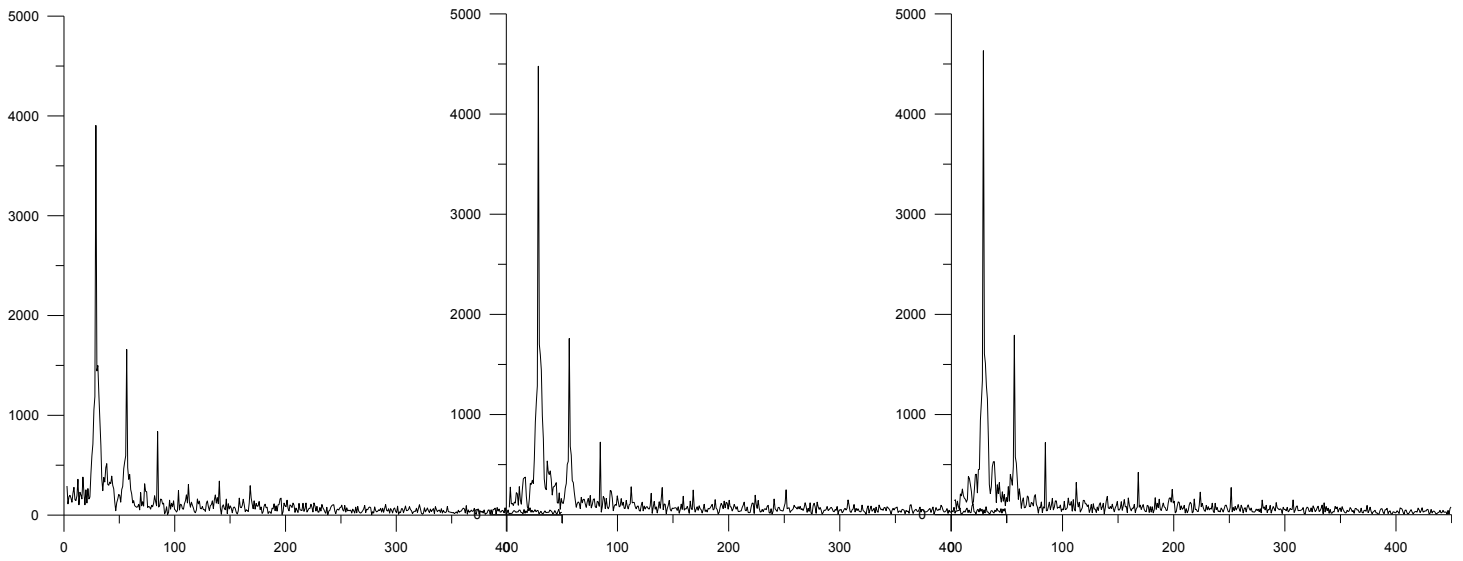


Θέση 1: $x = 2$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)

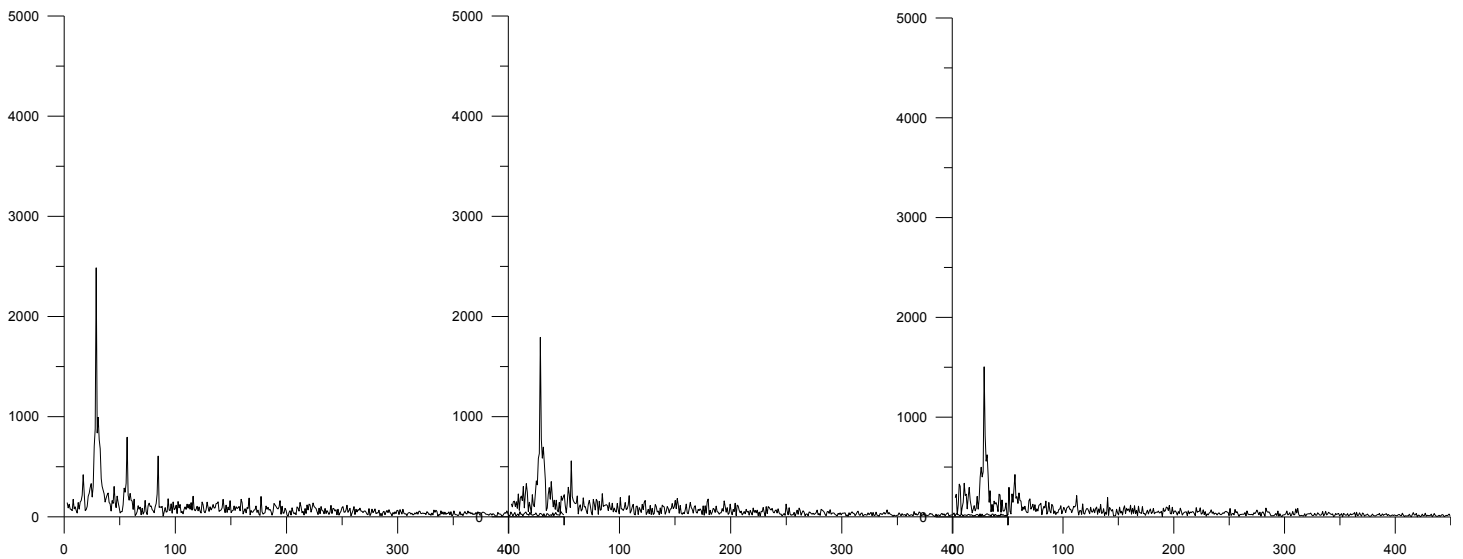
$z=24$ mm

$z=25$ mm

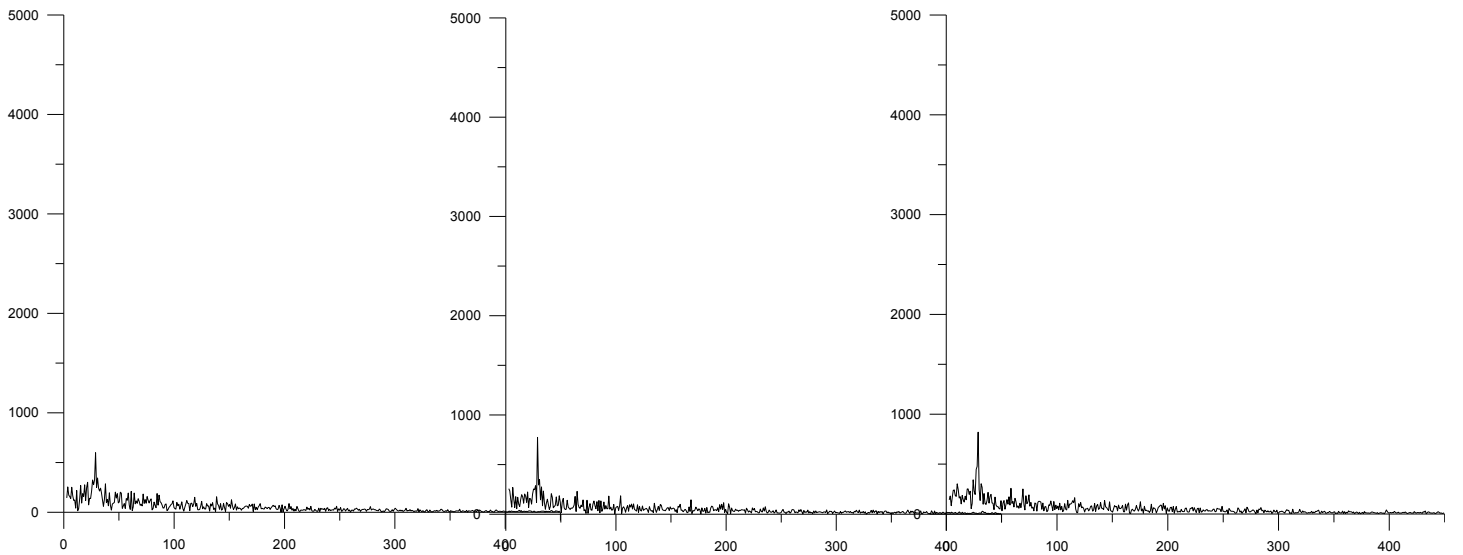
$z=26$ mm



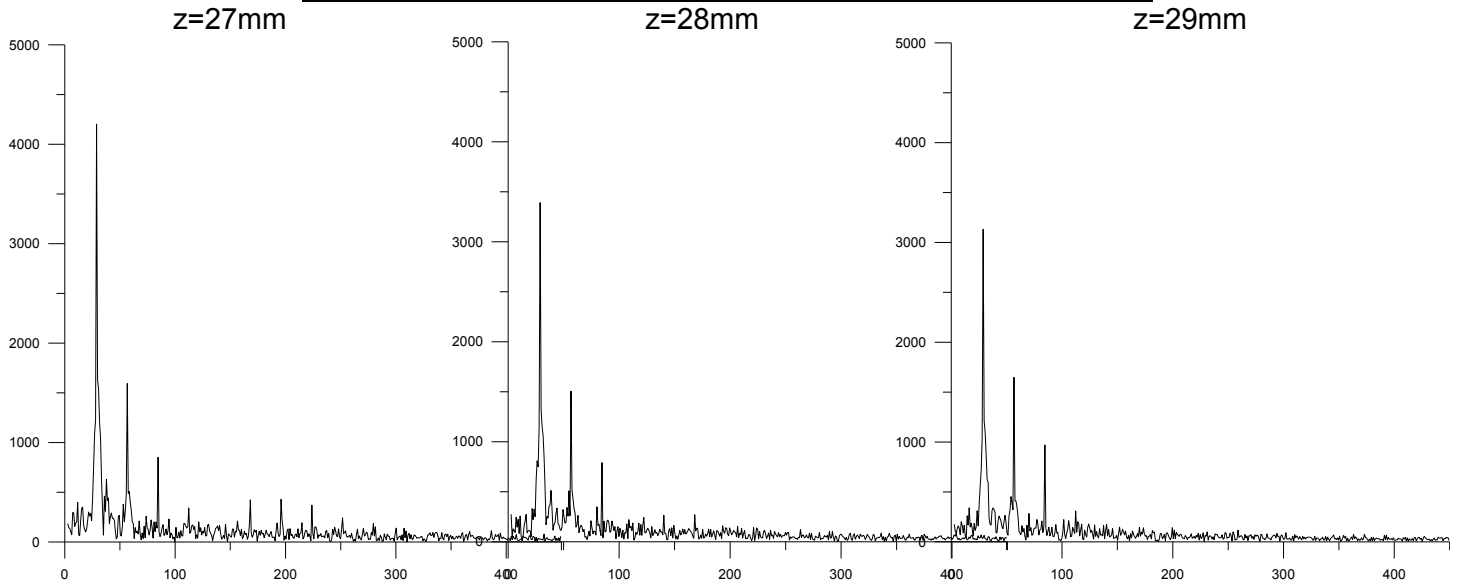
Θέση 2: $x = 12$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



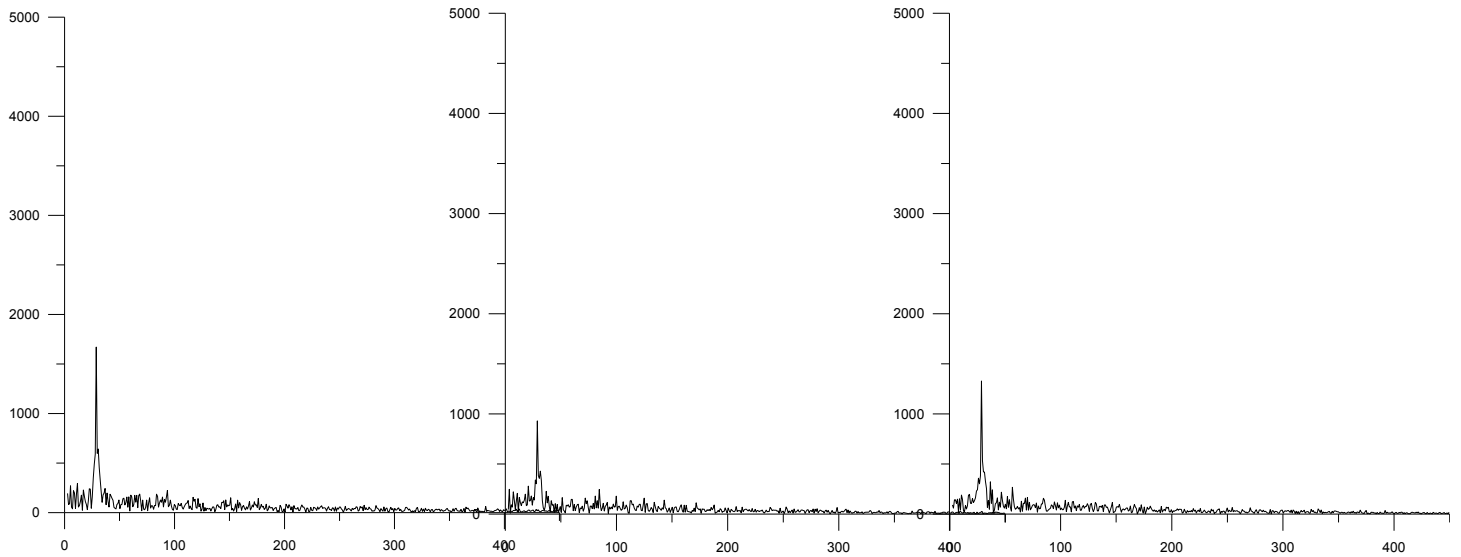
Θέση 3: $x = 22$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



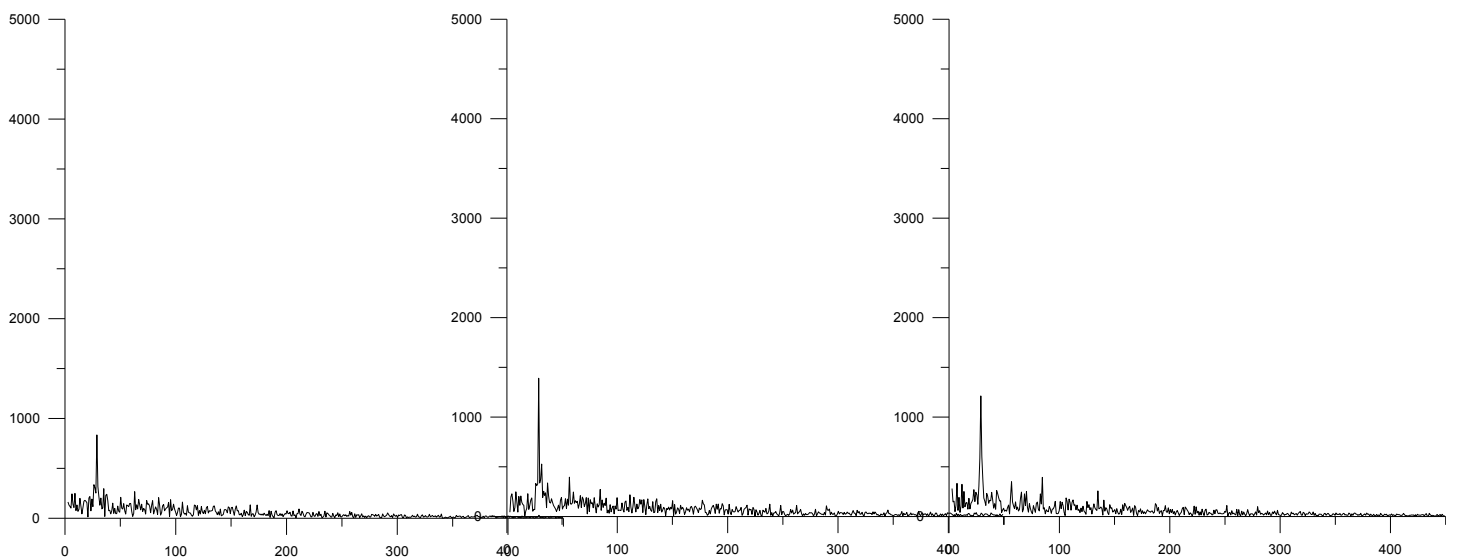
Θέση 1: $x = 2 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



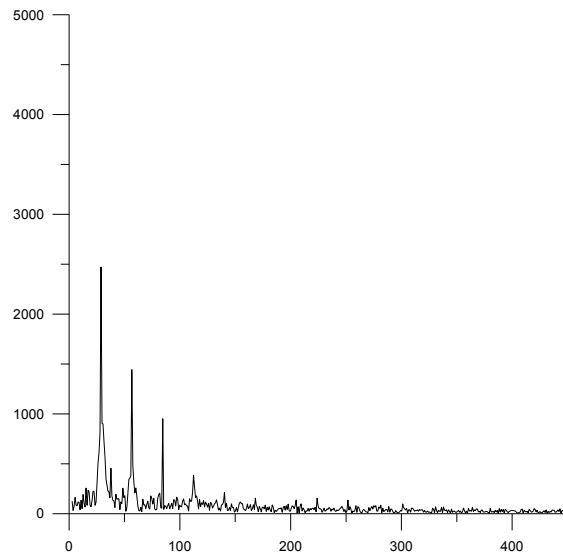
Θέση 2: $x = 12 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



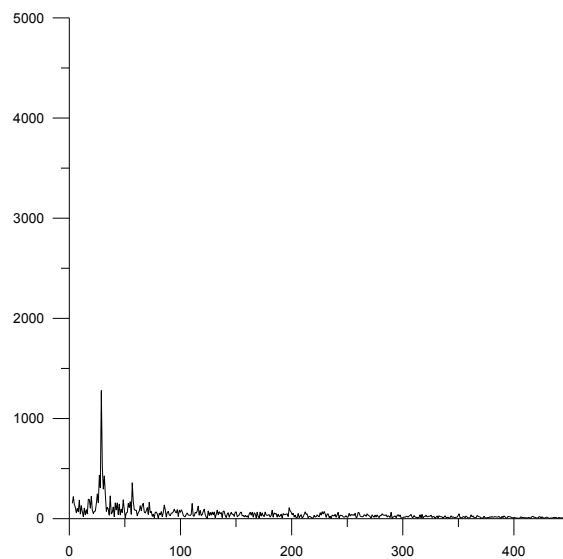
Θέση 3: $x = 22 \text{ mm}$ (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



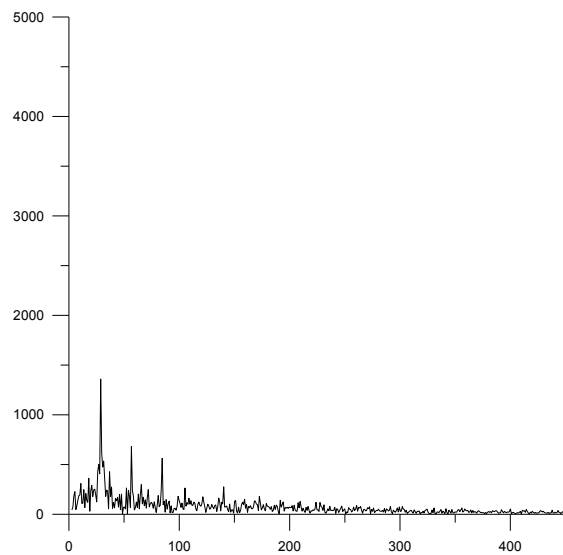
Θέση 1: $x = 2$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)
 $\chi=30$ mm



Θέση 2: $x = 12$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



Θέση 3: $x = 22$ mm (από την σχισμή με τις οπές του μοντέλου)



ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

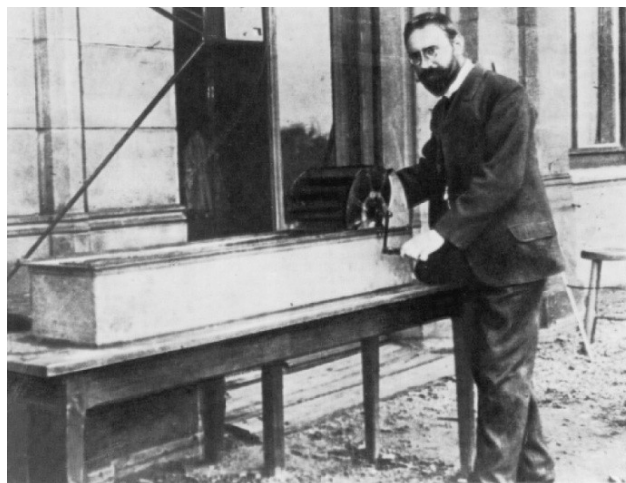
Particle Image Velocimetry (PIV)

6.1 Ιστορικό υπόβαθρο

Τα ανθρώπινα οντα ενδιαφέρονται πολύ για την παρατήρηση της φύσης, γιατί αυτό είναι εξαιρετικά σημαντικό για την επιβίωσή τους. Οι ανθρώπινες αισθήσεις είναι καλά προσαρμοσμένες για να αναγνωρίζουν μια κίνηση που μπορεί σε πολλές περιπτώσεις να σημαίνει ενδεχόμενο κίνδυνο. Κάποιος μπορεί εύκολα να φανταστεί πώς η παρατήρηση των κινούμενων αντικειμένων έχει υποκινήσει τα πρώτα απλά πειράματα με εργαλεία εύκολα διαθέσιμα στη φύση. Σήμερα η ίδια πρωτόγονη συμπεριφορά γίνεται προφανής, όταν τα μικρά παιδιά ρίχνουν ένα αντικείμενο στο νερό και το παρατηρούν. Ακόμη και αυτό το απλό πείραμα επιτρέπει σε αυτά για να κάνουν μια προσεγγιστική εκτίμηση της ταχύτητας του κινούμενου νερού και να ανιχνεύσουν τις δομές της ροής, όπως τους στροβιλισμούς, ίχνη του νερού πίσω από κάποιο εμπόδιο, κ.λπ.

Εντούτοις, με τέτοια πειραματικά εργαλεία η περιγραφή των ιδιοτήτων της ροής περιορίζεται σε ποιοτικές δηλώσεις. Παρ' όλα αυτά, ένας καλλιτέχνης και συγχρόνως μορφωμένος παρατηρητής της φύσης με άριστες δεξιότητες, ο Leonardo Da Vinci, ήταν σε θέση να προετοιμάσει πολύ λεπτομερή σχεδιαγράμματα δομών ροής του νερού από μια μόνο παρατήρηση.

Ένα μεγάλο βήμα στην έρευνα της ροής έγινε αφότου κατέστη δυνατό να αντικατασταθούν τέτοιες παθητικές παρατηρήσεις της φύσης από πειράματα προσεκτικά σχεδιασμένα ώστε να εξάγουν πληροφορίες για τη ροή, χρησιμοποιώντας τεχνικές απεικόνισης. Ένας γνωστός υποστηρικτής μιας τέτοιας διαδικασίας ήταν ο Ludwig Prandtl, ένας από τους πύο σημαντικούς αντιπροσώπους της μηχανικής των ρευστών, που σχεδίασε και χρησιμοποίησε τεχνικές απεικόνισης της ροής σε μια σήραγγα νερού για να μελετήσει της ασταθείς διαχωριζόμενες ροές πίσω από πτέρυγες και άλλα αντικείμενα [2].

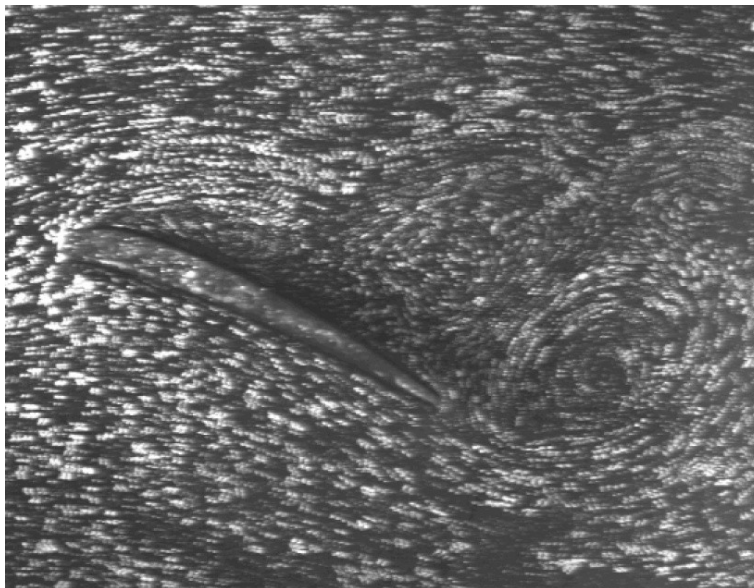


Σχήμα 6.1-1: Ο Ludwig Prandtl το 1904, μπροστά από την σήραγγά του να πραγματοποιεί οπτικοποίηση της ροής.

Η σήραγγα περιελάμβανε ανώτερο και κατώτερο τμήμα, τα οποία χωρίζονταν από ένα οριζόντιο τοίχο. Το νερό ανακυκλοφορεί από το πάνω ανοικτό κανάλι, όπου μπορεί να παρατηρηθεί η ροή, κατευθείαν πίσω στον χαμηλότερο κλειστό αγωγό. Δισδιάστατα πρότυπα όπως κύλινδροι, πρίσματα και πτέρυγες μπορούσαν εύκολα να τοποθετηθούν κάθετα στο πάνω κανάλι, με τρόπο ώστε να εκτείνονται πάνω από το επίπεδο της επιφάνειας του νερού. Η ροή απεικονίζεται με τη διανομή μορίων μίκας στην επιφάνεια του νερού. Ο Ludwig Prandtl μελέτησε τις δομές της ροής για σταθερή καθώς επίσης και για ασταθή ροή (στην αρχή της ροής) με αυτή την ρύθμιση [21]. Ήταν σε θέση να αλλάξει διάφορες παραμέτρους του πειράματος (το πρότυπο, τη γωνία πρόσπτωσης, την ταχύτητα ροής, το αν θα είναι σταθερή ή

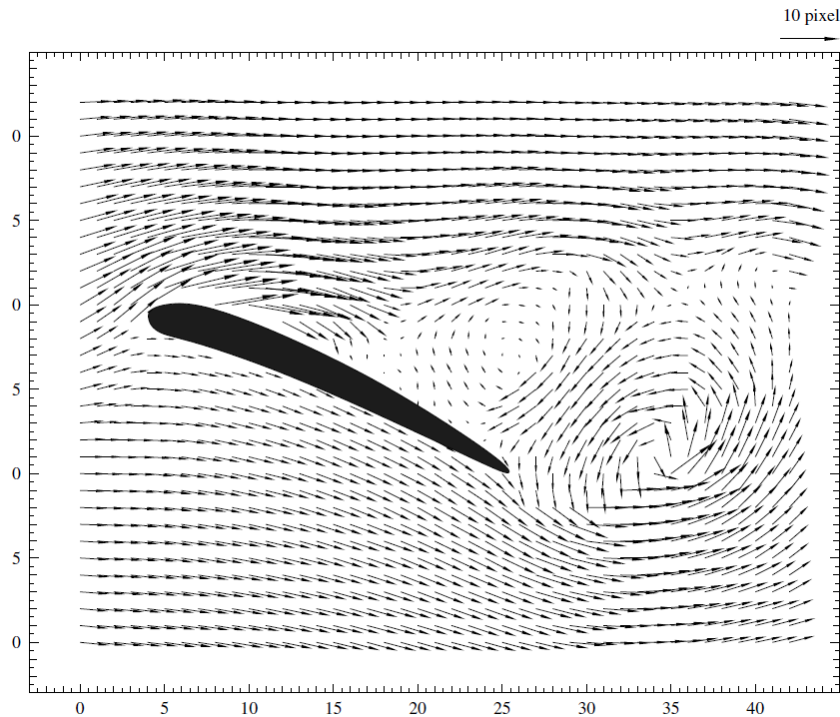
ασταθής η ροή) και έτσι απόκτησε γνώση σε πολλά βασικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα των ασταθών φαινομένων της ροής. Παρ' όλα αυτά, σε αυτό το διάστημα, ήταν δυνατή μόνο μια ποιοτική περιγραφή του πεδίου ροής. Δεν θα μπορούσε να επιτευχθεί κανένα ποσοτικό στοιχείο για την ταχύτητα ροής, κ.λπ.

Σήμερα, ένα αιώνα μετά από τα πειράματα του Ludwig Prandtl, είναι δυνατό να εξαχθούν ποσοτικές πληροφορίες για το στιγμιαίο πεδίο ταχυτήτων της ροής, ακριβώς από το ίδιο είδος εικόνων που ήταν διαθέσιμες στον Prandtl. Αυτό φαίνεται στο σχήμα 6.1-2. Έχει χρησιμοποιηθεί ένα αντίγραφο της σήραγγας νερού του Prandtl μαζί με μια λάμπα για το φωτισμό και μια βιντεοκάμερα για να ληφθεί η απεικόνιση της ροής με τη βοήθεια των μορίων αργιλίου που διανεμήθηκαν στην επιφάνεια του νερού.



Σχήμα 6.1-2: Διαχωριζόμενη ροή πίσω από μια πτέρυγα που απεικονίστηκε με σύγχρονο εξοπλισμό, με αντίγραφο της σήραγγας του Ludwig Prandtl.

Εκτίμηση αυτής της καταγραφής με κάποιες μεθόδους μπορεί να οδηγήσει σε ένα διανυσματικό χάρτη του στιγμιαίου πεδίου ταχυτήτων που παρουσιάζεται στο σχήμα 6.1-3. Αυτό σημαίνει ότι οι βασικές αρχές που κρύβονται πίσω από την ποσοτική τεχνική απεικόνισης ήταν γνωστές για πολύ καιρό. Παρ' όλα αυτά, η επιστημονική και τεχνική πρόοδος που επιτεύχθηκε τα τελευταία 20 χρόνια στην οπτική, τα λέιζερ, την ηλεκτρονική, τις τεχνικές στο βίντεο και τους υπολογιστές ήταν απαραίτητη για να μπορεί να αναπτυχθεί περαιτέρω μια τεχνική για την ποιοτική απεικόνιση ροής, σε ένα τέτοιο στάδιο, και να μπορεί να υιοθετηθεί για την ποσοτική μέτρηση των σύνθετων στιγμιαίων πεδίων ταχύτητας.



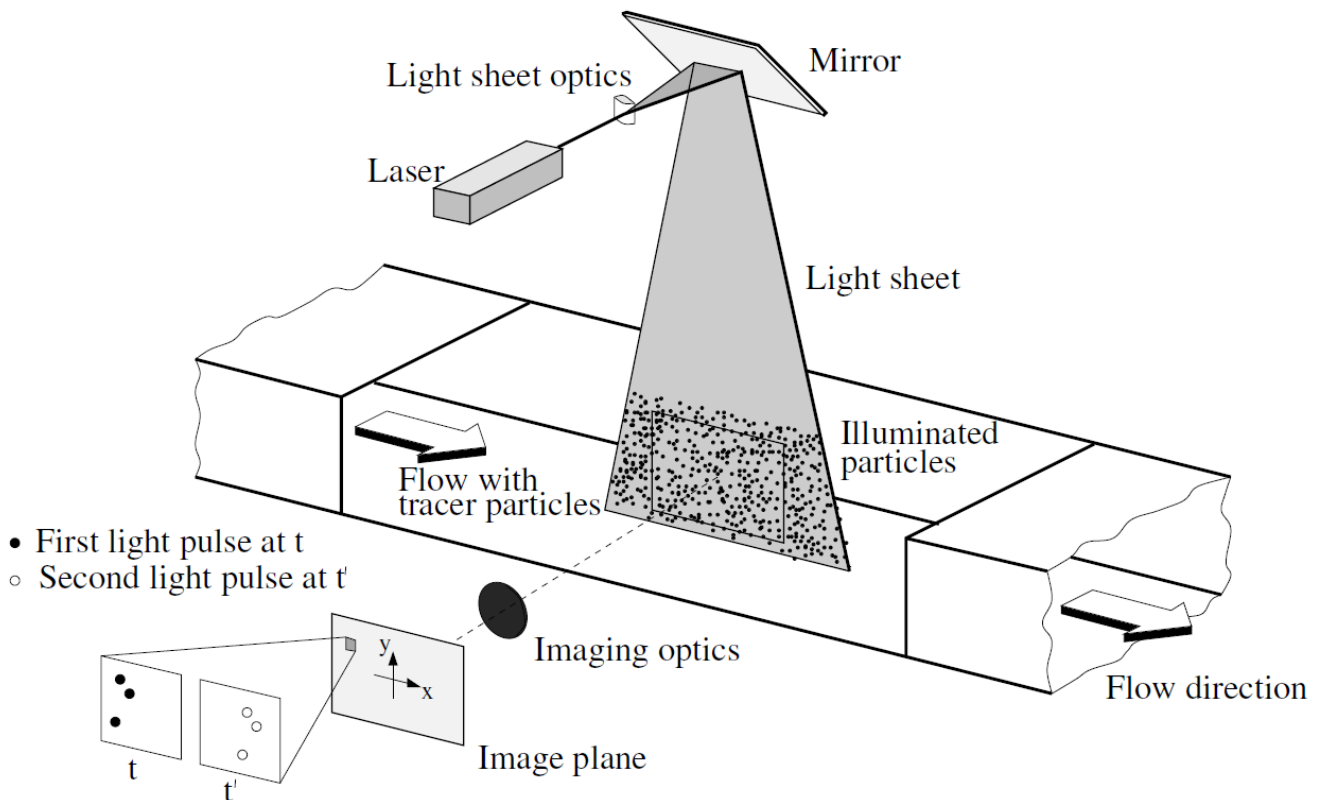
Σχήμα 6.1-3: Διανυσματικός χάρτης του στιγμιαίου πεδίου ταχυτήτων που αντιστοιχεί στο σχήμα 2.

6.2 Αρχή της τεχνικής PIV

Πιο κάτω θα περιγραφούν τα βασικά χαρακτηριστικά γνωρίσματα αυτής της τεχνικής μέτρησης, της ευρύτατα ονομασμένης ως Particle Image Velocimetry ή PIV.

Η πειραματική διάταξη ενός συστήματος PIV αποτελείται από διάφορα υποσυστήματα. Στις περισσότερες εφαρμογές πρέπει να προστεθούν σκεδαστές φωτός στη ροή. Αυτοί πρέπει να φωτιστούν, σε ένα επίπεδο της ροής, τουλάχιστον δύο φορές μέσα σε ένα σύντομο χρονικό διάστημα. Το φως που διασκορπίζεται από τους σκεδαστές πρέπει να καταγραφεί είτε σε ένα ενιαίο καρέ είτε σε μια ακολουθία καρέ. Η μετατόπιση των εικόνων των σωματιδίων μεταξύ των παλμών του φωτός πρέπει να καθοριστεί μέσω της εκτίμησης των καταγραφών από το PIV. Προκειμένου να μπορεί να διαχειριστεί ευκολότερα το μεγάλο ποσό στοιχείων που μπορεί να καταγραφεί χρησιμοποιώντας την τεχνική PIV, απαιτείται μια εξεζητημένη μετα – επεξεργασία.

Το σχήμα 6.2-1 δείχνει μια χαρακτηριστική διάταξη για την καταγραφή PIV σε μια αεροσήραγγα. Μικροί σκεδαστές φωτός προστίθενται στη ροή. Ένα επίπεδο (στρώμα φωτός) μέσα στη ροή φωτίζεται δύο φορές με τη βοήθεια ενός λέιζερ (η χρονική καθυστέρηση μεταξύ των παλμών εξαρτάται από τη μέση ταχύτητα ροής και την μεγέθυνση της απεικόνιση). Θεωρούμε ότι οι σκεδαστές φωτός κινούνται με την τοπική ταχύτητα ροής μεταξύ των δύο φωτισμών. Το φως που διασκορπίζεται από τους σκεδαστές καταγράφεται μέσω ενός υψηλής ποιότητας φακού είτε μέσω ενός ενιαίου καρέ (π.χ. μια ψηφιακή ή αναλογική φωτογραφική μηχανή υψηλής ευκρίνειας) ή μέσω δύο χωριστών καρέ σε ειδικές συσχετισμένες ψηφιακές κάμερες. Μετά από την λήψη της φωτογραφικής καταγραφής PIV, αυτή ψηφιοποιείται με τη βοήθεια ενός σαρωτή. Η έξοδος του ψηφιακού αισθητήρα μεταφέρεται άμεσα στη μνήμη ενός υπολογιστή.



Σχήμα 6.2-1: Πειραματική διάταξη για την τεχνική PIV σε αεροσήραγγα.

Για την αξιολόγηση η ψηφιακή καταγραφή PIV διαιρείται σε μικρές υποπεριοχές αποκαλούμενες ως περιοχές διερεύνησης. Το τοπικό διάνυσμα μετατοπίσεως για τις εικόνες των σκεδαστών φωτός, του πρώτου και δεύτερου φωτισμού, καθορίζεται για κάθε περιοχή διερεύνησης με τη βοήθεια στατιστικών μεθόδων (αυτόσυσχέτιση και ετεροσυσχέτιση). Θεωρούμε ότι όλοι οι σκεδαστές μέσα σε μια περιοχή διερεύνησης έχουν κινηθεί ομοιογενώς, μεταξύ των δύο φωτισμών. Η προβολή του διανύσματος της τοπικής ταχύτητας ροής στο επίπεδο του στρώματος φωτός (δύο συνισταμένες διανύσματος ταχύτητας) υπολογίζεται λαμβάνοντας υπόψη τη χρονική καθυστέρηση μεταξύ των δύο φωτισμών και την μεγέθυνση κατά την απεικόνιση.

Η πιο πάνω διαδικασία επαναλαμβάνεται για όλους τους τομείς διερεύνησης της καταγραφής PIV. Με τις σύγχρονες φωτογραφικές μηχανές (CCD) (στοιχεία αισθητήρων 1000×1000 και περισσότερα) είναι δυνατό να συλληφθούν περισσότερες από 100 καταγραφές PIV ανά λεπτό. Καταγραφή μεγάλης ταχύτητας στους συμπληρωματικούς αισθητήρες ημιαγωγών μεταλλικών οξειδίων (CMOS) επιτρέπει ακόμη και απόκτηση στο εύρος των kHz. Η αξιολόγηση μιας ψηφιακής καταγραφής PIV με αρκετές χιλιάδες στιγμιαία διανύσματα ταχύτητας (ανάλογα με το μέγεθος της καταγραφής, την περιοχή διερεύνησης και τον αλγόριθμο επεξεργασίας) είναι της τάξης του ενός δευτερολέπτου με ένα μέσο υπολογιστή. Αν ακόμα απαιτούνται τα δεδομένα σε γρηγορότερους ρυθμούς για παρακολούθηση της ροής σε πραγματικό χρόνο, είναι εμπορικά διαθέσιμοι αλγόριθμοι λογισμικού που εκτελούν τις αξιολογήσεις με μειωμένη ακρίβεια μέσα σε μερικά κλάσματα του δευτερολέπτου.

Πιο κάτω θα παρουσιαστούν μερικές γενικές πτυχές προκειμένου να διευκολυνθεί η κατανόηση ορισμένων τεχνικών λύσεων:

Μη - αδιάκριτη μέτρηση ταχύτητας: Σε αντίθεση με τις τεχνικές μέτρησης ταχυτήτων ροής που χρησιμοποιούν ελέγχους όπως οι σωλήνες πίεσης ή το θερμό νήμα, η τεχνική PIV, που είναι μια οπτική τεχνική, λειτουργεί μη - αδιάκριτα. Αυτό επιτρέπει

την εφαρμογή της PIV ακόμη και σε μεγάλες ταχύτητες ροής με δονήσεις ή σε οριακά στρώματα κοντά στον τοίχο, όπου η ροή μπορεί να ενοχληθεί από την παρουσία κάποιων ελέγχων, όπως είναι αυτοί που αναφέραμε πιο πάνω.

Έμμεση μέτρηση ταχύτητας: Με τον ίδιο τρόπο όπως με το λέιζερ Doppler, η τεχνική PIV μετρά έμμεσα την ταχύτητα ενός στοιχείου του ρευστού με τη βοήθεια της μέτρησης της ταχύτητας των σκεδαστών φωτός μέσα στη ροή, οι οποίοι, στις περισσότερες εφαρμογές, έχουν προστεθεί στη ροή πριν να αρχίσει το πείραμα. Στις διασπαστικές ροές, οι σκεδαστές είναι ήδη μέσα στη ροή. Σε αυτή την περίπτωση θα είναι δυνατό να μετρηθεί η ταχύτητα των σκεδαστών, καθώς επίσης και η ταχύτητα του ρευστού (για να προσθεθούν επιπρόσθετα μικροί σκεδαστές φωτός).

Ολόκληρη η τεχνική του πεδίου: Η PIV είναι μια τεχνική που επιτρέπει την καταγραφή εικόνων μεγάλων μερών των πεδίων ροής σε ποικίλες εφαρμογές, σε αέρια και υγρά μέσα, και εξάγει πληροφορίες για την ταχύτητα από αυτές τις εικόνες. Αυτό το χαρακτηριστικό γνώρισμα είναι μοναδικό και βρίσκεται μόνο στην τεχνική PIV. Εκτός από την μέτρηση ταχύτητας με Doppler (DGV, επίσης γνωστή ως Planar Doppler Velocimetry) [16, 43, 45, 46], που είναι μια νέα τεχνική ιδιαίτερα κατάλληλη για μέσες ως και υψηλές ταχύτητες αέρα ροής, και την Molecular Tagging Velocimetry (MTV) [44], όλες οι άλλες τεχνικές για την μέτρηση ταχύτητας επιτρέπουν μόνο τη μέτρηση της ταχύτητας της ροής σε ένα μόνο σημείο, παρ' όλα αυτά, στις περισσότερες περιπτώσεις, με μια υψηλή χρονική ευκρίνεια. Η χωρική ευκρίνεια της PIV είναι μεγάλη, ενώ η χρονική ευκρίνεια (ρυθμός των καρέ της καταγραφής εικόνων PIV) είναι περιορισμένη, εξαιτίας των τεχνολογικών περιορισμών. Αυτά τα χαρακτηριστικά γνώρισμα πρέπει να ληφθούν υπόψη κατά την σύγκριση των αποτελεσμάτων που επιτυγχάνονται από την PIV, με εκείνα που λαμβάνονται με τις πιο παραδοσιακές τεχνικές. Η στιγμιαία σύλληψη εικόνας και η υψηλή χωρική ευκρίνεια της PIV, επιτρέπουν την ανίχνευση χωρικών δομών ακόμη και σε ασταθείς πεδία ροής.

Καθυστέρηση ταχύτητας: Η ανάγκη να χρησιμοποιηθούν σκεδαστές φωτός για τη μέτρηση της ταχύτητας της ροής, απαιτεί προσεκτικό έλεγχο για κάθε πείραμα, για να διαπιστωθεί αν αυτοί θα ακολουθήσουν πιστά την κίνηση των στοιχείων του ρευστού, τουλάχιστον στην έκταση που απαιτείται από τους στόχους της έρευνας. Οι μικροί σκεδαστές θα ακολουθήσουν τη ροή καλύτερα.

Φωτισμός: Για εφαρμογές σε αέριες ροές απαιτείται μια πηγή φωτός υψηλής δύναμης για το φωτισμό των μικροσκοπικών σκεδαστών φωτός, προκειμένου να εκτεθεί καλά η φωτογραφική ταινία ή ο αισθητήρας του βίντεο από το διεσπαρμένο φως. Εντούτοις, η ανάγκη της χρησιμοποίησης μεγαλύτερων σκεδαστών, λόγω της μεγαλύτερης αποδοτικότητας στη διασπορά του φωτός, είναι σε αντίθεση με την απαίτηση για όσο το δυνατό μικρότερους σκεδαστές προκειμένου να ακολουθηθεί η ροή πιστά. Στις περισσότερες εφαρμογές πρέπει να βρεθεί ένας συμβιβασμός. Σε ροές με υγρό μέσο μπορούν να γίνουν αποδεκτοί οι μεγαλύτεροι σκεδαστές που διασκορπίζουν πολύ περισσότερο φως. Κατά συνέπεια μπορούν να χρησιμοποιηθούν πηγές φωτός με αρκετά χαμηλότερη μέγιστη δύναμη.

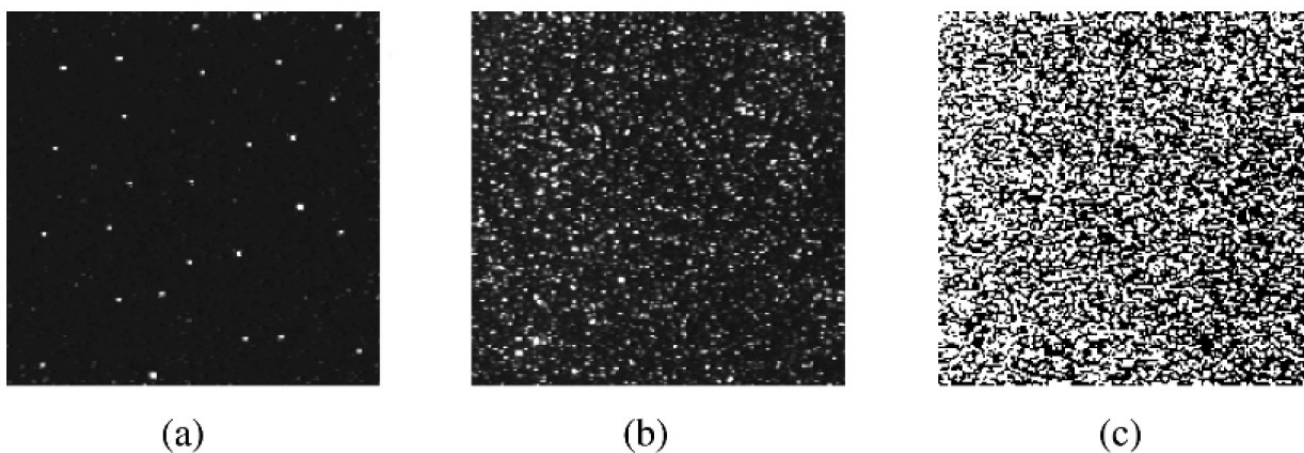
Διάρκεια του παλμού φωτισμού: Η διάρκεια του παλμού του φωτισμού πρέπει να είναι αρκετά σύντομη ώστε "να παγώσει" την κίνηση των σκεδαστών κατά τη διάρκεια της έκθεσης στον παλμό προκειμένου να αποφευχθεί το θόλωμα της εικόνας (χωρίς γραμμές).

Χρονική καθυστέρηση μεταξύ των παλμών φωτισμού: Η χρονική καθυστέρηση μεταξύ των παλμών φωτισμού πρέπει να είναι αρκετά μεγάλη ώστε να μπορεί να καθοριστεί η μετατόπιση μεταξύ των εικόνων των σκεδαστών φωτός με ικανοποιητική ευκρίνεια, και ταυτόχρονα να είναι αρκετά μικρή ώστε να αποφευχθεί

να αποκτήσουν οι σκεδαστές μια συνιστώσα ταχύτητας έξω από το επίπεδο φωτισμού, αφήνοντας το στρώμα φωτός μεταξύ των επόμενων φωτισμών.

Διανομή των σκεδαστών φωτός στη ροή: Στην ποιοτική απεικόνιση της ροής, ορισμένες περιοχές της ροής γίνονται ορατές σηματοδοτώντας ένα αγωγό στη ροή με σκεδαστές φωτός (καπνό, χρωστική ουσία). Σύμφωνα με τη θέση της συσκευής διασποράς, οι σκεδαστές θα παρασυρθούν σε συγκεκριμένες περιοχές της ροής (οριακά στρώματα, ίχνη πίσω από τα μοντέλα, κ.λπ.). Η δομή και η χρονική εξέλιξη αυτών των δομών μπορεί να μελετηθεί με ποιοτική απεικόνιση της ροής. Για τη PIV η κατάσταση είναι διαφορετική: μια ομοιογενής διανομή μέσης πυκνότητας επιδιώκεται για υψηλής ποιότητας καταγραφές PIV, προκειμένου να ληφθεί η βέλτιστη αξιολόγηση. Δεν μπορούν να ανιχνευθούν δομές του πεδίου ροής σε μια PIV καταγραφή υψηλής ποιότητας.

Πυκνότητα των εικόνων των σκεδαστών φωτός: Ποιοτικά μπορούν να διακριθούν τρεις διαφορετικοί τύποι πυκνότητας εικόνας [4], οι οποίοι παρουσιάζονται στο σχήμα 6.2-2. Στην περίπτωση της χαμηλής πυκνότητας εικόνας (σχήμα 6.2-2(a)), μπορούν να ανιχνευθούν εικόνες μεμονωμένων σκεδαστών και μπορούν να προσδιοριστούν εικόνες που αντιστοιχούν στον ίδιο σκεδαστή που προέρχεται από διαφορετικούς φωτισμούς. Η χαμηλή πυκνότητα εικόνας απαιτεί μεθόδους ίχνους (tracking methods) για την αξιολόγηση. Επομένως, αυτή η κατάσταση αναφέρεται ως "Particle Tracking Velocimetry", ή "PTV". Στην περίπτωση εικόνων μέσης πυκνότητας (σχήμα 6.2-2(b)), μπορούν να ανιχνευθούν επίσης εικόνες μεμονωμένων σκεδαστών. Εντούτοις, δεν είναι πλέον δυνατό να προσδιοριστούν εικονικά ζευγάρια από την οπτική επιθεώρηση της καταγραφής. Η μέση πυκνότητα εικόνας απαιτείται για την εφαρμογή των πρότυπων στατιστικών τεχνικών αξιολόγησης PIV. Στην περίπτωση της υψηλής πυκνότητας εικόνας (σχήμα 6.2-2(c)), επίσης δεν είναι δυνατό να ανιχνευθούν μεμονωμένες εικόνες, δεδομένου ότι επικαλύπτουν τις περισσότερες περιπτώσεις και διαμορφώνουν τα στίγματα. Αυτή η κατάσταση καλείται "Laser Speckle Velocimetry" (LSV), ένας όρος που έχει χρησιμοποιηθεί επίσης στην αρχή των δεκαετιών του '80 για τη μέση περίπτωση πυκνότητας εικόνας, καθώς οι (οπτικές) τεχνικές αξιολόγησης ήταν αρκετά παρόμοιες και για τις δύο καταστάσεις.



Σχήμα 6.2-2: Οι τρεις τύποι των πυκνοτήτων εικόνας σκεδαστών: (a) χαμηλής (PTV), (b) μέσης (PIV) και (c) υψηλής πυκνότητας ενέργειας (LSV).

Αριθμός φωτισμών ανά καταγραφή: Για φωτογραφικές και ψηφιακές τεχνικές, πρέπει να διακρίνουμε αν είναι δυνατό να αποθηκεύσουμε τις εικόνες των σκεδαστών φωτός σε διαφορετικά καρέ για κάθε φωτισμό ή αν όλες οι εικόνες σκεδαστών λόγω των διαφορετικών φωτισμών πρέπει να αποθηκευτούν σε ένα ενιαίο καρέ.

Αριθμός συνιστωσών του διανύσματος ταχύτητας: Λόγω του επίπεδου του φωτισμού του πεδίου ροής μόνο δύο (στο πεδίο) συνιστώσες του διανύσματος ταχύτητας μπορούν να καθοριστούν σε τυποποιημένη δύο συνιστωσών PIV (2C – PIV). Επίσης υπάρχουν μέθοδοι που μπορούν να εξαγάγουν την τρίτη συνιστώσα του διανύσματος της ταχύτητας (στερεοφωνικές τεχνικές, PIV δυο επιπέδων και ολογραφική καταγραφή [9, 10], η οποία από μόνη της είναι τρισδιάστατη). Αυτή ονομάζεται 3C – PIV. Και οι δύο μέθοδοι λειτουργούν σε επίπεδες περιοχές του πεδίου ροής (2D – PIV).

Επέκταση του όγκου παρατήρησης: Γενικά η επέκταση του όγκου παρατήρησης είναι δυνατή με τη βοήθεια των ολογραφικών τεχνικών (3D – IV) [27]. Άλλες μέθοδοι, όπως η τοποθέτηση διάφορων παράλληλων στρωμάτων φωτός σε ένα όγκο [9] ή η ανίχνευση ενός όγκου σε μια χρονική ακολουθία [23, 28] αναφέρονται ως 2+1D – PIV.

Χρονική ευκρίνεια: Τα περισσότερα συστήματα PIV επιτρέπουν την καταγραφή με υψηλή χωρική ευκρίνεια, αλλά σε σχετικά χαμηλούς ρυθμούς καρέ. Εντούτοις, η πρόσφατη ανάπτυξη των υψηλών ταχυτήτων λέιζερ και των κάμερων επιτρέπει την επίλυση μετρήσεων στο χρόνο για τα περισσότερα υγρά και για τις αεροδυναμικές ροές χαμηλών ταχυτήτων.

Χωρική ευκρίνεια: Το μέγεθος των περιοχών διερεύνησης, κατά τη διάρκεια της αξιολόγησης, πρέπει να είναι αρκετά μικρό έτσι ώστε οι κλίσεις της ταχύτητας να μην έχουν σημαντική επίδραση στα αποτελέσματα. Επιπλέον αυτό καθορίζει τον αριθμό των ανεξάρτητων διανυσμάτων ταχύτητας και επομένως τη μέγιστη χωρική ευκρίνεια του χάρτη ταχύτητας που μπορεί να ληφθεί σε μια δεδομένη χωρική ευκρίνεια του αισθητήρα που χρησιμοποιείται για την καταγραφή.

Ικανότητα επανάληψης της αξιολόγησης: Στη PIV αποθηκεύονται πλήρεις πληροφορίες για το πεδίο ταχυτήτων της ροής (εκτός από τη χρονική καθυστέρηση μεταξύ των παλμών και την μεγέθυνση κατά την απεικόνιση) στο χρόνο καταγραφής, σε ένα πρώτο στάδιο της μείωσης στοιχείων. Αυτό οδηγεί σε ένα ενδιαφέρον χαρακτηριστικό γνώρισμα, ότι δηλαδή οι καταγραφές PIV μπορούν εύκολα να ανταλλαχθούν για την αξιολόγηση και την μετα – επεξεργασία με άλλους που χρησιμοποιούν διαφορετικές τεχνικές. Οι πληροφορίες για το πεδίο ταχυτήτων της ροής, το οποίο περιλαμβάνεται πλήρως στην καταγραφή PIV, μπορούν να χρησιμοποιηθούν αργότερα, με διαφορετικό τρόπο από τον προγραμματισμένο, χωρίς να είναι αναγκαία η επανάληψη του πειράματος.

Σε αυτό το σημείο έχουν περιγραφεί εν συντομία τα κύρια χαρακτηριστικά γνωρίσματα της τεχνικής PIV για να στηρίξουν μια γενική κατανόηση της. Η PIV προσφέρει πολλές προοπτικές στους μηχανικούς των ρευστών, ειδικά για τις ασταθείς ροές, καθώς επιτρέπει την στιγμιαία σύλληψη ολόκληρου του πεδίου ταχυτήτων. Εντούτοις, άλλες ποσοτικές τεχνικές απεικόνισης ροής [1], που δίνουν πληροφορίες για άλλες σημαντικές φυσικές ποσότητες ενός ρευστού, όπως η πυκνότητα, η θερμοκρασία, η συγκέντρωση, κ.λπ., είναι ήδη γνωστές και χρησιμοποιούνται ευρέως, και επίσης αναπτύσσονται νέες οπτικές μέθοδοι για την μέτρηση ποσοτήτων στην επιφάνεια ενός προτύπου, όπως η πίεση ή η παραμόρφωση. Ως εκ τούτου, μια πληρέστερη πειραματική περιγραφή ενός σύνθετου πεδίου ροής θα είναι δυνατή και διαθέσιμη για σύγκριση με τα αποτελέσματα των αριθμητικών υπολογισμών στο μέλλον, με συνδυασμό διαφορετικών τεχνικών.

6.3 Ανάπτυξη της τεχνικής PIV κατά τη διάρκεια των τελευταίων δυο δεκαετιών

Η ανάπτυξη της PIV κατά τη διάρκεια των 20 τελευταίων ετών χαρακτηρίζεται από το γεγονός ότι οι αναλογικές τεχνικές καταγραφής και αξιολόγησης έχουν αντικατασταθεί από τις ψηφιακές τεχνικές. Αν και αυτές οι αναλογικές τεχνικές έχουν συμβάλει ευρέως στην επιτυχία της PIV, στο αρχικό στάδιο ανάπτυξής της, η συζήτηση αυτών των τεχνικών δεν είναι ένας από τους κύριους στόχους αυτής της παρουσίασης. Θα επικεντρωθούμε στην περιγραφή της παρούσας κατάστασης προόδου της PIV.

Υπάρχουν διάφορες πηγές που περιγράφουν τις βασικές αρχές της PIV στα πλαίσια της ιστορικής της ανάπτυξης. Για περισσότερες πληροφορίες μπορεί κανείς να ανατρέξει στο SPIE Milestone series 99, που δημιουργήθηκε από τον Grant το 1994 [6]. Αυτή η σειρά περιλαμβάνει περισσότερα από 70 αυθεντικά έγγραφα, που πρωτοδημοσιεύτηκαν μεταξύ του 1932 και του 1993. Η πλειοψηφία τους προέρχεται από η δεκαετία του '80, συμπεριλαμβανομένων και αυτών που περιγράφουν τις ρίζες της μοντέρνας PIV, το πρώιμο έργο του Meynart [12], η ανάπτυξη χαμηλής και υψηλής πυκνότητας εικόνας PIV, οπτικές τεχνικές συσχετισμού, κ.λπ. Αναθεωρημένα άρθρα από τους Lauterborn και Vogel (1984) [11] και από τον Adrian (1986, 1991) [3, 4], μερικά από τα οποία αναδιατυπώνονται στο SPIE Milestone series 99 [35], καταδεικνύουν την γρήγορη ανάπτυξη και κατάρτιση της τεχνογνωσίας της PIV μέσα σε μια δεκαετία.

Η PIV από την πλευρά της οπτικής περιγράφεται στο κεφάλαιο “Particle Image Velocimetry” που γράφτηκε από τον Hinsch το 1993 [8], και συμπεριλαμβανόταν σε ένα βιβλίο, το “Speckle metrology”. Αυτή η συμβολή είναι ιδιαίτερα χρήσιμη για την κατανόηση των οπτικών πτυχών της PIV. Περιλαμβάνει 104 αναφορές σε άλλες βιβλιογραφίες της PIV.

Εκείνο τον καιρό έλαβε χώρα ισχυρός ανταγωνισμός, που αφορούσε την καλύτερη απόδοση των οπτικών και ψηφιακών μεθόδων στην αξιολόγηση των PIV καταγραφών. Λεπτομέρειες των θεωρητικών βασικών αρχών της ψηφιακής PIV μπορούν να βρεθούν στην διδακτορική διατριβή “Digital Particle Image Velocimetry – Theory and Practice” που δημοσιεύτηκε επίσης το 1993 από τον Westerweel [19]. Αυτό το βιβλίο περιλαμβάνει περισσότερες από 100 αναφορές.

Το 1997 εμφανίστηκε ένα αναθεωρημένο έγγραφο, “Particle Image Velocimetry: a review”, από τον Grant [7], το οποίο δίνει μια περίληψη των διαφορετικών εφαρμογών των τεχνικών φωτισμού, καταγραφής και αξιολόγησης της PIV.

Όπως υποδεικνύεται, και οι τέσσερις προαναφερθείσες δημοσιεύσεις περιλαμβάνουν μια λεπτομερή βιβλιογραφία της φιλοσοφίας της PIV, στην οποία μπορεί κανείς να ανατρέξει για περαιτέρω λεπτομέρειες. Μια περαιτέρω βιβλιογραφία για την PIV, με σχεδόν 1200 αναφορές, συντάχθηκε από τον Adrian [5] και είναι εμπορικά διαθέσιμη.

Ο μεγάλος αριθμός αναφορών, που απαριθμούνται στα αναθεωρημένα άρθρα, καταδεικνύει ότι η PIV είναι σήμερα ένα πολύ αποδεκτό εργαλείο για την έρευνα των πεδίων ταχυτήτων σε πολλές διαφορετικές περιοχές. Αυτό επίσης σημαίνει ότι η PIV έπρεπε να αναπτυχθεί σε διάφορες πρόσθετες εφαρμογές όπως στη βιολογία και στις στροβιλομηχανές [17, 18].

Μια άλλη περιεκτική πηγή πληροφοριών, στην ανάπτυξη και τις εφαρμογές της PIV, παρέχεται μέσω του ιδρύματος von Karman, το οποίο έχει προσφέρει διάφορες σειρές διαλέξεων και σχετικές μονογραφίες που αφιερώνονται στην PIV από το 1991 [13, 14, 15].

Αυτή τη στιγμή, η PIV χρησιμοποιείται ευρέως στην μηχανική των ρευστών, στην έρευνα για τις ροές του αέρα και του νερού. Η πρόοδος που έχει σημειωθεί στο πρόσφατο παρελθόν έχει φέρει την PIV σε ένα σημείο, που την καθιστά εφαρμόσιμη

στις έρευνες της αεροδυναμικής και στους σχετικούς τομείς. Αναφέρονται συνεχώς νέοι τομείς εφαρμογής της. Αυτό σημαίνει ότι σήμερα μπορεί να δοθεί καλύτερα μια σχεδόν πλήρης και σχεδόν σταθερή εικόνα των τεχνικών πτυχών της PIV, αν εξεταστούν οι απαιτήσεις των εφαρμογών στην αεροδυναμική ή στις ροές νερού, όπου τα τεχνικά προβλήματα είναι παρόμοια αλλά συνήθως λιγότερο αυστηρά απ' ότι στις ροές αέρα. Τα περισσότερα τεχνικά προβλήματα στις εφαρμογές της PIV που αντιμετωπίζονται σε αυτόν τον ειδικό τομέα, εμφανίζονται επίσης και σε άλλες εφαρμογές της. Πολλές από τις βασικές εκτιμήσεις μπορούν εύκολα να μεταφερθούν και σε άλλες εφαρμογές.

6.3.1 Η PIV στην αεροδυναμική

Η χρήση της τεχνικής PIV είναι πολύ διαδεδομένη στη σύγχρονη αεροδυναμική, επειδή βοηθά στην κατανόηση των ασταθών φαινομένων ροής όπως, για παράδειγμα, στις διαχωριζόμενες ροές πάνω από δοκίμια με μεγάλες γωνίες πρόσπτωσης. Η PIV επιτρέπει την επίλυση μετρήσεων στο χρόνο του στιγμιαίου πεδίου ταχυτήτων της ροής, μέσα σε πολύ σύντομο χρόνο, και επίσης επιτρέπει την ανίχνευση μεγάλης και μικρής κλίμακας χωρικών δομών στο πεδίο ταχυτήτων της ροής. Μια άλλη ανάγκη της σύγχρονης αεροδυναμικής είναι ο αυξανόμενος αριθμός και η αυξανόμενη ποιότητα των αριθμητικών υπολογισμών των πεδίων ροής, τα οποία απαιτούν επαρκή πειραματικά στοιχεία για την επικύρωση των αριθμητικών κωδικών, προκειμένου να αποφασιστεί εάν η φυσική του προβλήματος έχει διαμορφωθεί σωστά. Γι' αυτό το σκοπό σχεδιάζονται προσεκτικά τα πειράματα και πρέπει να εκτελούνται με στενή συνεργασία με τους αντίστοιχους επιστήμονες που κάνουν τους αριθμητικούς υπολογισμούς. Τα πειραματικά στοιχεία του πεδίου ροής πρέπει να κατέχουν υψηλή ευκρίνεια στο χρόνο και στο χώρο, προκειμένου να μπορούν να συγκριθούν με τα υψηλής πυκνότητας στοιχεία των αντίστοιχων αριθμητικών τομέων. Η τεχνική PIV είναι ένα κατάλληλο πειραματικό εργαλείο για αυτό το σκοπό, ειδικά αν απαιτούνται πληροφορίες για το στιγμιαίο πεδίο ταχύτητας. Ένα σύστημα PIV, που χρησιμοποιείται για την έρευνα των ροών αέρα στις αεροσήραγγες, πρέπει να είναι εξυπηρετικό σε ροές χαμηλών ταχυτήτων (π.χ. ταχύτητες ροής μικρότερες από 1m/s στο οριακό στρώμα) καθώς επίσης και σε ροές υψηλών ταχυτήτων (ταχύτητες ροής μέχρι 600m/s σε υπερηχητικές ροές με δονήσεις). Πρέπει να μπορούν να μελετηθούν πεδία ροής πάνω από στερεά, κινούμενα ή παραμορφώσιμα μοντέλα. Η εφαρμογή της τεχνικής PIV σε μεγάλες, βιομηχανικές αεροσήραγγες δημιουργεί διάφορα πρόσθετα προβλήματα: μεγάλη περιοχή παρατήρησης, μεγάλες αποστάσεις μεταξύ της περιοχής παρατήρησης, της πηγής φωτός και της φωτογραφικής μηχανής καταγραφής, περιορισμένο χρόνο για τις μετρήσεις, και υψηλές λειτουργικές δαπάνες της αεροσήραγγας.

Η περιγραφή των προβλημάτων που δόθηκαν πιο πάνω, οδηγεί στον καθορισμό των απαιτήσεων που πρέπει να εκπληρωθούν όταν εφαρμόζεται η PIV στην αεροδυναμική. Καταρχήν, είναι αναγκαία μια μεγάλη χωρική ευκρίνεια του πεδίου δεδομένων, έτσι ώστε να επιλυθούν μεγάλης καθώς επίσης και μικρής κλίμακας δομές της ροής. Αυτή η προϋπόθεση επηρεάζει άμεσα την επιλογή του εξοπλισμού καταγραφής. Μια δεύτερη σημαντική προϋπόθεση είναι η απαίτηση υψηλής πυκνότητας πειραματικών στοιχείων για να μπορεί να γίνει μια σημαντική σύγκριση με τα αποτελέσματα των αριθμητικών υπολογισμών. Κατά συνέπεια, απαιτείται μεγάλη πυκνότητα εικόνας των σκεδαστών φωτός (δηλ. ο αριθμός των εικόνων των σκεδαστών ανά περιοχή διερεύνησης). Γι' αυτό το λόγο απαιτείται μια ισχυρή γεννήτρια διασποράς (υψηλή συγκέντρωση των σκεδαστών φωτός στον όγκο μέτρησης στη ροή, ακόμη και σε υψηλές ταχύτητες ροής). Δεδομένου ότι η ταχύτητα ροής μετριέται έμμεσα, με τα μέσα μέτρησης της ταχύτητας των σκεδαστών φωτός που προστέθηκαν στη ροή, οι σκεδαστές πρέπει να ακολουθούν πιστά τη ροή. Αυτό απαιτεί τη χρήση πολύ μικρών σκεδαστών φωτός. Παρ' όλα αυτά, οι μικροί

σκεδαστές προκαλούν την διασπορά πολύ λίγου φωτός. Αυτό το γεγονός έχει ως αποτέλεσμα μια τρίτη σημαντική προϋπόθεση για την εφαρμογή της PIV στην αεροδυναμική. Αυτή απαιτεί ένα ισχυρό παλμικό λέιζερ για το φωτισμό του πεδίου ροής.

6.3.2 Σημαντικά τεχνολογικά σημεία της PIV

Νωρίτερα είχαν δοθεί μερικές αναφορές σε έγγραφα που περιγράφουν τη γενική ιστορική ανάπτυξη της PIV. Σε ένα εγχειρίδιο, που αφιερώνεται περισσότερο στις τεχνικές πτυχές της PIV, υπάρχει ακόμα μεγαλύτερο ενδιαφέρον, από την άποψη της επίτευξης των κύριων σημείων, γιατί μπορεί να περιγράψει την ανάπτυξη της PIV και την δυνατότητα εφαρμογής της σε σύνθετες ροές.

Η κατανόηση μερικών τεχνικών περιορισμών στην εφαρμογή της PIV στο παρελθόν και η κατάκτησή τους, μπορεί να είναι χρήσιμα δεδομένα για τους νέους χρήστες της, προκειμένου να αξιολογηθεί η μελέτη μερικών παλαιότερων δημοσιεύσεων που εξετάζουν μερικές φορές παράξενες προσπάθειες να λυθούν τα τεχνικά προβλήματα, τα οποία δεν υπάρχουν πλέον σήμερα.

Η επιλογή αυτών των κύριων σημείων έγινε σύμφωνα με την τεχνική πρόοδο του παρελθόντος, όπως βιώνεται από τους συντάκτες στις μελέτες τους. Κατά συνέπεια, η επιλογή είναι υποκειμενική.

Η επίτευξη της σύγχρονης PIV: Η χρήση της PIV, για την μέτρηση των πεδίων ταχύτητας της ροής στο νερό και ακόμα στον αέρα, πραγματοποιήθηκε στις αρχές της δεκαετίας του '80 στο ινστιτούτο von Karman στις Βρυξέλλες, κυρίως από τον R. Meynard [12]. Τότε οι μέθοδοι αξιολόγησης βασίζονταν στην δουλειά που έγινε στον τομέα της συμβολομετρίας στίγματος (παραπομπή στο [6]).

Αξιόπιστες πηγές φωτός υψηλής ισχύος για την εφαρμογή στον αέρα: Η χρήση του διπλού ταλαντωτή ND: Λέιζερ YAG (δύο αντηχεία, διπλασιασμός συχνότητας, για να επιτευχθεί μήκος κύματος της τάξης του $\lambda=532\text{nm}$ σε ορατό φως) επέτρεψε, για πρώτη φορά, το φωτισμό ενός επιπέδου στη ροή με παλμικά λέιζερ της ίδιας, σταθερής ενέργειας, με οποιαδήποτε χρονική καθυστέρηση μεταξύ των δύο παλμών, όπως απαιτείται από το πείραμα για επαναληπτικούς ρυθμούς της τάξης των 10Hz [20]. Έτσι η ευθυγράμμιση της οπτικής του στρώματος φωτός και της απόκτησης της εικόνας διευκολύνθηκε αρκετά.

Αφαίρεση ασαφειών: Οι εικόνες των σκεδαστών φωτός, ειδικά με τις φωτογραφικές καταγραφές, δεν ήταν πιθανό στις περισσότερες περιπτώσεις να αποθηκευτούν, εξαιτίας της καταγραφής του πρώτου και του δεύτερου φωτισμού σε δύο διαφορετικές καταγραφές. Κατά συνέπεια, η χρονική ακολουθία των εικόνων των σκεδαστών δεν θα μπορούσε να διακριθεί. Έτσι έπρεπε να αναπτυχθούν μέθοδοι για να αφαιρέσουν την ασάφεια της ένδειξης του διανύσματος της ταχύτητας (παραπομπή στο [6]). Η πιο ευρέως χρησιμοποιούμενη τεχνική ήταν η μεταστροφή εικόνας, η οποία θα μπορούσε να εφαρμοστεί με επιτυχία αργότερα, ακόμη και σε ροές υψηλής ταχύτητας. Με το που κατέστη δυνατή η έρευνα των σύνθετων, ασταθών τρισδιάστατων πεδίων ροής, αυτή η εξέλιξη πρόσφερε αρκετά στην αύξηση του ενδιαφέροντος για την PIV, από την πλευρά των χρηστών της αεροσήραγγας και της βιομηχανίας.

Παραγωγή και διανομή των σκεδαστών φωτός στη ροή: Η ανάπτυξη των ισχυρών γεννητριών αερολύματος και η τεχνογνωσία στην διανομή των σκεδαστών φωτός, ενός καλά καθορισμένου μεγέθους μέσα στη ροή, βελτίωσαν ομοιογενώς την πυκνότητα της εικόνας των σκεδαστών και την ποιότητα των καταγραφών PIV.

Εξοπλισμός υπολογιστών: Η βελτίωση του εξοπλισμού των υπολογιστών με σεβαστές ταχύτητες επεξεργαστών και μεγαλύτερες μνήμες συνεχίζεται σύμφωνα με το νόμο του Moore. Οι δυσκολίες που υπήρχαν πριν μια δεκαετία εξαλείφθηκαν, και ο χειρισμός και η επεξεργασία των πολυάριθμων μέγα – εικονοκύπτρων των εικόνων στην PIV έχουν γίνει σήμερα παιχνίδι, ακόμη και στους προσωπικούς υπολογιστές. Η επεξεργασία αυτών των εικόνων είναι δυνατή σε μερικά κλάσματα του δευτερολέπτου.

Βελτιωμένη σκέδαση φωτός: Η ψηφιακή PIV επηρεάστηκε από το περιορισμένο μέγεθος και την ευκρίνεια των ψηφιακών αισθητήρων σε σύγκριση με αυτά της φωτογραφικής καταγραφής. Η χρήση της εκτίμησης μέγιστης θέσης των εικονοκυπτάρων, με τη βοήθεια της γκαουσιανής συνάρτησης, επέτρεψε τον προσδιορισμό της μετατόπισης με μεγαλύτερη ακρίβεια [26]. Κατά συνέπεια, μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν μικρότερα παράθυρα διερεύνησης, οδηγώντας σε μια αύξηση της χωρικής ευκρίνειας (αριθμός διανυσμάτων) στην ψηφιακή PIV.

Βιντεοκάμερα ετεροσυσχετισμού: Σήμερα, οι σύγχρονες βιντεοκάμερες σάρωσης επιτρέπουν στους χρήστες να αποθηκεύσουν ένα ζευγάρι εικόνων των σκεδαστών φωτός σε χωριστά καρέ για κάθε φωτισμό, με χρόνους μικρότερους από 1μs [24]. Αυτό το χαρακτηριστικό λύνει αμέσως το πρόβλημα αφαίρεσης της ασάφειας, ακόμη και για ροές υψηλών ταχυτήτων. Η τεχνολογία μας δίνει την δυνατότητα να χρησιμοποιήσουμε μεγέθη αισθητήρων με 2000x2000 εικονοκυττάρα και περισσότερα, μαζί με την εφαρμογή των μεθόδων ετεροσυσχετισμού με την ανώτερη αναλογία σήματος προς θόρυβο, στα πεδία διανυσμάτων ταχύτητας (που παράχθηκαν κατά την αξιολόγηση) της ίδιας ποιότητας. Αυτό στο παρελθόν γινόταν μόνο με μια φωτογραφική καταγραφή.

CMOS κάμερα μεγάλης ταχύτητας: Μια άλλη πολύ πρόσφατη τεχνική βελτίωση, για τις εφαρμογές της PIV, είναι η ανάπτυξη των αισθητήρων CMOS, με ενεργούς αισθητήρες εικονοκυπτάρων (APS), στους οποίους, εκτός από τη φωτοδίοδο, ενσωματώνεται και ένας ενισχυτής σε κάθε εικονοκύτταρο. Αυτό μετατρέπει τη φόρτιση που συσσωρεύεται στη φωτοδίοδο σε μια τάση που ενισχύεται μέσα στο εικονοκύτταρο και μετά μεταφέρεται σε διαδοχικές σειρές και στήλες σε παραπέρα κυκλώματα επεξεργασίας σήματος. Αυτό, μαζί με παράλληλες ηλεκτρονικές συσκευές αποθήκευσης, επιτρέπει την καταγραφή και το χειρισμό μερικών χιλιάδων καρέ ανά δευτερόλεπτο σε αποδεκτά επίπεδα θορύβου. Ένα πρόσθετο πλεονέκτημα των περισσότερων αισθητήρων CMOS είναι η δυνατότητα τους να καταγραφούν εικόνες υψηλής αντίθεσης χωρίς προβλήματα.

Υψηλό ποσοστό επανάληψης Nd – YAG και Nd – YLF λέιζερ: Η εισαγωγή των κάμερων CMOS (Kilo Hertz) έχει παράξει την ανάγκη για πηγές ακτίνων λέιζερ, οι οποίες μπορούν να λειτουργούν σε ρυθμούς 1000 καρέ ανά δευτερόλεπτο. Κατά συνέπεια, προσαρμόστηκαν δίοδοι αντλούμενου λέιζερ στην PIV μεγάλων ταχυτήτων. Αρχικά, αυτά τα λέιζερ αναπτύχθηκαν για την επεξεργασία υλικών και ως πηγές άντλησης των πιό σύνθετων επιστημονικών λέιζερ. Πρόσφατα σχεδιάστηκαν εξειδικευμένοι, υψηλών επαναληπτικών ποσοστών, διπλοί ταλαντωτές λέιζερ, συγκεκριμένα για την PIV υψηλής ταχύτητας. Τέτοια συστήματα λέιζερ επιτρέπουν χρόνους παλμικού διαχωρισμού μικρότερους από την χρονική απόσταση, μεταξύ δύο διαδοχικών παλμών, ενώ παρέχουν ταυτόχρονα αποδεκτα προφίλ και σταθερότητα. Αυτό επιτρέπει να σχεδιάζονται PIV πειράματα με υψηλούς λόγους καρέ, σε ένα ευρύ φάσμα ταχυτήτων ροής, σε αέρα και σε νερό.

Μικροσκοπική καταγραφή PIV: Κατά τη διάρκεια των τελευταίων πέντε ετών, έχει σημειωθεί σημαντική πρόοδος στην ανάπτυξη και την εφαρμογή της micropresolution Particle Image Velocimetry (μPIV). Οι εξελίξεις στη τεχνική έχουν επεκτείνει την

χαρακτηριστική χωρική ευκρίνεια της PIV από την τάξη του 1mm στην τάξη του 1μm. Αυτές οι προόδοι αποτελούν αποτέλεσμα των πρωτότυπων βελτιώσεων στα υλικά των εξοπλισμών και στα λογισμικά της μετα – επεξεργασίας. Η χρησιμότητα της μPIV έχει καταδειχθεί με την εφαρμογή της στις ροές σε μικροκανάλια, μικροακροφύσια, BioMEMS, και σε ροές γύρω από κελιά (ή κύτταρα). Ενώ η τεχνική αρχικά αναπτύχθηκε για μετρήσεις ταχύτητας σε μικρο κλίμακες, έχει επεκταθεί και πλέον μπορούν να γίνουν μετρήσεις σε θέσεις στον τοίχο με ευκρίνεια κάποιων δεκάτων της νανομετρίας, της παραμόρφωσης από hydrogels, της μικρομοριακής θερμομετρίας και της υπέρυθρης PIV.

Εναρμονισμένοι αλγόριθμοι αξιολόγησης: Οι καθιερωμένοι αλγόριθμοι αξιολόγησης παρέχουν αξιόπιστα διανύσματα ταχύτητας. Παρ' όλα αυτά, η ακρίβειά τους είναι περιορισμένη λόγω της απώλειας ζευγαριών εικόνων των σκεδαστών σε σύνθετες περιοχές ροής. Σαν απλή προσέγγιση για να αντιμετωπιστεί αυτό το πρόβλημα, μπορεί να μετατοπιστεί το δεύτερο παράθυρο διερεύνησης, σε σχέση με το παράθυρο της πρώτης εικόνας, ή μπορούν να χρησιμοποιηθούν διαφορετικά μεγέθη παραθύρων σε συνδυασμό με μια άμεση διάταξη συσχετισμού [22]. Οι πιο περίπλοκοι αλγόριθμοι αξιολογούν επανειλημμένα την εικόνα, πρώτα με μεγαλύτερα παράθυρα διερεύνησης, προκειμένου να βρεθούν οι τοπικές μέσες μετατοπίσεις, και έπειτα με μικρότερα παράθυρα και πολύ υψηλότερη χωρική ευκρίνεια. Πολλοί αλγόριθμοι PIV χρησιμοποιούν, επιπρόσθετα, τις πληροφορίες των μετατοπίσεων ενός προηγούμενου περάσματος, προκειμένου να καθοριστεί η πραγματική παραμόρφωση του όγκου διερεύνησης μεταξύ των φωτισμών και να παραμορφώσει ανάλογα τις εικόνες που καταγράφηκαν κατά δεύτερο λόγο [25].

Θεωρητική κατανόηση της PIV: Στην αρχή της ανάπτυξης της PIV, η κατανόηση της τεχνικής ήταν περισσότερο διαισθητική. Συχνά σημειωνόταν πρόοδος μόνο από τη δοκιμή και το λάθος. Τα τελευταία χρόνια, η θεωρητική κατανόηση των βασικών αρχών της τεχνικής PIV έχει βελτιωθεί αρκετά. Τέτοιες θεωρητικές εκτιμήσεις καθώς επίσης και προσομοιώσεις της διαδικασίας καταγραφής και αξιολόγησης δίνουν χρήσιμες πληροφορίες για πολλές παράμετρους, σημαντικές για τη διάταξη ενός πειράματος που χρησιμοποιεί την PIV.

Σε αυτό το κεφάλαιο, έχουν παρουσιαστεί, συνοπτικά, οι βασικές αρχές της PIV και μερικά από τα προβλήματα και τους τεχνικούς περιορισμούς της που λαμβάνονται υπόψη.

6.4 Παραδείγματα εφαρμογών της PIV

Μερικά παραδείγματα εφαρμογής της τεχνικής PIV είναι:

- Σε υγρές ροές: Αλληλεπίδραση στροβιλότητας σε ελεύθερη επιφάνεια, μελέτη της θερμικής μεταφοράς και των ροών Couette.
- Σε οριακά στρώματα: Αστάθειες οριακών στρωμάτων, τυρβώδεις οριακά στρώματα.
- Σε υπερηχητικές ροές: Cascade πτερυγίου με εκτίναξη αέρα ψύξης, υπερηχητική ροή πάνω από μια αεροτομή, κρουστικό κύμα – τυρβώδης αλληλεπίδραση οριακού στρώματος.
- Stereo PIV εφαρμοσμένη σε ροή με δαχτυλίδι στροβιλότητας

- PIV διπλού επιπέδου εφαρμοσμένη σε ροή με δακτυλίδι στροβιλότητας
- Μετάδοση Rayleigh-Benard μεγάλης κλίμακας
- Χάρτες ταχύτητας και πίεσης πάνω από μια δέλτα πτέρυγα υπό υπερηχητική ροή
- Ανίχνευση συνεκτικών δομών ροής σε απότομη διεύρυνση (backward – facing step flow): Ανίχνευση στροβιλότητας
- Ποσοτική μελέτη του ζευγαρώματος στροβιλοτήτων σε κυκλική δέσμη αέρα: ακουστική διέγερση δεσμών, φυγοκέντριση σκεδαστών σε πυρήνες στροβιλότητας, μεταεπεξεργασία – αυτόματη ανίχνευση στροβιλότητας, ακουστική πρόβλεψη.
- Προσεγγίσεις stereo και όγκου στην αεροδυναμική ελικοπτέρων: έρευνα ροής σε ρότορες, μετρήση στροβιλότητας σε αεροσύραγγα για πτερύγια ρότορα.
- Σε φυγοκεντρικό συμπιεστή σε υπερηχητική ροή: σε αντιδρούσες ροές, μελέτη σε υψηλές ταχύτητες για πηγές θορύβου σε ακμή.
- Υπερηχητικές σε διαστημικό μοντέλο: πολυεπίπεδη stereo PIV.
- Έρευνα μικροκλίμακας σε αεροσύραγγα.
- Micro – PIV: σε μικροκανάλια, μικροακροφύσια, ροή γύρω από κύτταρο, ροή σε Microfluidic Biochip.
- Nano – PIV: Μελέτη σε μικροκλίμακα ηλεκτροοσμωτικής ροής.
- Micro – PIV στη βιολογία: Βιοσυμβατή μPIV/μPTV.

Περισσότερα για αυτές τις εφαρμογές μπορούν να βρεθούν στην βιβλιογραφία [46]. Σε αυτή την παρουσίαση θα αναπτύξουμε μόνο την εφαρμογή της ανίχνευσης δομών ροής σε απότομη διεύρυνση γιατί αφορά άμεσα το πειραματικό κομμάτι αυτής της διπλωματικής εργασίας.

6.4.1 Παράδειγμα εφαρμογής της PIV για την ανίχνευση συνεκτικών δομών ροής σε απότομη διεύρυνση (backward – facing step flow)

6.4.1.1 Εισαγωγή

Ένας αλγόριθμος έχει αναπτυχθεί για να ανιχνεύσει αυτόματα και να χαρακτηρίσει συνεκτικές δομές από ένα γενικό, δισδιάστατο, δύο-συνιστωσών (2D – 2C) πεδίο ταχυτήτων. Η μέθοδος βασίζεται στη συνεχή μετατροπή κυμάτων [31], των οποίων η χαρακτηριστική επιλεκτικότητα στο χώρο και στη συχνότητα, επιτρέπει τον αυτόματο εντοπισμό και τον καθορισμό του μεγέθους του πυρήνα των συνεκτικών δομών που περιλαμβάνονται στο πεδίο ταχυτήτων. Οι συνεκτικές δομές θεωρούνται συνήθως ως τομέας της στροβιλότητας του ρευστού, το οποίο εκθέτει κάποια συνεκτικότητα σε ορισμένη χωρική επέκταση και διάρκεια, και είναι χωριστά από ενεργητικό από ένα στροβιλώδες υπόβαθρο ([31, 33, 37, 38]). Η παρούσα

μέθοδος έχει αναπτυχθεί έτσι ώστε να εκμεταλλευτεί τα πεδία γωνιακής στροβιλότητας, που υπολογίζονται από τα στοιχεία της PIV.

6.4.1.2 Αλγόριθμος ανίχνευσης στροβιλότητας

Η ευρωστία του αλγορίθμου ανίχνευσης είναι θέμα κλειδί στην παρούσα εφαρμογή. Πρέπει να είναι άτρωτος στις μολύνσεις από τον πειραματικό θόρυβο του πεδίου στροβιλότητας, και να διακριτοποιεί την κίνηση της διάτμηση από αυτήν της στροβιλότητας. Οι ιδιότητες φιλτραρίσματος της συνεχούς μετατροπής κυμάτων συνδυάζονται με ένα τοπολογικό κριτήριο για να επιτύχουν την υψηλότερη ευρωστία. Υποθέτουμε ότι η διανομή στροβιλότητας πάνω από ένα τμηματικό τομέα στροβιλότητας μπορεί να προσεγγιστεί από μια γκαουσιανή διανομή (στροβιλότητα Oseen). Το δισδιάστατο κύμα Marr, αποκαλούμενο επίσης ως κύμα "Mexican Hat", έχει επιλεχτεί ανάλογα ως μητρικό κύμα:

$$\Psi(x, y) = (2 - x^2 - y^2)^{\lfloor \frac{x^2+y^2}{2} \rfloor} \quad (6.4.1.2-1)$$

Ο αλγόριθμος ανίχνευσης στροβιλότητας συνίσταται στην εύρεση των τοπικών μεγίστων της συνεχούς μετατροπής κυμάτων του στιγμιαίου πεδίου γωνιακής στροβιλότητας $\omega^2(x, y)$ ή ενστροφία:

$$\widetilde{\omega}^2(l, x', y') = \iint_{R^2} \omega^2(x, y) \cdot \Psi_{l, x', y'}(x, y) \cdot dx \cdot dy \quad (6.4.1.2-2)$$

όπου το $\Psi_{l, x', y'}(x, y)$ είναι το θυγατρικό κύμα που λαμβάνεται από τη μετάθεση και την κατάλληλη κλιμάκωση του μητρικού κύματος (εξίσωση 6.4.1.2-1). Η θέση του τοπικού μέγιστου στον τρισδιάστατο χάρτη μετατροπής κυμάτων $\widetilde{\omega}^2(l, x', y')$ παράγει τη θέση (x', y') και την αντίστοιχη κλίμακα l των υποψηφίων στροβιλοτήτων. Ο παράγοντας αναλογικότητας μεταξύ της κλίμακας l των κυμάτων και της διαμέτρου του πυρήνα στροβιλότητας, σ_c , έχει υπολογιστεί αναλυτικά στην βιβλιογραφία στο [41].

Κίνηση διάτμησης και στροβιλότητας

Χρησιμοποιείται ένα τοπολογικό κριτήριο σε κάθε θέση, προκειμένου να αξιολογηθεί αν η δομή της ροής κυριαρχείται από διατμητική κίνηση ή κίνηση στροβιλότητας [29, 30, 32]. Χρησιμοποιείται η δισδιάστατη απλοποίηση του κριτηρίου βασισμένη στην παράμετρο λ_2 [34]:

$$\lambda_2 = (\partial u / \partial x)^2 + (\partial u / \partial y) \cdot (\partial u / \partial x) \quad (6.4.1.2-3)$$

Η παράμετρος λ_2 έχει αρνητική τιμή σε περιοχές κίνησης στροβιλότητας του ρευστού. Ας σημειωθεί ότι η έκφραση 6.4.1.2-3 είναι σχετική μόνο αν η ροή είναι τοπικά δισδιάστατη και ευθυγραμμισμένη με το επίπεδο μέτρησης. Το κριτήριο $\lambda_2 < 0$ μπορεί να δείξει λανθασμένα την παρουσία στροβιλότητας (ή την απουσία της) λόγω των ελλειπόντων συνιστωσών του πλήρους ταυστή της κλίσης της ταχύτητας.

Όταν δεν μπορεί να γίνει καμιά υπόθεση στη δισδιάστατη ροή, χρησιμοποιείται ένα άλλο κριτήριο για να απορριφθούν τα στρώματα διάτμησης. Βασίζεται στην ισοτροπία των υποψηφίων στροβιλοτήτων. Ένας συντελεστής που μεταφράζει τον συσχετισμό μεταξύ της υποψήφιας δομής της στροβιλότητας και μιας ισοτροπικής γκαουσιανής δομής υπολογίζεται από το πιο κάτω:

$$\alpha(l, \chi', y') \equiv \frac{\widetilde{\omega}^2(l, \chi', y')_{max}}{\widetilde{\omega}^2(l, \chi', y')_{th}} \quad (6.4.1.2-4)$$

όπου το $\widetilde{\omega}^2(l, \chi', y')_{max}$ είναι ο μέγιστος συντελεστής κυμάτων στη θέση της υποψήφιας στροβιλότητας, και το $\widetilde{\omega}^2(l, \chi', y')_{th}$ είναι η θεωρητική αξία που θα είχε η μετατροπή κυμάτων αν η ανιχνευμένη δομή ήταν στροβιλότητα Oseen με ακτίνα πυρήνα που αντιστοιχεί στην κλίμακα κυμάτων l .

Για να συνοψίσουμε, ο αλγόριθμος ανίχνευσης στροβιλότητας δέχεται τις στροβιλιζόμενες δομές που αντιστοιχούν σε ένα τοπικό μέγιστο της μετατροπής κυμάτων $\widetilde{\omega}^2(l, \chi', y')$, και για το οποίο ισχύουν οι εξής συνθήκες:

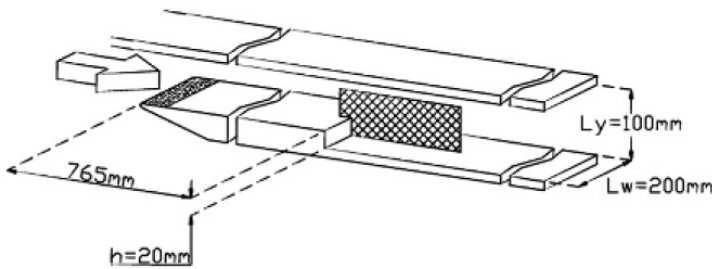
$$\widetilde{\omega}^2(l, \chi', y') \geq \widetilde{\omega}^2(l, \chi', y')_{thresh}$$

$$\lambda_2(\chi', y') \leq \lambda_2, thresh$$

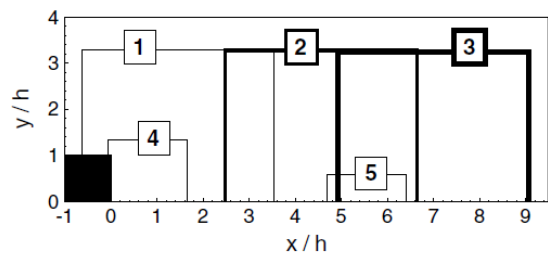
$$\alpha(l, \chi', y') \geq a_{thresh} \quad (6.4.1.2-5)$$

6.4.1.3 Πειραματικές ρυθμίσεις και μετρήσεις

Η πειραματική έρευνα εκτελείται σε αεροσήραγγα χαμηλής ταχύτητας, της οποίας το σκαρίφημα φαίνεται στο σχήμα 6.4.1.3-1(α). Το τμήμα δοκιμών διαιρείται σε δύο μέρη με μια οριζόντια πλάκα από plexiglas, διαμορφώνοντας ένα τμήμα αγωγού $\sim (0.2 \times 0.08)m^2$ πάνω από την απότομη διεύρυνση (σχήμα 6.4.1.3-1(α)). Το ύψος της διεύρυνσης είναι $h=0.02m$. Ο λόγος επέκτασης, ορίζεται ως ο λόγος του ύψους του τμήματος δοκιμών, μετά από την διεύρυνση L_y , προς το ύψος προς τα πάνω, που είναι ίσο με 1.25. Η τιμή της ταχύτητας της ελεύθερης ροής, πάνω από την διεύρυνση είναι $U_0=3.8m/s$, δίνοντας ένα αριθμό Reynolds $Re_h = U_0 \cdot h/\nu \approx 5100$.



(a) Test section.



(b) Measurement zones.

Σχήμα 6.4.1.3-1: Πειραματική διάταξη της απότομης διεύρυνσης.

Ένα διπλό παλλόμενο ND: Χρησιμοποιείται λέιζερ YAG που παρέχει μέχρι 200 mJ ανά παλμό (διάρκεια παλμού $\approx 5ns$) για να φωτίσει ένα λεπτό κάθετο επίπεδο της ροής στο μέσο επίπεδο του τμήματος δοκιμών. Η ροή διασκορπίζεται στην είσοδο του φυγόκεντρου ανεμιστήρα από μόρια πετρελαίου διαμέτρου $1\mu m$. Οι εικόνες των μορίων καταγράφονται χρησιμοποιώντας μια 12bit ψηφιακή κάμερα PCO που ψύχεται από ανεμιστήρα, και έχει πλήρης ευκρίνεια $1280 \times 1024 \text{ pixel}^2$. Χρησιμοποιήθηκε φακός Nikon 50mm, με αριθμό $f_{\#} = 4$. Σειρές 32 ζευγαριών εικόνων παίρνονται από έναν πίνακα αποκτήσεως, που τοποθετείται σε ένα υπολογιστή με λογισμικό PCO με ρυθμό καρτέ 4.1Hz.

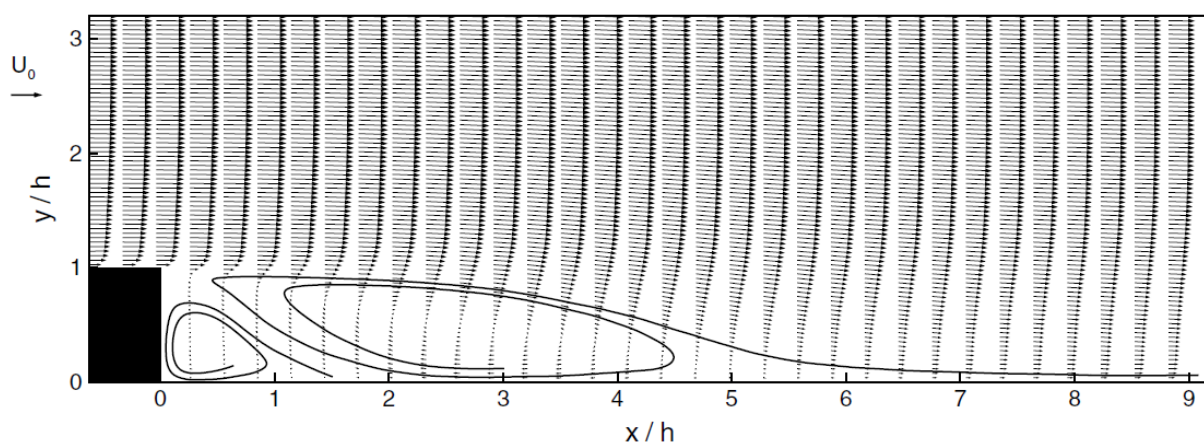
Εκτελέστηκαν πέντε κύκλοι μετρήσεων PIV, καλύπτοντας το οπτικό πεδίο που φαίνεται στο σχήμα 6.4.1.3-1(β). Λήφθηκαν υπόψη οι ζώνες 1, 2 και 3 για την ανίχνευση στροβιλότητας. Για κάθε σειρά, αποκτήθηκαν 1024 ζευγάρια εικόνων και επεξεργάστηκαν χρησιμοποιώντας το Window Distortion Iterative Multigrid (WIDIM), ένα λογισμικό ετεροσυσχέτισης PIV, ο οποίος αναπτύχθηκε στο ινστιτούτο von Karman για την δυναμική των ρευστό. Περισσότερες λεπτομέρειες για αυτό το λογισμικό δίνονται στο [39] της βιβλιογραφίας. Έχουν ληφθεί πεδία ταχυτήτων που περιέχουν 212×169 διανύσματα, χρησιμοποιώντας 50% επικάλυψη παραθύρου. Η χωρική ευκρίνεια είναι $h/50=0.4\text{mm}$.

6.4.1.4 Στατιστικά αποτελέσματα

Το μέσο πεδίο ταχυτήτων, που παρουσιάζεται στο σχήμα 7, λήφθηκε με συνολικό μέσο υπολογισμό των 1024 πεδίων, παίρνοντας ένα για κάθε μια από τις ζώνες 1, 2 και 3. Τα μέσα προφίλ ταχυτήτων, οι εντάσεις της στροβιλότητας και οι εντάσεις Reynolds έχουν εξαχθεί στην βιβλιογραφία [42], και συμφωνούν απόλυτα με τα δεδομένα DNS που λήφθηκαν από τον Le και λοιπούς [36].

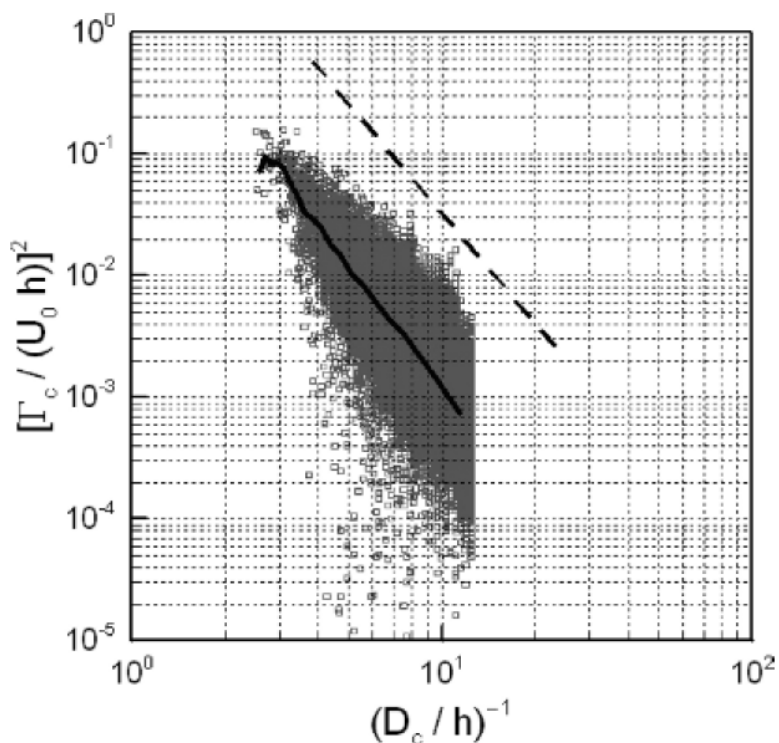
6.4.1.5 Ανίχνευση στροβιλότητας

Το σχήμα 6.4.1.5-1 δείχνει ένα τυπικό αποτέλεσμα της διαδικασίας ανίχνευσης στροβιλότητας. Οι κύκλοι που υπερθέτονται στο πεδίο στροβιλότητας δείχνουν την διάσταση του πυρήνα στροβιλότητας σε κάθε θέση ανίχνευσης. Οι εγκοπές εικονογραφούν την κίνηση της στροβιλότητας από το πεδίο ταχυτήτων (η μέση ταχύτητα υπολογίζεται από την περιοχή του πυρήνα).



Σχήμα 6.4.1.5-1: Συνολικό μέσο (ensemble – averaged) πεδίο ταχυτήτων.

Η κυκλοφορία πυρήνα, Γ_c , και η διάμετρος των ανιχνευμένων συνεκτικών δομών, D_c , παρουσιάζονται μαζί στο σχήμα 6.4.1.5-2, για να μιμηθούν την κλασσική αντιπροσώπευση του δυναμικού φάσματος στον τομέα Fourier. Η ομαλοποιημένη ενέργεια, που βασίζεται στην κυκλοφορία Γ_c , σχεδιάζεται έναντι ενός ομαλοποιημένου αριθμού κυμάτων, που σχηματίζεται ως το αντίστροφο της διαμέτρου D_c . Το μέσο φάσμα, που αντιπροσωπεύεται από τη γραμμή στο σχήμα 6.4.1.5-2, παρουσιάζει μια κλίση περίπου -3 . Αυτή η κλίση έχει επίσης ληφθεί από τον Le και τον Moir [35] για το φάσμα της συνισταμένης ταχύτητας της ροής, E_{uu} , στη θέση ($x=5h$, $y=2.03h$).

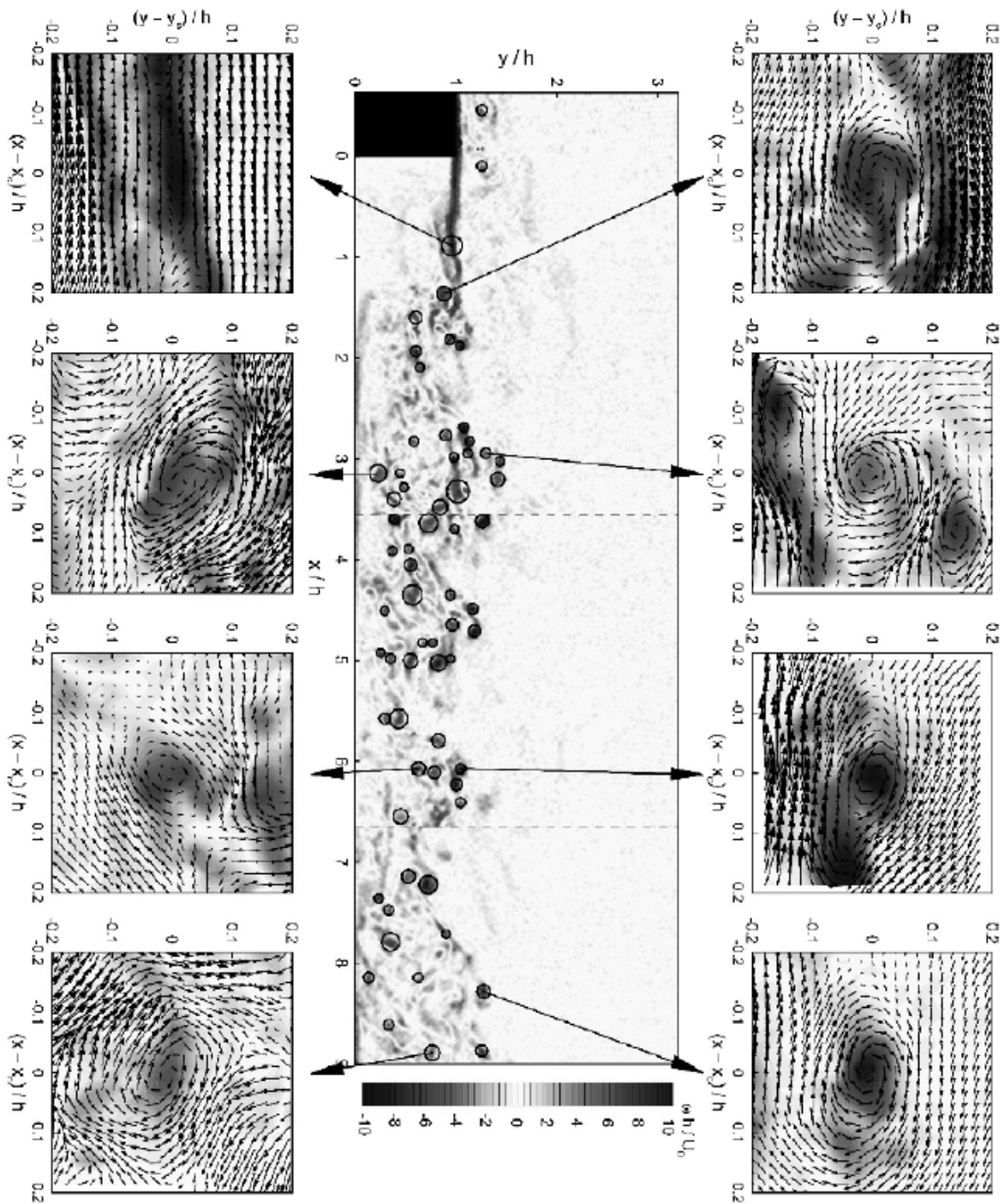


Σχήμα 6.4.1.5-2: Φάσμα στροβιλότητας υπολογιζόμενο με βάση τα χαρακτηριστικά της ανιχνεύσιμης στροβιλότητας.

Περαιτέρω στατιστικά αποτελέσματα για τις συνεκτικές δομές αυτής της ροής, αναφέρονται στη βιβλιογραφία [40]. Έχει παρατηρηθεί ότι αυτά τα αποτελέσματα είναι αρκετά γερά όσο αφορά μια παραλλαγή του ορίου.

6.4.1.6 Συμπεράσματα

Έχει αναπτυχθεί ένας αλγόριθμος ανίχνευσης συνεκτικών δομών, βασισμένος στις ιδιότητες της επιλεκτικότητας στον χώρο και στην κλίμακα της συνεχούς μετατροπής κυμάτων. Για την εφαρμογή στα πειραματικά δεδομένα, έχει δοθεί ειδική προσοχή στην ευρωστία της διαδικασίας. Επιπλέον, όσο αφορά το μεγάλο ποσό των δεδομένων που συχνά απαιτείται για να ληφθεί μια στατιστική σύγκλιση, η ανάλυση έπρεπε να αυτοματοποιηθεί. Οι στατιστικές ιδιότητες των συνεκτικών δομών έχουν προέλθει από τα αποτελέσματα που λήφθηκαν από τον αλγόριθμο ανίχνευσης. Παράχθηκε ένα ενεργειακό φάσμα ψευδοστροβιλότητας με βάση τα ανιχνευμένα μεγέθη στροβιλότητας και τις κυκλοφορίες. Η εξασθένιση αυτού του φάσματος έχει μια κλίση παρόμοια με τα αριθμητικά αποτελέσματα, που πάρθηκαν από την βιβλιογραφία.



Σχήμα 6.4.1.6-1: Παράδειγμα ανίχνευσης στροβιλότητας με χρήση των ορίων $\omega_{thresh} \cdot h/U_0 = 2.695$, $\lambda_{2,thresh} \cdot h^2/U_0^2 = -4.543$ και $\alpha_{thresh} = 0.5$. Οι κύκλοι δείχνουν το μέγεθος των πυρήνων στροβιλότητας. Τα λεπτομερή πεδία ταχυτήτων που παρουσιάζονται για κάποιες στροβιλότητες, λαμβάνονται με αφαίρεση της μέσης ταχύτητας, στο πυρήνα στροβιλότητας, από το στιγμιαίο πεδίο ταχυτήτων.

6.5 Συσσκευές που χρησιμοποιήσαμε στην τεχνική PIV

6.5.1 Λείζερ

Το λέιζερ που χρησιμοποιήθηκε είναι το SOLO PIV και είναι τύπου Nd: YAG της εταιρίας NEW WAVE research. Αυτό φαίνεται στην πιο κάτω φωτογραφία 6.5.1-



Φωτογραφία 6.5.1-1: Η συσκευή λέιζερ που χρησιμοποιήσαμε SOLO PIV τύπου Nd: YAG

Τα προϊόντα SOLO PIV είναι συστήματα με διπλό λέιζερ και συνδυάζουν τους ελεγκτές και τις μονάδες παροχής ηλεκτρικού ρεύματος σε μια ενιαία μονάδα για να έχουν όσο το δυνατό μικρότερο μέγεθος και μεγαλύτερη ευελιξία στην οργάνωση. Επίσης προσφέρουν το μεγαλύτερο εύρος ενέργειας και ποσοστών επαναλήψεων, παρέχοντας πολύ καλή απόδοση.

6.5.2 PIV – λογισμικό

Το PIV είναι της εταιρίας TSI και αποτελεί ένα σύστημα το οποίο φωτίζει δυο φορές ένα επίπεδο μιας περιοχής, σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα ώστε να μας δώσει την δυνατότητα να καταγράψουμε την κίνηση των σωματιδίων με μια κάμερα. Αυτά βέβαια επεξηγήθηκαν αναλυτικότερα σε προηγούμενο κεφάλαιο.

Το λογισμικό που χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή των φωτογραφιών που παίρνονταν από την κάμερα και την μετα – επεξεργασία είναι το Insight 3G και είναι το αντίστοιχο λογισμικό που προσφέρει η TSI για το PIV που προαναφέραμε. Είναι ένα λογισμικό με ικανότητα απόκτησης εικόνας, ανάλυση της και επίδειξης. Είναι ένα εύκαμπτο και προηγμένο πακέτο για το πεδίο ροής και τις κλιμακωτές μετρήσεις. Έχει πολύ φιλικό περιβάλλον και αρκετά εργαλεία και επιλογές ώστε να μπορεί να ο χρήστης να πραγματοποιήσει τις μετρήσεις που επιθυμεί. Η ανάλυση και η επεξεργασία των εικόνων γίνεται πολύ εύκολα και υπάρχουν και τα κατάλληλα φίλτρα ώστε να πάρουμε τα διανύσματα ταχύτητας που θέλουμε και να αποκλείσουμε αυτά που δεν χρειάζονται. Το λογισμικό αυτό έχει επίσης την δυνατότητα να παρουσιάσει ή να επεξεργαστεί τα αποτελέσματα σε προγράμματα όπως η Matlab και το Tecplot.

6.5.3 Βίντεο κάμερα

Η κάμερα που χρησιμοποιήθηκε για την καταγραφή των εικόνων είναι PIVCAM 13-8. Αυτή έχει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά τα οποία δίνονται από τον

κατασκευαστή: 1.3k x 1k pixels, 8 frames/s, 12-bit digital output, φακό 28 mm micro Nikkor F2.8 (F-mount), PCI bus high speed frame grabber.

6.5.4 Μέσο οπτικοποίησης (συσκευή καπνού)

Ως μέσο οπτικοποίησης χρησιμοποιήθηκε μια συσκευή η οποία παράγει καπνό (smoke generator). Το μοντέλο της συσκευής αυτής είναι το 9307 της εταιρίας TSI. Αυτό το συγκεκριμένο μοντέλο φαίνεται στην πιο κάτω φωτογραφία 6.5.4-1.

Η συσκευή αυτή παράγει μεγάλες ποσότητες σταγονίδων λαδιού και χρησιμοποιείται για την οπτικοποίηση της ροής κατά την λήψη μετρήσεων PIV ή LDV. Είναι ιδανική συσκευή για ροές μεγάλων ταχυτήτων όταν απαιτείται μεγάλος αριθμός σκεδαστών φωτός. Η συσκευή αυτή λειτουργεί καλύτερα με ελαιόλαδο.

Η γεννήτρια σταγονίδων λαδιού είναι ένας γενικής χρήσης ψεκαστήρας που χρησιμοποιεί ένα ακροφύσιο Laskin για να παράγει τα σταγονίδια. Ο υπό πίεση αέρας ψεκάζει το λάδι στη δεξαμενή της συσκευής για να παράγει τα σταγονίδια. Ένα εσωτερικό φίλτρο εμποδίζει τα μεγάλα σταγονίδια να μπουν στο ρεύμα σταγονίδων που βγαίνει από τη συσκευή, επιτρέποντας μόνο την παραγωγή σταγονιδίων με μικρό μέγεθος.

Γενικά, μπορεί να ληφθεί μεγαλύτερος όγκος παραγωγής μορίων με αύξηση της εσωτερικής πίεσης της συσκευής χωρίς να υπάρχουν σοβαρές επιπτώσεις στο μέγεθος των σταγονιδίων. Ένας ρυθμιστής με μετρητή πίεσης παρέχει ένα εύκολο τρόπο ελέγχου της πίεσης του εσωτερικού αέρα. Τέλος η συσκευή είναι εξοπλισμένη με ένα εξωτερικό μετρητή που υποδुकνεί το επίπεδο λαδιού στην δεξαμενή του ψεκαστήρα.



Φωτογραφία 6.5.4-1: Η συσκευή καπνού μοντέλο 9307 που χρησιμοποιήσαμε της εταιρίας TSI

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

Πειραματικά αποτελέσματα της τεχνικής PIV

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα που λήφθηκαν κατά την διάρκεια των μετρήσεων με την τεχνική PIV. Αυτή η τεχνική έγινε δυνατή χρησιμοποιώντας τις συσκευές που παρουσιάστηκαν πιο πάνω.

Για να γίνει δυνατή η καταγραφή των εικόνων PIV τέθηκε σε λειτουργία η σήραγγα και οι δέσμες αέρα, τοποθετήθηκε στο σωστό σημείο η κάμερα ώστε να μπορεί να καταγραφεί η επιθυμητή περιοχή, ετοιμάστηκε η συσκευή καπνού για την οπτικοποίηση της ροής βάζοντας την εξοχή της συσκευής από την σχισμή της σήραγγας και τέλος χρησιμοποιήθηκε ένας ηλεκτρονικός υπολογιστής με το κατάλληλο λογισμικό για να μπορεί να γίνει σκανδαλισμός (triggering) και να καταγραφούν οι μετρήσεις σε φάση και ένας δεύτερος υπολογιστής με το λογισμικό Insight 3G το οποίο χρησιμοποιούσαμε για την καταγραφή και επεξεργασία των εικόνων (όπως αναφέρεται και πιο πάνω). Επίσης καλύψαμε όλη την σήραγγα με μαύρο ύφασμα το οποίο αποκλείει το φως ώστε να μπορούμε να παίρνουμε καθαρές εικόνες και να γίνεται ορατός ο καπνός και τα μόρια που υπάρχουν στην ροή αλλιώς δεν θα μπορούσε το λογισμικό να ανιχνεύσει τους σκεδαστές φωτός και να πραγματοποιήσει την ανάλυση ώστε να εξαγει τα διανύσματα ταχύτητας.

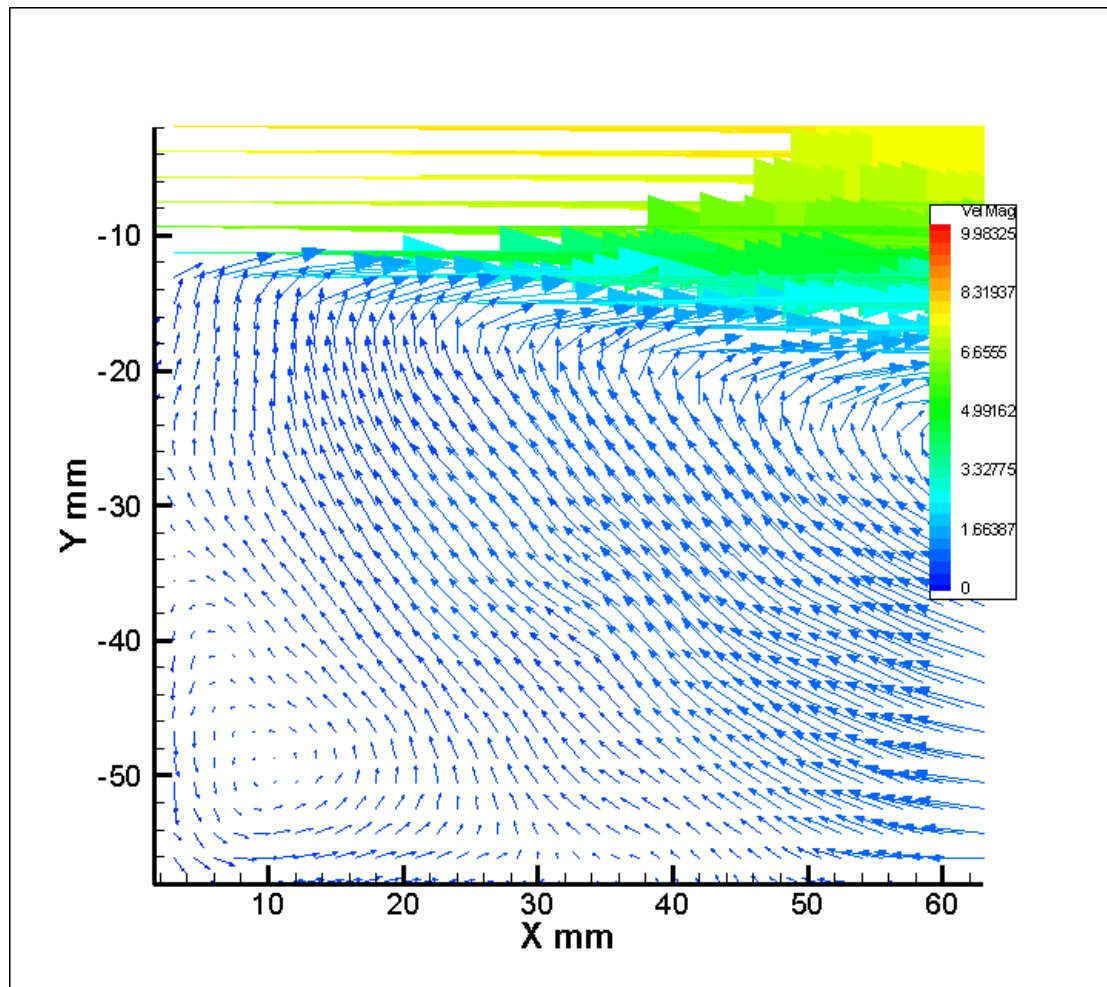
Για να πραγματοποιήσουμε μετρήσεις σε διαφορετικές θέσεις μετακινούσαμε κάθε φορά την συσκευή του λέιζερ ώστε να φωτίζει σε άλλη θέση, στην περιοχή που θέλαμε να πραγματοποιήσουμε μέτρηση.

Πιο κάτω θα παρουσιάσουμε τις ενδεικτικές μετρήσεις που πήραμε σε κάποιες θέσεις σε κάθετα επίπεδα ως προς το μοντέλο μας. Λάβαμε μετρήσεις σε θέσεις που εξέρχονται δέσμες αέρα αλλά και σε ενδιάμεσες θέσεις, όπως ακριβώς κάναμε και με την τεχνική του θερμού νήματος.

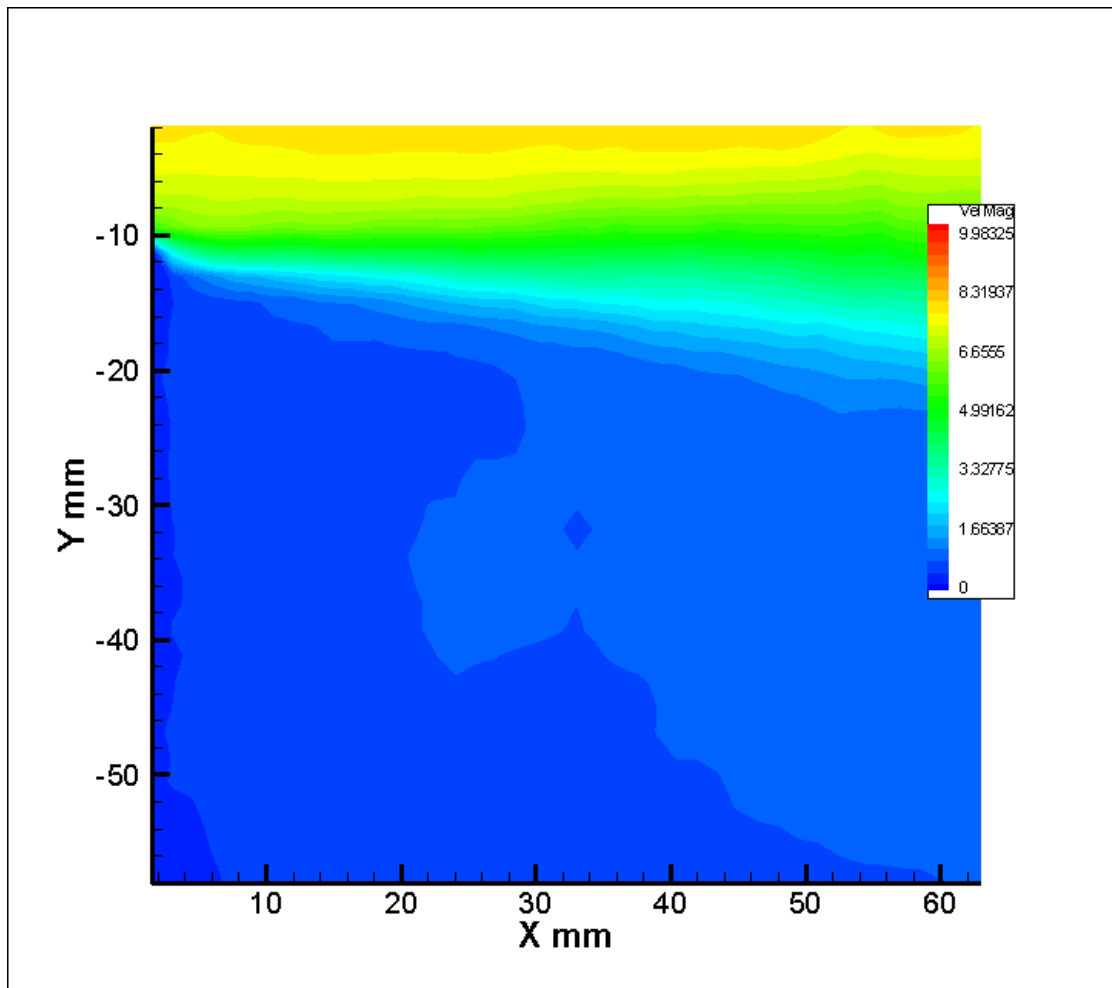
Θα ακολουθήσουν τα διαγράμματα που παρουσιάζουν τα μέσα χρονικά πεδία των διανυσμάτων των ταχυτήτων της ροής και τα περιγράμματα που δείχνουν τα μεγέθη των ταχυτήτων στις θέσεις που πήραμε τις μετρήσεις.

7.1 Αδιατάραχη ροή (υπάρχει μόνο ροή αέρα από την σήραγγα)

Σε αυτό το σημείο καταγράψαμε το μέσο πεδίο των διανυσμάτων ταχυτήτων της ροής όταν έχουμε σε λειτουργία μόνο την ροή αέρα της σήραγγας και τις δέσμες αέρα εκτός λειτουργίας. Δεν χρειάζεται να πάρουμε μετρήσεις σε διάφορα σημεία γιατί όταν έχουμε μόνο ροή αέρα από την σήραγγα το πεδίο θεωρείται σταθερό σε όλο το μήκος του μοντέλου. Ακολουθούν το πεδίο των διανυσμάτων της ταχύτητας και οι τιμές της κατανομής της ταχύτητας σε αυτό για την αδιατάραχη ροή.



Διάγραμμα 7.1-1: Μέσο πεδίο των διανυσμάτων της ταχύτητας της αδιατάραχης ροής.



Διάγραμμα 7.1-2: Τιμές της κατανομής των ταχυτήτων για την αδιατάραχη ροή.

7.2 Διαταραγμένη ροή: Ροή από τη σήραγγα και δέσμες αέρα από τον συμπιεστή

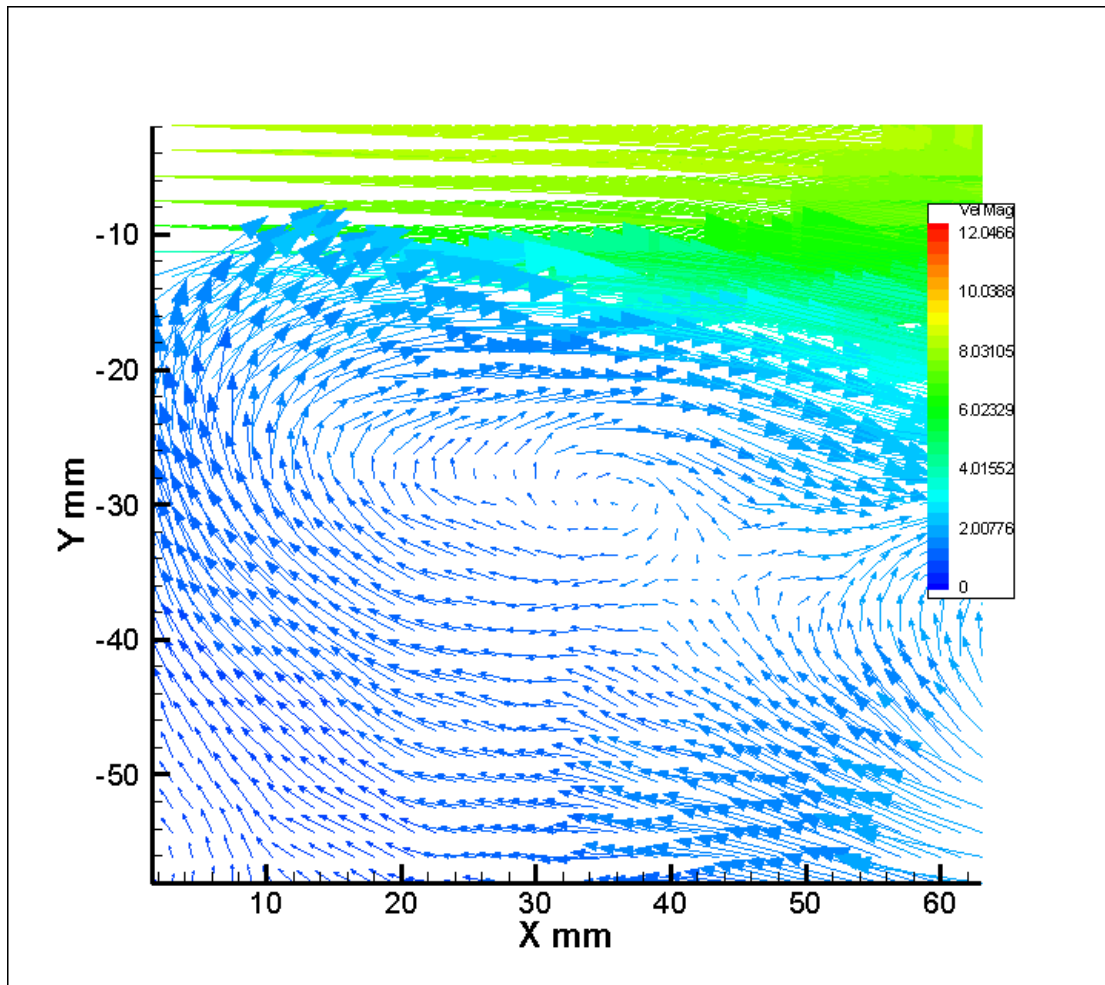
Εδώ παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων όταν έχουμε θέσει σε λειτουργία και την σήραγγα αλλά και τις δέσμες αέρα.

Παρατηρώντας τα πεδία των διανυσμάτων των ταχυτήτων βλέπουμε ξεκάθαρα ότι στα σημεία που υπάρχει έξοδος δεσμών αέρα, για $z=2$ και $z=24\text{mm}$, η ελεύθερη ροή που έρχεται από την σήραγγα (φαίνεται πάνω με πράσινο χρώμα στα διαγράμματα) τείνει να επανακολληθεί γρηγορότερα. Αυτό γίνεται αντιληπτό πολύ εύκολα από την σύγκριση του διαγράμματος των διανυσμάτων των ταχυτήτων της αδιατάραχης ροής με τα αντίστοιχα της διαταραγμένης. Στην αδιατάραχη ροή παρατηρείται ότι το ελεύθερο ρεύμα που κινείται πάνω από την απότομη διεύρυνση δεν έχει σημαντική κλίση προς τα κάτω, ενώ αντίθετα στα αντίστοιχα διαγράμματα της διαταραγμένης ροής, στις θέσεις όπου υπάρχει έξοδος δεσμών αέρα, παρατηρείται μια καμπύλωση του ελεύθερου ρεύματος προς τα κάτω. Επίσης σε ενδιάμεσες θέσεις, όπου δεν έχουμε πολύ κοντά σπές εξόδου δεσμών αέρα, π.χ. για $z=15\text{mm}$, παρατηρείται μια ομαλή συμπεριφορά της ροής χωρίς σημαντική καμπύλωση του ελεύθερου ρεύματος, η οποία μοιάζει πολύ με αυτήν της αδιατάραχης ροής.

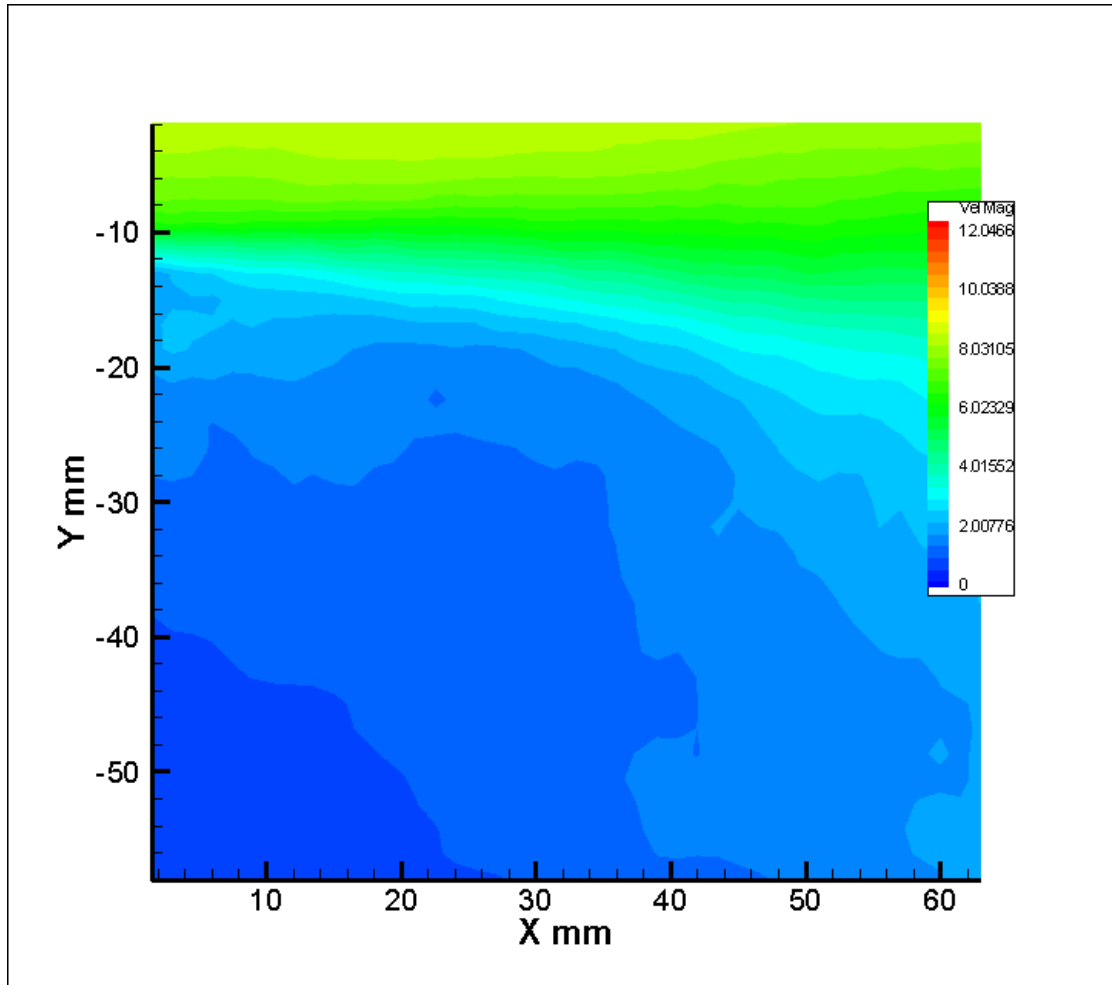
Εξάλλου παρατηρώντας τα διαγράμματα των πεδίων των διανυσμάτων των ταχυτήτων της αδιατάραχης ροής και των ενδιάμεσων θέσεων που δεν έχουμε πολύ κοντά δέσμες αέρα παρατηρούμε ότι η ροή είναι αρκετά ομαλή χωρίς να υπάρχουν δίνες κάτω από το ελεύθερο ρεύμα. Η ροή εκεί ακολουθεί σταθερή πορεία και αυτό φαίνεται από το γεγονός ότι τα διανύσματα έχουν όλα την ίδια κατεύθυνση και περίπου το ίδιο μέγεθος.

Αντίθετα εκεί όπου υπάρχει έξοδος δεσμών αέρα παρατηρείται μια πιο μπερδεμένη κατάσταση αφού δημιουργούνται στροβιλισμοί, οι οποίοι είναι και οι υπαίτιοι για τον εξαναγκασμό της γρηγορότερης επανακόλλησης της ροής. Συγκεκριμένα παρατηρείται μια μεγάλη στροβιλότητα η οποία βρίσκεται στο ύψος των οπών και σε θέση λίγων χιλιοστών πιο μακριά από το μοντέλο.

7.2.1 Θέση $z = 2 \text{ mm}$

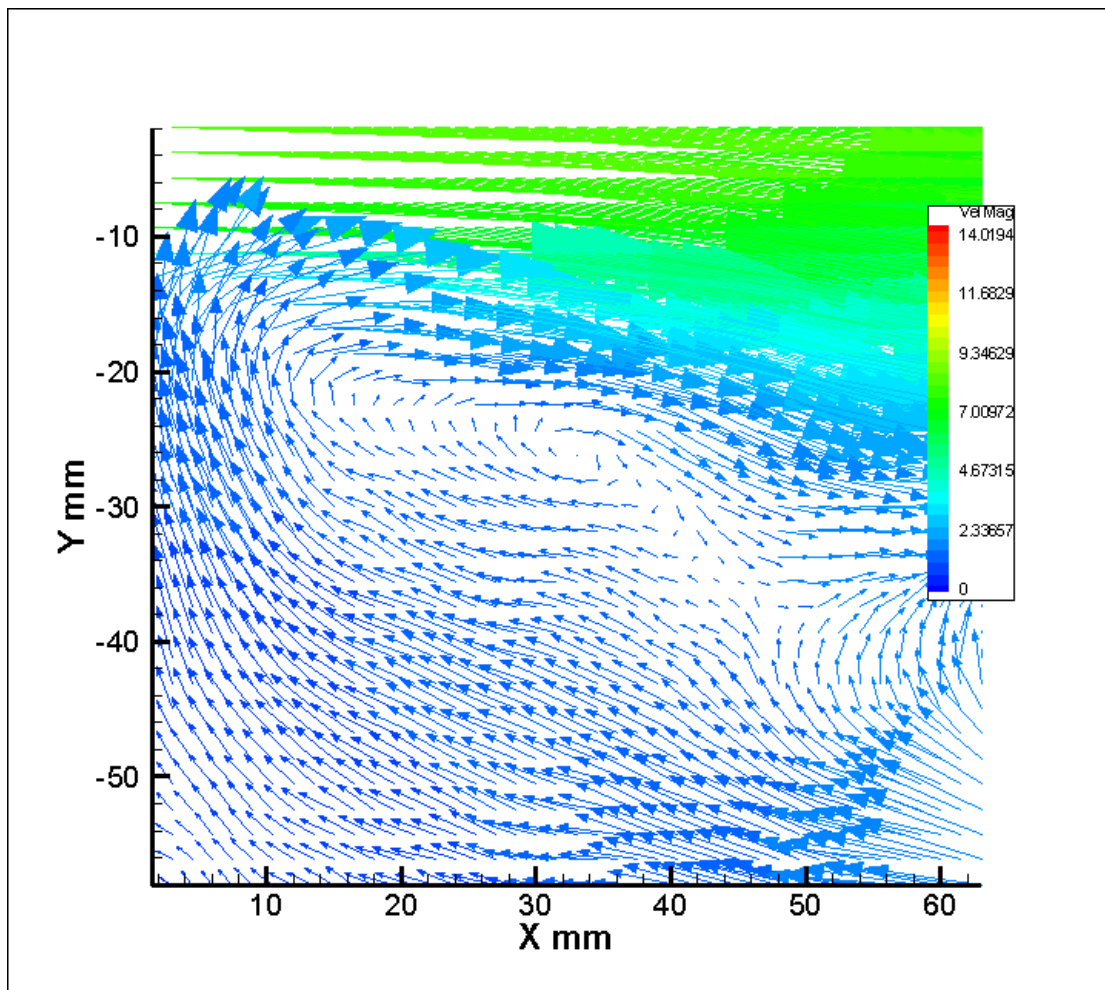


Διάγραμμα 7.2.1-1: Μέσο πεδίο των διανυσμάτων της ταχύτητας της διαταραγμένης ροής για $z = 2 \text{ mm}$.

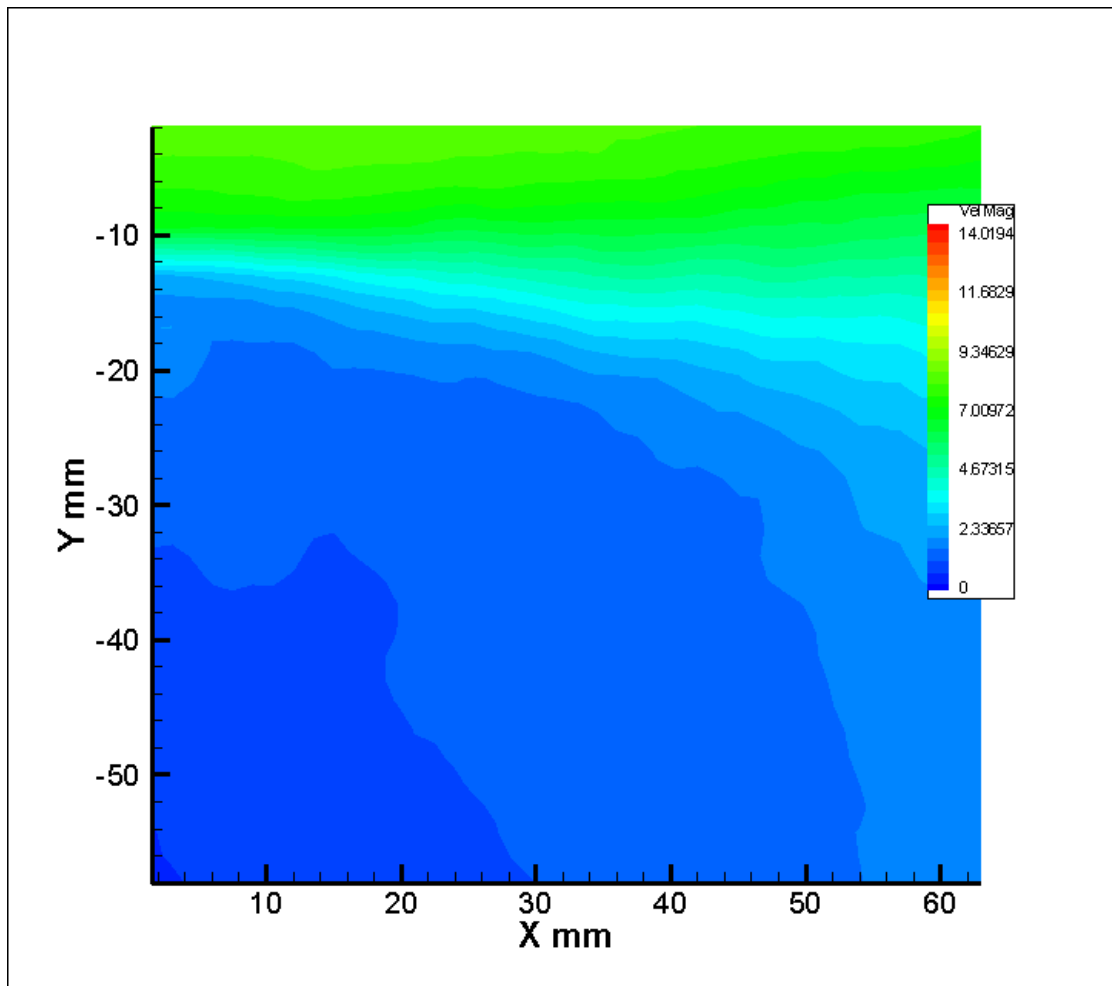


Διάγραμμα 7.2.1-2: Τιμές της κατανομής των ταχυτήτων για την διαταραγμένη ροή για $z = 2 \text{ mm}$.

7.2.2 Θέση $z = 5 \text{ mm}$

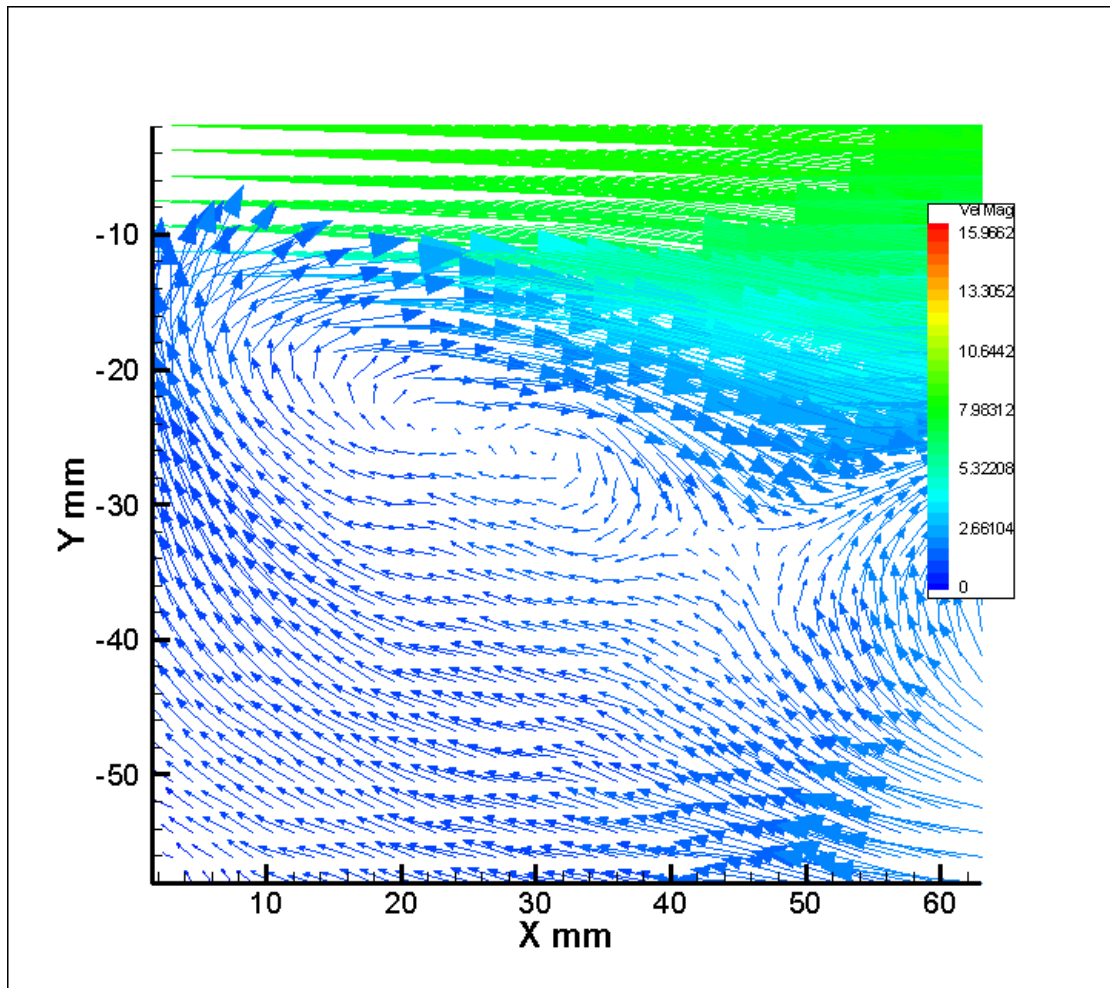


Διάγραμμα 7.2.2-1: Μέσο πεδίο των διανυσμάτων της ταχύτητας της διαταραγμένης ροής για $z = 5 \text{ mm}$.

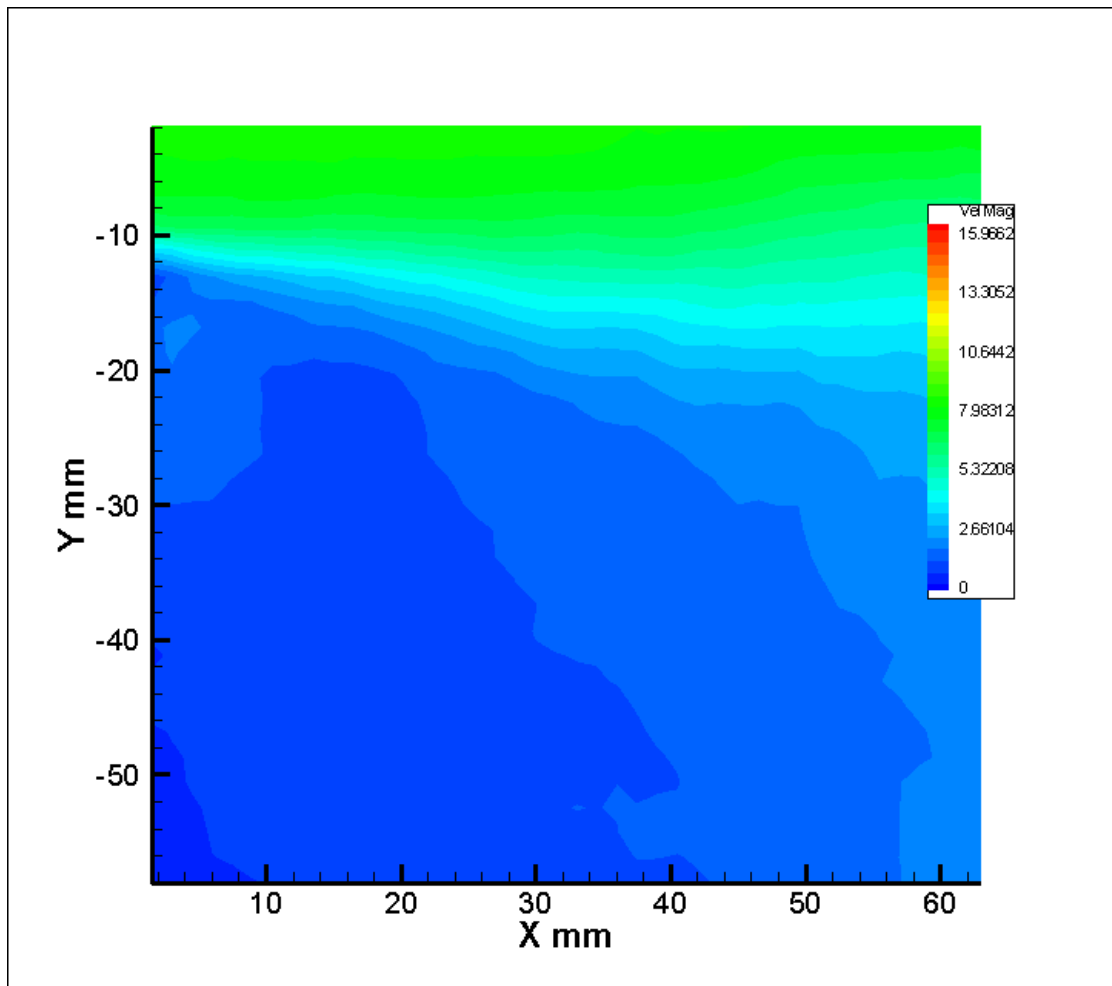


Διάγραμμα 7.2.2-2: Τιμές της κατανομής των ταχυτήτων για την διαταραγμένη ροή για $z = 5 \text{ mm}$.

7.2.3 Θέση $z = 10 \text{ mm}$

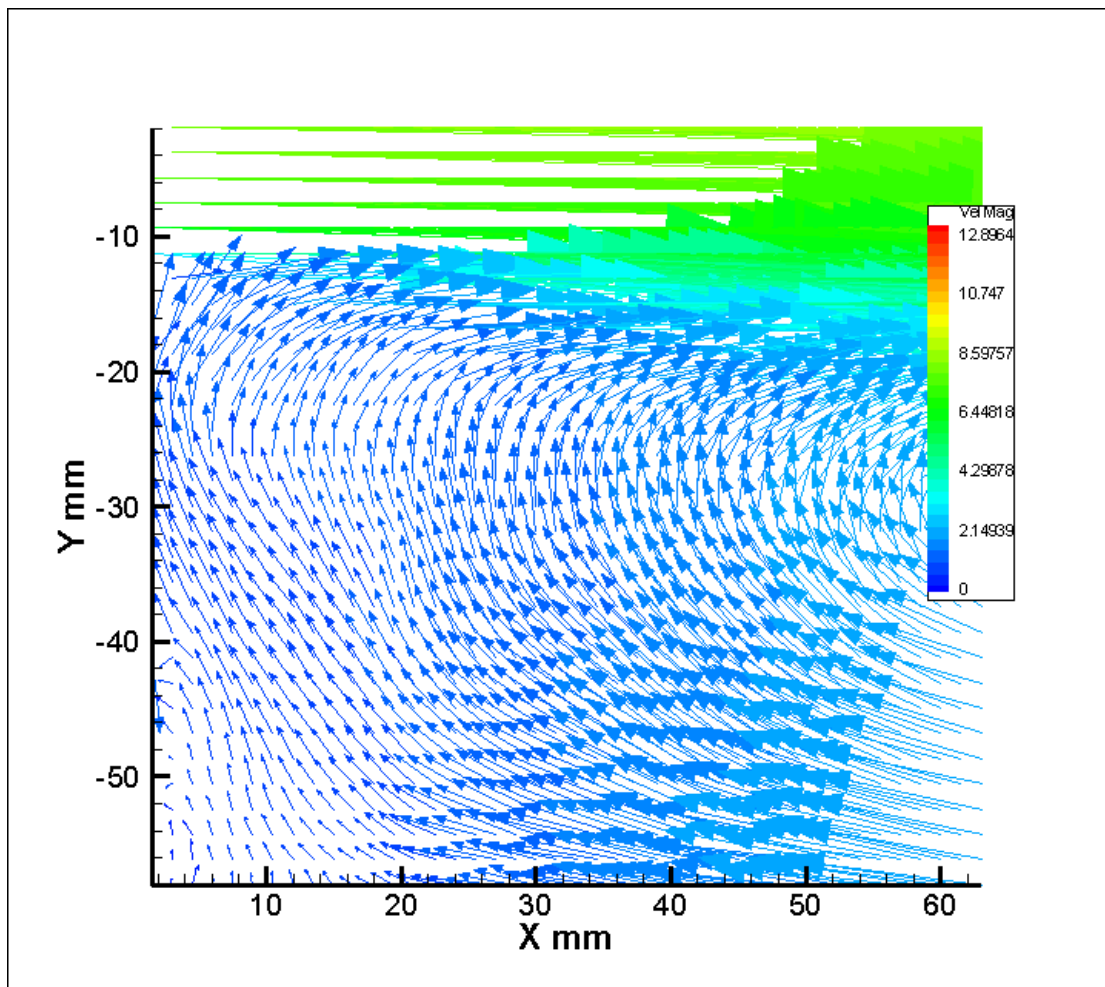


Διάγραμμα 7.2.3-1: Μέσο πεδίο των διανυσμάτων της ταχύτητας της διαταραγμένης ροής για $z = 10 \text{ mm}$.

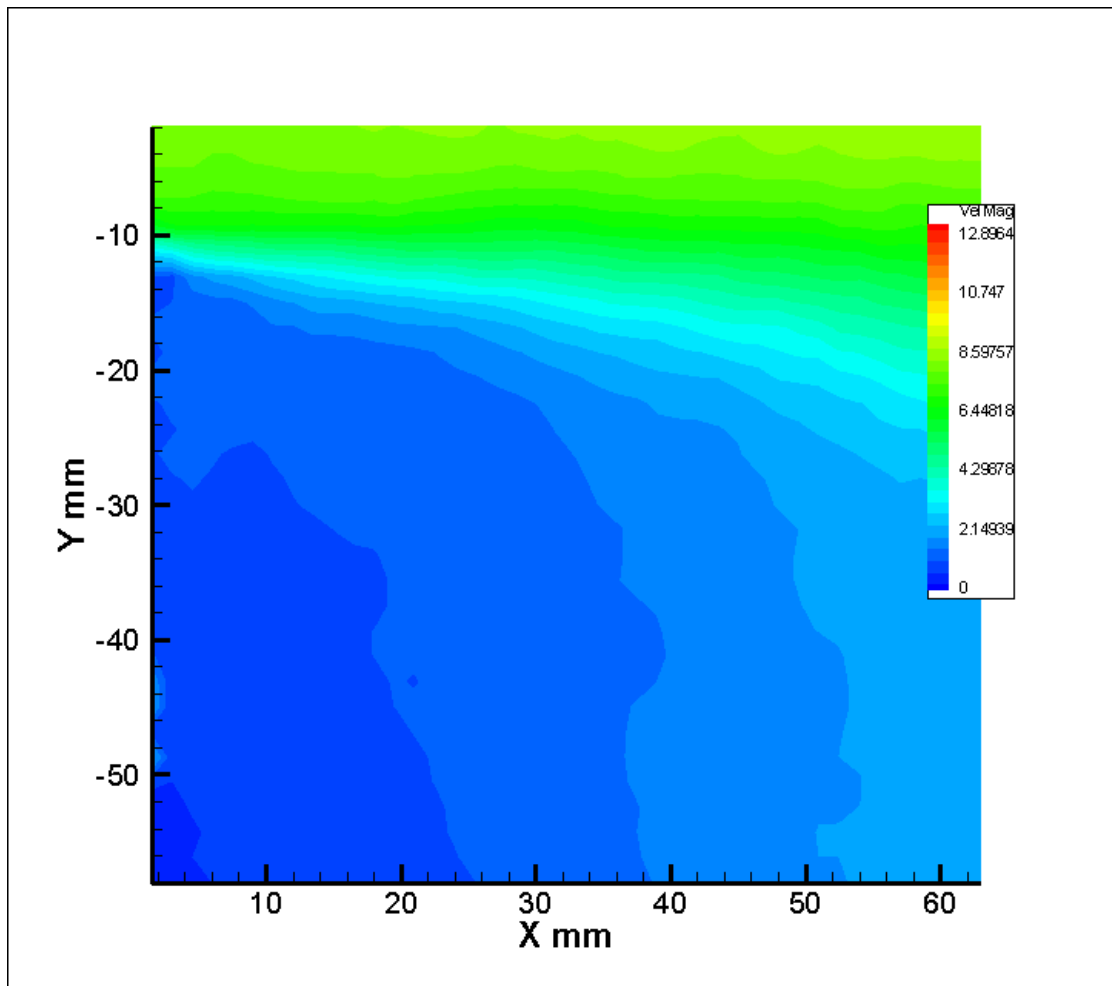


Διάγραμμα 7.2.3-2: Τιμές της κατανομής των ταχυτήτων για την διαταραγμένη ροή για $z = 10 \text{ mm}$.

7.2.4 Θέση $z = 15 \text{ mm}$

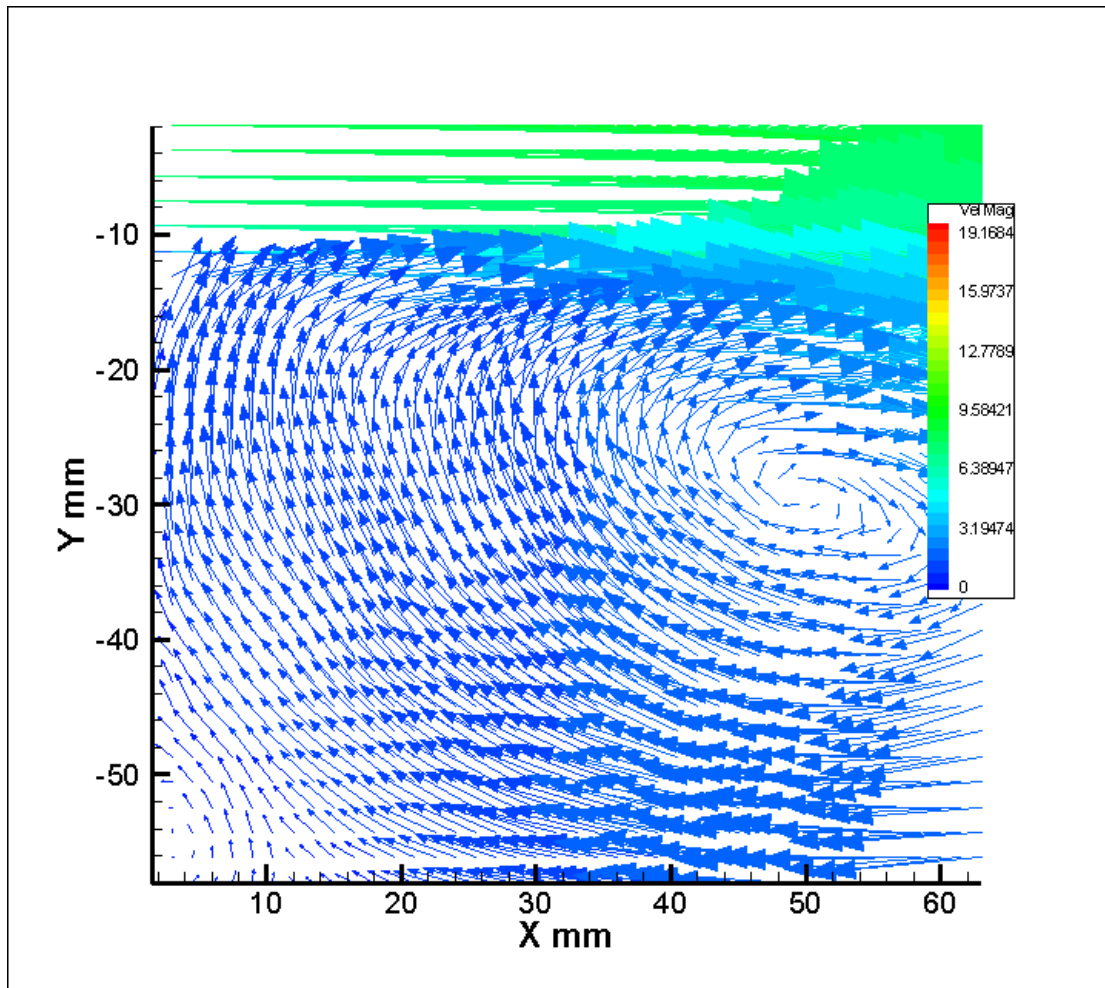


Διάγραμμα 7.2.4-1: Μέσο πεδίο των διανυσμάτων της ταχύτητας της διαταραγμένης ροής για $z = 15 \text{ mm}$.

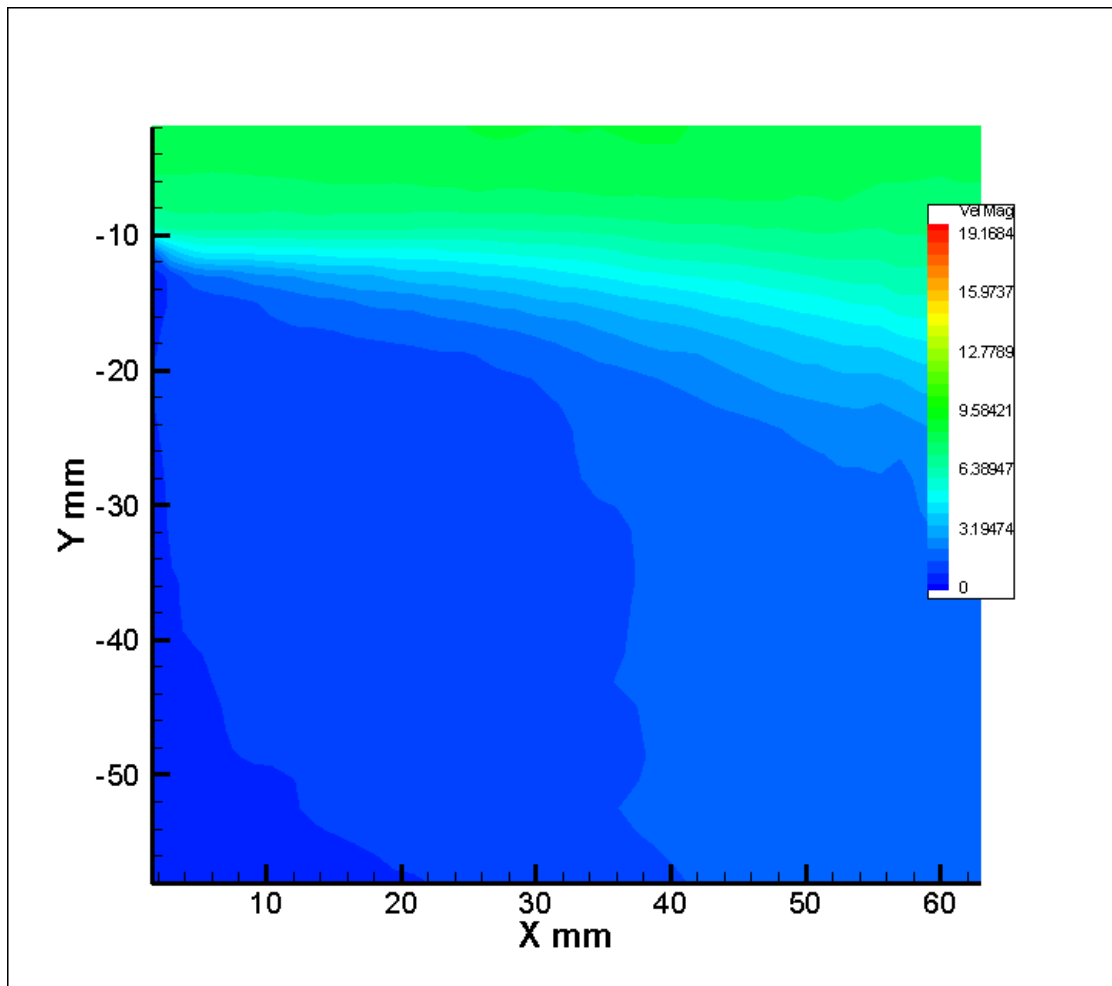


Διάγραμμα 7.2.4-2: Τιμές της κατανομής των ταχυτήτων για την διαταραγμένη ροή για $z = 15 \text{ mm}$.

7.2.5 Θέση $z = 24 \text{ mm}$



Διάγραμμα 7.2.5-1: Μέσο πεδίο των διανυσμάτων της ταχύτητας της διαταραγμένης ροής για $z = 24 \text{ mm}$.



Διάγραμμα 7.2.5-2: Τιμές της κατανομής των ταχυτήτων για την διαταραγμένη ροή για $z = 24$ mm.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8

Συμπεράσματα

8.1 Συμπεράσματα από τα πειραματικά αποτελέσματα της ανεμομετρίας θερμού νήματος

Παρατηρώντας τα διαγράμματα των κατανομών των μέσων ταχυτήτων της ροής που ελήφθησαν με την τεχνική της ανεμομετρίας του θερμού νήματος μπορούμε να συμπεράνουμε ότι ενώ η ταχύτητα του ρευστού στην περιοχή ανακυκλοφορίας χωρίς τις δέσμες αέρα κοντά στην απότομη διεύρυνση είναι περίπου 3 m/s, αυτή αυξάνεται όταν τεθούν σε λειτουργία οι δέσμες αέρα στα 6 m/s περίπου. Αυτή η αύξηση της ταχύτητας της ροής βοηθά αποτελεσματικά στον έλεγχο της και στην γρηγορότερη επανακόλληση της.

Από τα προφίλ ταχυτήτων βλέπουμε ξεκάθαρα ότι μεγαλύτερες ταχύτητες της διαταραγμένης ροής εμφανίζονται στα σημεία $z=2$ και 24 mm στα οποία υπάρχουν οι οπές εξόδου των δεσμών.

Όσο απομακρυνόμαστε από την απότομη διεύρυνση κατάντι αυτής, παρατηρούμε ότι οι ταχύτητες της ροής μειώνονται έντονα και επικρατεί μια πιο χαοτική κατάσταση. Ειδικά στην θέση 3 (22mm κατάντι της διεύρυνσης) παρατηρούμε ότι δεν ξεχωρίζουν καθαρά οι θέσεις εξόδου των δεσμών δείχνοντας την εξασθενημένη επιρροή των δεσμών, γεγονός που επίσης αποτυπώνεται στα φάσματα συχνοτήτων Fourier.

Τέλος από την ανάλυση Fourier συμπεραίνεται ότι υπάρχει περισσότερη ενέργεια στις συχνότητες των 33Hz και στα πολλαπλάσια της. Θυμίζουμε ότι αυτή η συχνότητα είναι η συχνότητα παραγωγής των δεσμών αέρα από τον συμπιεστή. Αυτή η συχνότητα παύει να ανιχνεύεται κατάντι της διεύρυνσης σε θέσεις πέραν του μισού ύψους της. Από τα διαγράμματα της ανάλυσης Fourier μπορούμε να επιβεβαιώσουμε ότι καθώς μεγαλώνει η απόσταση του θερμού νήματος και της απότομης διεύρυνσης μικραίνουν και οι τιμές της ενέργειας άρα και οι τιμές της ταχύτητας.

8.2 Συμπεράσματα από τα πειραματικά αποτελέσματα της τεχνικής PIV

Παρατηρώντας τα διαγράμματα των διανυσμάτων των ταχυτήτων που λάβαμε από τα πειραματικά αποτελέσματα της τεχνικής PIV συμπεραίνουμε ότι η ελεύθερη ροή που διέρχεται πάνω από το μοντέλο έχει μεγάλη ταχύτητα αντίθετα με την ροή που ανακυκλοφορεί κατάντι της απότομης διεύρυνσης η οποία χαρακτηρίζεται απο πολύ μικρότερες ταχύτητες.

Επίσης, διαπιστώνουμε ότι όταν οι δέσμες αέρα είναι σε λειτουργία, στις θέσεις από τις οποίες διέρχονται οι άξονές τους, δημιουργούνται στροβιλότητες (κάτω από το ελεύθερο ρεύμα) και η ροή κατευθύνεται προς το στερεό τοίχωμα, δηλαδή παρατηρείται μια κλίση του ελεύθερου ρεύματος προς τα κάτω, εξηγώντας έτσι την μείωση του μήκους ανακυκλοφορίας. Αντίθετα, στα διαγράμματα ταχυτήτων των ενδιάμεσων θέσεων, όπου δεν υπάρχει δέσμη αέρα, φαίνεται ότι δεν παρατηρείται αυτή η στροβιλότητα και η κλίση του ελεύθερου ρεύματος είναι πολύ πιο μικρή και μοιάζουν περισσότερο με αυτά της αδιατάραχης ροής.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Υπολογιστικά προγράμματα

Στο παράρτημα παρουσιάζονται τα προγράμματα που χρησιμοποιήθηκαν κατά την διεξαγωγή των πειραμάτων.

Πρόγραμμα 1: Βαθμονόμηση θερμού νήματος

Αυτό το πρόγραμμα είναι γραμμένο σε fortran και χρησιμοποιήθηκε για των υπολογισμό των αρχικών σταθερών του θερμού νήματος. Χρησιμοποιώντας τις τιμές και τους τύπους που παρουσιάσαμε στο κεφάλαιο βαθμονόμησης του θερμού νήματος αυτό το πρόγραμμα μας υπολογίζει τις σταθερές n και B .

```
DIMENSION VEL(50),VOLT(50),PAR1(50),PAR2(50)
OPEN(1,FILE='AIRA.DAT')
OPEN(2,FILE='OUTA.DAT')
NPOINT=21
VOLA=1.821
DEN=100000./(287.*290.5)
DO 10 I=1,NPOINT
READ(1,*) PDYN,VOLT(I)
VEL(I)=SQRT(2.*PDYN/DEN)
10 CONTINUE
DO 20 I=2,NPOINT
PAR2(I)=LOG(VOLT(I)**2-VOLA**2)
PAR1(I)=LOG(VEL(I))
WRITE(2,*) PAR1(I),PAR2(I)
20 CONTINUE
B=2.71828**0.5972
WRITE(*,*) B
DO 200 I=2,NPOINT
PARR1=(VOLT(I)**2-VOLA**2)/B
PARR2=PARR1**(1./0.54388)
ERROR=100.*(VEL(I)-PARR2)/VEL(I)
WRITE(*,*) VEL(I),PARR2,ERROR
200 CONTINUE
STOP
END
```

Πρόγραμμα 2: Motor

Αυτό το πρόγραμμα είναι γραμμένο σε γλώσσα Basic και χρησιμοποιείται αποκλειστικά για την μετακίνηση του βηματικού κινητήρα στον οποίο βρίσκεται στερεωμένο το θερμό νήμα. Πρέπει να αναφερθεί ότι με αυτό το πρόγραμμα μπορούσαμε να μετακινήσουμε τον κινητήρα μόνο στην κατακόρυφη θέση δίνοντας την αντίστοιχη εντολή γράφοντας πόσα χιλιοστά θέλαμε να κάνουμε την μετακίνηση και αν θέλαμε πάνω ή κάτω.

```
REM Program to tur vane via the step motor 6/3/94-
DECLARE SUB TURN (NumPulses!, Delay!)
DIM SHARED dat%(5), ary1%(32000), ary2%(32000)
CLS
*****BOARD INITIALIZATION, FUNCTION 0 *****
fun% = 0
```



```

dat%(0) = &H300          '*****BOARD ADDRESS
dat%(1) = 5              '*****INTERRUPT LEVEL
dat%(2) = 3              '*****DMA LEVEL
er% = 0                  '*****INITIAL ERROR VALUE
CALL pcl818(fun%, SEG dat%(0), SEG ary1%(0), SEG ary2%(0), er%)
'*****D/A CONVERSION *****
mmm = 0
50
mmm = mmm + 1
PRINT mmm
INPUT "distance in mm", kk
INPUT "2=kato, 0=pano", lf
k1 = 400 * kk
k2 = 10
fun% = 15
  dat%(0) = 0            '*****CHANNEL NUMBER for direction
  dat%(1) = lf * 1024    '*****D/A DATA
  CALL pcl818(fun%, SEG dat%(0), SEG ary1%(0), SEG ary2%(0), er%)
  '*****movement of motor*****
CALL TURN(k1, k2)
INPUT ; "to finish press 1"; ii
IF ii = 1 GOTO 100
GOTO 50
100
END

SUB TURN (NumPulses, Delay)
fun% = 15
dat%(0) = 1
FOR i = 1 TO NumPulses
  dat%(1) = 0
  CALL pcl818(fun%, SEG dat%(0), SEG ary1%(0), SEG ary2%(0), er%)
  FOR ind = 1 TO Delay: NEXT ind
  dat%(1) = 2048
  CALL pcl818(fun%, SEG dat%(0), SEG ary1%(0), SEG ary2%(0), er%)
NEXT i
END SUB

```

Πρόγραμμα 3: Πρόγραμμα για τις μετρήσεις του θερμού νήματος

Αυτό αποτελεί το κύριο πρόγραμμα του θερμού νήματος και είναι και αυτό γραμμένο σε γλώσσα προγραμματισμού Basic. Το χρησιμοποιούσαμε κατά την διάρκεια των μετρήσεων που παίρναμε με την τεχνική του θερμού νήματος. Με αυτό το πρόγραμμα μπορούσαμε να ρυθμίσουμε την συχνότητα δειγματοληψίας, το πλήθος των σημείων που θα παίρναμε μέτρηση και να μετατρέπουμε την τάση του ADC σε ταχύτητα ροής, καθώς και να υπολογίζουμε και τις διαταραχές (RMS) της ταχύτητας.

```

'fREM Program to get NPER periods and average
CLS
DIM DAT%(5), ARY1%(32000), ARY2%(32000), VR%(15), VEL1(16000)
OPEN "C:\control\data\90-4-WJ.dat" FOR OUTPUT AS #1
'*****INPUT DATA *****
'CHANNEL 0 FOR hotwire & 1 for trigger *****

```

```

VR%(0) = 0          'INPUT FROM HOT WIRE, DV=0/5V, FOR PCL818
VR%(1) = 0          'INPUT FROM TRIGGER, +/-5V
'INPUT "FREQUENCY", FR      '*****INPUT FREQUENCY
FR = 10000!
'INPUT "POINTS ", POIN%     '*****NUMBER OF POINTS
POIN% = 290!
NI = 30
E0 = 1.821           '*****VOLTAGE FOR ZERO VELOCITY
B = 1.81702         '*****CONSTANT OF KING'S LAW
RN = .54388         '*****EXPONENT OF KING'S LAW
'PRINT E0, B, RN
'****BOARD INITIALIZATION, FUNCTION 0 *****
FUN% = 0
DAT%(0) = &H300      '*****BOARD ADDRESS
DAT%(1) = 5         '*****INTERRUPT LEVEL
DAT%(2) = 3         '*****DMA LEVEL
ER% = 0             '*****INITIAL ERROR VALUE
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
PRINT ER%; 7
'*****VOLTAGE RANGE DEFINITION (GAIN), FUNCTION 23 *****
FUN% = 23
FOR I = 0 TO 1
DAT%(0) = I
DAT%(1) = VR%(I)
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
PRINT ER%
IF ER% <> 0 THEN PRINT "VOLT. RANGE": STOP
NEXT I
'*****CHANNEL DEFINITION, FUNCTION 1 *****
FUN% = 1
DAT%(0) = 0
DAT%(1) = 1
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
PRINT ER%
IF ER% <> 0 THEN PRINT "ER.SCAN": STOP
'*****SAMPLING RATE, FUNCTION 17 *****
FUN% = 17
DAT%(0) = 10 ' counter C1 of manual (pg.86 pcl818)
DAT%(1) = 1000000 / (FR * DAT%(0)) 'counter C2 of the same manual
PRINT DAT%(1)
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
PRINT ER%
IF ER% <> 0 THEN PRINT "SET FREQUENCY FAILED": STOP
K = 0
FOR II = 0 TO NI
'WAIT FOR TRIGGER"
FUN% = 19
DAT%(0) = 1
DAT%(1) = 750
DAT%(2) = 1
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
PRINT ER%
PRINT "TRIGGER ARRIVED"
'*****A/D CONVERSION, FUNCTION 6 *****
FUN% = 6

```

```

DAT%(0) = POIN%
DAT%(1) = &H8000          'MEMORY SEGMENT TO HOLD A/D DATA
DAT%(2) = 1                'SOFTWARE TRIGGER
DAT%(3) = 0                'NON-RECYCLE SCANNING
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
PRINT ER%
IF ER% <> 0 THEN PRINT "A/D FAILED": STOP
'*****CHECK CONVERSION STATUS,FUNCTION 8 *****
200 FUN% = 8
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
IF DAT%(2) = POIN% GOTO 300
GOTO 200
300 '
'*****STORE A/D DATA TO ARRAY,FUNCTION 24*****
FUN% = 24
DAT%(0) = POIN%
DAT%(1) = &H8000          'SOURCE MEMORY SEGMENT
DAT%(2) = 0                'STARTING DATA TRANSFER
DAT%(3) = VARPTR(ARY1%(0)) 'GET DATA ARRAY
DAT%(4) = VARPTR(ARY2%(0)) 'GET CHANNEL ARRAY
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
IF ER% <> 0 THEN PRINT "CONVERT DATA FAILED": STOP
'*****OUTPUT DATA *****
IM = POIN% - 1
FOR I = 0 TO IM STEP 2
K = K + 1
VE1 = (10! / 4095!) * ARY1%(I)   'OUTPUT IN VOLTS
VE2 = (10! / 4095!) * ARY1%(I + 1) 'trigger signal
PAR = (VE1 ^ 2 - E0 ^ 2) / B
VE = PAR ^ (1! / RN)
PRINT #1, K, VE1, VE2, VE
NEXT I
PRINT "II="; II
NEXT II
' *****END OF LOOP *****
FUN% = 7
CALL PCL818(FUN%, SEG DAT%(0), SEG ARY1%(0), SEG ARY2%(0), ER%)
PRINT ER%
END

```

Πρόγραμμα 4: Πρόγραμμα υπολογισμού μέσων καμπύλων ταχυτήτων

Αυτό το πρόγραμμα κατασκευάστηκε σε γλώσσα προγραμματισμού fortran για να υπολογίζει τις μέσες καμπύλες των μετρήσεων που πήραμε σε προηγούμενη φάση με την τεχνική του θερμού νήματος. Δηλαδή αυτο διαβάζει τα dat files των μετρήσεων που πήραμε και παίρνοντας ένα ορισμένο αριθμό σημείων επάνω στις καμπύλες υπολογίζει κάθε φορά μια μέση καμπύλη. Αυτός ο αριθμός των σημείων, δηλαδή με πόσα σημεία θα βγάλει τις μέσες καμπύλες, ορίζεται από εμάς ανάλογα με την ακρίβεια που επιθυμούμε.

```

DIMENSION VOLT(10000),U(10000),TRIG(10000),UAV(200)
OPEN(1,FILE='90-4-WJ.DAT')
OPEN(2,FILE='UOUT.DAT')
OPEN(3,FILE='UAV2.DAT')

```

```

    NTOT=4495
    NP=145
C*****HOT WIRE CONSTANTS *****
    VOLT0=1.821
    RN=0.54388
    B=1.81702
C*****
    DO 10 I=1,NTOT
    READ(1,*) II,VOLT(I),TRIG(I)
    PAR=(VOLT(I)**2-VOLT0**2)/B
    U(I)=PAR**(1./RN)
10  CONTINUE
C*****DISREGARD DATA *****
    L=0
    DO 20 I=1,NTOT
    IF((TRIG(I).LT.1.4).AND.(TRIG(I).GE.1.2)) THEN
    L=L+1
    ENDIF
    IF(L.EQ.8) THEN
    IL=I
    GOTO 30
    ENDIF
20  CONTINUE
30  CONTINUE
    WRITE(*,*) IL
    IL=IL-1
    DO 50 I1=1,145
    ISTART=IL+I1
    IK=ISTART
    SUM=0.
    K=0
40  CONTINUE
    SUM=SUM+U(IK)
    K=K+1
    IK=IK+NP*K
    IF(IK.GT.NTOT) THEN
    UAV(I1)=SUM/K
    GOTO 50
    ELSE
    GOTO 40
    ENDIF
50  CONTINUE
    DO 60 I=1,145
    WRITE(2,*) I,UAV(I)
60  CONTINUE
    k=0
    DO 70 I=1,145,10
    k=k+1
    UA=UAV(I)
    WRITE(3,*) k,UA
70  CONTINUE
    STOP
    END

```

Πρόγραμμα 5: Πρόγραμμα υπολογισμού προφίλ ταχυτήτων

Αυτό το πρόγραμμα έγινε στην fortran και παίρνει τις μέσες καμπύλες που υπολογίσαμε σε προηγούμενο στάδιο και δημιουργεί τα προφίλ ταχυτήτων κάθε φορά. Το πρόγραμμα ζητά τον χρόνο στον οποίο θέλουμε να πάρουμε το προφίλ που ζητάμε. Αυτός ο χρόνος βασικά αντιστοιχεί στον αριθμό των σημείων των μέσων καμπυλών που δώσαμε εμείς προηγουμένως. Έτσι επιλέγοντας την χρονική περίοδο που επιθυμούμε κατασκευάζουμε τα διαγράμματα των ταχυτήτων σε σχέση με τα σημεία του χώρου (διαμήκης άξονας z ως προς το μοντέλο).

```
DIMENSION U60(50),U62(50),U64(50),U66(50),U68(50),U70(50)
DIMENSION U72(50),U74(50),U76(50),U78(50),U80(50)
DIMENSION U82(50),U84(50),U86(50),U88(50),U90(50),X(50)
C
DIMENSION U61(50),U63(50),U65(50),U67(50),U69(50),U71(50)
DIMENSION U73(50),U75(50),U77(50),U79(50),U81(50),U83(50)
DIMENSION U85(50),U87(50),U89(50)
C
C*****
C*****DIAVAZEI TIS MESES KAMPILES *****
OPEN(1,FILE='U60.DAT')
OPEN(2,FILE='U62.DAT')
OPEN(3,FILE='U64.DAT')
OPEN(4,FILE='U66.DAT')
OPEN(5,FILE='U68.DAT')
OPEN(6,FILE='U70.DAT')
OPEN(7,FILE='U72.DAT')
OPEN(8,FILE='U74.DAT')
OPEN(9,FILE='U76.DAT')
OPEN(10,FILE='U78.DAT')
OPEN(11,FILE='U80.DAT')
OPEN(12,FILE='U82.DAT')
OPEN(13,FILE='U84.DAT')
OPEN(14,FILE='U86.DAT')
OPEN(15,FILE='U88.DAT')
OPEN(16,FILE='U90.DAT')
C
OPEN(17,FILE='U61.DAT')
OPEN(18,FILE='U63.DAT')
OPEN(19,FILE='U65.DAT')
OPEN(20,FILE='U67.DAT')
OPEN(21,FILE='U69.DAT')
OPEN(22,FILE='U71.DAT')
OPEN(23,FILE='U73.DAT')
OPEN(24,FILE='U75.DAT')
OPEN(25,FILE='U77.DAT')
OPEN(26,FILE='U79.DAT')
OPEN(27,FILE='U81.DAT')
OPEN(28,FILE='U83.DAT')
OPEN(29,FILE='U85.DAT')
OPEN(30,FILE='U87.DAT')
OPEN(31,FILE='U89.DAT')
C
C*****
C*****DINOUME TON XRONO POU THELOUME*****
```

```

OPEN(120,FILE='OUTPUT.DAT')
WRITE(*,*) 'GIVE TIME AS INPUT'
READ(*,*) ITIME
C*****
C*****DIAVAZEI TA DATA FILES*****
      IT=15
      DO 5 I=1,IT
        READ(1,*) U60(I)
5     CONTINUE
      DO 10 I=1,IT
        READ(2,*) U62(I)
10    CONTINUE
      DO 15 I=1,IT
        READ(3,*) U64(I)
15    CONTINUE
      DO 20 I=1,IT
        READ(4,*) U66(I)
20    CONTINUE
      DO 25 I=1,IT
        READ(5,*) U68(I)
25    CONTINUE
      DO 30 I=1,IT
        READ(6,*) U70(I)
30    CONTINUE
      DO 35 I=1,IT
        READ(7,*) U72(I)
35    CONTINUE
      DO 40 I=1,IT
        READ(8,*) U74(I)
40    CONTINUE
      DO 45 I=1,IT
        READ(9,*) U76(I)
45    CONTINUE
      DO 50 I=1,IT
        READ(10,*) U78(I)
50    CONTINUE
      DO 55 I=1,IT
        READ(11,*) U80(I)
55    CONTINUE
      DO 60 I=1,IT
        READ(12,*) U82(I)
60    CONTINUE
      DO 65 I=1,IT
        READ(13,*) U84(I)
65    CONTINUE
      DO 70 I=1,IT
        READ(14,*) U86(I)
70    CONTINUE
      DO 75 I=1,IT
        READ(15,*) U88(I)
75    CONTINUE
      DO 80 I=1,IT
        READ(16,*) U90(I)
80    CONTINUE
C

```

```

      DO 85 I=1,IT
      READ(17,*) U61(I)
85  CONTINUE
      DO 90 I=1,IT
      READ(18,*) U63(I)
90  CONTINUE
      DO 95 I=1,IT
      READ(19,*) U65(I)
95  CONTINUE
      DO 100 I=1,IT
      READ(20,*) U67(I)
100 CONTINUE
      DO 105 I=1,IT
      READ(21,*) U69(I)
105 CONTINUE
      DO 110 I=1,IT
      READ(22,*) U71(I)
110 CONTINUE
      DO 115 I=1,IT
      READ(23,*) U73(I)
115 CONTINUE
      DO 120 I=1,IT
      READ(24,*) U75(I)
120 CONTINUE
      DO 125 I=1,IT
      READ(25,*) U77(I)
125 CONTINUE
      DO 130 I=1,IT
      READ(26,*) U79(I)
130 CONTINUE
      DO 135 I=1,IT
      READ(27,*) U81(I)
135 CONTINUE
      DO 140 I=1,IT
      READ(28,*) U83(I)
140 CONTINUE
      DO 145 I=1,IT
      READ(29,*) U85(I)
145 CONTINUE
      DO 150 I=1,IT
      READ(30,*) U87(I)
150 CONTINUE
      DO 155 I=1,IT
      READ(31,*) U89(I)
155 CONTINUE
C
C*****
C*****DHMIOYRGIA TOY ARXEIOU X GIA TON XWRO*****
      X(1)=0
      DO 190 I=1,30
      X(I+1)=X(I)+1
190 CONTINUE
C*****
C*****GRAFEI TA DAT FILES TWN PROFILE*****
      I=ITIME

```

```

WRITE(120,*) X(1),U60(I)
WRITE(120,*) X(2),U61(I)
WRITE(120,*) X(3),U62(I)
WRITE(120,*) X(4),U63(I)
WRITE(120,*) X(5),U64(I)
WRITE(120,*) X(6),U65(I)
WRITE(120,*) X(7),U66(I)
WRITE(120,*) X(8),U67(I)
WRITE(120,*) X(9),U68(I)
WRITE(120,*) X(10),U69(I)
WRITE(120,*) X(11),U70(I)
WRITE(120,*) X(12),U71(I)
WRITE(120,*) X(13),U72(I)
WRITE(120,*) X(14),U73(I)
WRITE(120,*) X(15),U74(I)
WRITE(120,*) X(16),U75(I)
WRITE(120,*) X(17),U76(I)
WRITE(120,*) X(18),U77(I)
WRITE(120,*) X(19),U78(I)
WRITE(120,*) X(20),U79(I)
WRITE(120,*) X(21),U80(I)
WRITE(120,*) X(22),U81(I)
WRITE(120,*) X(23),U82(I)
WRITE(120,*) X(24),U83(I)
WRITE(120,*) X(25),U84(I)
WRITE(120,*) X(26),U85(I)
WRITE(120,*) X(27),U86(I)
WRITE(120,*) X(28),U87(I)
WRITE(120,*) X(29),U88(I)
WRITE(120,*) X(30),U89(I)
WRITE(120,*) X(31),U90(I)

```

C

```

STOP
END

```

Πρόγραμμα 6: Πρόγραμμα ανάλυσης Fourier

Ο πιο κάτω κώδικας έχει γραφτεί στην Matlab και χρησιμοποιεί μια υπορουτίνα που υπάρχει ήδη ενσωματωμένη στην Matlab, την υπορουτίνα ανάλυσης Fourier, και δημιουργεί τα διαγράμματα που δείχνουν πως κατανέμεται η ενέργεια για τις διάφορες συχνότητες.

```

load U90.dat
format long
x=U90(:,4);
y=abs(fft(x));
f=(4495/5000)*(3:500);
Y=y(3:500);
F=f';
plot(f,y(3:500));
FY=[F,Y];
save ('90-4.dat','FY','-ASCII')

```


ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Κεφάλαιο 1: Ενεργός έλεγχος ροής

- [1] Abergel, F., and Temam, R. (1990) "On Some Control Problems in Fluid Mechanics," *Theor. Comput. Fluid Dyn.* **1**, pp. 303–325.
- [2] Alshamani, K.M.M., Livesey, J.L., and Edwards, F.J. (1982) "Excitation of the Wall Region by Sound in Fully Developed Channel Flow," *AIAA J.* **20**, pp. 334–339.
- [3] Aubry, N. (1990) "Use of Experimental Data for an Efficient Description of Turbulent Flows," *Appl. Mech. Rev.* **43**, pp. S240–S245.
- [4] Aubry, N., Holmes, P., Lumley, J.L., and Stone, E. (1988) "The Dynamics of Coherent Structures in the Wall Region of a Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.* **192**, pp. 115–173.
- [5] Auerbach, D. (1994) "Controlling Extended Systems of Chaotic Elements," *Phys. Rev. Lett.* **72**, pp. 1184–1187.
- [6] Auerbach, D., Grebogi, C., Ott, E., and Yorke, J.A. (1992) "Controlling Chaos in High Dimensional Systems," *Phys. Rev. Lett.* **69**, pp. 3479–3482.
- [7] Bandyopadhyay, P.R. (1986) "Review—Mean Flow in Turbulent Boundary Layers Disturbed to Alter Skin Friction," *J. Fluids Eng.* **108**, pp. 127–140.
- [8] Banks, S.P. (1986) *Control Systems Engineering*, Prentice-Hall International, Englewood Cliffs, New Jersey.
- [9] Barnwell, R.W., and Hussaini, M.Y., editors (1992) *Natural Laminar Flow and Laminar Flow Control*, Springer-Verlag, New York.
- [10] Berkooz, G., Fisher, M., and Psiaki, M. (1993) "Estimation and Control of Models of the Turbulent Wall Layer," *Bul. Am. Phys. Soc.* **38**, p. 2197.
- [11] Berkooz, G., Holmes, P., and Lumley, J.L. (1991) "Intermittent Dynamics in Simple Models of the Turbulent Boundary Layer," *J. Fluid Mech.* **230**, pp. 75–95.
- [12] Bewley, T.R., Moin, P., and Temam, R. (1997) "Optimal and Robust Approaches for Linear and Nonlinear Regulation Problems in Fluid Mechanics," AIAA Paper No. 97-1872, Reston, Virginia.
- [13] Bewley, T.R., Temam, R., and Ziane, M. (1998) "A General Framework for Robust Control in FluidMechanics," Center for Turbulence Research No. CTR-Manuscript-169, Stanford University, Stanford, California.
- [14] Blackwelder, R.F. (1998) "Some Notes on Drag Reduction in the Near-Wall Region," in *Flow Control: Fundamentals and Practices*, eds. M. Gad-el-Hak, A. Pollard and J.-P. Bonnet, pp. 155–198, Springer-Verlag, Berlin.
- [15] Blackwelder R.F., and Gad-el-Hak M. (1990) "Method and Apparatus for Reducing Turbulent Skin Friction," United States Patent No. 4,932,612.
- [16] Blackwelder, R.F., and Swearingen, J.D. (1990) "The Role of Inflectional Velocity Profiles in Wall Bounded Flows," in *Near-Wall Turbulence: 1988 Zoran Zaric Memorial Conference*, eds. S.J. Kline and N.H. Afgan, pp. 268–288, Hemisphere, New York.
- [17] Breuer, K.S., Haritonidis, J.H., and Landahl, M.T. (1989) "The Control of Transient Disturbances in a Flat Plate Boundary Layer through ActiveWall Motion," *Phys. Fluids A* **1**, pp. 574–582.
- [18] Bushnell, D.M. (1983) "Turbulent Drag Reduction for External Flows," AIAA Paper No. 83-0227, New York.
- [19] Bushnell, D.M. (1994) "Viscous Drag Reduction in Aeronautics," *Proc. Nineteenth Congress of the International Council of the Aeronautical Sciences*, vol. 1, pp. XXXIII–LVI, paper no. ICAS-94-0.1, AIAA, Washington, D.C.
- [20] Bushnell, D.M., and Hefner, J.N., editors (1990) *Viscous Drag Reduction in Boundary Layers*, AIAA, Washington, D.C.
- [21] Bushnell, D.M., and McGinley, C.B. (1989) "Turbulence Control in Wall Flows," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **21**, pp. 1–20.
- [22] Cantwell, B.J. (1981) "Organized Motion in Turbulent Flow," *Ann. Rev. Fluid Mech.* **13**, pp. 457–515.

- [23] Chen, C.-C., Wolf, E.E., and Chang, H.-C. (1993) "Low-Dimensional Spatiotemporal Thermal Dynamics on Nonuniform Catalytic Surfaces," *J. Phys. Chemistry* **97**, pp. 1055–1064.
- [24] Choi, H., Moin, P., and Kim, J. (1992) "Turbulent Drag Reduction: Studies of Feedback Control and Flow Over Riblets," Department of Mechanical Engineering Report No. TF-55, Stanford University, Stanford, California.
- [25] Choi, H., Moin, P., and Kim, J. (1994) "Active Turbulence Control for Drag Reduction in Wall-Bounded Flows," *J. Fluid Mech.* **262**, pp. 75–110.
- [26] Choi, H., Temam, R., Moin, P., and Kim, J. (1993) "Feedback Control for Unsteady Flow and Its Application to the Stochastic Burgers Equation," *J. Fluid Mech.* **253**, pp. 509–543.
- [27] Collier, B.D., Holmes, P., and Lumley, J.L. (1994a) "Control of Bursting in Boundary Layer Models," *Appl. Mech. Rev.* **47**, no. 6, part 2, pp. S139–S143.
- [28] Collier, B.D., Holmes, P., and Lumley, J.L. (1994b) "Control of Noisy Heteroclinic Cycles," *Physica D* **72**, pp. 135–160.
- [29] Corino, E.R., and Brodkey, R.S. (1969) "A Visual Investigation of the Wall Region in Turbulent Flow," *J. Fluid Mech.* **37**, pp. 1–30.
- [30] Corke, T.C., Glauser, M.N., and Berkooz, G. (1994) "Utilizing Low-Dimensional Dynamical Systems Models to Guide Control Experiments," *Appl. Mech. Rev.* **47**, no. 6, part 2, pp. S132–S138.
- [31] Deane, A.E., and Sirovich, L. (1991) "A Computational Study of Rayleigh–Benard Convection. Part 1. Rayleigh-Number Scaling," *J. Fluid Mech.* **222**, pp. 231–250.
- [32] Delville, J., Cordier L., Bonnet J.-P. (1998) "Large-Scale-Structure Identification and Control in Turbulent Shear Flows," in *Flow Control: Fundamentals and Practices*, eds. M.Gad-el-Hak, A. Pollard and J.-P. Bonnet, pp. 199–273, Springer-Verlag, Berlin.
- [33] Ditto, W.L., and Pecora, L.M. (1993) "Mastering Chaos," *Scientific American* **269**, August, pp. 78–84.
- [34] Ditto, W.L., Rauseo, S.N., and Spano, M.L. (1990) "Experimental Control of Chaos," *Phys. Rev. Lett.* **65**, pp. 3211–3214.
- [35] Fan, X., Hofmann, L., and Herbert, T. (1993) "Active Flow Control with Neural Networks," AIAA Paper No. 93-3273, Washington, D.C.
- [36] Fiedler, H.E., and Fernholz, H.-H. (1990) "On Management and Control of Turbulent Shear Flows," *Prog. Aero. Sci.* **27**, pp. 305–387.
- [37] Fowler, T.B. (1989) "Application of Stochastic Control Techniques to Chaotic Nonlinear Systems," *IEEE Trans. Autom. Control* **34**, pp. 201–205.
- [38] Gad-el-Hak, M. (1989) "Flow Control," *Appl. Mech. Rev.* **42**, pp. 261–293.
- [39] Gad-el-Hak, M. (1993) "Innovative Control of Turbulent Flows," AIAA Paper No. 93-3268, Washington, D.C.
- [40] Gad-el-Hak, M. (1994) "Interactive Control of Turbulent Boundary Layers: A Futuristic Overview," *AIAA J.* **32**, pp. 1753–1765.
- [41] Gad-el-Hak, M. (1996) "Modern Developments in Flow Control," *Appl. Mech. Rev.* **49**, pp. 365–379.
- [42] Gad-el-Hak, M. (1998) "Frontiers of Flow Control," in *Flow Control: Fundamentals and Practices*, eds. M. Gad-el-Hak, A. Pollard and J.-P. Bonnet, pp. 109–153, Springer-Verlag, Berlin.
- [43] Gad-el-Hak, M. (2000) *Flow Control: Passive, Active, and Reactive Flow Management*, Cambridge University Press, London, United Kingdom.
- [44] Gad-el-Hak, M. (editor) (2006) *The MEMS Handbook*, second edition, vol. I–III, CRC Taylor & Francis, Boca Raton, Florida.
- [45] Gad-el-Hak, M., and Blackwelder, R.F. (1987) "A Drag Reduction Method for Turbulent Boundary Layers," AIAA Paper No. 87-0358, New York.
- [46] Gad-el-Hak, M., and Blackwelder, R.F. (1989) "Selective Suction for Controlling Bursting Events in a Boundary Layer," *AIAA J.* **27**, pp. 308–314.

- [47] Gad-el-Hak, M., and Bushnell, D.M. (1991) "Separation Control: Review," *J. Fluids Eng.* **113**, pp. 5–30.
- [48] Gad-el-Hak, M., and Hussain, A.K.M.F. (1986) "Coherent Structures in a Turbulent Boundary Layer. Part 1. Generation of 'Artificial' Bursts," *Phys. Fluids* **29**, pp. 2124–2139.
- [49] Garfinkel, A., Spano, M.L., Ditto, W.L., and Weiss, J.N. (1992) "Controlling Cardiac Chaos," *Science* **257**, pp. 1230–1235.
- [50] Grappin, R., and Leorat, J. (1991) "Lyapunov Exponents and the Dimension of Periodic Incompressible Navier–Stokes Flows: Numerical Measurements," *J. Fluid Mech.* **222**, pp. 61–94.
- [51] Hayes, S., Grebogi, C., and Ott, E. (1994a) "Communicating with Chaos," *Phys. Rev. Lett.* **70**, pp. 3031–3040.
- [52] Hayes, S., Grebogi, C., Ott, E., and Mark, A. (1994b) "Experimental Control of Chaos for Communication," *Phys. Rev. Lett.* **73**, pp. 1781–1784.
- [53] Ho, C.-M., and Tai, Y.-C. (1996) "Review: MEMS and Its Applications for Flow Control," *J. Fluids Eng.* **118**, pp. 437–447.
- [54] Ho, C.-M., and Tai, Y.-C. (1998) "Micro-Electro-Mechanical Systems (MEMS) and Fluid Flows," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **30**, pp. 579–612.
- [55] Holmes, P., Lumley, J.L., and Berkooz, G. (1996) *Turbulence, Coherent Structures, Dynamical Systems and Symmetry*, Cambridge University Press, Cambridge, Great Britain.
- [56] Hu, H.H. and Bau, H.H. (1994) "Feedback Control to Delay or Advance Linear Loss of Stability in Planar Poiseuille Flow," *Proc. Roy. Soc. Lond. A* **447**, pp. 299–312.
- [57] Huberman, B. (1990) "The Control of Chaos," *Proc. Workshop on Applications of Chaos*, 4–7 December, San Francisco, California.
- [58] Huberman, B.A., and Lumer, E. (1990) "Dynamics of Adaptive Systems," *IEEE Trans. Circuits Syst.* **37**, pp. 547–550.
- [59] Hubler, A., and Luscher, E. (1989) "Resonant Stimulation and Control of Nonlinear Oscillators," *Naturwissenschaften* **76**, pp. 67–69.
- [60] Jacobs, J., James, R., Ratliff, C., and Glazer, A. (1993) "Turbulent Jets Induced by Surface Actuators," AIAA Paper No. 93-3243, Washington, D.C.
- [61] Jacobson, S.A., and Reynolds, W.C. (1993a) "Active Control of Boundary Layer Wall Shear Stress Using Self-Learning Neural Networks," AIAA Paper No. 93-3272, AIAA, Washington, D.C.
- [62] Jacobson, S.A., and Reynolds W.C. (1993b) "Active Boundary Layer Control Using Flush-Mounted Surface Actuators," *Bul. Am. Phys. Soc.* **38**, p. 2197.
- [63] Jacobson, S.A., and Reynolds, W.C. (1994) "Active Control of Transition and Drag in Boundary Layers," *Bul. Am. Phys. Soc.* **39**, p. 1894.
- [64] Jacobson, S.A., and Reynolds, W.C. (1995) "An Experimental Investigation Towards the Active Control of Turbulent Boundary Layers," Department of Mechanical Engineering Report No. TF-64, Stanford University, Stanford, California.
- [65] Jacobson, S.A., and Reynolds, W.C. (1998) "Active Control of Streamwise Vortices and Streaks in Boundary Layers," *J. Fluid Mech.* **360**, pp. 179–211.
- [66] James, R.D., Jacobs, J.W., and Glezer, A. (1994) "Experimental Investigation of a Turbulent Jet Produced by an Oscillating Surface Actuator," *Appl. Mech. Rev.* **47**, no. 6, part 2, pp. S127–S1131.
- [67] Joslin, R.D. (1998) "Aircraft Laminar Flow Control," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **30**, pp. 1–29.
- [68] Keefe, L.R. (1993a) "Two Nonlinear Control Schemes Contrasted in a Hydrodynamic Model," *Phys. Fluids A* **5**, pp. 931–947.
- [69] Keefe, L.R. (1993b) "Drag Reduction in Channel Flow Using Nonlinear Control," AIAA Paper No. 93-3279, Washington, D.C.
- [70] Keefe, L.R. (1996) "A MEMS-Based Normal Vorticity Actuator for Near-Wall Modification of Turbulent Shear Flows," *Proc. Workshop on Flow Control:*

- Fundamentals and Practices*, eds. J.-P. Bonnet, M. Gad-el-Hak and A. Pollard, pp. 1–21, 1–5 July, Institut d' Etudes Scientifiques des Cargese, Corsica, France.
- [71] Keefe, L.R., Moin, P., and Kim, J. (1992) "The Dimension of Attractors Underlying Periodic Turbulent Poiseuille Flow," *J. Fluid Mech.* **242**, pp. 1–29.
- [72] Kostelich, E.J., Grebogi, C., Ott, E., and Yorke, J.A. (1993a) "Targeting from Time Series," *Bul. Am. Phys. Soc.* **38**, p. 2194.
- [73] Kostelich, E.J., Grebogi, C., Ott, E., and Yorke, J.A. (1993b) "Higher-Dimensional Targeting," *Phys. Rev. E* **47**, pp. 305–310.
- [74] Kwong, A., and Dowling, A. (1993) "Active Boundary Layer Control in Diffusers," AIAA Paper No. 93-3255, Washington, D.C.
- [75] Lai, Y.-C., and Grebogi, C. (1993) "Synchronization of Chaotic Trajectories Using Control," *Phys. Rev. E* **47**, pp. 2357–2360.
- [76] Lai, Y.-C., Deng, M., and Grebogi, C. (1993a) "Controlling Hamiltonian Chaos," *Phys. Rev. E* **47**, pp. 86–92.
- [77] Lai, Y.-C., Grebogi, C., and Tél, T. (1994) "Controlling Transient Chaos in Dynamical Systems," in *Towards the Harnessing of Chaos*, ed. M. Yamaguchi, Elsevier, Amsterdam, the Netherlands.
- [78] Lai, Y.-C., Tél, T., and Grebogi, C. (1993b) "Stabilizing Chaotic-Scattering Trajectories Using Control," *Phys. Rev. E* **48**, pp. 709–717.
- [79] Lindner, J.F., and Ditto, W.L. (1995) "Removal, Suppression and Control of Chaos by Nonlinear Design," *Appl. Mech. Rev.* **48**, pp. 795–808.
- [80] Lofdahl, L., and Gad-el-Hak, M. (1999) "MEMS Applications in Turbulence and Flow Control," *Prog. Aero. Sci.* **35**, pp. 101–203.
- [81] Lofdahl, L., Kalvesten, E., and Stemme, G. (1996) "Small Silicon Pressure Transducers for Space-Time Correlation Measurements in a Flat Plate Boundary Layer," *J. Fluids Eng.* **118**, pp. 457–463.
- [82] Lumley, J.L. (1991) "Control of the Wall Region of a Turbulent Boundary Layer," in *Turbulence: Structure and Control*, ed. J.M. McMichael, pp. 61–62, 1–3 April, Ohio State University, Columbus, Ohio.
- [83] Lumley, J.L. (1996) "Control of Turbulence," AIAA Paper No. 96-0001, Washington, D.C.
- [84] Luscher, E., and Hubler, A. (1989) "Resonant Stimulation of Complex Systems," *Helv. Phys. Acta* **62**, pp. 544–551.
- [85] McMichael, J.M. (1996) "Progress and Prospects for Active Flow Control Using Microfabricated Electromechanical Systems (MEMS)," AIAA Paper No. 96-0306, Washington, D.C.
- [86] Mehregany, M., DeAnna, R.G., and Reshotko, E. (1996) "Microelectromechanical Systems for Aerodynamics Applications," AIAA Paper No. 96-0421, Washington, D.C.
- [87] Moin, P., and Bewley, T. (1994) "Feedback Control of Turbulence," *Appl. Mech. Rev.* **47**, no. 6, part 2, pp. S3–S13.
- [88] Nosenchuck, D.M., and Lynch, M.K. (1985) "The Control of Low-Speed Streak Bursting in Turbulent Spots," AIAA Paper No. 85-0535, New York.
- [89] Ott, E., Grebogi, C., and Yorke, J.A. (1990a) "Controlling Chaos," *Phys. Rev. Lett.* **64**, pp. 1196–1199.
- [90] Ott, E., Grebogi, C., and Yorke, J.A. (1990b) "Controlling Chaotic Dynamical Systems," in *Chaos: Soviet–American Perspectives on Nonlinear Science*, ed. D.K. Campbell, pp. 153–172, American Institute of Physics, New York.
- [91] Perrier, P. (1998) "Multiscale Active Flow Control," in *Flow Control: Fundamentals and Practices*, eds. M. Gad-el-Hak, A. Pollard and J.-P. Bonnet, pp. 275–334, Springer-Verlag, Berlin.
- [92] Petersen, I.R., and Savkin, A.V. (1999) *Robust Kalman Filtering for Signals and Systems with Large Uncertainties*, Birkhauser, Boston, Massachusetts.
- [93] Pomeau, Y., and Manneville, P. (1980) "Intermittent Transition to Turbulence in Dissipative Dynamical Systems," *Commun. Math. Phys.* **74**, pp. 189–197.

- [94] Pretsch, J. (1942) "Umschlagbeginn und Absaugung," *Jahrb. Dtsch. Luftfahrtforschung* **1**, pp. 54–71.
- [95] Qin, F., Wolf, E.E., and Chang, H.-C. (1994) "Controlling Spatiotemporal Patterns on a Catalytic Wafer," *Phys. Rev. Lett.* **72**, pp. 1459–1462.
- [96] Reynolds, W.C. (1993) "Sensors, Actuators, and Strategies for Turbulent Shear-Flow Control," invited oral presentation at *AIAA Third Flow Control Conference*, 6–9 July, Orlando, Florida.
- [97] Robinson, S.K. (1991) "Coherent Motions in the Turbulent Boundary Layer," *Annu. Rev. Fluid Mech.* **23**, pp. 601–639.
- [98] Romeiras, F.J., Grebogi, C., Ott, E., and Dayawansa, W.P. (1992) "Controlling Chaotic Dynamical Systems," *Physica D* **58**, pp. 165–192.
- [99] Shinbrot, T. (1993) "Chaos: Unpredictable Yet Controllable?" *Nonlinear Science Today* **3**, pp. 1–8.
- [100] Shinbrot, T. (1995) "Progress in the Control of Chaos," *Adv. Physics* **44**, pp. 73–111.
- [101] Shinbrot, T. (1998) "Chaos, Coherence and Control," in *Flow Control: Fundamentals and Practices*, eds. M. Gad-el-Hak, A. Pollard and J.-P. Bonnet, pp. 501–527, Springer-Verlag, Berlin.
- [102] Shinbrot, T., and Ottino, J.M. (1993a) "Geometric Method to Create Coherent Structures in Chaotic Flows," *Phys. Rev. Lett.* **71**, pp. 843–846.
- [103] Shinbrot, T., and Ottino, J.M. (1993b) "Using Horseshoes to Create Coherent Structures in Chaotic Fluid Flows," *Bul. Am. Phys. Soc.* **38**, p. 2194.
- [104] Shinbrot, T., Bresler, L., and Ottino, J.M. (1998) "Manipulation of Isolated Structures in Experimental Chaotic Fluid Flows," *Exp. Thermal & Fluid Sci.* **16**, pp. 76–83.
- [105] Shinbrot, T., Ditto, W., Grebogi, C., Ott, E., Spano, M., and Yorke, J.A. (1992a) "Using the Sensitive Dependence of Chaos (the "Butterfly Effect") to Direct Trajectories in an Experimental Chaotic System," *Phys. Rev. Lett.* **68**, pp. 2863–2866.
- [106] Shinbrot, T., Grebogi, C., Ott, E., and Yorke, J.A. (1992b) "Using Chaos to Target Stationary States of Flows," *Phys. Lett. A* **169**, pp. 349–354.
- [107] Shinbrot, T., Grebogi, C., Ott, E., and Yorke, J.A. (1993) "Using Small Perturbations to Control Chaos," *Nature* **363**, pp. 411–417.
- [108] Shinbrot, T., Ott, E., Grebogi, C., and Yorke, J.A. (1990) "Using Chaos to Direct Trajectories to Targets," *Phys. Rev. Lett.* **65**, pp. 3215–3218.
- [109] Shinbrot, T., Ott, E., Grebogi, C., and Yorke, J.A. (1992c) "Using Chaos to Direct Orbits to Targets in Systems Describable by a One-Dimensional Map," *Phys. Rev. A* **45**, pp. 4165–4168.
- [110] Singer, J., Wang, Y.-Z., and Bau, H.H. (1991) "Controlling a Chaotic System," *Phys. Rev. Lett.* **66**, pp. 1123–1125.
- [111] Sirovich, L., and Deane, A.E. (1991) "A Computational Study of Rayleigh–Benard Convection. Part 2. Dimension Considerations," *J. Fluid Mech.* **222**, pp. 251–265.
- [112] Sritharan, S.S., editor (1998) *Optimal Control of Viscous Flow*, SIAM, Philadelphia, Pennsylvania.
- [113] Swearingen, J.D., and Blackwelder, R.F. (1984) "Instantaneous Streamwise Velocity Gradients in the Wall Region," *Bul. Am. Phys. Soc.* **29**, p. 1528.
- [114] Tang, J., and Bau, H.H. (1993a) "Stabilization of the No-Motion State in Rayleigh–Benard Convection through the Use of Feedback Control," *Phys. Rev. Lett.* **70**, pp. 1795–1798.
- [115] Tang, J., and Bau, H.H. (1993b) "Feedback Control Stabilization of the No-Motion State of a Fluid Confined in a Horizontal Porous Layer Heated from Below," *J. Fluid Mech.* **257**, pp. 485–505.
- [116] Viswanath, P.R. (1995) "Flow Management Techniques for Base and Afterbody Drag Reduction," *Prog. Aero. Sci.* **32**, pp. 79–129.

- [117] Wadsworth, D.C., Muntz, E.P., Blackwelder, R.F., and Shiflett, G.R. (1993) "Transient Energy Release Pressure Driven Microactuators for Control of Wall-Bounded Turbulent Flows," AIAA Paper No. 93-3271, AIAA, Washington, D.C.
- [118] Wang, Y., Singer, J., and Bau, H.H. (1992) "Controlling Chaos in a Thermal Convection Loop," *J. Fluid Mech.* **237**, pp. 479–498.
- [119] Wilkinson, S.P. (1988) "Direct Drag Measurements on Thin-Element Riblets with Suction and Blowing," AIAA Paper No. 88-3670-CP, Washington, D.C.
- [120] Wilkinson, S.P. (1990) "Interactive Wall Turbulence Control," in *Viscous Drag Reduction in Boundary Layers*, eds. D.M. Bushnell and J.N. Hefner, pp. 479–509, AIAA, Washington, D.C.
- [121] Wilkinson, S.P., and Balasubramanian, R. (1985) "Turbulent Burst Control through Phase-Locked Surface Depressions," AIAA Paper No. 85-0536, New York.
- [122] Wilkinson, S.P., and Lazos, B.S. (1987) "Direct Drag and Hot-Wire Measurements on Thin-Element Riblet Arrays," in *Turbulence Management and Relaminarization*, eds. H.W. Liepmann and R. Narasimha, pp. 121–131, Springer-Verlag, New York.
- [123] Wilkinson, S.P., Anders, J.B., Lazos, B.S., and Bushnell, D.M. (1988) "Turbulent Drag Reduction Research at NASA Langley: Progress and Plans," *Int. J. Heat and Fluid Flow* **9**, pp. 266–277.
- [124] Rudibert King "Active Flow Control: Papers contributed to the Conference "Active Flow Control 2006", Berlin, Germany, September 27 to 29, 2006".

Κεφάλαιο 2: Έλεγχος ροής με μικρο – επενεργητές συνθετικής δέσμης πλάσματος

- [1] Roth J R, Sherman D M and Wilkinson S P 1998 Boundary layer flow control with a one atmosphere uniform glow discharge plasma *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 98–0328.
- [2] Roth J R and Dai X 2006 Optimization of the aerodynamic plasma actuator as an electrohydrodynamic (ehd) electrical device *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2006–1203.
- [3] List J, Byerley A, McLaughlin T and Dyken R V 2003 Using a plasma actuator to control laminar separation on a linear cascade turbine blade *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2003–1026.
- [4] Jacob J D, Rivir R, Carter C and Estevadeordal J 2004 Boundary layer flow control using ac discharge plasma actuators *2nd AIAA Flow Control Conf. (Portland, OR)* AIAA Paper 2004–2128.
- [5] Amitay M, Smith B L and Glezer A 1998 Aerodynamic flow control using synthetic jet technology *36th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 98–0208.
- [6] Rediniotis O K, Ko J, Yue X and Kurdilla A 1999 Synthetic jets, their reduced order modeling and applications to flow control *37th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 99–1000.
- [7] Mittal R and Rampunggoon P 2002 *Phys. Fluids* **14** 1533–6.
- [8] Chiekh M B, Bera J C and Sunyach M 2003 *J. Turbul.* **32** 1–12.
- [9] Glezer A and Amitay M 2002 *Annu. Rev. Fluid Mech.* **34** 503–29.
- [10] Rivir R, White A, Carter C, Ganguly B, Forelines A and Crafton J 2003 Turbine flow control, plasma flows *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2003–6055.
- [11] Suchomel C, Wie D V and Risha D 2003 Perspectives on cataloguing plasma technologies applied to aeronautical sciences *34th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. (Orlando, FL)* AIAA Paper 2003–3852.

- [12] Corke T C and Post M L 2005 Overview of plasma flow control: concepts, optimization, and applications *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2005-563.
- [13] Malik M, Weinstein L and Hussaini M Y 1983 Ion wind drag reduction *21st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 83-0231.
- [14] El-Khabiry S and Colver G 1997 *Phys. Fluids* **9** 587-99.
- [15] Artana G, D'Adamo J, Leger L, Moreau E and Touchard G 2002 *AIAA J.* **40** 1773-9.
- [16] Moreau E, Leger L and Touchard G 2006 *J. Electrostat.* **64** 215-25.
- [17] Roth J R, Sherman D M and Wilkinson S P 2000 *AIAA J.* **38** 1166-72.
- [18] Goksel B, Greenblatt D, Rechenberg I, Nayeri C N and Paschereit C O 2006 Steady and unsteady plasma wall jets for separation and circulation control *3rd AIAA Flow Control Conf. (San Francisco, CA)* AIAA Paper 2006-3686.
- [19] Sosa R and Artana G 2006 *J. Electrostat.* **64** 604-10.
- [20] Corke T C, Jumper E J, Post M, Orlov D and McLaughlin T E 2002 Application of weakly-ionized plasmas as wing flow-control devices *40th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2002-0350.
- [21] Corke T C, Mertz B and Patel M P 2006 Plasma flow control optimized airfoil *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2006-1208.
- [22] Corke T C, He C and Patel M P 2004 Plasma flaps and slats: An application of weakly ionized plasma actuators *2nd AIAA Flow Control Conf. (Portland, OR)* AIAA Paper 2004-2127.
- [23] Hultgren L and Ashpis D 2003 Demonstration of separation delay with glow-discharge plasma actuators *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2003-1025.
- [24] Huang J, Corke T C and Thomas F O 2006 *AIAA J.* **44** 1477-87.
- [25] Ramakumar K 2006 Active flow control of low pressure turbine blade separation using plasma actuators *Master's Thesis* University of Kentucky Lexington, Kentucky.
- [26] Artana G, Sosa R, Moreau E and Touchard G 2003 *Exp. Fluids* **35** 580-8.
- [27] Asghar A and Jumper E J 2003 Phase synchronization of vortex shedding from multiple cylinders using plasma actuators *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2003-1028.
- [28] McLaughlin T E, Munska M D, Vaeth J P, Dauwalter T E, Goode J R and Siegel S G 2004 Plasma-based actuators for cylinder wake vortex control *2nd AIAA Flow Control Conf. (Portland, OR)* AIAA Paper 2004-2129.
- [29] Thomas F O, Kozlov A and Corke T C 2005 Plasma actuators for landing gear noise reduction *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conf. (Monterey, CA)* AIAA Paper 2005-3010.
- [30] Siegenthaler J, Jumper E J and Asghar A 2003 A preliminary study in regularizing the coherent structures in a planar, weakly compressible, free shear layer *41st AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV)* AIAA Paper 2003-0680.
- [31] Samimy M, Adamovich I, Kim J, Webb B, Keshav S and Utkin Y 2004 Active control of high speed jets using localized arc filament plasma actuators *2nd AIAA Flow Control Conf. (Portland, OR)* AIAA Paper 2004-2130.
- [32] Enloe C L, McLaughlin T E, VanDyken R D, Kachner K D, Jumper E J and Corke T C 2004 *AIAA J.* **42** 589-94.
- [33] Enloe C L, McLaughlin T E, VanDyken R D, Kachner K D, Jumper E J, Corke T C, Post M and Haddad O 2004 *AIAA J.* **42** 595-604.
- [34] Forte M, Leger L, Pons J, Moreau E and Touchard G 2005 *J. Electrostat.* **63** 929-36.
- [35] Baughn J W, Porter C O, Peterson B L, McLaughlin T E, Enloe C L, Font G I and Baird C 2006 Momentum transfer for an aerodynamic plasma actuator with an imposed boundary layer *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and*

- Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–168.*
- [36] Porter C O, Baughn J W, McLaughlin T E, Enloe C L and Font G I 2006 Temporal force measurements on an aerodynamic plasma actuator *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–104.*
- [37] Balcer B E, Franke M E and Rivir R B 2006 Effects of plasma induced velocity on boundary layer flow *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–875.*
- [38] VanDyken R D, McLaughlin T E and Enloe C L 2004 Parametric investigations of a single dielectric barrier plasma actuator *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2004–846.*
- [39] Enloe C L, McLaughlin T E, VanDyken R D and Fischer J C 2004 Plasma structure in the aerodynamic plasma actuator *42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2004–844.*
- [40] Anderson R and Roy S 2006 Preliminary experiments of barrier discharge plasma actuators using dry and humid air *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–369.*
- [41] Shyy W, Jayaraman B and Andersson A 2002 *J. Appl. Phys.* **92** 6434–43.
- [42] Visbal M and Gaitonde D V 2006 Control of vortical flows using simulated plasma actuators *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–505.*
- [43] Hall K D, Jumper E J, Corke T C and McLaughlin T E 2005 Potential flow model of a plasma actuator as a lift enhancement device *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2005–783.*
- [44] Orlov D M and Corke T C 2005 Numerical simulation of aerodynamic plasma actuator effects *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2005–1083.*
- [45] Orlov D M, Corke T C and Patel M P 2006 Electric circuit model for aerodynamic plasma actuator *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–1206.*
- [46] Boeuf J P and Pitchford L C 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 103307.
- [47] Suzen Y B, Huang P G, Jacob J D and Ashpis D E 2005 Numerical simulations of plasma based flow control applications *35th AIAA Fluid Dynamics Conf. and Exhibit (Toronto, Ontario) AIAA Paper 2005–4633.*
- [48] Suzen Y B and Huang P G 2006 Simulations of flow separation control using plasma actuators *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–877.*
- [49] Roth J R 2001 *Industrial Plasma Engineering, Volume II—Applications to Non-Thermal Plasma Processing* (Bristol: Institute of Physics Publishing).
- [50] Font G I 2004 Boundary layer control with atmospheric plasma discharges *40th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conf. and Exhibit (Fort Lauderdale, FL) AIAA Paper 2004–3574.*
- [51] Font G I and Morgan W L 2005 Plasma discharges in atmospheric pressure oxygen for boundary layer separation control *35th Fluid Dynamics Conf. and Exhibit (Toronto, Ontario) AIAA Paper 2005–4632.*
- [52] Font G I, Jung S, Enloe C L, McLaughlin T E, Morgan W L and Baughn J W 2006 Simulation of the effects of force and heat produced by a plasma actuator on neutral flow evolution *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–167.*
- [53] Roy S, Singh K, Kumar H, Gaitonde D V and Visbal M 2006 Effective discharge dynamics for plasma actuators *44th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit (Reno, NV) AIAA Paper 2006–374.*
- [54] Shang J S 2005 Electromagnetic field of dielectric barrier discharge *36th AIAA Plasmadynamics and Lasers Conf. (Toronto, Ontario) AIAA Paper 2005–5182.*

- [55] Jacob J D, Ramakumar K, Anthony R and Rivir R B 2005 Control of laminar and turbulent shear flows using plasma actuators *4th Int. Symp. on Turbulence and Shear Flow Phenomena (Williamsburg, VA)* TSFP 4-225.
- [56] Smith B L and Glezer A 1998 *Phys. Fluids* **10** 2281–97.
- [57] Santhanakrishnan A, Jacob J D and Suzen Y B 2006 Flow control using plasma actuators and linear/annular plasma synthetic jet actuators *3rd AIAA Flow Control Conf. (San Francisco, CA)* AIAA Paper 2006–3033.
- [58] Sholl M and Savas O 1997 A fast lagrangian PIV method for study of general high-gradient flows *35th AIAA Aerospace Sciences Meeting (Reno, NV)* AIAA Paper 1997–0493.
- [59] Hussein H J, Capp S P and George W K 1994 *J. Fluid Mech.* **258** 31–75.
- [60] Schlichting H and Gersten K 2000 *Boundary Layer Theory* 8th edn (Berlin: Springer).

Κεφάλαιο 4: Ανεμομετρία θερμού νήματος

- [1] Δ. Σ. Μαθιουλάκης (Αθήνα 2005): Τεχνικές μέτρησης ρευστομηχανικών μεγεθών.

Κεφάλαιο 6: Particle Image Velocimetry (PIV)

- [1] Merzkirch W. (1987): *Flow Visualization*, New York: Academic.
- [2] Rotta J. (1990): *Die Aerodynamische Versuchsanstalt in Gottingen, ein Werk Ludwig Prandtl's*, Vandenhoeck & Ruprecht, Gottingen (Germany).
- [3] Adrian R.J. (1986): Multi-point optical measurements of simultaneous vectors in unsteady flow – a review, *Int. Journal of Heat and Fluid Flow*, **7**, pp. 127–145.
- [4] Adrian, R.J. (1991): Particle-imaging techniques for experimental fluid mechanics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**, pp. 261–304.
- [5] Adrian R.J. (1996): Bibliography of particle image velocimetry using imaging methods: 1917 – 1995, TAM Report 817, UILU-ENG-96 – 6004, University of Illinois (USA).
- [6] Grant I., ed. (1994): *Selected papers on particle image velocimetry* SPIE Milestone Series **MS 99**, SPIE Optical Engineering Press, Bellingham, Washington.
- [7] Grant I. (1997): Particle image velocimetry: A review, *Proceedings Institute of Mechanical Engineers*, **211**, pp. 55–76.
- [8] Hinsch K.D. (1993): Particle image velocimetry, in *Speckle Metrology*, ed. R.S. Sirohi, Marcel Dekker, New York, pp. 235–323.
- [9] Hinsch K.D. (1995): Three-dimensional particle velocimetry, *Meas. Sci. Tech.*, **6**, pp. 742–753.
- [10] Hinsch K. (2002): Holographic particle image velocimetry, *Meas. Sci. Tech.*, **13**, pp. R61–R72.
- [11] Lauterborn W., Vogel A. (1984): Modern optical techniques in fluid mechanics, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **16**, pp. 223–244.
- [12] Meynart R. (1983): *Mesure de champs de vitesse d'écoulements fluides par analyse de suites d'images obtenues par diffusion d'un feuillet lumineux*, Ph.D. thesis, Faculte des Sciences Appliquees, Universite Libre de Bruxelles.
- [13] Riethmuller M.L., ed. (1996): *Particle Image Velocimetry, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 1996–03*, Rhode-St-Genese (Belgium).
- [14] Riethmuller M.L., ed. (2000): *Particle Image Velocimetry and Associated Techniques, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 2000–01*, Rhode-St-Genese (Belgium).

- [15] Scarano F., Riethmuller M.L., ed. (2005): *Advanced Measuring Techniques for Supersonic Flows*, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 2005–01, Rhode-St-Genese (Belgium).
- [16] Samimy M., Wernet M.P. (2000): Review of planar multiplecomponent velocimetry in highspeed flows, *AIAA Journal*, **38**, pp. 553–574.
- [17] Stanislas M., Kompenhans J., Westerweel J. (Eds.) (2000): *Particle image velocimetry: Progress towards industrial application*, Kluwer Academic Publishers, Dordrecht (the Netherlands).
- [18] Stanislas M., Westerweel J., Kompenhans J. (eds) (2004): *Particle Image Velocimetry: recent improvements. Proceedings of the EUROPIV 2 workshop, Zaragoza, Spain, March/April 2003*, Springer, Berlin Heidelberg New York. (ISBN 3-540-21423-2).
- [19] Westerweel J. (1993): *Digital particle image velocimetry – Theory and application* Ph.D. Dissertation, Delft University Press, Delft.
- [20] Kompenhans J., Reichmuth J. (1986): Particle imaging velocimetry in a low turbulent wind tunnel and other flow facilities, Proc. *AGARD Conference on Advanced Instrumentation for Aero Engine Components, 19–23 May, Philadelphia (USA)*, (AGARD-CP 399–35).
- [21] Prandtl, L. (1905): *Über Flüssigkeitsbewegung bei sehr kleiner Reibung*, Proc. *Verhandlungen des III. Internationalen Mathematiker – Kongresses, Heidelberg, 1904*, Teubner, Leipzig, pp. 404–491.
- [22] Keane R.D., Adrian R.J. (1992): Theory of cross-correlation analysis of PIV images, *Appl. Sci. Res.*, **49**, pp. 191–215.
- [23] Brucker C. (1996): Spatial correlation analysis for 3-D scanning PIV: simulation and application of dual-color light-sheet scanning, Proc. *89th Intl. Symp. on Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon (Portugal)*.
- [24] Vogt A., Baumann P., Gharib M., Kompenhans J. (1996): Investigations of a wing tip vortex in air by means of DPIV, Proc. *19th AIAA Advanced Measurements and Ground Testing Technology Conference, June 17–20, New Orleans (USA)*, AIAA 96–2254.
- [25] Scarano F. (2002): Iterative image deformation methods in PIV, *Meas. Sci. Tech.*, **13**, pp. R1–R19.
- [26] Willert C.E., Gharib M. (1991): Digital particle image velocimetry, *Exp. Fluids*, **10**, pp. 181–193.
- [27] Royer H., Stanislas M. (1996): Stereoscopic and holographic approaches to get the third velocity component in PIV, von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 1996–03, Particle Image Velocimetry, Rhode-St – Genese (Belgium).
- [28] Brucker C. (1996): 3-D PIV via spatial correlation in a color-coded light sheet, *Exp. Fluids*, **21**, pp. 312–314.
- [29] Vollmers H. (2001): Detection of vortices and quantitative evaluation of their main parameters from experimental velocity data, *Meas. Sci. Tech.*, **12**, pp. 1199–1207.
- [30] Chacin J.M., Cantwell B.J. (2000): Dynamics of a low Reynolds number turbulent boundary layer, *J Fluid Mech.*, **404**, pp. 87–115.
- [31] Farge M. (1992): Wavelet transforms and their applications to turbulence, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **24**, pp. 395–457.
- [32] Hunt J., Wray A., Moin P. (1988): Eddies, stream and convergence zone in turbulent flows, Stanford Center for Turbulence Research, Technical Report CTR-S88, p. 193.
- [33] Hussain A.K.M.F. (1986): Large-scale organized motions in jets and shear layers, in A. Krothapalli and C.S. Smith, editors, *Recent advances in aerodynamics*, Springer, pp. 1–30.
- [34] Jeong J., Hussain F. (1995): On the identification of a vortex, *J Fluid Mech.*, **285**, pp. 69–94.

- [35] Le H., Moin P. (1994): Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step, Report TF, vol. 58. Thermosciences Division, Department of Mechanical Engineering, Stanford University.
- [36] Le H., Moin P., Kim J. (1997): Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step, *J Fluid Mech.*, **330**, pp. 349–374.
- [37] Robinson S.K. (1991): Coherent motions in the turbulent boundary layer, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **23**, pp. 601–639.
- [38] Robinson S.K., Kline S.J., Spalart P.R. (1989): A review of quasicohherent structures in a numerically simulated turbulent boundary layer, NASA Technical Memorandum, vol. 102191.
- [39] Scarano F. (2000): Particle image velocimetry development and application – Investigation of coherent structures in turbulent shear flows, Ph.D. thesis, Università Degli Napoli “Federico II” & von Karman Institute for Fluid Dynamics.
- [40] Schram C. (2002): Application of wavelet transform in vortical flows, *von Karman Institute for Fluid Dynamics, Lecture Series 2002-04*, Rhode-St-Gen`ese (Belgium).
- [41] Schram C. (2003): Aeroacoustics of subsonic jets: prediction of the sound produced by vortex pairing based on particle image velocimetry, Ph.D. thesis, Technische Universiteit Eindhoven (the Netherlands).
- [42] Schram C., Rambaud P., Riethmuller L.M. (2004): Wavelet based coherent structure eduction from a backward facing step flow investigated using particle image velocimetry, *Exp. Fluids*, **36**, pp. 233–245.
- [43] Elliot G.S., Beutner T.J. (1999): Molecular filter based planar Doppler velocimetry, *Prog. Aero. Sci.*, **35**, pp. 799–845.
- [44] Koochesfahani M.M., et al. (1997): Molecular Tagging Diagnostics for the Study of Kinematics and Mixing in Liquid Phase Flows, in *Developments in Laser Techniques in Fluid Mechanics*, R. J. Adrian et al. (eds.), Springer-Verlag, New York, pp. 125–134.
- [45] Meyers J.F., Komine H. (1991): Doppler global velocimetry – a new way to look at velocity, Proc. *ASME Fourth International Conference on Laser Anemometry, Cleveland (USA)*.
- [46] Rohle I. (1997): Three-dimensional Doppler global velocimetry in the flow of a fuel spray nozzle and in the wake region of a car, *Flow Measurement and Instrumentation*, **7**, pp. 287–294.
- [47] M. Raffel, C. Willert, S. Werely and J. Compenhans: Particle Image Velocimetry – A Practical Guide.