

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ
ΣΤΗ ΡΟΗ ΥΓΡΟΥ ΥΜΕΝΑ**

ΛΕΟΝΤΙΔΗΣ ΒΛΑΣΙΟΣ

Διπλωματούχος Χημικός Μηχανικός Α.Π.Θ., 2004

M.Sc., Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Π.Θ., 2007

ΒΟΛΟΣ, ΝΟΕΜΒΡΙΟΣ 2009

© 2009 Βλάσιος Λεοντίδης

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

Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Επταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής

Πρώτος Εξεταστής (Επιβλέπων)	Δρ. Ανδρίτσος Νικόλαος <i>Αναπληρωτής Καθηγητής</i> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Δεύτερος Εξεταστής (Επιβλέπων)	Δρ. Μποντόζογλου Βασίλειος <i>Καθηγητής</i> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Τρίτος Εξεταστής	Δρ. Βαλουγεώργης Δημήτριος <i>Καθηγητής</i> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Τέταρτος Εξεταστής	Δρ. Βλάχος Νικόλαος <i>Καθηγητής</i> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Πέμπτος Εξεταστής	Δρ. Πελεκάσης Νικόλαος <i>Αναπληρωτής Καθηγητής</i> Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
Έκτος Εξεταστής	Δρ. Γιάντσιος Στέργιος <i>Αναπληρωτής Καθηγητής</i> Τμήμα Χημικών Μηχανικών Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης
Έβδομος Εξεταστής	Δρ. Βλαχογιάννης Μιχαήλ <i>Αναπληρωτής Καθηγητής</i> Τμήμα Μηχανολογίας Τεχνολογικό Εκπαιδευτικό Ίδρυμα Λάρισας

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Πρώτα από όλα θα ήθελα να ευχαριστήσω τους δύο επιβλέποντες μου, τους κ.κ. Νίκο Ανδρίτσο και Βασίλη Μποντόζογλου για την ανάθεση της παρούσας εργασίας και την απεριόριστη εμπιστοσύνη που έδειξαν απέναντι μου. Ιδιαίτερα στην αρχή της συνεργασίας μας, μια περίοδο δύσκολη και κρίσιμη για την μετέπειτα σταδιοδρομία μου. Επιπλέον, θα ήθελα να τους ευχαριστήσω και για έναν ακόμα λόγο. Όλα αυτά τα οικονομικά δύσκολα χρόνια (2005-2009) για την έρευνα στην Ελλάδα, εξαιτίας της έλλειψης οποιασδήποτε κρατικής χρηματοδότησης, έκαναν ότι ήταν ανθρωπίνως δυνατό να μου εξασφαλίσουν έστω και την παραμικρή χρηματοδότηση.

Ευχαριστώ ιδιαίτερα τον Μιχάλη Βλαχογιάννη για την πολύτιμη βοήθεια του, αφού χωρίς αυτόν δεν θα υπήρχε η πειραματική διάταξη, αλλά κυρίως για τις πολύτιμες συμβουλές του, οι οποίες βοήθησαν στην πραγματοποίηση των πειραμάτων και την αντιμετώπιση των πολλών προβλημάτων που αντιμετώπισα στα πρώτα στάδια της έρευνας. Να σημειώσω ότι αυτός αποτελούσε ουσιαστικά τον τρίτο επιβλέποντα της διατριβής μου και ότι σε κάθε περίπτωση βρισκόταν δίπλα μου να με βοηθάει ψυχολογικά με τις πολλές ώρες συζητήσεων και επιστημονικά στη διεξαγωγή πειραμάτων.

Σίγουρα όλα αυτά τα χρόνια συνεργασίας με τους προαναφερθέντες θα αποτελέσουν σημαντικό εφόδιο για την μετέπειτα εξέλιξη μου σε οποιοδήποτε κλάδο και αν είναι αυτή.

Στη συνέχεια, θα ήθελα να ευχαριστήσω τα μέλη της εξεταστικής επιτροπής κ.κ. Δημήτρη Βαλουγεώργη, Νίκο Βλάχο, Νίκο Πελεκάση και Στέργιο Γιάντσο για το ενδιαφέρον που έδειξαν για τη διατριβή μου και για τις παρατηρήσεις τους.

Δεν μπορώ να μην αναφέρω τέσσερις φίλους μου η συντροφιά των οποίων μακριά από τον χώρο του Πανεπιστημίου αποτελούσε σημαντική διαφυγή, τον Θοδωρή και την Ελένη, τον Βάιο και την Ιωάννα.

Θα ήθελα να εκφράσω τη βαθειά μου ευγνωμοσύνη στους γονείς μου **Δημήτρη** και **Τούλα** για τη στήριξη κάθε μορφής που μου πρόσφεραν όλα αυτά τα χρόνια (1998-2009) που πέρασα στον Πανεπιστημιακό χώρο είτε αυτή γινόταν σε δύσκολες γι' αυτούς εποχές (ως επί το πλείστον) ή πιο σπάνια σε καιρούς ηρεμίας.

Τέλος, πάνω από όλους θα ήθελα να ευχαριστήσω και να αφιερώσω την παρούσα διατριβή στην **Χριστίνα**. Όσο η διατριβή αυτή αποτελεί μέρος από έμένα, άλλο τόσο ανήκει και σε αυτήν. **Χωρίς αυτήν πολλά δεν θα είχαν πραγματοποιηθεί ποτέ. ΣΕ ΕΥΧΑΡΙΣΤΩ ΠΟΛΥ!!!**

ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΑ ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΣΤΗ ΡΟΗ ΥΓΡΟΥ ΥΜΕΝΑ

ΒΛΑΣΙΟΣ ΛΕΟΝΤΙΔΗΣ

Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, 2009

Επιβλέποντες: Δρ. Ν. Ανδρίτσος, Αναπληρωτής Καθηγητής

Δρ. Β. Μποντόζογλου, Καθηγητής

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η ροή υγρού υμένα εμφανίζεται σε μια ευρεία ποικιλία φυσικών και βιολογικών φαινομένων και σε ένα μεγάλο αριθμό βιομηχανικών διεργασιών. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν η ροή της λάβας των ηφαιστείων, η ροή στο εσωτερικού του αναπνευστικού συστήματος, η λειτουργία βιομηχανικών εναλλακτών θερμότητας με αλλαγή φάσης και οι διεργασίες επικάλυψης στη βιομηχανία ηλεκτρονικών. Επιπλέον από την πρακτική σημασία της, η ροή υγρού υμένα αποτελεί το πρότυπο της ροής με ελεύθερη επιφάνεια στην οποία κυριαρχούν οι ιξώδεις δυνάμεις και επίσης αποτελεί τη βασική ροή μελέτης της μη-γραμμικής δυναμικής και του χάους.

Αντικείμενο της παρούσας διατριβής αποτελεί η πειραματική διερεύνηση των τρισδιάστατων χαρακτηριστικών της κεκλιμένης ροής υγρού υμένα σε χαμηλές και ενδιάμεσες γωνίες κλίσης για διαφορετικά πλάτη καναλιού και για χαμηλούς και ενδιάμεσους αριθμούς Re . Ο κύριος όγκος των πειραμάτων εκπονήθηκε σε διάταξη μεγάλης κλίμακας, χαρακτηριστικά της οποίας είναι το ικανοποιητικό διαθέσιμο μήκος για ανάπτυξη της ροής (3000 mm) και η δυνατότητα μεταβολής του πλάτους του καναλιού σε μεγάλο εύρος τιμών (0-450 mm). Εφαρμόστηκε η πειραματική τεχνική απεικόνισης με φθορισμό για καταγραφή της χωρο-χρονικής εξέλιξης του πάχους του υμένα με ακρίβεια της τάξης του 1%. Ορισμένα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε μικρότερο κανάλι (μήκους 800 mm και μέγιστου πλάτους 250 mm) με μεταβλητό πλάτος. Στην περίπτωση αυτή εφαρμόστηκε η αγωγιμομετρική τεχνική για

την τοπική μέτρηση του ύψους του υμένα σε διαφορετικές θέσεις κατάντη της ροής με ακρίβεια λιγότερο από 5%.

Καταγράφηκαν τρία διαφορετικά καθεστώτα ροής: (α) το ευσταθές με αδιατάρακτο υμένα, (β) το καθεστώς συμμετρικά καμπυλωμένων μοναχικών κυμάτων, και (γ) το πλήρως τρισδιάστατο καθεστώς. Διαπιστώθηκε ότι η μετάβαση με αύξηση του Re από το (α) στο (β) και από το (β) στο (γ) καθεστώς επηρεάζεται έντονα από το πλάτος του καναλιού, με τη ροή να σταθεροποιείται δραστικά σε στενά κανάλια και μικρές κλίσεις. Παρατηρήθηκε ότι τα μοναχικά κύματα, που αναπτύσσονται μετά την πρωτογενή αστάθεια σε κανάλια πεπερασμένου πλάτους, δεν είναι ποτέ διδιάστατα. Ειδικότερα, διδιάστατες διαταραχές στην είσοδο αναπτύσσουν σταδιακά καμπυλωμένο μέτωπο, και σε μόνιμες συνθήκες εμφανίζουν συμμετρική κατανομή ύψους κύματος γύρω από μία μέγιστη τιμή στο κέντρο του καναλιού. Η απόκλιση από τη θεωρητική διδιάστατη μορφή διαφοροποιεί ποιοτικά τα χαρακτηριστικά των κυμάτων. Για παράδειγμα, η φασική ταχύτητα είναι αισθητά χαμηλότερη της θεωρητικής, και την προσεγγίζει μόνον με αύξηση του πλάτους του καναλιού ή/και της κλίσης της ροής. Τέλος, μελετήθηκε η μετάπτωση σε πλήρως τρισδιάστατες δομές. Διαπιστώθηκε ότι, σε μικρές κλίσεις, η μετάπτωση λαμβάνει χώρα με την ανάπτυξη περιοδικών βαθουλωμάτων μπροστά από το μέτωπο του κύματος. Αντίθετα, σε μεγάλες κλίσεις παρατηρείται απώλεια της συμμετρίας του κύριου μετώπου ή δημιουργία ασύμμετρων παρασιτικών μετώπων πίσω από το κύριο ή συνδυασμός των παραπάνω.

THREE DIMENSIONAL EFFECTS IN LIQUID FILM FLOW

VLASSIOS LEONTIDIS

University of Thessaly, Department of Mechanical Engineering, 2009

Supervisors: Dr. N. Andritsos, Associate Professor

Dr. V. Bontozoglou, Professor

ABSTRACT

Liquid film flows appear in a variety of physical and biological phenomena and in a large number of industrial applications. Indicative examples are the flow of volcanic lava, the lining of respiratory pathways, the operation of industrial heat exchangers with phase change and the coating processes of the electronic industry. In addition to the practical applications, liquid film flow is the prototype of free surface flows with significant viscous effects and also serves as a case study of nonlinear dynamics and chaos.

Object of the current thesis is the experimental investigation of three dimensional characteristics of inclined liquid film flow for low and intermediate inclinations, for different channel widths and for low and intermediate Reynolds numbers. Most of the experiments were carried out in a large scale apparatus, main characteristics of which are the long length (3000 mm) and the variation of the channel width (0-450 mm). The fluorescence imaging technique was used in order to obtain spatiotemporal measurements of the film thickness with estimate accuracy 1%. Some experiments were carried out in a smaller channel (length 80 cm and maximum width 250 mm). In this case, pairs of parallel wire conductance probes were used in order to obtain local measurements of film thickness at two different streamwise locations with estimate accuracy better than 5%.

Three different flow regimes were recorded: (a) the stable with undisturbed film, (b) the regime of symmetrical curved solitary waves and (c)

the fully three-dimensional regime. The transition from (a) to (b) and (b) to (c) is strongly affected from channel width and inclination angles. The film is strongly stabilized for narrow channels and/or small inclinations. Solitary waves are never truly two-dimensional. More specific, two-dimensional disturbances near the inlet gradually develop curved crestlines and the distribution of the wave height of stationary waves is symmetrical along a maximum value near the channel centerplane. The deviation from the theoretical two-dimensional shape modifies also the qualitative characteristics of the waves. For instance, the phase velocity is smaller from the theoretical value and approaches this value only for large widths and/or inclination angles. The transition to fully three-dimensional waves is being postponed to higher Re numbers for narrow channels and/or small inclinations. For low inclinations solitary waves develop a front-running 3-D structure that consists of a transversely periodic array of depressions. For larger inclinations either the solitary wave crest becomes skewed or 3-D parasitic waves develop behind the major humps. A combination of the above structures has been observed in some experiments.

Στην Χριστίνα εννοείται...

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	V
ABSTRACT	VII
ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ.....	X
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ.....	XIII
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ	XVII
ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ.....	XVIII
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1	1
1.ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
1.1 Χαρακτηριστικά ροής υγρού υμένα.....	1
1.2 Εφαρμογές ροής υγρού υμένα.....	2
1.3 Δομή και στόχοι της εργασίας	3
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2	7
2.ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ	7
2.1 Βασική ροή υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα.....	8
2.2 Ρευστοδυναμική ευστάθεια	12
2.3 Γραμμική ευστάθεια μονοδιάστατων ροών.....	13
2.4 Ευστάθεια ροής υγρού υμένα σε επίπεδο κεκλιμένο κανάλι	15
2.5 Μη-γραμμική εξέλιξη ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο τοίχωμα	19
2.5.1 Κατάντη εξέλιξη της ροής.....	19
2.5.2 Καθεστώτα ροής εξωτερικά διαταραγμένου υμένα.....	22
2.6 Διδιάστατα περιοδικά μοναχικά κύματα.....	23
2.6.1 Πειραματική μελέτη διδιάστατων κυμάτων	23
2.6.2 Θεωρητική μελέτη διδιάστατων κυμάτων.....	30
2.7 Τρισδιάστατα κύματα.....	31
2.7.1 Μεταπτώσεις από 2-D σε 3-D κύματα	32
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3	40
3.ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ	40
3.1 Πειραματική διάταξη.....	41

3.2	Ιδιότητες ρευστών	48
3.3	Πειραματική τεχνική	49
3.3.1	<i>Βαθμονόμηση της μεθόδου φθορισμού</i>	<i>52</i>
3.4	Επεξεργασία πρωταρχικών δεδομένων	53
3.5	Επεξεργασία πειραματικών δεδομένων	57
3.6	Πειραματικές παράμετροι	59
3.7	Πειραματική μεθοδολογία μελέτης πρωταρχικής ευστάθειας.....	60
3.7.1	<i>Πειραματική διάταξη και τεχνική μέτρησης</i>	<i>60</i>
3.7.2	<i>Προσδιορισμός οριακής ευστάθειας.....</i>	<i>62</i>
3.8	Ακρίβεια της πειραματικής τεχνικής	64
3.8.1	<i>Έλεγχος διαδικασίας βαθμονόμησης.....</i>	<i>65</i>
3.8.2	<i>Ακρίβεια και σφάλμα πειραματικών μετρήσεων</i>	<i>66</i>
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4		71
4.ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΡΟΗΣ		71
4.1	Ευστάθεια της ροής υγρού υμένα.....	71
4.2	Χάρτης περιοχών ροής.....	74
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5		78
5.ΔΙΔΙΑΣΤΑΤΑ ΜΟΝΑΧΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ		78
5.1	Πλήρως ανεπτυγμένα μοναχικά κύματα.....	80
5.2	Μη-γραμμική εξέλιξη της ροής	83
5.2.1	<i>Ροή με ένα μοναχικό κύμα ανά περίοδο</i>	<i>84</i>
5.2.2	<i>Ροή με περισσότερα του ενός κύματα ανά περίοδο</i>	<i>85</i>
5.3	Ανάπτυξη του μετώπου των μοναχικών κυμάτων	87
5.4	Παραβολική μορφή μετώπου των μοναχικών κυμάτων.....	91
5.5	Εγκάρσια μεταβολή του ύψους και της μορφής των κυμάτων.....	103
5.6	Χαρακτηριστικά μοναχικών κυμάτων	107
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6		117
6.ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΑ ΚΥΜΑΤΑ		117
6.1	Μετάπτωση σε 3-D κύματα	118
6.1.1	<i>Ποιοτική περιγραφή 3-D δομών</i>	<i>118</i>
6.1.2	<i>Περιοδικά 3-D βαθουλώματα σε σχεδόν οριζόντια κανάλια</i>	<i>121</i>
6.2	Επιβολή εγκάρσιων 3-D διαταραχών	123

6.3 Επιβολή τοπικής διαταραχής.....	127
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7	129
7.ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ & ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ.....	129
7.1 Συμπεράσματα	129
7.1.1 Καθεστώτα ροής.....	129
7.1.2 Διδιάστατα μοναχικά κύματα.....	130
7.1.3 Τρισδιάστατα κύματα	132
7.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα	132
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	134
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ.....	138
Πίνακες φυσικών ιδιοτήτων υδατικών διαλυμάτων γλυκερίνης.....	138
Κώδικες Matlab	141
Κώδικας προσδιορισμού φυσικών ιδιοτήτων (<i>Glycerin_Properties</i>).....	141
Κώδικας βαθμονόμησης πειραματικής τεχνικής (<i>Calibration</i>)	142
Κώδικας εύρεσης πάχους υμένα (<i>Filmheight</i>)	144
Κώδικας εύρεσης γραμμικού προφίλ (<i>Lineprofile</i>)	145
Κώδικας προσδιορισμού χρονικής εξέλιξης πάχους (<i>Timeprofile</i>)	146
Κώδικας εύρεσης της καμπυλότητας του μετώπου των κυμάτων (<i>Curvature</i>)	147
Κώδικας υπολογισμού της φασικής ταχύτητας (<i>Velocity</i>)	149
ΣΥΝΤΟΜΟ ΒΙΟΓΡΑΦΙΚΟ ΣΗΜΕΙΩΜΑ	151

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 2.1. Δυνάμεις πάνω σε ένα στοιχείο υγρού σε ροή υγρού υμένα	9
Σχήμα 2.2. Γραφική απεικόνιση εξέλιξης (α) συναγωγικής και (β) απόλυτης αστάθειας.....	13
Σχήμα 2.3. Ανάπτυξη περιοδικών διαταραχών στη ροή υγρού υμένα	15
Σχήμα 2.4. Καμπύλη αστάθειας ροής υγρού υμένα	18
Σχήμα 2.5. Εξέλιξη της ελεύθερης επιφάνειας κατά μήκος του καναλιού	20
Σχήμα 2.6. Χάρτης καθεστώτων ροής για κατακόρυφη ροή υπό την επίδραση εξωτερικής διαταραχής	23
Σχήμα 2.7. (α)-(γ) Εξέλιξη μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής και (δ) φωτογραφία ενός μοναχικού κύματος.....	25
Σχήμα 2.8. Εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το ύψος των μοναχικών κυμάτων	26
Σχήμα 2.9. Εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το ύψος των μοναχικών κυμάτων	29
Σχήμα 2.10. Διαχωρισμός των τρισδιάστατων ασταθειών συναρτήσει της συχνότητας διαταραχής και του αριθμού Re	32
Σχήμα 2.11. Συγχρονισμένη αστάθεια για α) $\varphi=6.4^\circ$, $Re=72$, $f=10$ Hz, β) $\varphi=4^\circ$, $Re=73$, $f=1.4$ Hz και (γ) $\varphi=4^\circ$, $Re=62$, $f=3$ Hz.....	33
Σχήμα 2.12. Δομή 'φαροκόκαλο' για $\varphi=4^\circ$, $Re=51$, $f=14$ Hz	34
Σχήμα 2.13. Εξέλιξη των 3-D κυμάτων και δημιουργία μοναχικών κυμάτων πλήρους αταξίας	34
Σχήμα 2.14. Απεικόνιση εξέλιξης κυμάτων υπό την επίδραση χωροχρονικής διαταραχής.....	35
Σχήμα 2.15. (α) Δημιουργία ενός 3-D μοναχικού κύματος και (β) μορφή ενός μόνιμου 'πεταλοειδούς' κύματος	36
Σχήμα 2.16. Ο φυσικός μηχανισμός της αστάθειας των 2-D κυμάτων σύμφωνα με τους.....	37
Σχήμα 2.17. Αριθμητικές προσομοιώσεις εξέλιξης των 2-D κυμάτων εξαιτίας 3-D εγκάρσιων διαταραχών σε (α) απομονωμένο κύμα και χαμηλό Re , (b) απομονωμένο κύμα και υψηλό Re και (γ) περιοδικά κύματα.....	38
Σχήμα 2.18. Απεικόνιση ενός κύματος τύπου 'Λ' και της εξέλιξη του πάχους του υμένα	38
Σχήμα 2.19. Κατανομή και κάτοψη των μόνιμων κυμάτων τύπου 'Λ' για διάφορους Re	39
Σχήμα 3.1. Απεικόνιση (α) της πειραματικής διάταξης, (β) του καναλιού ροής και (γ) του μεταλλικού ικρίωματος.....	42
Σχήμα 3.2. Απεικόνισης τεχνικής επιβολής τρισδιάστατων εγκάρσιων διαταραχών. 45	
Σχήμα 3.3. Φωτογραφία τεχνικής επιβολής τοπικής διαταραχής	46

Σχήμα 3.4. Σχηματική αναπαράσταση διαδικασίας ευθυγράμμισης.....	47
Σχήμα 3.5. Περιορισμού της περιοχής διακριτοποίησης για ένα σημείο της εικόνας.....	51
Σχήμα 3.6. Ψηφιακά φίλτρα Gaussian (α) 5×5, (β) 7×7 και (γ) 15×15.....	55
Σχήμα 3.7. Εφαρμογή ψηφιακών φίλτρων Gaussian.....	55
Σχήμα 3.8. (α) Πρωταρχική φωτογραφία και (β) εξέλιξη του προφίλ μιας γραμμής της ελεύθερης επιφάνειας κατάντη της ροής.....	58
Σχήμα 3.9. Χρονική εξέλιξη του υμένα σε σημείο του οπτικού πεδίου.....	58
Σχήμα 3.10. Χρονοσειρές του πάχους του υμένα για $\varphi=15^\circ$, $W=166$ mm και 66% διάλυμα γλυκερίνης.....	63
Σχήμα 3.11. Προσδιορισμός οριακής ευστάθειας.....	64
Σχήμα 3.12. Μέτρηση του πάχους του υμένα με τη βοήθεια μικρομέτρου.....	66
Σχήμα 3.13. Κατανομή πρωταρχικού σήματος εκφρασμένο σε ένταση της απορροφημένης από τον υμένα ακτινοβολίας ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$).....	67
Σχήμα 3.14. Κατανομή φιλτραρισμένου σήματος εκφρασμένο σε διαφορά ένταση της απορροφημένης από τον υμένα ακτινοβολίας ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$).....	68
Σχήμα 3.15. Κατανομή πάχους υμένα και διαφοράς του πάχους μεταξύ διαδοχικών εικονοστοιχείων ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$).....	69
Σχήμα 3.16. Σφάλμα πειραματικής τεχνικής ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$).....	70
Σχήμα 3.17. Απόκλιση πειραματικής τεχνικής ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$).....	70
Σχήμα 4.1. Εξάρτηση του κρίσιμου αριθμού Re από (α) τη γωνία κλίσης και (β) το πλάτος του καναλιού.....	73
Σχήμα 4.2. Ο κρίσιμος πειραματικός Re , κανονικοποιημένος με τη θεωρητική τιμή, ως συνάρτηση του αδιάστατου πλάτους καναλιού.....	74
Σχήμα 4.3. (α) Φωτογραφία 2-D καμπυλωμένου μοναχικού κύματος, (β) αναπαράσταση 3-D βαθουλώματα, (γ) αναπαράσταση 3-D κυμάτων με έλλειψη συμμετρίας και (δ) φωτογραφία 3-D παρασιτικού κύματος.....	75
Σχήμα 4.4. Εξάρτηση του κρίσιμου αριθμού Re για την εμφάνιση 3-D δομών από (α) τη γωνία κλίσης και (β) το πλάτος του καναλιού.....	77
Σχήμα 5. 1. Χρονική εξέλιξη του υμένα για $\varphi=3^\circ$, $Re=30$, $f=1$ Hz.....	81
Σχήμα 5.2. Σύγκριση προφίλ υμένα για $\varphi=3^\circ$, $Re=30$, $f=1$ Hz σε τρεις θέσεις μέτρησης.....	82
Σχήμα 5.3. Χωρική και χρονική εξέλιξη της ροής για $\varphi=3^\circ$, $Re=30$, $f=1$ Hz στις τρεις θέσεις μέτρησης.....	83
Σχήμα 5.4. Απεικόνιση μοναχικών κυμάτων για ροή υμένα νερού: α) $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=29$ και β) $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=2$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.25$ s), $Re=30$	85
Σχήμα 5.5. Απεικόνιση παρασιτικών δομών σε ροή διαλύματος γλυκερίνης 37%: α) $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=16$ και β) $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.25$ s), $Re=15$	86
Σχήμα 5.6. Απεικόνιση μοναχικών κυμάτων για ροή υμένα νερού για $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=0.75$ s, $T_{off}=0.25$ s), $Re=30$	87
Σχήμα 5.7. Απεικόνιση οριακού στρώματος για ροή υμένα νερού: α) $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=17$, β) $\varphi=5^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=33$ και γ) $\varphi=5^\circ$, $W=250$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.25$ s), $Re=40$	88

Σχήμα 5.8. Ανάπτυξη του οριακού στρώματος και επίδραση του πλάτους του καναλιού για ροή υμένα νερού σε $\varphi=5^\circ$, $f=1$ Hz και τιμές Re στο 2-D καθεστώς	89
Σχήμα 5.9. Ανάπτυξη του οριακού στρώματος και επίδραση της γωνίας κλίσης του καναλιού και του ιξώδους του ρευστού για ροή υμένα σε $W=350$ mm, $f=1$ Hz και τιμές Re στο 2-D καθεστώς	89
Σχήμα 5.10. Εναλλακτική απεικόνιση των δεδομένων από (α) Σχήμα 5.8 και (β) Σχήμα 5.9	90
Σχήμα 5.11. Γραφική αναπαράσταση του οριακού στρώματος για ροή υμένα νερού σε $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=17$	91
Σχήμα 5.12. Φωτογραφία και 3D απεικόνιση της μεταβολής του πάχους του υμένα ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=37$, $f=1$ Hz).....	92
Σχήμα 5.13. Φωτογραφία ενός καμπυλωμένου 2-D μοναχικού κύματος και απεικόνιση του παραβολικού σχήματος του μετώπου ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=30$, $f=1$ Hz)	93
Σχήμα 5.14. Επίδραση του αριθμού Re και του πλάτους του καναλιού στην καμπυλότητα των 2-D μοναχικών κυμάτων για: (α) $\varphi=3^\circ$, $f=1$ Hz, (β) $\varphi=5^\circ$, $f=2$ Hz, (γ) $\varphi=7^\circ$, $f=2$ Hz, (δ) $\varphi=10^\circ$, $f=2$ Hz.....	95
Σχήμα 5.15. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση του (α) Re ($W=250$ mm) και (β) πλάτους καναλιού για $Re=30$, $\varphi=3^\circ$ και $f=1$ Hz.....	96
Σχήμα 5.16. Αδιαστατοποίηση της καμπυλότητας του μετώπου για ροή νερού σε $f=1$ Hz	96
Σχήμα 5.17. Επίδραση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\varphi=5^\circ$	98
Σχήμα 5.18. Επίδραση της μαζικής παροχής της διαταραχής στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\varphi=5^\circ$, $f=1$ Hz.....	98
Σχήμα 5.19. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση (α) της συχνότητας της διαταραχής ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=20$) και (β) του πλάτους της διαταραχής ($\varphi=5^\circ$, $W=350$ mm, $Re=20$, $f=1$ Hz)	98
Σχήμα 5.20. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\varphi=7^\circ$, $W=250$ mm, $f=2$ Hz	100
Σχήμα 5.21. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=2$ Hz	100
Σχήμα 5.22. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση του ιξώδους του ρευστού: (α) $\varphi=7^\circ$, $W=250$ mm, $Re=20$, $f=2$ Hz και (β) $\varphi=7^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$, $f=2$ Hz.....	100
Σχήμα 5.23. Απεικόνιση των δεδομένων που περιέχονται (α) στο Σχήμα 5.20 και (β) στο Σχήμα 5.21 συναρτήσει της ογκομετρικής παροχής του ρευστού	101
Σχήμα 5.24. Επίδραση της κλίσης του καναλιού στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για (α) $W=250$ mm και νερό, (β) $W=350$ mm και νερό και (γ) $W=250$ mm, $f=2$ Hz και γλυκερίνη	102
Σχήμα 5.25. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση της κλίσης του καναλιού: (α) $W=250$ mm, $Re=30$, $f=1$ Hz και νερό, (β) $W=250$ mm, $Re=25$, $f=2$ Hz και νερό, (γ) $W=250$ mm, $Re=18$, $f=2$ Hz και 31% διάλυμα γλυκερίνης	103
Σχήμα 5.26. Διακύμανση του τοπικού πάχους του υμένα κατά μήκος του μετώπου ενός 2-D μοναχικού κύματος για $\varphi=3^\circ$ και $W=250$ mm	104

Σχήμα 5.27. Μεταβολή του ύψους του κύματος κατά μήκος του μετώπου ενός μοναχικού κύματος για ροή υμένα νερού σε: α) $\varphi=3^\circ$, $W=250$ mm, $f=1$ Hz και β) $\varphi=5^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz	104
Σχήμα 5.28. Σύγκριση των προφίλ των μοναχικών κυμάτων σε διαφορετικές εγκάρσιες θέσεις ($\varphi=3^\circ$, $W=250$ mm, $Re=38$)	105
Σχήμα 5.29. Ασπρόμαυρο διάγραμμα ισοϋψών ενός κύματος με καμπυλωμένο μέτωπο και ομοιόμορφο υπόστρωμα ($Re=35$, $\varphi=3^\circ$, $f=1$ Hz, $W=450$ mm)	106
Σχήμα 5.30. Επίδραση του πλάτους του καναλιού και του Re στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για $\varphi=5^\circ$, $f=1$ Hz και νερό	108
Σχήμα 5.31. Επίδραση του πλάτους του καναλιού και του Re στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\varphi=7^\circ$, $f=2$ Hz και νερό.....	108
Σχήμα 5.32. Επίδραση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για: α) $\varphi=5^\circ$, $W=250$ mm και νερό, β) $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm και νερό και γ) $\varphi=10^\circ$, $W=450$ mm και 33.21% γλυκερίνη	109
Σχήμα 5.33. Επίδραση του πλάτους της επιβαλλόμενης διαταραχής στο μέγιστο πάχος του υμένα για $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm και νερό	110
Σχήμα 5.34. Επίδραση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\varphi=5^\circ$, $W=350$ mm και νερό.....	110
Σχήμα 5.35. Επίδραση του πλάτους της επιβαλλόμενης διαταραχής στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm και νερό.....	111
Σχήμα 5.36. Επίδραση της γωνίας κλίσης του καναλιού στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για: α) $f=1$ Hz, $W=450$ mm και νερό, β) $f=2$ Hz, $W=450$ mm και νερό.....	111
Σχήμα 5.37. Επίδραση της γωνίας κλίσης του καναλιού στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $f=1$ Hz, $W=450$ mm και νερό.....	112
Σχήμα 5.38. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για $\varphi=7^\circ$, $W=250$ mm και $f=2$ Hz	112
Σχήμα 5.39. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\varphi=7^\circ$, $W=450$ mm και $f=2$ Hz	113
Σχήμα 5.40. Συσχέτιση μεταξύ της φασικής ταχύτητας μοναχικών κυμάτων και του μέγιστου πάχους υμένα	113
Σχήμα 5.41. Αδιαστατοποίηση της συσχέτισης μεταξύ φασικής ταχύτητας μοναχικών κυμάτων και μέγιστου πάχους υμένα με τις ιδιότητες του υποστρώματος για: (α) $\varphi=3^\circ$, $W=250$ mm, $f=1$ Hz, νερό, (β) $\varphi=5^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz, νερό, (γ) $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=2$ Hz, 30.22% γλυκερίνη και (δ) $\varphi=10^\circ$, $W=450$ mm, $f=2$ Hz, 33.21% γλυκερίνη	115
Σχήμα 5.42. Επίδραση της γωνίας κλίσης και του πλάτους του καναλιού στην κλίση της γραμμικής Εξ. (5.6)	116
Σχήμα 5.43. Επίδραση της γωνίας κλίσης και του πλάτους του καναλιού στη γραμμική ταχύτητα των καμπυλωμένων 2-D μοναχικών κυμάτων.....	116
Σχήμα 6.1. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για τη ροή υμένα νερού σε $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s) και: α) $Re=38$, β) $Re=45$ και γ) $Re=71$	119
Σχήμα 6.2. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για τη ροή υμένα νερού σε $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=0.75$, $T_{off}=0.25$ s) και: α) $Re=33$, β) $Re=43$ και γ) $Re=60$	120

Σχήμα 6.3. α) Αναπαράσταση 3-D κύματος με έλλειψη συμμετρίας και β) φωτογραφία 3D παρασιτικού κύματος	120
Σχήμα 6.4. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=2$ Hz, $Re=60$ και: α) ροή νερού (1 cP), β) 27% κ.β. γλυκερίνη (1.61 cP)	121
Σχήμα 6.5. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για τη ροή υμένα νερού σε $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.55$ s) και: α) $Re=23$ και β) $Re=60$	121
Σχήμα 6.6. Αναπαράσταση 3-D περιοδικών βαθουλωμάτων ($\varphi=3^\circ$, $W=350$ mm, $Re=55$)	122
Σχήμα 6.7. Χωρική κατανομή κατά μήκος των 3-D βαθουλωμάτων ($\varphi=3^\circ$, $W=350$ mm)	123
Σχήμα 6.8. Ημιτονοειδής κατανομή του ύψους των 3-D βαθουλωμάτων ($\varphi=3^\circ$, $W=350$ mm)	123
Σχήμα 6.9. Επίδραση αριθμού Re στο πλάτος των 3-D βαθουλωμάτων ($\varphi=3^\circ$)	124
Σχήμα 6.10. Επίδραση αριθμού Re στο μήκος κύματος των 3-D βαθουλωμάτων ($\varphi=3^\circ$)	124
Σχήμα 6.11. Εξέλιξη επιβαλλόμενων 3-D εγκάρσιων διαταραχών σε α1-α7) καμπυλωμένα μοναχικά κύματα ($\varphi=5^\circ$, $W=250$ mm, $Re=40$, $\lambda=3$ cm) και β1-β7) κύματα με περιοδικά 3-D βαθουλώματα ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=60$, $\lambda=6$ cm)	126
Σχήμα 6.12. Εξέλιξη τοπικής διαταραχής σε ροή υμένα νερού για $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz: α) $Re=32$ και β) $Re=40$	128

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 3.1. Πειραματικές παράμετροι	61
Πίνακας Π.1. Δείκτης διάθλασης διαλυμάτων γλυκερίνης-νερού στους 20°C	138
Πίνακας Π.2. Πυκνότητα διαλυμάτων γλυκερίνης-νερού	139
Πίνακας Π.3. Ιξώδες υδατικών διαλυμάτων γλυκερίνης	140

ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

ΛΑΤΙΝΙΚΟΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΕΣ

Σύμβολο Ερμηνεία

A_d	Πλάτος περιοδικών 3-D βαθουλωμάτων
BL	Επίπεδο μαύρου
c	Φασική ταχύτητα
Ca	Τριχοειδής αριθμός, $Ca = \frac{\mu \cdot u_o}{\gamma}$
d	Διάμετρος
dm	Μαζικός ρυθμός ροής
dS	Διατομή
f	Συχνότητα διαταραχής
Fr	Αριθμός Froude, $Fr = \frac{u_o}{\sqrt{g \cdot \sin \varphi \cdot h_N}}$
g	Επιτάχυνση της βαρύτητας
h	Πάχος υμένα
h_d	Μήκος κύματος περιοδικών 3-D βαθουλωμάτων
H_c	Μέση καμπυλότητας ελεύθερης επιφάνειας
h_{max}	Μέγιστο πάχος υμένα
h_{mean}	Μέσο πάχος υμένα
h_N	Πάχος υμένα κατά Nusselt
h_{sub}	Πάχος υποστρώματος
I	Ένταση ακτινοβολίας
Ka	Αριθμός Kapitza, $Ka = \frac{\gamma}{\rho \cdot v^{4/3} \cdot g^{1/3}}$
K_F	Αδιάστατη ομάδα φυσικών ιδιοτήτων, $K_F = \left(\frac{\rho^3 \cdot v^4 \cdot g}{\gamma^3} \right)$
L	Μήκος καναλιού
L_s	Χαρακτηριστικό τριχοειδές μήκος
m	Μαζική παροχή
nd	Δείκτης διάθλασης διαλύματος γλυκερίνης

N_{hp}	Αδιάστατο ύψος κύματος, $N_{hp} = h_{max} \cdot \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3}$
N_{uw}	Αδιάστατη φασική ταχύτητα, $N_{uw} = \frac{c}{(v \cdot g)^{1/3}}$
P	Πίεση
q	Ογκομετρική παροχή
Re	Αριθμός Reynolds, $Re = \frac{u_o \cdot h_N}{\nu} = \frac{q}{\nu}$
Re_{cr}	Κρίσιμος αριθμός Reynolds
t	Χρόνος
u	Ταχύτητα
u_{max}	Μέγιστη ταχύτητα κατά Nusselt
U_{mean}	Μέση ταχύτητα υμένα
u_o	Μέση ταχύτητα κατά Nusselt
u_{sub}	Ταχύτητα υποστρώματος
W	Πλάτος καναλιού
We	Αριθμός Weber, $We = \frac{\gamma}{\rho \cdot u_o^2 \cdot h_N}$
WL	Επίπεδο λευκού

ΕΛΛΗΝΙΚΟΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΕΣ

Σύμβολο Ερμηνεία

α	Αδιάστατος κυματαριθμός
γ	Επιφανειακή τάση
δ	Γενικευμένος αριθμός Reynolds, $\delta = \frac{Re^{11/9}}{3^{7/9} \cdot 5 \cdot Ka^{1/3}}$
$\delta(x)$	Πάχος οριακού στρώματος
λ	Μήκος κύματος
λ_d	Μήκος κύματος επιβαλλόμενων 3-D εγκάρσιων διαταραχών
μ	Δυναμικό ιξώδες
ν	Κινηματικό ιξώδες
ρ	Πυκνότητα ρευστού
σ	Τανυστής τάσεων

τ_{yx}	Διατμητική τάση
φ	Γωνία κλίσης καναλιού
Ψ	Ροϊκή συνάρτηση

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

1

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Χαρακτηριστικά ροής υγρού υμένα

Με τον όρο ροή υμένα εννοείται η ροή εκείνη στην οποία υπάρχει τουλάχιστον μια ελεύθερη επιφάνεια και κινείται υπό την επίδραση της βαρύτητας, της διατμητικής τάσης κ.α.. Η ροή υγρού υμένα εξαιτίας των πολλών ιδιοτήτων της κατατάσσεται ως ένα ξεχωριστό είδος ροής. Κυριότερο χαρακτηριστικό της είναι ότι το πάχος του ρέοντος ρευστού είναι πολύ μικρό σε σχέση με τα υπόλοιπα χαρακτηριστικά μεγέθη (μήκος και πλάτος), ενώ η ύπαρξη της ελεύθερης επιφάνειας έχει ως αποτέλεσμα αυτή να επηρεάζεται έντονα από οποιαδήποτε διαταραχή.

Μια ποικιλία δομών-κυμάτων (όπως ημιτονοειδή κύματα, μοναχικά κύματα, τρισδιάστατα κύματα) μπορεί να δημιουργηθούν στην ελεύθερη επιφάνεια, οι οποίες μπορεί να εμφανίζονται με περιοδικό ή ακανόνιστο τρόπο. Η δημιουργία των πρώτων κυμάτων προέρχεται από την πιο απλή υδροδυναμική αστάθεια, ενώ αυτά με τη σειρά τους μπορεί να προκαλέσουν την εμφάνιση πιο πολύπλοκων ασταθειών. Η απλότητα της ροής και των δημιουργούμενων κυμάτων έγκειται στο γεγονός ότι η πρωταρχική αστάθεια μπορεί να λάβει χώρα για σχετικά μικρούς αριθμούς Reynolds, ανάλογα με τη

γωνία κλίσης του τοιχώματος, και επίσης ότι μπορεί να περιγραφεί από μια αδιάστατη παράμετρο, όπως για παράδειγμα από τον αριθμό Reynolds.

Συνεπώς, η αστάθεια της ροής έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία μη γραμμικών κυμάτων σε πολύ μικρούς Re . Έτσι, σε κατακόρυφο τοίχωμα κύματα δημιουργούνται σε Re τάξης μεγέθους 1. Οπτικές παρατηρήσεις έχουν φανερώσει διάφορα καθεστώτα ροής, από γραμμικά διδιάστατα κύματα μέχρι έντονα μη γραμμικά τρισδιάστατα κύματα.

Η απλότητα, η ευκολία επίτευξης της ροής υγρού υμένα και το γεγονός ότι συναντάται σε πολλές εφαρμογές αποτέλεσαν τα κυριότερα κίνητρα εξονυχιστικής έρευνας τις τελευταίες έξι δεκαετίες, τόσο σε πειραματικό όσο και σε θεωρητικό επίπεδο. Κύριοι στόχοι ήταν η κατανόηση και η περιγραφή των μηχανισμών και φαινομένων που διέπουν τη ροή.

1.2 Εφαρμογές ροής υγρού υμένα

Η ροή υγρού υμένα συναντάται από τις πιο απλές καθημερινές ασχολίες μέχρι τις πιο πολύπλοκες βιομηχανικές εφαρμογές. Για παράδειγμα τέτοιου είδους είναι η ροή του νερού στο παρμπρίζ και τα τζάμια του αυτοκινήτου ή στα κεραμίδια ενός σπιτιού μια βροχερή ημέρα.

Εξαιτίας της ευκολίας δημιουργίας λεπτών υμένων, της μικρής θερμικής αντίστασης τους και της μεγάλης επιφάνειας επαφής που επιτυγχάνεται για σχετικά χαμηλές παροχές η ροή υμένα έχει οδηγήσει σε ευρεία χρήση τους σε διάφορες διεργασίες. Από την άλλη, τα διεπιφανειακά κύματα που μπορούν να δημιουργηθούν στην ελεύθερη επιφάνεια είναι τεράστιας πρακτικής σημασίας στη βιομηχανία, κυρίως σε διεργασίες μεταφοράς μάζας και θερμότητας [Alekseenko et al., 1994].

Είναι γνωστό ότι η ύπαρξη κυμάτων σε ορισμένες περιπτώσεις ενισχύει σημαντικά τους συντελεστές μεταφοράς μάζας και/ή θερμότητας, γεγονός που είναι σημαντικό σε συσκευές όπως είναι οι εναλλάκτες θερμότητας, οι συμπυκνωτές, οι πύργοι ψύξης αλλά και πολλές άλλες. Αντίθετα, η ύπαρξη έντονων κυματισμών και η δημιουργία τυρβώδους ροής μπορεί να δημιουργήσει σημαντικά προβλήματα ακόμα και στις παραπάνω περιπτώσεις, όπως για παράδειγμα φθορά και καταστροφή εξαρτημάτων. Επίσης, σε διεργασίες επικάλυψης επιφανειών με κατάλληλο λεπτό στρώμα, είναι

απαραίτητη η αποφυγή δημιουργίας οποιαδήποτε ανωμαλίας. Τέτοιες ανωμαλίες ενδέχεται να προκληθούν από την ύπαρξη κυμάτων.

Επομένως, γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι είναι απαραίτητη η πλήρης κατανόηση της δυναμικής της ροής, δηλαδή η κατανόηση του τρόπου δημιουργίας των κυμάτων που αναπτύσσονται στην ελεύθερη επιφάνεια. Επιπλέον, σημαντικός είναι και ο προσδιορισμός των χαρακτηριστικών της ροής, τα βασικότερα από τα οποία είναι το πάχος και η μέση ταχύτητα του υμένα, η μορφή, το ύψος και η ταχύτητα των κυμάτων.

1.3 Δομή και στόχοι της εργασίας

Αρκετές μελέτες έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα τόσο σε θεωρητικό όσο και σε πειραματικό επίπεδο. Η μελέτη της κεκλιμένης ροής ξεκίνησε το 1916 όταν ο Nusselt παρουσίασε τη βασική λύση, η οποία χρησιμοποιείται μέχρι και σήμερα. Από τότε πολλά ερωτήματα της ροής υγρού υμένα έχουν απαντηθεί, αλλά πολλές πτυχές της δεν έχουν μελετηθεί συστηματικά.

Στο δεύτερο κεφάλαιο της παρούσας εργασίας παρουσιάζεται αρχικά η λύση της βασικής ροής χωρίς κυματισμούς που έχει δοθεί από τον Nusselt, η οποία χρησιμοποιείται μέχρι και σήμερα και αποτελεί σημαντικό στοιχείο της διατριβής αφού χρησιμοποιείται για τη βαθμονόμηση της πειραματικής τεχνικής. Στη συνέχεια αναλύεται η θεωρία γραμμικής ευστάθειας και η λύση που έχει προκύψει για τη ροή πάνω από επίπεδο κεκλιμένο τοίχωμα, η οποία προβλέπει ουσιαστικά τότε η ροή γίνεται ασταθής, δηλαδή τις συνθήκες για τις οποίες δημιουργούνται διαταραχές στην ελεύθερη επιφάνεια. Η θεωρητική επαλήθευση της συγκεκριμένης λύσης έχει πραγματοποιηθεί σε αρκετές εργασίες, αλλά ο πειραματικός προσδιορισμός του ορίου μετάπτωσης δεν έχει γίνει με ικανοποιητική ακρίβεια σε πολλές περιπτώσεις.

Από τη βιβλιογραφική ανασκόπηση της μη-γραμμικής εξέλιξης θα φανεί ότι σήμερα υπάρχει πληθώρα πειραματικών και θεωρητικών/αναλυτικών αποδείξεων ότι η χώρο-χρονική δυναμική της ροής λεπτού υγρού υμένα για χαμηλούς και ενδιάμεσους αριθμούς Reynolds κυριαρχείται από μια σειρά κυμάτων που απέχουν μεταξύ τους και είναι γνωστά ως μοναχικά κύματα (*solitary waves*). Τα κύματα αυτά αποτελούνται από μια ασύμμετρη κορυφή

με απότομο μπροστινό μέρος και ομαλό πίσω, της οποίας προηγείται μια σειρά μικρών τριχοειδών κυμάτων (ripples). Αυτού του είδους τα κύματα μπορούν να δημιουργηθούν είτε υπό την επίδραση του φυσικού θορύβου είτε με την επιβολή μιας διαταραχής σταθερής συχνότητας στην είσοδο. Τα χαρακτηριστικά των κυμάτων είναι όμοια και στις δύο περιπτώσεις, με τη μοναδική διαφορά ότι στη δεύτερη περίπτωση η ακολουθία των κυμάτων είναι πιο κανονική. Σε θεωρητικές/υπολογιστικές προσπάθειες το πρώτο μη-γραμμικό στάδιο ανάπτυξης του υμένα αντιμετωπίζεται ως διδιάστατο φαινόμενο και επικεντρώνονται: (α) στην πρόβλεψη της σχέσης μεταξύ του ύψους του κύματος και της φασικής του ταχύτητας και (β) στην κατανόηση της αλληλεπίδρασης γειτονικών κορυφών.

Σε επόμενο στάδιο ανάπτυξης της ροής, το οποίο επέρχεται με αύξηση του αριθμού Re , το μέτωπο του μοναχικού κύματος παραμορφώνεται και στη συνέχεια 'σπάει' εξαιτίας τρισδιάστατων επιδράσεων. Πειράματα αποδεικνύουν [Liu et al. (1994), Vlachogiannis & Bontozoglou (2001)] ότι τα μοναχικά κύματα σε κανάλια πεπερασμένου πλάτους είναι πάντα 3-D, με την έννοια ότι το μέτωπο τους είναι καμπυλωμένο ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Παρόλο ότι στο συγκεκριμένο γεγονός έχει αποδοθεί η ασυμφωνία μεταξύ πειραματικών μετρήσεων του ύψους των κυμάτων και προβλέψεων, φαίνεται ότι δεν έχει μελετηθεί συστηματικά. Επιπλέον, ο μηχανισμός καταστροφής και 'αποσύνθεσης' του μετώπου δεν έχει κατανοηθεί πλήρως, όπως επίσης και η επίδραση των φυσικών ιδιοτήτων του ρευστού και της γωνίας κλίσης. Τέλος, αλλά και πιο σημαντικό, η πιθανή επίδραση του πλάτους του καναλιού στα παραπάνω φαινόμενα δεν έχει εξετασθεί μέχρι σήμερα. Γι' αυτό το λόγο η παρούσα εργασία επικεντρώνεται στην πειραματική μελέτη των χαρακτηριστικών των κυμάτων, ξεκινώντας από την ευσταθή περιοχή μέχρι τα πρώτα στάδια μετάπτωσης σε πλήρως 3-D κύματα, δίνοντας έμφαση στην επίδραση του πλάτους του καναλιού.

Στο τρίτο κεφάλαιο παρουσιάζεται η νέα πειραματική διάταξη που κατασκευάστηκε στο Εργαστήριο Φυσικών & Χημικών Διεργασιών και στην οποία πραγματοποιήθηκε το μεγαλύτερο μέρος των πειραμάτων που θα παρουσιαστούν. Κύρια χαρακτηριστικά της διάταξης είναι το μεγάλο μήκος της και το μεταβλητό πλάτος της. Το μέρος των πειραμάτων που αφορούν τη μελέτη ευστάθειας της ροής και της επίδρασης του πλάτους του καναλιού

διενεργήθηκαν σε μικρότερη πειραματική διάταξη, η οποία έχει περιγραφεί λεπτομερώς σε παλαιότερες εργασίες [Βλαχογιάννης (2001), Αργυριάδη (2005)]. Ακολουθεί η περιγραφή της πειραματικής μεθόδου για την απόκτηση χωρο-χρονικών μετρήσεων του πάχους του υμένα καθώς επίσης και η διαδικασία επεξεργασίας των πρωτογενών δεδομένων με χρήση του λογισμικού Matlab και κωδικών που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της παρούσας και προηγούμενων διατριβών. Ιδιαίτερη αναφορά γίνεται στην εκτίμηση του πειραματικού σφάλματος, ενώ ελέγχεται και η ακρίβεια της πειραματικής τεχνικής.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής. Αρχικά, στο τέταρτο κεφάλαιο, γίνεται ένας διαχωρισμός των καθεστώτων ροής ανάλογα με τη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας και τις δομές που αναπτύσσονται σε αυτήν σε διαφορετικές παροχές ρευστού ή αντίστοιχα σε διαφορετικούς αριθμούς Re . Εξετάζεται πως επηρεάζονται τα όρια μετάπτωσης από το ένα καθεστώς στο άλλο, με ιδιαίτερη έμφαση στην επίδραση του πλάτους του καναλιού, μια μεταβλητή η οποία δεν έχει μελετηθεί μέχρι σήμερα.

Ακολουθεί η παρουσίαση και η ανάλυση των πειραματικών αποτελεσμάτων της ροής υγρού υμένα υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής για την περίπτωση του καθεστώτος ροής των 2-D κυμάτων. Στόχος των πειραμάτων ήταν η συστηματική μελέτη και καταγραφή των χαρακτηριστικών των διδιάστατων (κυρίως μοναχικών) κυμάτων που δημιουργούνται κατάντη της ροής εξαιτίας της επιβαλλόμενης διαταραχής. Τα χαρακτηριστικά τα οποία μελετήθηκαν είναι το ύψος (πλάτος), η φασική ταχύτητα και η μορφή των μοναχικών κυμάτων σε συνάρτηση με παραμέτρους, όπως ο αριθμός Reynolds, η γωνία κλίσης, το πλάτος του καναλιού, το ιξώδες του ρευστού, η συχνότητα και το πλάτος της επιβαλλόμενης διαταραχής. Γίνεται προσπάθεια να προσδιοριστεί μια σχέση που να συνδέει το ύψος και τη φασική ταχύτητα των 2-D κυμάτων.

Στο έκτο κεφάλαιο αναλύεται λεπτομερώς ο τρόπος με τον οποίο πραγματοποιείται η μετάπτωση από το καθεστώς των 2-D κυμάτων στο καθεστώς των 3-D. Πιο συγκεκριμένα, περιγράφεται η δομή των πρώτων δημιουργούμενων 3-D κυμάτων, η οποία διαφέρει ανάλογα με τη γωνία

κλίσης του καναλιού, τη συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής και πιθανόν το ιξώδες του ρευστού. Επιπλέον, ελέγχεται η ευστάθεια των μοναχικών '2-D' κυμάτων έναντι εγκάρσιων τρισδιάστατων διαταραχών. Για το σκοπό αυτό επιβάλλονται εγκάρσιες στατικές διαταραχές σε πλήρως ανεπτυγμένα παραβολικά κύματα και μελετάται εάν αυτά παραμορφώνονται. Τέλος, επιβάλλεται κοντά στην είσοδο του καναλιού μια τοπική 3-D διαταραχή με χρήση μιας δέσμης ρευστού και εξετάζεται η εξέλιξη της συγκεκριμένης διαταραχής κατάντη της ροής.

Στο τελευταίο κεφάλαιο γίνεται μια σύνοψη των κυριότερων συμπερασμάτων που προέκυψαν από τα πειράματα και την ανάλυση τους που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας διδακτορικής διατριβής. Τα αποτελέσματα αυτά έχουν παρουσιαστεί μέχρι σήμερα σε δύο διεθνή επιστημονικά συνέδρια και αναμένεται να δημοσιευτούν σύντομα σε έγκριτα διεθνή επιστημονικά περιοδικά.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

2

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Η ροή υγρού υμένα αποτελεί αντικείμενο μελέτης για σχεδόν έναν αιώνα, έπειτα από την πρώτη παρουσίαση της βασικής λύσης ενός πίπτοντος αδιατάραχτου υμένα από τον Nusselt το 1916. Ωστόσο, η πρώτη κλασική πειραματική προσέγγιση πραγματοποιήθηκε αρκετά αργότερα από τους Kapitza & Kapitza (1949), ενώ από τη δεκαετία του 1950 ξεκίνησαν και οι πρώτες θεωρητικές προσεγγίσεις του προβλήματος.

Στο παρόν κεφάλαιο αρχικά θα παρουσιαστεί η λύση που προτάθηκε από τον Nusselt και η οποία ουσιαστικά χρησιμοποιείται μέχρι και σήμερα για τον υπολογισμό του πάχους και της ταχύτητας ενός ρέοντος ρευστού πάνω από επίπεδη κεκλιμένη πλάκα χωρίς την ύπαρξη κυματισμών στην ελεύθερη επιφάνεια. Στη συνέχεια θα παρουσιαστεί η θεωρία γραμμικής ευστάθειας, η οποία προβλέπει κάτω από ποιες συνθήκες η ροή γίνεται ασταθής, δηλαδή τότε η ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού αρχίζει να καλύπτεται από διάφορους κυματισμούς. Από το σημείο που θα εμφανιστούν κάποιες δομές στην ελεύθερη επιφάνεια και έπειτα, η εξέλιξη της ροής καθορίζεται από μη-γραμμικά φαινόμενα.

Στη συνέχεια, θα αναλυθούν τα διάφορα καθεστώτα ροής που παρατηρούνται με αύξηση του αριθμού Re . Ως καθεστώς ροής (flow regime)

ορίζεται μια περιοχή για συγκεκριμένο εύρος αριθμών Re όπου η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας είναι σχεδόν σταθερή. Τέλος, θα γίνει εκτενής αναφορά στις ερευνητικές προσπάθειες που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα είτε αυτές είναι πειραματικές είτε θεωρητικές προσεγγίσεις. Συγκεκριμένα, έμφαση θα δοθεί στα χαρακτηριστικά των διδιάστατων μοναχικών κυμάτων, στη μετάπτωση από το καθεστώς των 2-D στο καθεστώς των 3-D δομών και στα χαρακτηριστικά των τρισδιάστατων κυμάτων.

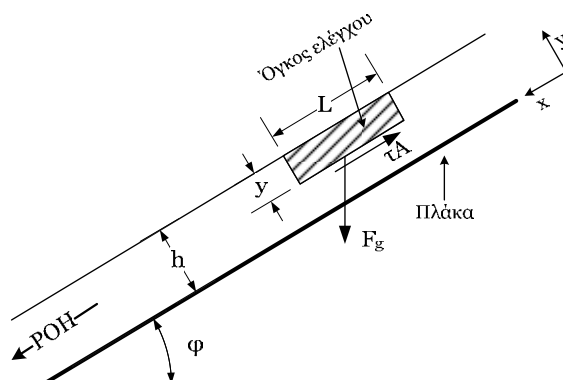
Παρά το μεγάλο αριθμό δημοσιευμένων εργασιών σχετικά με το πρόβλημα της ροής υγρού υμένα, ακόμα και σήμερα υπάρχουν κάποια ερωτήματα που δεν έχουν απαντηθεί και κάποιες πτυχές του που δεν έχουν μελετηθεί πλήρως, όπως για παράδειγμα αν και με ποιο τρόπο επηρεάζουν τα πλαϊνά τοιχώματα τα χαρακτηριστικά της ροής.

2.1 Βασική ροή υγρού υμένα σε επίπεδο τοίχωμα

Η πιο απλή μορφή του προβλήματος της ροής σε κεκλιμένο επίπεδο είναι η περίπτωση της ροής Nusselt. Στο πρόβλημα αυτό θεωρείται ότι ένα στρώμα υγρού ρέει υπό την επίδραση της βαρύτητας σε μια επικλινή επιφάνεια. Σε μόνιμες συνθήκες και για πλήρως ανεπτυγμένη κατανομή ταχύτητας το πάχος του στρώματος παραμένει σταθερό. Επίσης, η οπισθέλκουσα στην ελεύθερη επιφάνεια του υγρού λόγω του υπερκείμενου αέρα είναι τόσο μικρή που μπορεί να αγνοηθεί. Έτσι, η διατμητική τάση στην ελεύθερη επιφάνεια λαμβάνεται ίση με μηδέν. Αν επιπλέον η ροή είναι στρωτή και η επιφάνεια του υγρού επίπεδη χωρίς κυματισμούς, η κίνηση του ρευστού μπορεί να αναλυθεί εύκολα μαθηματικά.

Έστω ένα στρώμα ενός νευτωνικού ρευστού το οποίο ρέει σε μόνιμη ροή με σταθερό ρυθμό και σταθερό πάχος πάνω σε μια επίπεδη πλάκα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.1. Η πλάκα έχει κλίση και σχηματίζει γωνία ϕ με το οριζόντιο επίπεδο. Το πλάτος του στρώματος σε διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο του σχήματος είναι W , ενώ το πάχος σε διεύθυνση κάθετη στην πλάκα είναι h . Απομονώνεται ένας όγκος ελέγχου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.1. Η επάνω επιφάνεια του όγκου ελέγχου βρίσκεται σε επαφή με την ατμόσφαιρα, το μήκος του είναι L και η κατώτερη επιφάνεια είναι το επίπεδο

που είναι παράλληλο με το τοίχωμα σε απόσταση y από την επάνω επιφάνεια του στρώματος.



Σχήμα 2.1. Δυνάμεις πάνω σε ένα στοιχείο υγρού σε ροή υγρού υμένα

Αφού το στρώμα βρίσκεται σε μόνιμη ροή χωρίς επιτάχυνση, τότε σύμφωνα με την αρχή διατήρησης της ορμής το άθροισμα όλων των δυνάμεων στον όγκο ελέγχου θα είναι ίσο με μηδέν. Οι δυνάμεις που ενεργούν στον όγκο ελέγχου σε διεύθυνση παράλληλη με τη ροή είναι οι δυνάμεις πίεσης στα άκρα, οι διατμητικές δυνάμεις στην επάνω και στην κάτω πλευρά του όγκου και η συνιστώσα της δύναμης της βαρύτητας στη διεύθυνση της ροής. Επειδή η πίεση στην εξωτερική επιφάνεια είναι η ατμοσφαιρική, οι πιέσεις στα άκρα του όγκου ελέγχου είναι ίσες και αντίθετες. Λόγω παραδοχής, η διατμητική τάση στην πάνω επιφάνεια του στοιχείου αγνοείται. Συνεπώς, οι δύο δυνάμεις που απομένουν είναι η διατμητική δύναμη στην κατώτερη επιφάνεια του όγκου ελέγχου και η συνιστώσα της βαρύτητας στην κατεύθυνση της ροής:

$$\rho \cdot g \cdot \sin \varphi - \frac{d\tau_{yx}}{dy} = 0 \quad (2.1)$$

όπου

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας

τ_{yx} : η διατμητική τάση στην κατώτερη επιφάνεια του όγκου ελέγχου

ρ : η πυκνότητα του υγρού

φ : η γωνία κλίσης του επίπεδου υμένα με το οριζόντιο επίπεδο

Από την Εξ. (2.1) με ολοκλήρωση προκύπτει:

$$\frac{1}{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi} \cdot \tau_{yx} = y + c_1 \quad (2.2)$$

όπου c_1 η σταθερά ολοκλήρωσης. Επειδή η ροή είναι στρωτή ισχύει ο νόμος του Newton:

$$\tau_{yx} = -\mu \cdot \frac{du_x}{dy} \quad (2.3)$$

όπου

u_x : η x συνιστώσα της ταχύτητας του υμένα

μ : το δυναμικό ιξώδες του υγρού

Από τις Εξ. (2.2) και (2.3) προκύπτει:

$$\frac{du_x}{dy} = -\frac{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi}{\mu} \cdot (y + c_1) \quad (2.4)$$

Ολοκληρώνοντας η Εξ. (2.4) δίνει:

$$u_x(y) = -\frac{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi}{\mu} \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot y^2 + c_1 \cdot y \right) + c_2 \quad (2.5)$$

όπου c_2 η σταθερά ολοκλήρωσης. Οι συνοριακές συνθήκες που διέπουν το πρόβλημα είναι:

- Για $y=0$ είναι $u_x(y)=0$
- Για $y=h$ είναι $\tau_{yx}=0$

Με χρήση των συνθηκών αυτών προκύπτει η παρακάτω εξίσωση για την κατανομή της ταχύτητας στον υγρό υμένα:

$$u_x(y) = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi}{2 \cdot \mu} \cdot y \cdot (2 \cdot h - y) \quad (2.6)$$

Από την παραπάνω εξίσωση είναι προφανές ότι η κατανομή της ταχύτητας είναι παραβολική. Εξετάζοντας ένα διαφορικό στοιχείο διατομής dS , όπου $dS=W \cdot dy$, ο διαφορικός μαζικός ρυθμός ροής dm μέσα από αυτό το στοιχείο είναι:

$$dm = \rho \cdot u_x \cdot W \cdot dy \quad (2.7)$$

Η μαζική παροχή του ρευστού είναι:

$$\dot{m} = \int_0^h \rho \cdot \mathbf{u}_x \cdot W \cdot dy \Rightarrow \frac{\dot{m}}{W} = \frac{h^3 \cdot \rho^2 \cdot g \cdot \sin \varphi}{3 \cdot \mu} \Rightarrow h_N = \sqrt[3]{\frac{3 \cdot \mu \cdot q}{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi}} \quad (2.8)$$

όπου

q : η ογκομετρική παροχή ανά μονάδα πλάτους

W : το πλάτος του καναλιού

Η εξίσωση αυτή που δίνει το πάχος ενός πλίπτοντος γραμμικού υμένα παρουσιάστηκε για πρώτη φορά από τον Nusselt [π.χ. McCabe et al., 2002]. Η μέση ταχύτητα του ρευστού βρίσκεται εύκολα ολοκληρώνοντας την ταχύτητα u_x για ένα εμβαδό διατομής και διαιρώντας με το εμβαδόν αυτό:

$$u_o = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi \cdot h_N^2}{3 \cdot \mu} \Rightarrow h_N = \sqrt{\frac{3 \cdot \mu \cdot u_o}{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi}} \quad (2.9)$$

Ενώ η μέγιστη ταχύτητα, u_{\max} , στην ελεύθερη επιφάνεια είναι:

$$u_{\max} = u_x|_{y=h} = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi \cdot h^2}{2 \cdot \mu} \quad (2.10)$$

Τέλος για την πίεση, P , ισχύει:

$$P = -\rho \cdot g \cdot \cos \varphi \cdot (y - h) + P_{\text{atm}} \quad (2.11)$$

Μια πλήρης περιγραφή της ροής υμένα στη γενική περίπτωση που η επιφάνεια έχει κυματισμούς μπορεί να προκύψει από τις εξισώσεις συνέχειας και Navier-Stokes σε συνδυασμό με τις κατάλληλες συνοριακές συνθήκες. Με χρήση ως χαρακτηριστικών μεγεθών του πάχους, h_N , και της μέσης ταχύτητας, u_o , της λύσης Nusselt, προκύπτουν οι εξής εξισώσεις σε αδιάστατη μορφή:

$$\nabla \cdot \hat{\mathbf{u}} = 0 \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial \hat{\mathbf{u}}}{\partial \hat{t}} + \hat{\mathbf{u}} \cdot \nabla \hat{\mathbf{u}} = -\nabla \hat{P} + \frac{1}{\text{Re}} \cdot \nabla^2 \hat{\mathbf{u}} + \frac{1}{\text{Fr}^2} \cdot \hat{\mathbf{g}} \quad (2.13)$$

όπου $\hat{\mathbf{u}} = (\hat{u}, \hat{v})$ είναι το διάνυσμα της ταχύτητας, ενώ το σύμβολο $\hat{}$ δηλώνει αδιάστατο μέγεθος. Οι αριθμοί Reynolds και Froude ορίζονται ως εξής:

$$\text{Re} = \frac{u_o \cdot h_N}{\nu} = \frac{q}{\nu} \quad (2.14)$$

$$Fr = \frac{u_o}{\sqrt{g \cdot \sin \varphi \cdot h_N}} \quad (2.15)$$

Οι συνοριακές συνθήκες που ολοκληρώνουν την περιγραφή του προβλήματος είναι οι συνθήκες μη-ολίσθησης και μη-διείσδυσης της ταχύτητας στο τοίχωμα:

$$\hat{u} = \hat{v} = 0 \quad (2.16)$$

και η κινηματική συνθήκη και η ισορροπία δυνάμεων στην ελεύθερη επιφάνεια:

$$\frac{\partial \hat{h}}{\partial \hat{t}} + \hat{u} \cdot \frac{\partial \hat{h}}{\partial \hat{x}} = v \quad (2.17)$$

$$\underline{n} \cdot \hat{\sigma} = We \cdot 2 \cdot H_c \cdot \underline{n} \quad (2.18)$$

όπου ο αριθμός Weber δίνεται από την Εξ. (2.19), $2H_c$ είναι η μέση καμπυλότητα της ελεύθερης επιφάνειας, \underline{n} το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στην ελεύθερη επιφάνεια, γ η επιφανειακή τάση και σ ο τανυστής τάσεων.

$$We = \frac{\gamma}{\rho \cdot u_o^2 \cdot h_N} \quad (2.19)$$

Εναλλακτικά του αριθμού We , η επίδραση των τριχοειδών φαινομένων μπορεί να περιγραφεί από άλλους αδιάστατους αριθμούς όπως ο τριχοειδής αριθμός, Ca , και ο αριθμός Kapitsa, Ka .

$$Ca = \frac{\mu \cdot u_o}{\gamma} \quad (2.20)$$

$$Ka = \frac{\gamma}{\rho \cdot v^{4/3} \cdot g^{1/3}} \quad (2.21)$$

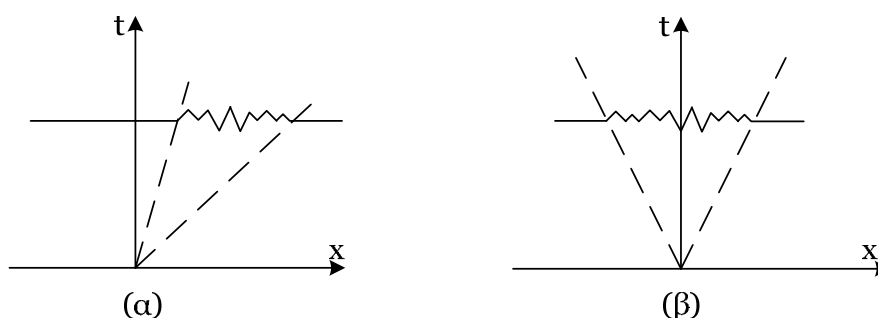
Ο αριθμός Ka είναι ιδιαίτερα εξυπηρετικός στις πειραματικές εργασίες, επειδή εξαρτάται μόνον από τις ιδιότητες του ρευστού.

2.2 Ρευστοδυναμική ευστάθεια

Συνήθως οι βιομηχανικές και εργαστηριακές εφαρμογές υπόκεινται σε μικρού πλάτους διαταραχές εξαιτίας διαφόρων λόγων, όπως είναι η δόνηση των συσκευών κατά τη λειτουργία τους. Επίσης, σε συγκεκριμένες

περιπτώσεις διαταραχή εισάγεται σε ένα σύστημα με τεχνητό τρόπο ώστε να επιτευχθεί μια επιθυμητή κατάσταση, όπως η ενίσχυση της ανάμιξης ρευστών. Κάτω από ορισμένες συνθήκες είναι πιθανόν φυσικές ή τεχνητές διαταραχές να ενισχύονται με το χρόνο ή το χώρο οδηγώντας σε μια μη μόνιμη κίνηση ή σε μια νέα κατάσταση [Pozrikidis, 1997].

Η συμπεριφορά μιας διαταραχής εξαρτάται από τα χαρακτηριστικά της και από τη δομή της αδιατάραχτης κατάστασης, η οποία στη συγκεκριμένη περίπτωση αντιστοιχεί στη βασική ροή. Επιπλέον, είναι γνωστό ότι οι διαταραχές παρουσιάζουν διαφορετική εξέλιξη, ανάλογα με τη φύση της ροής και την τιμή του αριθμού **Reynolds**. Σε συγκεκριμένες περιπτώσεις η διαταραχή αυξάνει και παρασύρεται κατάντη (ή και ανάντη) της ροής και η αρχική θέση επιβολής της τελικά ηρεμεί. Η εξέλιξη αυτή χαρακτηρίζεται ως συναγωγική αστάθεια (*convective instability*). Αντίθετα, στις περιπτώσεις όπου η διαταραχή απλώνεται σταδιακά στο μεγαλύτερο τμήμα του πεδίου ροής και ειδικότερα η θέση επιβολής της δεν ηρεμεί, τότε η εξέλιξη αυτή χαρακτηρίζεται ως απόλυτη αστάθεια (*absolute instability*). Οι αστάθειες αυτές απεικονίζονται στο Σχήμα 2.2 [Drazin, 2002]. Παραδείγματα συναγωγικών ασταθειών είναι το οριακό στρώμα, η ροή υγρού υμένα και η δέσμη (*jet*), ενώ απόλυτης αστάθειας είναι η θερμαινόμενη δέσμη και η ροή λόγω περιστρεφόμενου δίσκου [Μποντόζογλου, 2006].



Σχήμα 2.2. Γραφική απεικόνιση εξέλιξης (α) συναγωγικής και (β) απόλυτης αστάθειας

2.3 Γραμμική ευστάθεια μονοδιάστατων ροών

Ένας τρόπος εκτίμησης της ευστάθειας μιας ροής είναι να υποβληθεί η ροή σε μια μεγάλη κλίμακα διαταραχών διαφόρων μορφών και να παρατηρηθεί η διαδοχική εξέλιξη τους. Αν όλες οι διαταραχές αποσβένονται η

ροή χαρακτηρίζεται ευσταθής, ενώ αν συγκεκριμένες διαταραχές ενισχύονται η ροή είναι ασταθής.

Η συμπεριφορά μιας διαταραχής μπορεί να μελετηθεί θεωρητικά επιλύοντας τις εξισώσεις κίνησης και συνέχειας με χρήση των κατάλληλων συνοριακών συνθηκών. Όμως, εξαιτίας του γεγονότος ότι οι πιθανές διαταραχές είναι αναρίθμητες είναι μάταιο να επιχειρηθεί να μελετηθούν όλες οι πιθανές διαταραχές και επομένως πρέπει να εφαρμοστεί μια εναλλακτική μέθοδος. Ένας τρόπος είναι να θεωρηθεί ότι το μέγεθος της διαταραχής είναι και παραμένει μικρό κατά τη διάρκεια συγκεκριμένου χρονικού διαστήματος και στη συνέχεια να γραμμικοποιηθεί η εξίσωση κίνησης ως προς την ταχύτητα της βασικής κατάστασης και να λυθεί για ένα μεγάλο εύρος αρχικών συνθηκών με κατάλληλες μεθόδους. Αυτού του είδους η προσέγγιση αποτελεί την *ανάλυση γραμμικής ευστάθειας (linear stability analysis)*. Ακόμα και μετά τη γραμμικοποίηση μια γενική λύση σε αναλυτική μορφή μπορεί να βρεθεί μόνο για περιορισμένες ροές με χρήση της ανάλυσης *ιδιομορφών (normal mode analysis)*, η οποία εξετάζει τη συμπεριφορά διαταραχών που αυξάνουν ή σβήνουν εκθετικά με το χρόνο.

Αν η ανάλυση γραμμικής ευστάθειας δείξει ότι συγκεκριμένες διαταραχές ενισχύονται με το χρόνο, η ροή είναι σίγουρα ασταθής. Ωστόσο, το αντίστροφο ισχύει μόνο στην περίπτωση στην οποία το πλάτος της διαταραχής είναι και παραμένει μικρό συνέχεια, γιατί τα μη γραμμικά φαινόμενα που έχουν θεωρηθεί αμελητέα μπορεί να ευθύνονται για την ασταθή συμπεριφορά. Υπάρχουν περιπτώσεις όπου μη γραμμικά φαινόμενα μπορεί να επιβραδύνουν ή ακόμα και να εξαφανίζουν την πιθανότητα ανάπτυξης ασταθών διαταραχών και να οδηγούν σε μια νέα μόνιμη ή περιοδική κατάσταση [Drazin, 1997].

Ανάλογα με τη δομή της βασικής ροής και το είδος της διαταραχής, οι μη μόνιμες συνιστώσες μπορεί να ενισχύονται ή να σβήνουν τοπικά ή συνολικά. Αν το μέγεθος της διαταραχής αυξάνεται, παραμένει σταθερό ή σβήνει με το χρόνο τότε η διαταραχή ονομάζεται, αντίστοιχα, ευσταθής, οριακά ευσταθής ή ασταθής. Αν όλες οι διαταραχές σβήνουν η βασική ροή είναι γραμμικά ευσταθής, αλλά αν συγκεκριμένες διαταραχές αυξάνονται είναι γραμμικά ασταθής.

Για την περίπτωση μονοδιάστατων ροών, για κάθε οριακά ευσταθή τρισδιάστατη διαταραχή υπάρχει διδιάστατη διαταραχή που είναι οριακά ευσταθής σε χαμηλότερο αριθμό Reynolds. Δηλαδή, οι διαταραχές κατά τη διεύθυνση της ροής είναι οι πλέον ασταθείς (θεώρημα Squire). Επομένως, η μελέτη της γραμμικής ευστάθειας μπορεί να στηριχθεί στη θεώρηση μόνο διδιάστατων διαταραχών [Μποντόζογλου, 2006].

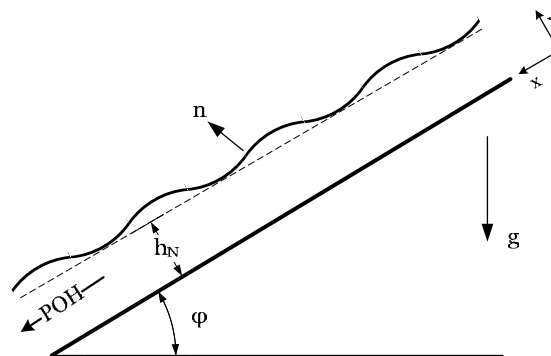
Στο σημείο αυτό αξίζει να αναφερθούν οι περιορισμοί της θεωρίας γραμμικής ευστάθειας. Μια ροή που είναι ευσταθής σύμφωνα με τη θεωρία γραμμικής αστάθειας δεν είναι σίγουρο ότι μπορεί να επιτευχθεί και στην πράξη. Μη γραμμικά φαινόμενα και μικρές αποκλίσεις από την υποτιθέμενη ιδανική γεωμετρία της ροής, εξαιτίας για παράδειγμα τραχύτητας του τοιχώματος, μπορεί να ευθύνονται για ασταθείς συμπεριφορές της ροής [Μποντόζογλου, 2006].

2.4 Ευστάθεια ροής υγρού υμένα σε επίπεδο κεκλιμένο κανάλι

Η βασική ροή (Σχήμα 2.3) του προβλήματος περιγράφεται από τις εξισώσεις κατανομής ταχύτητας (2.6) και πίεσης (2.11):

$$U_x(y) = \frac{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi}{2 \cdot \mu} \cdot y \cdot (2 \cdot h_N - y) = \frac{g \cdot \sin \varphi \cdot h_N^2}{\nu} \cdot \left[\frac{y}{h_N} - \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y}{h_N} \right)^2 \right] \quad (2.22)$$

$$P = \rho \cdot g \cdot \cos \varphi \cdot (h_N - y) \quad (2.23)$$



Σχήμα 2.3. Ανάπτυξη περιοδικών διαταραχών στη ροή υγρού υμένα

Μπορεί να οριστεί η ροϊκή συνάρτηση ως εξής:

$$\Psi(y) = \frac{\partial \mathbf{u}_x(y)}{\partial y} = \frac{\mathbf{g} \cdot \sin \varphi \cdot h_N^3}{\nu} \cdot \left[\frac{1}{2} \cdot \left(\frac{y}{h_N} \right)^2 - \frac{1}{6} \cdot \left(\frac{y}{h_N} \right)^3 \right] \quad (2.24)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις αδιαστατοποιούνται χρησιμοποιώντας ως χαρακτηριστική ταχύτητα τη μέση ταχύτητα της ελεύθερης επιφάνειας, Εξ. (2.9), χαρακτηριστικό μήκος το ύψος του αδιατάραχτου υμένα, h_N , χαρακτηριστικό χρόνο το πηλίκο h_N/u_o και πίεση τον όρο $\rho \cdot u_o^2$. Επομένως, οι Εξ. (2.22)-(2.24) γράφονται σε αδιάστατη μορφή:

$$\hat{\mathbf{u}}_x(\hat{y}) = 3 \cdot \left(\hat{y} - \frac{1}{2} \cdot \hat{y}^2 \right) \quad (2.25)$$

$$\hat{P}(\hat{y}) = \frac{\mathbf{g} \cdot h_N}{u_o^2} \cdot \cos \varphi \cdot (1 - \hat{y}) = \frac{\mathbf{g} \cdot \sin \varphi \cdot h_N}{u_o^2} \cdot \cot \varphi \cdot (1 - \hat{y}) = \frac{1}{Fr^2} \cdot \cot \varphi \cdot (1 - \hat{y}) \quad (2.26)$$

$$\hat{\Psi}(\hat{y}) = 3 \cdot \left(\frac{1}{2} \cdot \hat{y}^2 - \frac{1}{6} \cdot \hat{y}^3 \right) = \frac{3}{2} \cdot \hat{y}^2 - \frac{1}{2} \cdot \hat{y}^3 \quad (2.27)$$

όπου το σύμβολο $\hat{}$ δηλώνει αδιάστατη μεταβλητή, ενώ Fr είναι ο αριθμός Froude που ορίζεται ως:

$$Fr^2 = \frac{u_o^2}{\mathbf{g} \cdot \sin \varphi \cdot h_N} = \frac{u_o}{\mathbf{g} \cdot \sin \varphi \cdot h_N} \cdot \frac{\mathbf{g} \cdot \sin \varphi \cdot h_N^2}{3 \cdot \nu} = \frac{u_o \cdot h_N}{3 \cdot \nu} = \frac{Re}{3} \quad (2.28)$$

Επιβάλλοντας μια διδιάστατη γραμμική διαταραχή της μορφής που περιγράφεται από τις Εξ. (2.29)-(2.30) και θεωρώντας ότι η ελεύθερη επιφάνεια θα παραμορφωθεί με τέτοιο τρόπο που να συμφωνεί με τη χωρική δομή της διακύμανσης, το αδιάστατο πάχος του υμένα, \hat{h} , μπορεί να εκφραστεί από την Εξ. (2.31).

$$\hat{\psi}^t = \hat{\Psi} + \hat{\psi} \quad (2.29)$$

$$\hat{\psi} = f(y) \cdot \exp \left[i \cdot \alpha \cdot (\hat{x} - \hat{c} \cdot \hat{t}) \right] \quad (2.30)$$

$$\hat{h}(\hat{x}, \hat{t}) = 1 + \hat{\eta}(\hat{x}, \hat{t}) = 1 + A \cdot \exp \left[i \cdot \alpha \cdot (\hat{x} - \hat{c} \cdot \hat{t}) \right] \quad (2.31)$$

όπου

A: αδιάστατη σταθερά

α : ο αδιάστατος κυματαριθμός

c: η φασική ταχύτητα

Εφαρμόζοντας σταυρωτή παραγωγή (cross-differentiation) στην εξίσωση Navier-Stokes απαλείφεται η πίεση και προκύπτει η αδιάστατη εξίσωση Orr-Sommerfeld (O-S):

$$f'''' - 2 \cdot \alpha^2 \cdot f'' + \alpha^4 \cdot f = i \cdot \alpha \cdot \text{Re} \cdot \left[(2 \cdot \hat{y} - \hat{y}^2 - \hat{c}) \cdot (f'' - \alpha^2 \cdot f) + 2 \cdot f \right] \quad (2.32)$$

όπου οι αδιάστατες παράμετροι ορίζονται ως εξής:

$$\begin{aligned} f &= \frac{\hat{u}_x}{u_o \cdot h_N} & \hat{U} &= \frac{\hat{u}_x}{u_o} & \hat{c} &= \frac{c}{u_o} \\ \hat{x} &= \frac{x}{h_N} & \alpha &= k \cdot h_N & \text{Re} &= \frac{u_o \cdot h_N}{\nu} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Για να ολοκληρωθεί το πρόβλημα γραμμικής ευστάθειας απαιτούνται τέσσερις συνοριακές συνθήκες για τη συνάρτηση f . Οι δύο συνοριακές συνθήκες προκύπτουν από την απαίτηση ότι και οι δύο συνιστώσες της ταχύτητας είναι μηδέν πάνω στο τοίχωμα (Εξ. (2.16)):

$$u^t = v^t = 0 \Rightarrow u = v = 0 \Rightarrow f(0) = f'(0) = 0 \quad (2.34)$$

Δύο επιπλέον συνθήκες θα προκύψουν για την ελεύθερη επιφάνεια από την εφαρμογή της κινηματικής, Εξ. (2.17), και της δυναμικής συνθήκης, Εξ. (2.18), στην ελεύθερη επιφάνεια. Η κινηματική συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια είναι:

$$\frac{DF}{Dt} = 0 \Rightarrow \frac{\partial F}{\partial t} + u_x \frac{\partial F}{\partial x} + u_y \frac{\partial F}{\partial y} = 0 \Rightarrow \frac{\partial \eta}{\partial t} + u_x \frac{\partial \eta}{\partial x} = u_y \quad (2.35)$$

Η δυναμική συνθήκη καθορίζει ότι οι δυνάμεις που ασκούνται στην ελεύθερη επιφάνεια ισορροπούν μεταξύ τους. Αν σ είναι ο τανυστής τάσεων του ρευστού τότε ισχύει ισορροπία εφαπτομενικών δυνάμεων:

$$(\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{n}}) \cdot \underline{\underline{t}} = 0 \quad (2.36)$$

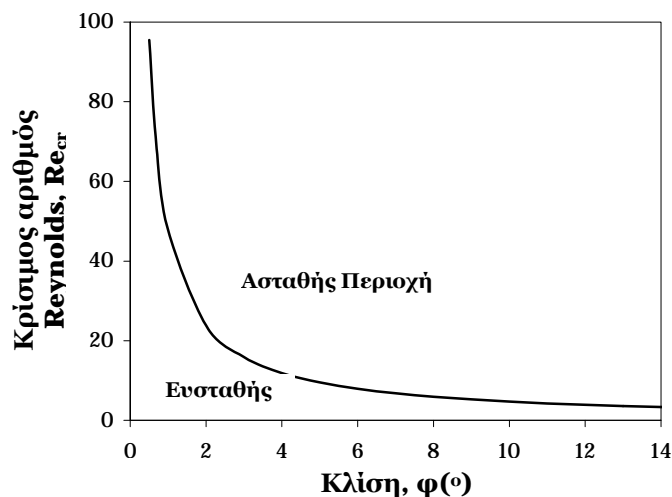
και εξισορρόπηση της δύναμης λόγω επιφανειακής τάσης, γ , από τις κάθετες δυνάμεις:

$$(\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{\underline{n}}) \cdot \underline{\underline{n}} = \gamma \cdot H_c \quad (2.37)$$

Η διαφορική εξίσωση (2.32) και οι συνοριακές συνθήκες που περιγράφονται από τις Εξ. (2.34)-(2.37) ορίζουν το πρόβλημα ιδιοτιμών. Για την περίπτωση όπου το μήκος κύματος είναι μεγάλο σε σχέση με το πάχος του υμένα, ή εναλλακτικά ο κυματαριθμός είναι μικρός ($\alpha \ll 1$), το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων μπορεί να επιλυθεί αναλυτικά [Yih, 1963]. Η λύση που προκύπτει επιβεβαιώνει ότι η ροή είναι ασταθής από έναν κρίσιμο αριθμό Re και πάνω, ο οποίος εξαρτάται μόνο από τη γωνία κλίσης του καναλιού:

$$Re = Re_{cr} > \frac{5}{6} \cdot \cot \varphi \quad (2.38)$$

Στο Σχήμα 2.4 απεικονίζεται γραφικά η εξάρτηση του κρίσιμου αριθμού Reynolds, δηλαδή του αριθμού εκείνου στον οποίο η ροή μεταπίπτει από ευσταθή σε ασταθή, ως προς τη γωνία κλίσης του επίπεδου τοιχώματος.



Σχήμα 2.4. Καμπύλη αστάθειας ροής υγρού υμένα

Η Εξ. (2.38) επαληθεύτηκε αργότερα τόσο αναλυτικά όσο και αριθμητικά από αρκετούς ερευνητές. Ωστόσο, η πειραματική επιβεβαίωση της είναι περιορισμένη και η κυριότερη αιτία είναι η πρακτική δυσκολία επίτευξης μηδενικού κυματαριθμού όπου λαμβάνει χώρα η αστάθεια. Οι Liu et al. (1993) και οι Vlachogiannis & Bontozoglou (2002) επιβεβαίωσαν τη συγκεκριμένη εξίσωση για την περίπτωση μικρών γωνιών του καναλιού, χρησιμοποιώντας νερό και υδατικά διαλύματα γλυκερίνης ως ρευστά και εφαρμόζοντας τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό.

Ένα επιπλέον συμπέρασμα που προκύπτει από τη θεωρία γραμμικής ευστάθειας είναι ότι η αδιάστατη γραμμική φασική ταχύτητα, δηλαδή η ταχύτητα κυμάτων πολύ μικρού (μηδενικού) ύψους, είναι 3 όταν η αδιαστατοποίηση γίνεται με χρήση της μέσης ταχύτητας του αδιατάραχτου υμένα και 2 χρησιμοποιώντας την ταχύτητα της ελεύθερης επιφάνειας [Chang & Demekhin, 2002].

2.5 Μη-γραμμική εξέλιξη ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο τοίχωμα

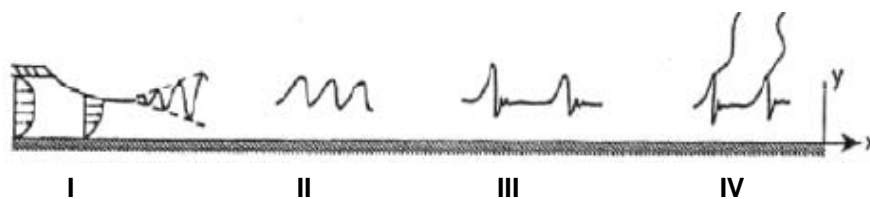
Για αριθμούς Re μεγαλύτερους από τον κρίσιμο για συγκεκριμένη γωνία κλίσης η ροή είναι ασταθής με αποτέλεσμα στην ελεύθερη επιφάνεια να δημιουργούνται δομές, οι οποίες αναπτύσσονται κατάντη και εγκάρσια της ροής εξαιτίας μη-γραμμικών επιδράσεων. Η μορφή των δομών εξαρτώνται κυρίως από τον αριθμό Re και για το λόγο αυτό τα διάφορα καθεστώτα ροής αναφέρονται συναρτήσει του Re .

Η εξέλιξη φυσικά δημιουργούμενων και εξωτερικά επιβαλλόμενων διαταραχών έχει μελετηθεί εκτενώς στη βιβλιογραφία και έχει διαπιστωθεί ότι υπόκεινται σε διάφορες μεταπτώσεις μεταξύ των διδιάστατων (2-D) μοναχικών κυμάτων για σχετικά χαμηλούς Re και της αποκαλούμενης επιφανειακής τύρβης (surface turbulence) για αρκετά μεγάλους Re όπου η ελεύθερη επιφάνεια καλύπτεται με τυχαίο τρόπο από τοπικές τρισδιάστατες (3-D) δομές. Αξίζει να σημειωθεί ότι τα 2-D κύματα αναφέρονται στην περίπτωση που το πάχος του υμένα μεταβάλλεται ως προς τη μια χωρική διεύθυνση (κατάντη της ροής), ενώ στην περίπτωση των 3-D μεταβάλλεται και ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση.

2.5.1 Κατάντη εξέλιξη της ροής

Για σταθερό αριθμό Re η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας και συνεπώς και οι δομές που αναπτύσσονται σε αυτήν μεταβάλλονται κατάντη της ροής καθώς αυτές κινούνται. Για την περίπτωση κατακόρυφης ροής υμένα, ο οποίος εξελίσσεται μόνο υπό την επίδραση του φυσικού θορύβου μπορούν να παρατηρηθούν τέσσερις περιοχές κατά μήκος του καναλιού. Οι περιοχές αυτές απεικονίζονται στο Σχήμα 2.5 [Chang, 1994].

Η πρώτη περιοχή (I) αναφέρεται στα αρχικά στάδια της εξέλιξης του υμένα κοντά στην είσοδο του καναλιού. Οποιαδήποτε διαταραχή πολύ μικρού πλάτους επιδρά στον υμένα στην είσοδο του καναλιού, ενισχύεται κατάντη της ροής σχηματίζοντας ένα μονοχρωματικό (περιγράφεται από μια συχνότητα) κύμα στο τέλος της συγκεκριμένης περιοχής. Αν η αρχική διαταραχή είναι μονοχρωματική, όπως συμβαίνει στην περίπτωση της εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής, τότε τα δημιουργούμενα κύματα θα αποκτήσουν την επιβαλλόμενη συχνότητα. Αν, όμως, η διαταραχή στην είσοδο αποτελείται από ένα εύρος συχνοτήτων, όπως συμβαίνει με το φυσικό θόρυβο, τότε μέσω μιας διαδικασίας γραμμικού φιλτραρίσματος ενισχύεται μόνο μια συχνότητα. Επιπλέον, στην περιοχή αυτή οποιαδήποτε εγκάρσια διαταραχή αποσβένεται, ενώ το πλάτος του μονοχρωματικού κύματος αυξάνεται εκθετικά κατάντη της ροής.



Σχήμα 2.5. Εξέλιξη της ελεύθερης επιφάνειας κατά μήκος του καναλιού

Κατά τη μετάβαση στη δεύτερη περιοχή (II) η εκθετική αύξηση του μεγέθους του κύματος ανακόπτεται εξαιτίας ασθενών μη-γραμμικών φαινομένων. Μάλιστα, το μέγεθος του κύματος προσεγγίζει μια πεπερασμένη τιμή, η οποία εξαρτάται από τους αριθμούς Re και Ka και από το μήκος του κύματος. Το μονοχρωματικό κύμα της περιοχής I αποκτά μια πολύπλοκη μορφή καθώς το ημιτονοειδές του σχήμα γίνεται πιο απότομο κατάντη της ροής. Έχει διαπιστωθεί πειραματικά ότι για την περίπτωση επιβαλλόμενης εξωτερικής διαταραχής μεγάλου πλάτους οι περιοχές I και II μπορούν να παρακαμφθούν και να δημιουργηθούν κύματα με συχνότητα παρόμοια με αυτά της επιβαλλόμενης διαταραχής. Αντίθετα, όταν επιβάλλονται μικρού πλάτους διαταραχές ή επιδρά μόνο ο φυσικός θόρυβος, τα εμφανιζόμενα πεδία κυμάτων (I και II) είναι ανεξάρτητα των διαταραχών. Ωστόσο, τα ομοιόμορφα κύματα που δημιουργούνται από την επίδραση του θορύβου ή από πεπερασμένου πλάτους εξωτερική διαταραχή διανύουν μια μεγάλη

απόσταση (περίπου 10 μήκη κύματος) σε μόνιμη κατάσταση, δηλαδή χωρίς να αλλάζει η μορφή τους και η ταχύτητα τους, πριν μεταβούν στην περιοχή III.

Στην περιοχή III παρατηρούνται δύο κυρίαρχες μορφές αστάθειας των κυμάτων πεπερασμένου πλάτους. Γειτονικά κύματα συγχωνεύονται εξαιτίας της υποαρμονικής αστάθειας (*subharmonic instability*) ή εξαιτίας των πλευρικών ασταθειών (*sideband instability*). Αυτές οι αστάθειες δημιουργούν ελαττωματικές περιοχές στο ομοιόμορφο πεδίο κυμάτων. Στο εσωτερικό των ελαττωματικών περιοχών τα παραμορφωμένα κύματα αυξάνονται σε μήκος κύματος, μέγεθος και ταχύτητα, και αναπτύσσονται σ' ένα περιορισμένο χώρο με την μορφή 'εξογκωμάτων'. Αυτά τα εξογκώματα έχουν απότομες κορυφές, οι οποίες ομαλοποιούνται στη συνέχεια σε μια σειρά μικρών κυμάτων, το μήκος κύματος των οποίων είναι παρόμοιο με αυτό του μονοχρωματικού κύματος της περιοχής I. Τα εξογκώματα αυτά κινούνται ταχύτερα και είναι μεγάλα σε μέγεθος, σταδιακά επεκτείνονται κατά μήκος της ροής και προσπερνούν τα χαμηλότερα και βραδυκίνητα κύματα τα οποία, τελικά, εξαφανίζονται. Αξίζει να αναφερθεί ότι τα αυτοδύναμα εξογκώματα έχουν ένα χαρακτηριστικό μήκος πολύ μικρότερο σε σχέση με την απόσταση μεταξύ δύο διαδοχικών κορυφών. Ονομάζονται μοναχικά κύματα (*solitary waves*) και συνήθως παραμένουν αναλλοίωτα καθώς πλησιάζουν την περιοχή IV.

Τέλος, στην περιοχή IV, αρχίζουν να αναπτύσσονται εγκάρσιες διαταραχές στις κορυφές των μοναχικών κορυφών. Η δυναμική των εγκάρσιων διακυμάνσεων είναι μη-μόνιμη και αυξάνουν σε τέτοιο βαθμό (ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση της ροής) ώστε γειτονικές κορυφές να ενώνονται σε διάφορα σημεία. Ωστόσο, η μορφή του κύματος κατά μήκος της ροής παραμένει παρόμοια με αυτή του μοναχικού κύματος.

Για την περίπτωση ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο κανάλι η παραπάνω αλληλουχία των περιοχών αναμένεται να είναι όμοια με πιθανή απόκλιση στα όρια μετάπτωσης από τη μία περιοχή στην άλλη. Καθώς μειώνεται η κλίση του καναλιού, η εξέλιξη της ροής πραγματοποιείται με χαμηλότερο ρυθμό με αποτέλεσμα πιθανή μεγέθυνση των περιοχών ροής. Ωστόσο, όπως προαναφέρθηκε, το εύρος των περιοχών είναι άμεση συνάρτηση τόσο του αριθμού Re όσο και της διαταραχής (είδος, μέγεθος) που επιβάλλεται στον υμένα.

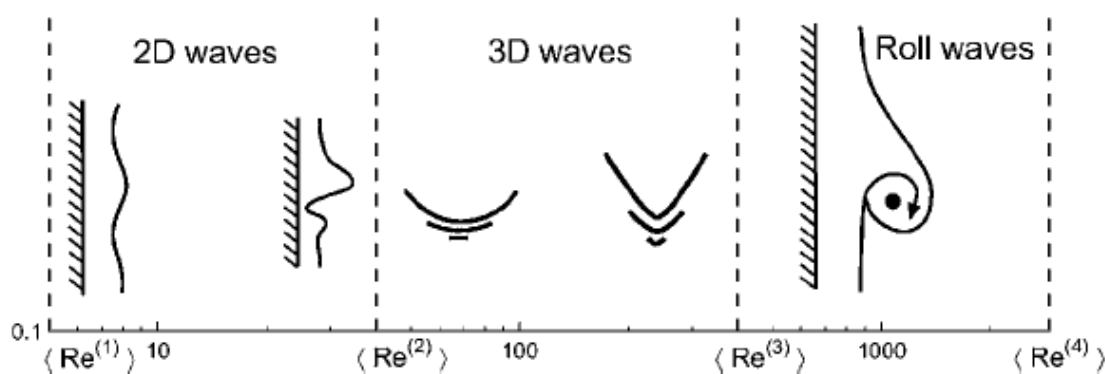
2.5.2 Καθεστώτα ροής εξωτερικά διαταραγμένου υμένα

Η ροή υγρού υμένα είναι ένα συναγωγικά ασταθές σύστημα, το οποίο παρουσιάζει μια ποικιλία χωρικών και χρονικών δομών, ασταθειών και μεταπτώσεων. Από όσα αναφέρθηκαν προηγουμένως, γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι η πλήρης ανάλυση της ροής μπορεί να επιτευχθεί με μελέτη των περιοχών που περιλαμβάνονται στο Σχήμα 2.5. Όμως, για την περίπτωση όπου στη ροή επιδρά μόνο ο φυσικός θόρυβος, προκειμένου να αναπτυχθεί πλήρως η ροή είναι απαραίτητο μεγάλο μήκος καναλιού. Το εμπόδιο αυτό μπορεί να ξεπεραστεί επιβάλλοντας στην είσοδο του καναλιού μια διαταραχή σταθερής συχνότητας και πεπερασμένου πλάτους. Με την εισαγωγή στο σύστημα συγκεκριμένης συχνότητας διαταραχής δίνεται η δυνατότητα μετάβασης σε μια περιοχή ροής στην οποία θα εξελισσόταν η ροή υγρού υμένα σε ένα κανάλι μεγαλύτερου μήκους υπό την επίδραση μόνο του φυσικού θορύβου.

Από την ανάλυση πειραματικών αποτελεσμάτων της βιβλιογραφίας για την περίπτωση της κατακόρυφης ροής υγρού υμένα προκύπτει η ύπαρξη πέντε πιθανόν καθεστώτων ροής ανάλογα με τον αριθμό Re [Demekhin et al., 2007]. Ένας απλοποιημένος χάρτης των διάφορων καθεστώτων ροής απεικονίζεται στο Σχήμα 2.6.

Η γραμμική θεωρία προβλέπει ότι η πρωταρχική αστάθεια λαμβάνει χώρα σε μηδενικό Re . Παρόλα αυτά για $Re < Re^{(1)} \approx 3-5$, η αστάθεια είναι πολύ ασθενική και στην πραγματικότητα ο υμένας είναι επίπεδος. Τα κύματα στο δεύτερο διάστημα είναι είτε ημιτονοειδή κοντά στο αριστερό όριο ($Re^{(1)}$) ή μοναχικά κοντά στο δεξιό όριο ($Re^{(2)} \approx 40$). Τα κύματα αυτά μπορούν να διαταραχθούν από εγκάρσιες διαταραχές με αποτέλεσμα να προκύπτουν μοναχικά κύματα με καμπυλωμένο μέτωπο, τα οποία διατηρούν το διδιάστατο χαρακτήρα τους. Για $Re > Re^{(2)}$ τα μοναχικά κύματα είναι ασταθή σε εγκάρσιες διαταραχές με αποτέλεσμα να 'σπάνε' σε τρισδιάστατες τοπικές δομές, οι οποίες αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Για την περίπτωση της κατακόρυφης ροής νερού αυτή η πολύπλοκη χωροχρονική συμπεριφορά παρατηρείται μέχρι $Re^{(3)} \approx 400$. Τα κύματα στο συγκεκριμένο καθεστώς ποικίλλουν από 'πεταλοειδή' σολιτονικά κύματα (horseshoe solitons), με καμπυλωμένο μέτωπο κοντά στο αριστερό όριο, μέχρι 'αιχμηρές' δομές επιμηκυμένες κατά

μήκος της ροής (κύματα τύπου 'Λ') στο δεξιό όριο. Το συγκεκριμένο καθεστώς αναφέρεται στη βιβλιογραφία και ως 'επιφανειακή τύρβη' (surface turbulence). Στο τέταρτο καθεστώς ($Re^{(3)} < Re < Re^{(4)} \approx 800-1500$) τα τρισδιάστατα κύματα αναδιοργανώνονται σε μεγάλα 2-D κύματα με δίνες (roll waves), ενώ η εσωτερική ροή (bulk flow) παραμένει ακόμα στρωτή. Για ακόμα μεγαλύτερους Re λαμβάνει χώρα η συνηθισμένη τυρβώδης ροή, όπου η ελεύθερη επιφάνεια καλύπτεται από ήμι-διδιάστατα μεγάλα κύματα με την εσωτερική ροή να είναι πλήρως τυρβώδης.



Σχήμα 2.6. Χάρτης καθεστώτων ροής για κατακόρυφη ροή υπό την επίδραση εξωτερικής διαταραχής

2.6 Διδιάστατα περιοδικά μοναχικά κύματα

Κατά τη διάρκεια των τελευταίων τριών δεκαετιών έχει πραγματοποιηθεί εκτεταμένη μελέτη του 2-D καθεστώτος ροής τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά [Alekseenko et al. (1994), Chang & Demekhin (2002)]. Έχουν μελετηθεί εκτενώς τα χαρακτηριστικά, όπως η ταχύτητα, το ύψος, το μήκος κύματος, αλλά και η δυναμική, δηλαδή οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ γειτονικών κουφών, των μοναχικών κυμάτων.

2.6.1 Πειραματική μελέτη διδιάστατων κυμάτων

Η ερευνητική ομάδα από το Novosibirsk [Nakoryakov et al. (1976), Alekseenko et al. (1985), Alekseenko et al. (1994)] μελέτησε πειραματικά την κατακόρυφη ροή υμένα χρησιμοποιώντας υδατικά διαλύματα γλυκερίνης. Διαπιστώθηκε ότι τα 2-D περιοδικά κύματα που δημιουργούνται από την

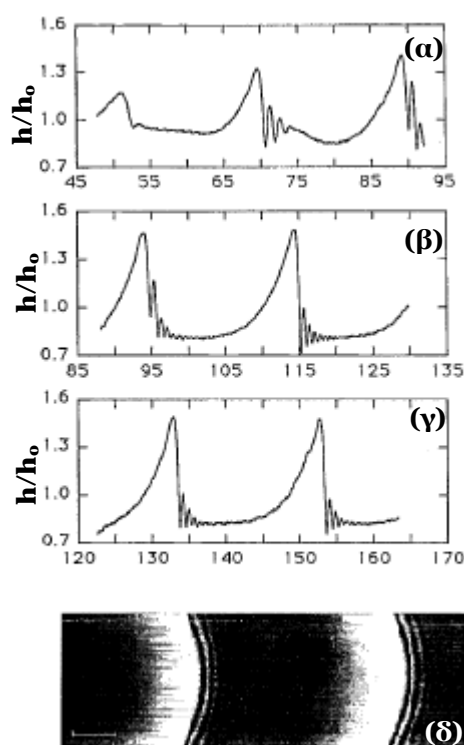
επιβολή μιας διαταραχής με σταθερή συχνότητα στην είσοδο του καναλιού επηρεάζονται έντονα από τις αρχικές συνθήκες και κυρίως από τη συχνότητα της διαταραχής. Επιπλέον, βρέθηκε ότι τα κύματα μόνιμης κατάστασης είναι ανεξάρτητα από το πλάτος της επιβαλλόμενης διαταραχής, εκτός εάν είναι πολύ μικρό οπότε ενδέχεται να κυριαρχήσουν τα κύματα εξαιτίας του φυσικού θορύβου. Συνεπώς, για δεδομένο Re τα περιοδικά κύματα ορίζονται μόνο από τη συχνότητα της διαταραχής. Κύματα χαμηλού πλάτους με ημιτονοειδή μορφή αντιστοιχούν σε υψηλή συχνότητα διαταραχής, ενώ μεγάλου πλάτους και μεγάλου μήκους κύματος κορυφές με απότομο μπροστινό μέρος και μικρούς κυματισμούς προέρχονται από χαμηλή συχνότητα διαταραχής. Να σημειωθεί ότι η εξέλιξη των περιοδικών κυμάτων είναι τα μοναχικά κύματα.

Επιπρόσθετα, μετρήθηκαν οι πειραματικές τιμές του μήκους κύματος, του ύψους και της ταχύτητας των κυμάτων. Βρέθηκε ότι η φασική ταχύτητα αυξάνει με το μήκος κύματος και το ύψος των κυμάτων, ενώ το πάχος του υποστρώματος και το ελάχιστο πάχος του υμένα είναι ανεξάρτητα από την παροχή του ρευστού και το πλάτος των κυμάτων. Αδιαστατοποιώντας την ταχύτητα και το μέγιστο ύψος με τα χαρακτηριστικά (ταχύτητα και ύψος) του αδιατάρακτου υμένα που προκύπτουν από τη λύση Nusselt για τη δεδομένη παροχή βρέθηκε ότι η αδιάστατη ταχύτητα ξεπερνάει τη χαρακτηριστική τιμή 3, η οποία αντιστοιχεί στη φασική ταχύτητα των γραμμικών κυμάτων.

Προκειμένου να μελετήσουν την εξέλιξη των μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής επέβαλαν στην είσοδο μόνο μια τοπική διαταραχή με μεταβαλλόμενο πλάτος και αριθμό Re και κατέγραψαν την αλλαγή του σχήματος και των χαρακτηριστικών των κυμάτων. Βρέθηκε ότι το μέγεθος του κύματος αυξάνει με την κατάντη απόσταση μέχρι να αναπτυχθεί πλήρως το κύμα και να αποκτήσει σταθερά χαρακτηριστικά (μορφή, ύψος, ταχύτητα).

Αργότερα, ο Gollub και οι συνεργάτες του [Liu et al. (1993), Liu & Gollub (1994)] μελέτησαν την εξέλιξη, τα χαρακτηριστικά και τις αλληλεπιδράσεις των μοναχικών κυμάτων για την περίπτωση κεκλιμένης ροής ($L=200$ cm, $W=50$ cm, $\phi=4^\circ-10^\circ$) υδατικών διαλυμάτων γλυκερίνης υπό την επίδραση εξωτερικής διαταραχής ($f=1-15$ Hz) χρησιμοποιώντας τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό. Διαπίστωσαν ότι σε χαμηλές συχνότητες της επιβαλλόμενης διαταραχής εμφανίζονται μοναχικά κύματα, ενώ κορεσμένα περιοδικά κύματα δημιουργούνται σε υψηλές συχνότητες.

Τα αρχικά ημιτονοειδή κύματα κοντά στην είσοδο του καναλιού διαχωρίζονται και αναπτύσσουν απότομο μπροστινό μέρος και ομαλό πίσω καθώς κινείται κατάντη της ροής. Δευτερεύουσες κορυφές δημιουργούνται καθώς αυξάνει το μέγεθος του κύριου μετώπου (Σχήμα 2.7α), μέχρι που επέρχεται ο κορεσμός (Σχήμα 2.7β) και τελικά το μοναχικό κύμα αποκτά τη μόνιμη του κατάσταση, κατά την οποία διαδοχικές κορυφές είναι όμοιες (Σχήμα 2.7γ). Μια φωτογραφία ενός τέτοιου κύματος παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.7δ. Είναι ολοφάνερο ότι το μέτωπο του κύματος είναι καμπυλωμένο ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Οι ερευνητές απέδωσαν την καμπυλότητα στις επιδράσεις των πλαϊνών τοιχωμάτων και υποστήριξαν ότι η ύπαρξη της δεν επηρεάζει τα αποτελέσματα της γραμμικής περιοχής.

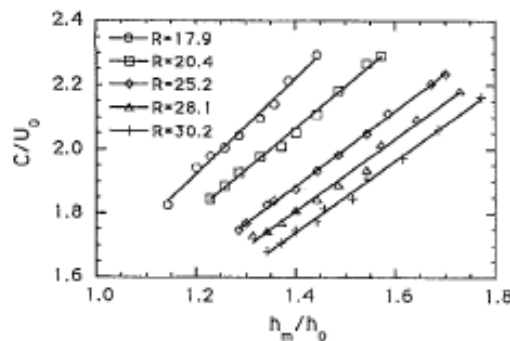


Σχήμα 2.7. (α)-(γ) Εξέλιξη μοναχικών κυμάτων κατάντη της ροής και (δ) φωτογραφία ενός μοναχικού κύματος

Σε μεγάλες συχνότητες διαταραχής το μήκος κύματος μειώνεται με αποτέλεσμα να μην είναι εφικτός ο διαχωρισμός και ο σχηματισμός μοναχικών κυμάτων. Σε ακόμα μεγαλύτερες συχνότητες αρχικά δημιουργούνται βαθουλώματα μπροστά από την κύρια κορυφή, τα οποία κατάντη της ροής προκαλούν το 'σπάσιμο' της και τη δημιουργία

δευτερεύουσας κορυφής. Τέλος, σε πολύ μεγάλες συχνότητες δεν παρατηρήθηκαν δευτερεύουσες κορυφές, αλλά ο σχηματισμός κορεσμένων σχεδόν ημιτονοειδών περιοδικών κυμάτων.

Με τη χρήση της αδιαστατοποίησης που αναφέρθηκε προηγουμένως, καταδεικνύεται ότι η ταχύτητα του κύματος είναι ανάλογη του ύψους της κορυφής (Σχήμα 2.8). Ωστόσο, η γραμμική ταχύτητα των μοναχικών δεν είναι σταθερή και είναι εμφανώς χαμηλότερη από τη θεωρητική τιμή. Τέλος, οι Liu & Gollub μελέτησαν τη δημιουργία μοναχικών κυμάτων εξαιτίας της αλληλεπίδρασης περιοδικών κορεσμένων κυμάτων και τη συγχώνευση μεταξύ δύο μοναχικών κυμάτων.



Σχήμα 2.8. Εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το ύψος των μοναχικών κυμάτων

Οι Nosoko et al. (1996) μελέτησαν τα χαρακτηριστικά 2-D κυμάτων για την κατακόρυφη ροή νερού σε συχνότητες επιβαλλόμενης διαταραχής μέχρι 30 Hz. Εφαρμόζοντας διαστατική ανάλυση (Πι θεώρημα του Buckingham) κατέληξαν σε αδιάστατες ομάδες, οι οποίες περιγράφουν ικανοποιητικά τα πειραματικά τους αποτελέσματα αλλά και αποτελέσματα της βιβλιογραφίας.

$$h_{\max} \cdot \left(\frac{g}{v^2}\right)^{1/3} = 0.425 \cdot \left(\frac{\rho^3 \cdot v^4 \cdot g}{\gamma^3}\right)^{0.019} \cdot \frac{c}{(v \cdot g)^{1/3}} \Leftrightarrow N_{hp} = 0.425 \cdot K_F^{0.019} \cdot N_{uw}^{5/4} \quad (2.39)$$

όπου

$$K_F: \text{αδιάστατη ομάδα φυσικών ιδιοτήτων, } K_F = \left(\frac{1}{Ka}\right)^3$$

N_{hp} : αδιάστατο ύψος κύματος

N_{uw} : αδιάστατη φασική ταχύτητα

Οι Vlachogiannis & Bontozoglou (2001) παρουσίασαν πειραματικά αποτελέσματα για κεκλιμένη ροή νερού και υδατικών διαλυμάτων γλυκερίνης ($L=80$ cm, $W=25$ cm, $\phi=2^\circ-10^\circ$, $f=0.1-1$ Hz). Πιο συγκεκριμένα, μελέτησαν συστηματικά την εξέλιξη και την αλληλεπίδραση των μοναχικών κυμάτων. Οι παρατηρήσεις της μορφής των μοναχικών κυμάτων έρχονται σε συμφωνία με τις αντίστοιχες των Liu & Gollub (1994), δηλαδή ότι το μέτωπο τους είναι στην πραγματικότητα καμπυλωμένο ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Επιπλέον, διαπίστωσαν ότι η χρονική διάρκεια της διαδικασίας συγχώνευσης μοναχικών κυμάτων είναι ανάλογη της διαφοράς ύψους μεταξύ των αλληλεπιδρώντων κορυφών και, συνεπώς, κορυφές ίδιου ύψους δεν μπορούν να συγχωνευθούν. Επίσης, αν η διαφορά ύψους είναι μικρότερη από το 10% του πάχους κατά Nusselt, τότε τα κύματα πλησιάζουν αρκετά χωρίς να συγχωνεύονται, αλλά κινούνται μαζί κατά μήκος της ροής. Κατά τη διάρκεια της αλληλεπίδρασης παρατηρήθηκαν διάφορα μεταβατικά φαινόμενα, όπως η υποχώρηση των προπορευόμενων τριχοειδών κυμάτων και η επανεμφάνιση τους όταν το νέο κύμα αποκτήσει την τελική του μορφή και τέλος η δημιουργία ενός υπερυψωμένου υποστρώματος πίσω από το νέο κύμα. Να σημειωθεί ότι το πάχος της υπερυψωμένης ουράς μειώνεται εκθετικά με το χρόνο και ότι αυτή για την περίπτωση του νερού είναι εξαιρετικά ασταθής (αστάθεια ουράς). Η αστάθεια αυτή αποσβένεται αν δεν ακολουθεί μοναχικό κύμα ή εγκλωβίζεται μεταξύ κοντινών κορυφών με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός νέου κύματος. Τα αποτελέσματα αυτά επιβεβαιώθηκαν αργότερα και με προσομοίωση της ροής από τους Malamataris et al. (2002).

Πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στην παραπάνω πειραματική διάταξη, αλλά και ταυτόχρονη υπολογιστική έρευνα [Argyriadi et al., 2004], σε χαμηλές συχνότητες διαταραχής (0.25-6 Hz) φανέρωσαν ότι υπάρχει μια οριακή συχνότητα, η οποία εξαρτάται από τη γωνία κλίσης, χαμηλότερα από την οποία καταστρέφεται η κανονικότητα των παραγόμενων κυμάτων εξαιτίας της δημιουργίας παρασιτικών κορυφών μεταξύ διαδοχικών μοναχικών κυμάτων. Συγκρίνοντας μοναχικά κύματα μεταξύ διαφορετικών συχνοτήτων διαπίστωσαν ότι για σταθερό Re και γωνία κλίσης το ύψος τους δεν επηρεάζεται από την ύπαρξη ή μη παρασιτικών κυμάτων. Κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι οι παρασιτικές κορυφές δεν δημιουργούνται εξαιτίας

κάποιας αστάθειας του υποστρώματος, αλλά προέρχονται από βαθουλώματα που εμφανίζονται στην ουρά ενός αναπτυσσόμενου μοναχικού κύματος.

Οι Moran et al. (2002) μελετώντας την κεκλιμένη ροή ($L=1.92$ m, $W=80$ mm, $\varphi=45^\circ$) ενός 'silicone oil' υπό την επίδραση του φυσικού θορύβου πρότειναν τις Εξ. (2.40) και (2.41) για τον προσδιορισμό του μέσου πάχους του υμένα, h_{mean} , και της μέσης ταχύτητας, U_{mean} . Στην ουσία πρόκειται για μια παραλλαγή της λύσης του Nusselt. Οι εξισώσεις αυτές συσχετίζουν ικανοποιητικά και άλλα πειραματικά αποτελέσματα της βιβλιογραφίας.

$$h_{mean} = 0.97 \cdot \left(\frac{v^2}{g \cdot \sin \varphi} \right)^{1/3} \cdot Re^{1/3} \quad (2.40)$$

$$U_{mean} = \frac{g \cdot \cos \varphi}{3 \cdot v} \cdot (h_{mean})^2 \quad (2.41)$$

Σε παρόμοια έρευνα με την παραπάνω, οι Lel et al. (2005) εφάρμοσαν δύο διαφορετικές πειραματικές τεχνικές για τη μέτρηση του πάχους υμένα σε κεκλιμένη ροή ($L=160$ cm, $W=24$ cm, $\varphi=13^\circ-90^\circ$) χρησιμοποιώντας ως ρευστά 'silicone oils'. Πρότειναν τους παρακάτω εμπειρικούς συσχετισμούς, οι οποίοι περιγράφουν ικανοποιητικά τα πειραματικά τους αποτελέσματα ($\pm 20\%$), αλλά και παρόμοια αποτελέσματα άλλων ερευνητών ($\pm 10\%$) για $Re < 150$.

$$\frac{h_{mean}}{\left(\frac{g \cdot \sin \varphi}{v^2} \right)^{1/3}} = 1 + 0.615 \cdot Re^{0.47} \quad (2.42)$$

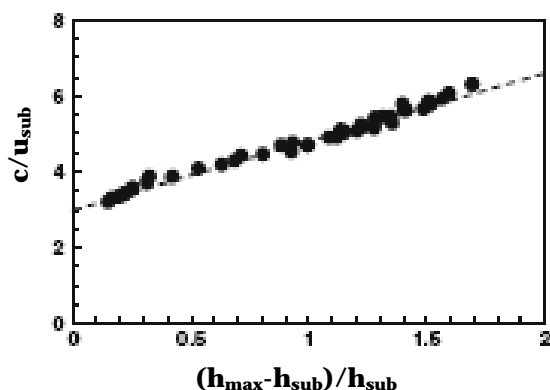
$$\frac{c}{(v \cdot g \cdot \sin \varphi)^{1/3}} = 5.5 \cdot Re^{0.36} \quad (2.43)$$

Πρόσφατα, οι Tihon et al. (2006) διερεύνησαν τα χαρακτηριστικά μοναχικών κυμάτων σε κεκλιμένη ροή ($L=2$ m, $W=220$ cm, $\varphi=5^\circ$, $f=0.5-2.5$ Hz) και διαπίστωσαν ότι αν το ύψος και η φασική ταχύτητα τους αδιαστατοποιηθούν με τις αντίστοιχες τιμές του πάχους και της ταχύτητας, δηλαδή της ταχύτητας που υπολογίζεται από τη λύση Nusselt για ύψος, h_{sub} , του υποστρώματος τότε τα δεδομένα συσχετίζονται ικανοποιητικά (Σχήμα 2.9). Το γεγονός αυτό υποδηλώνει ότι τα μοναχικά κύματα μπορούν να θεωρηθούν ως ανεξάρτητες δομές, οι οποίες 'ταξιδεύουν' πάνω στο ομοιόμορφο υπόστρωμα και επίσης ότι η κατάλληλη βάση σύγκρισης δεν είναι

το ίδιο πάχος Nusselt αλλά το ίδιο πάχος υποστρώματος. Από τα πειραματικά δεδομένα προέκυψε η Εξ. (2.44).

$$\frac{c}{u_{\text{sub}}} - 3 \approx 1.8 \cdot \frac{h_{\text{max}} - h_{\text{sub}}}{h_{\text{sub}}} \quad (2.44)$$

Δηλαδή, η σχέση μεταξύ φασικής ταχύτητας και ύψους είναι γραμμική και μάλιστα η γραμμική ταχύτητα προσεγγίζει τη θεωρητική τιμή.



Σχήμα 2.9. Εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το ύψος των μοναχικών κυμάτων

Οι Meza & Balakotaiah (2008) πραγματοποίησαν πειράματα σε κατακόρυφο κυλινδρικό αγωγό ($L=7$ m, $d=38.1$ mm) χωρίς την επιβολή διαταραχής χρησιμοποιώντας νερό και υδατικά διαλύματα γλυκερίνης. Στα περισσότερα πειραματικά αποτελέσματα η καμπυλότητα του αγωγού βρέθηκε ότι δεν επηρεάζει το μέγιστο πλάτος των κυμάτων, ενώ όλα εκφράστηκαν συναρτήσει των αδιάστατων αριθμών Ka και We . Κατέληξαν ότι το μέσο πλάτος των κυμάτων αυξάνει μονότονα με τον αριθμό We (ή με αύξηση του Re) και προσεγγίζει ασυμπτωτικά μια τιμή. Για ιξώδη ρευστά ($2 < Ka < 200$) το πλάτος των κυμάτων προσεγγίζει περίπου την τριπλάσια τιμή του πάχους Nusselt, ενώ για ρευστά με μικρό ιξώδες ($200 < Ka < 3890$) το πλάτος των κυμάτων προσεγγίζει περίπου 10 φορές το πάχος Nusselt. Όσον αφορά τη ταχύτητα των κυμάτων διαπίστωσαν ότι μεταβάλλεται γραμμικά με το πλάτος των κυμάτων σύμφωνα με τη σχέση:

$$\frac{c}{u_N} = 2.0064 \cdot \frac{h_{\text{max}}}{h_N} + 0.1302 \Rightarrow \frac{c}{u_N} = 2.0064 \cdot \frac{h_{\text{max}} - h_N}{h_N} + 2.1366 \quad (2.45)$$

2.6.2 Θεωρητική μελέτη διδιάστατων κυμάτων

Όπως γίνεται αντιληπτό από όσα έχουν αναφερθεί μέχρι τώρα, η ροή υγρού υμένα περιλαμβάνει ποικίλες μεταπτώσεις μεταξύ διαφορετικών μορφών κυμάτων. Ωστόσο, αξιοσημείωτη είναι η σταθερότητα των μοναχικών κυμάτων, η οποία παρακίνησε θεωρητικές προσπάθειες προσέγγισης των δομών αυτών με έμφαση στην περιγραφή της εξέλιξης τους και δυναμικής τους. Απαραίτητη προϋπόθεση προκειμένου να περιγραφούν θεωρητικά τα μοναχικά κύματα είναι η επίλυση μη-γραμμικών εξισώσεων. Το γεγονός αυτό επιτεύχθηκε τις τελευταίες τρεις δεκαετίες οπότε και η εξέλιξη των υπολογιστικών μεθόδων ήταν ραγδαία, εξαιτίας της τεράστιας ανάπτυξης της υπολογιστικής δύναμης.

Οι θεωρητικές προσεγγίσεις του προβλήματος της ροής υγρού υμένα έχουν επικεντρωθεί στην ανάπτυξη διαταραχών μικρού μεγέθους ανάλογου του λόγου πάχους υμένα προς μήκος κύματος. Στις προσεγγιστικές εξισώσεις εξέλιξης του πάχους του υμένα εισάγονται λύσεις μόνιμα κινούμενων κυμάτων [π.χ. Benney (1966), Pumir et al. (1983), Joo et al. (1991), Chang et al. (1993), Nguyen & Balakotaiah (2000)]. Οι εξισώσεις που προκύπτουν έχουν αναλυθεί με τη βοήθεια της θεωρίας διακλάδωσης (**bifurcation theory**) και επίσης έχουν εξεταστεί εξονυχιστικά με αριθμητικές μεθόδους αποφέροντας πληθώρα λύσεων.

Το πρόβλημα της αλληλεπίδρασης των μοναχικών κυμάτων έχει επίσης μελετηθεί θεωρητικά. Η συγχώνευση μοναχικών κορυφών έχει προσομοιωθεί με αριθμητική ολοκλήρωση των προσεγγιστικών εξισώσεων εξέλιξης και προτάθηκε μια λεπτομερής θεωρία της ασθενούς μη γραμμικής αλληλεπίδρασης της ουράς μιας προπορευόμενης κορυφής με τα μοναχικά κύματα της κορυφής που ακολουθεί [Chang et al., 1995].

Ένας διαφορετικός τρόπος αντιμετώπισης του προβλήματος της ροής υγρού υμένα είναι η χρήση υπολογιστικών μεθόδων. Ωστόσο, η αριθμητική προσομοίωση των γενικών εξισώσεων Navier-Stokes δεν είναι πολύ διαδεδομένη. Η πιο κοινή υπολογιστική διατύπωση είναι η χρήση περιοδικών οριακών συνθηκών στην είσοδο και στην έξοδο του πεδίου ροής. Με τον τρόπο αυτό ξεπερνιέται το πρόβλημα εκροής, αλλά δεν λαμβάνονται υπόψη μη μόνιμες καταστάσεις και μη περιοδικά φαινόμενα. Αντίθετα, ανακτώνται

περιοδικά και πλήρως ανεπτυγμένα μοναχικά κύματα. Επομένως, είναι εφικτή η σύγκριση με τις μόνιμες λύσεις που προκύπτουν από τις απλοποιημένες εξισώσεις Navier-Stokes βάσει της ανάπτυξης μεγάλου μήκους κύματος (*long-wave expansion*), αλλά δεν μπορούν να συγκριθούν απευθείας με πειραματικά δεδομένα που περιγράφουν τη χωροχρονική εξέλιξη συναγωγικών ασταθειών.

Η αντιμετώπιση της ροής ως πρόβλημα αρχικής τιμής και η αριθμητική ολοκλήρωση των χρονικά εξαρτημένων εξισώσεων αποτελεί έναν εναλλακτικό τρόπο επίλυσης [π.χ. Ramaswamy et al. (1996), Malamataris et al. (2002)]. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται η μη γραμμική χωρική εξέλιξη μιας συναγωγικής αστάθειας και, επομένως, τα τελικά αποτελέσματα μπορούν να συγκριθούν με τα πειραματικά αποτελέσματα.

Ορισμένοι ερευνητές, όπως οι Ramaswamy et al. (1996), Malamataris et al. (2002) και Scheid et al. (2006) συνέκριναν τα θεωρητικά αποτελέσματα με πειραματικές τιμές του ύψους των μοναχικών κυμάτων [Liu & Gollub, 1994] και διαπίστωσαν ότι η θεωρητική προσέγγιση προβλέπει μεγαλύτερες τιμές του μέγιστου πάχους. Οι Scheid et al. (2006) υποστήριξαν ότι η ιδιαιτερότητα αυτή πιθανόν να οφείλεται στο γεγονός ότι οι θεωρητικές προσεγγίσεις δεν λαμβάνουν υπόψη την παρατηρούμενη εγκάρσια καμπυλότητα του μετώπου των μοναχικών κυμάτων στα πειράματα.

2.7 Τρισδιάστατα κύματα

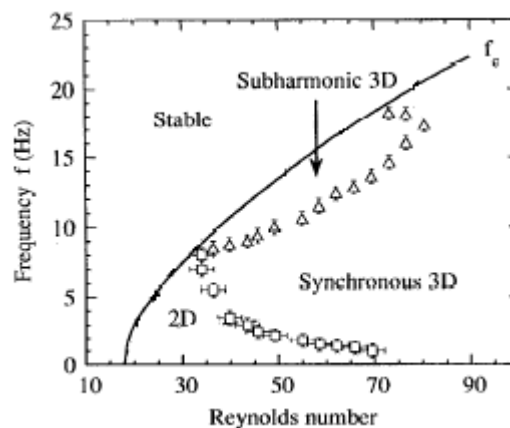
Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η ροή υγρού υμένα είναι ασταθής σε διαταραχές μεγάλου μήκους κύματος όταν ο αριθμός Re υπερβεί μια συγκεκριμένη κρίσιμη τιμή, η οποία εξαρτάται από τη γωνία κλίσης του καναλιού. Η εξέλιξη της αστάθειας κατάντη της ροής ή/και με περαιτέρω αύξηση του Re έχει ως αποτέλεσμα τα πλήρως ανεπτυγμένα κύματα να μετατραπούν σε τρισδιάστατες δομές, παρόλο που κοντά στην είσοδο είναι πάντα 2-D. Συνεπώς, υπάρχει ένας ακόμα κρίσιμος Re , ο οποίος περιγράφει τη μετάπτωση από το καθεστώς των 2-D σε 3-D κύματα.

Παρόλη την εκτενή βιβλιογραφία σχετικά με τη ροή υγρού υμένα, οι αναφορές είτε πειραματικές είτε θεωρητικές στη μετάπτωση στη 3-D περιοχή και τα χαρακτηριστικά των κυμάτων που δημιουργούνται είναι

περιορισμένες, αφού το μεγαλύτερο μέρος αυτών έχει επικεντρωθεί κυρίως στα 2-D μοναχικά κύματα. Ο κυριότερος λόγος που εμπόδισε τουλάχιστον την πειραματική μελέτη των 3-D κυμάτων είναι το γεγονός ότι το συγκεκριμένο καθεστώς κυριαρχείται από χαοτικές δομές και αλληλεπιδράσεις μεταξύ κυμάτων. Επιπλέον, το μήκος της διάταξης που απαιτείται για την πλήρη ανάπτυξη της ροής πιθανόν να είναι μεγαλύτερο σε σχέση με το μήκος που απαιτείται στην περίπτωση των 2-D κυμάτων. Το εμπόδιο αυτό, όπως θα συζητηθεί στη συνέχεια, μπορεί να υπερνικηθεί με την επιβολή επιπλέον 3-D διαταραχών σε 2-D ανεπτυγμένα κύματα.

2.7.1 Μεταπτώσεις από 2-D σε 3-D κύματα

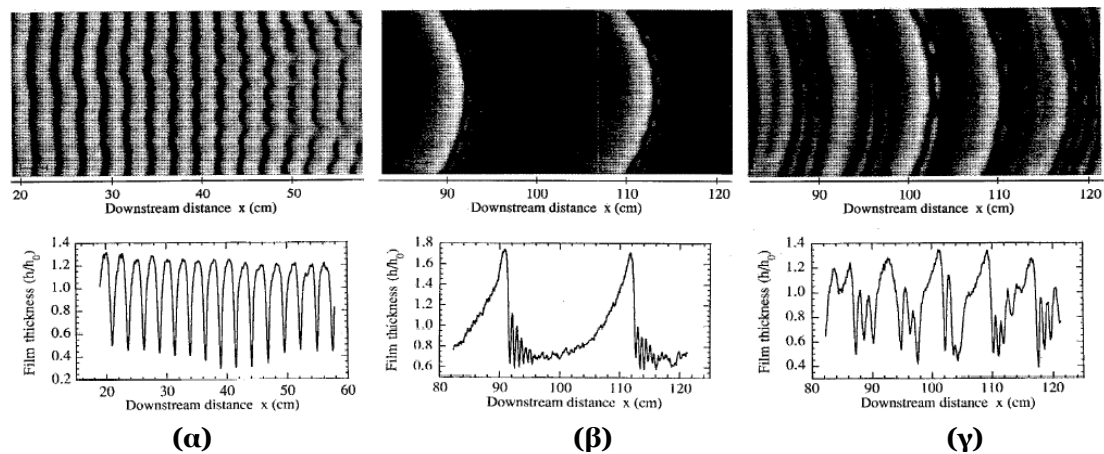
Για την περίπτωση κεκλιμένης ροής οι Liu et al. (1994) μελέτησαν πειραματικά ($L=2$ m, $W=220$ cm, $\phi=2.5^\circ-7^\circ$, $f=1.4-14$ Hz, 31% υδατικό διάλυμα γλυκερίνης) τις δευτερεύουσες 3-D αστάθειες και τις 3-D μεταπτώσεις. Δύο ευδιάκριτες μορφές 3-D αστάθειας παρατήρησαν στα πειράματα που πραγματοποίησαν, η εμφάνιση των οποίων χαρακτηρίζεται από μια κρίσιμη συχνότητα διαταραχής (ή από έναν κρίσιμο αριθμό Re). Τα όρια δημιουργίας τους απεικονίζονται στο Σχήμα 2.10 για συγκεκριμένη γωνία κλίσης ($\phi=4^\circ$).



Σχήμα 2.10. Διαχωρισμός των τρισδιάστατων ασταθειών συναρτήσει της συχνότητας διαταραχής και του αριθμού Re

Η συγχρονισμένη αστάθεια εμφανίζεται με τη μορφή εγκάρσιων περιοδικών διαμορφώσεων στις ρηχές περιοχές των 2-D κυμάτων, όπου τελικά αναπτύσσονται σε απομονωμένα βαθουλώματα. Στο Σχήμα 2.11

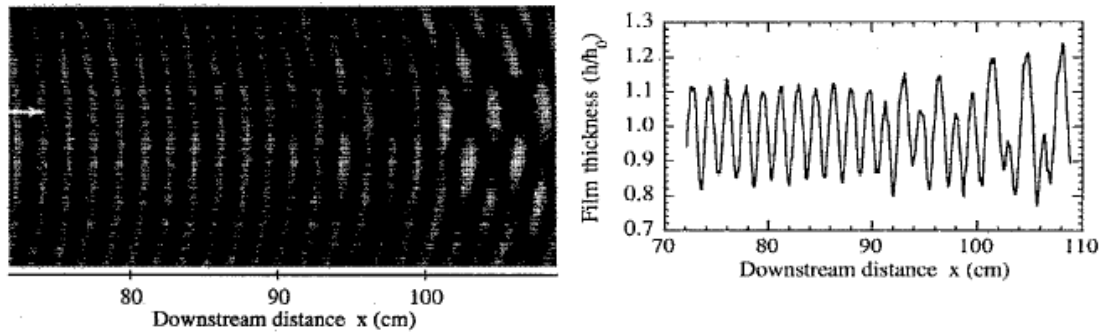
απεικονίζεται η συγχρονισμένη αστάθεια για τρεις συχνότητες της επιβαλλόμενης διαταραχής: α) για υψηλή συχνότητα οπότε δημιουργούνται κορεσμένα περιοδικά κύματα, β) για χαμηλή συχνότητα όπου εμφανίζονται μοναχικά κύματα και γ) για ενδιάμεση συχνότητα η οποία προκαλεί πολλαπλά κύματα. Ταυτόχρονα απεικονίζεται και το προφίλ του πάχους κατά μήκος του κέντρου του καναλιού. Η περίοδος του βασικού κύματος κατά μήκος της ροής είναι ίδια με αυτήν των πρωταρχικών 2-D κυμάτων, ενώ το εγκάρσιο μήκος κύματος των διαμορφώσεων είναι αρκετά μεγαλύτερο από το πάχος του υμένα, συγκρίσιμο με το μήκος κύματος κατάντη της ροής και αυξάνεται με τον αριθμό Re .



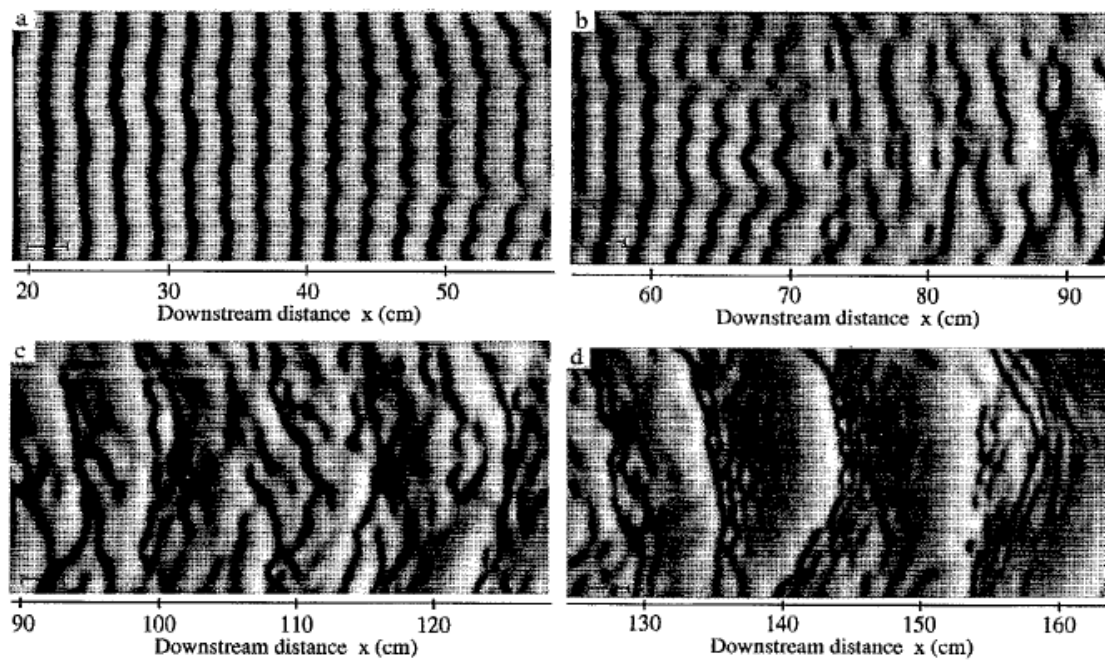
Σχήμα 2.11. Συγχρονισμένη αστάθεια για α) $\phi=6.4^\circ$, $Re=72$, $f=10$ Hz, β) $\phi=4^\circ$, $Re=73$, $f=1.4$ Hz και γ) $\phi=4^\circ$, $Re=62$, $f=3$ Hz

Η δεύτερη μορφή είναι η δομή ‘ψαροκόκαλο’ (herringbone pattern), η οποία είναι αποτέλεσμα της υποαρμονικής αστάθειας (subharmonic instability). Εμφανίζεται για υψηλές συχνότητες της διαταραχής και προκαλεί διπλασιασμό της περιόδου των 2-D κυμάτων (Σχήμα 2.12). Οι ίδιοι ερευνητές μελέτησαν την εξέλιξη των 3-D κυμάτων κατάντη της ροής και κατέληξαν ότι το είδος της αστάθειας, το οποίο θα προκαλέσει τη μετάπτωση από 2-D σε 3-D, δεν επηρεάζει την τελική μορφή των 3-D δομών. Μάλιστα, διαπίστωσαν ότι η τελική μορφή είναι μοναχικά κύματα πλήρους αταξίας (Σχήμα 2.13).

Μια δεκαετία αργότερα οι Scheid et al. (2006) κατάφεραν να ανακτήσουν θεωρητικά ορισμένα από τα αποτελέσματα των Liu et al. (1994) για την περίπτωση περιοδικών 3-D κυμάτων. Για το σκοπό αυτό επέκτειναν σε τρεις κατευθύνσεις ένα 2-D μοντέλο (average model) ώστε να ληφθούν υπόψη οι εγκάρσιες διαταραχές.



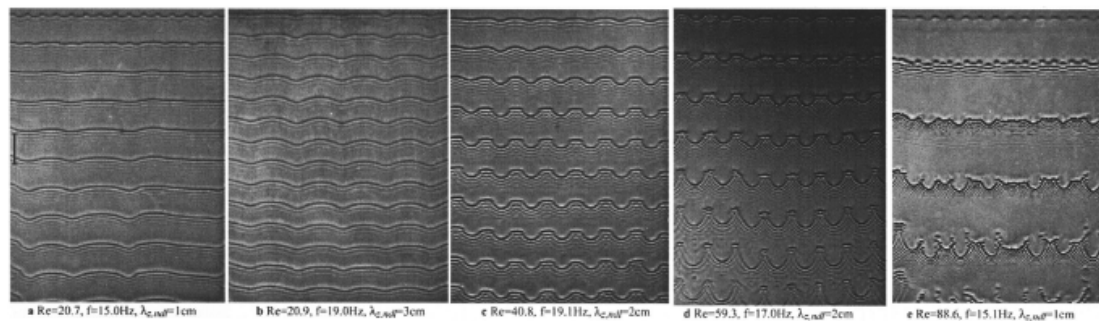
Σχήμα 2.12. Δομή 'φαροκόκαλο' για $\varphi=4^\circ$, $Re=51$, $f=14$ Hz



Σχήμα 2.13. Εξέλιξη των 3-D κυμάτων και δημιουργία μοναχικών κυμάτων πλήρους αταξίας

Οι Park & Nosoko (2003) μελέτησαν την εξέλιξη, την ευστάθεια σε 3-D διαταραχές και τη μετάπτωση των μοναχικών κυμάτων σε 3-D κύματα σε κατακόρυφη ροή νερού επιβάλλοντας στη ροή ταυτόχρονα δύο διαταραχές, μια χρονική και μια χωρική. Με τη δεύτερη επιβάλλεται στον υμένα μια εγκάρσια διαταραχή με σταθερή αλλά μεταβλητή εγκάρσια απόσταση. Ο τρόπος επιβολής της ήταν με τη χρήση μιας σειράς ακίδων, οι οποίες έρχονταν σε επαφή με τον υμένα κοντά στην είσοδο της διάταξης. Παρατήρησαν ότι η μετάπτωση λαμβάνει χώρα σε $Re \approx 40$. Σε χαμηλότερο Re τα 2-D κύματα είναι ευσταθή σε εγκάρσιες διαταραχές μικρού μήκους κύματος, αλλά είναι ασταθή απέναντι σε μεγαλύτερου μήκους κύματος διαταραχές (>2 cm). Όπως

φαίνεται και στο Σχήμα 2.14α-γ σχηματίζονται εγκάρσιες διαμορφώσεις στο μέτωπο των κυμάτων. Σε μεγαλύτερους Re οι εγκάρσιες διαμορφώσεις μετατρέπονται σε ένα πλήθος από 'πεταλοειδή' κύματα (Σχήμα 2.14δ-ε), τα οποία στη συνέχεια προκαλούν την 'αποσύνθεση' του κύριου μετώπου και το 'σπάσιμο' του ανάμεσα στις 'πεταλοειδής' δομές. Αξίζει να σημειωθεί ότι η μορφή των 'πεταλοειδών' κυμάτων είναι όμοια με αυτήν των μοναχικών, δηλαδή αποτελείται από μία απότομη κορυφή της οποίας προηγούνται τριχοειδή κύματα. Τα τριχοειδή κύματα καμπυλώνονται κατά μήκος του μετώπου των 'πεταλοειδών' κυμάτων, η καμπυλότητα του οποίου αυξάνεται με αύξηση του Re .

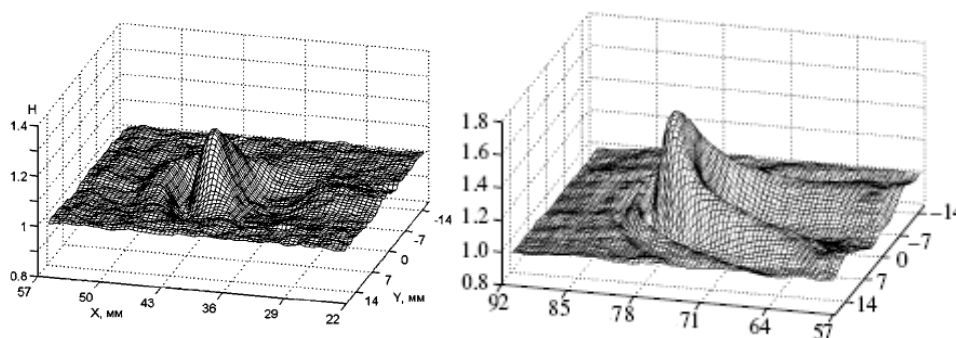


Σχήμα 2.14. Απεικόνιση εξέλιξης κυμάτων υπό την επίδραση χωροχρονικής διαταραχής

Οι *Alekseenko et al. (2005 a,b)* εφάρμοσαν μια διαφορετική τεχνική για την επιβολή 3-D διαταραχών σε κατακόρυφη ροή υμένα. Με τη χρήση κατάλληλου εκβολέα, εκτόξευαν ποσότητα ρευστού στον υμένα κοντά στην είσοδο του καναλιού δημιουργώντας με τον τρόπο αυτό ένα 3-D μοναχικό κύμα (Σχήμα 2.15). Μεταβάλλοντας την ταχύτητα και την ποσότητα του ρευστού που εκβάλλεται διαπίστωσαν ότι υπό συγκεκριμένες συνθήκες δημιουργείται ένα μόνιμο 3-D καθεστώς, δηλαδή μια περιοχή όπου τα χαρακτηριστικά των 3-D 'πεταλοειδών' κυμάτων δεν μεταβάλλονται κατάντη της ροής. Τα συγκεκριμένα αποτελέσματα έχουν επιβεβαιωθεί και αριθμητικά από τους *Demekhin et al. (2007c)*.

Πρόσφατα, οι ερευνητικές ομάδες των *Demekhin* και *Kalliadasis* δημοσίευσαν μια σειρά από θεωρητικές εργασίες [*Kalaidin et al. (2005, 2006)*, *Demekhin et al. (2007a,b)*], στις οποίες παρουσιάζεται μια συστηματική μελέτη της ευστάθειας των 2-D και 3-D κυμάτων και της μορφής των λεγόμενων Λ κυμάτων. Να σημειωθεί ότι το σύνολο των αποτελεσμάτων

που αναφέρουν αντιστοιχούν σε ρευστά με μεγάλο αριθμό Ka , ενώ τα παρουσίασαν συναρτήσει της παραμέτρου δ , ο οποίος έχει προταθεί στη βιβλιογραφία και ονομάζεται γενικευμένος αριθμός Reynolds. Η παράμετρος δ συνδυάζει τους αριθμούς Re και Ka σύμφωνα με την Εξ. (2.46).



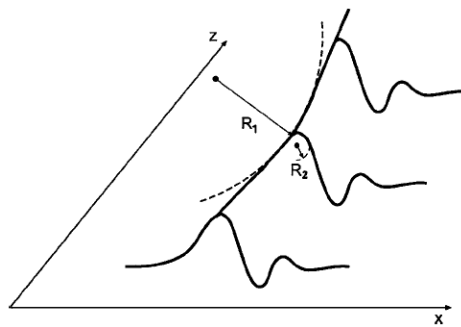
Σχήμα 2.15. (α) Δημιουργία ενός 3-D μοναχικού κύματος και (β) μορφή ενός μόνιμου ‘πεταλοειδούς’ κύματος

$$\delta = \frac{Re^{11/9}}{3^{7/9} \cdot 5 \cdot Ka^{1/3}} \quad (2.46)$$

Για την περίπτωση κατακόρυφης ροής διαπίστωσαν ότι τα 2-D μοναχικά κύματα είναι πάντοτε γραμμικά ασταθή σε εγκάρσιες διαταραχές και υποστήριξαν ότι ο φυσικός μηχανισμός, ο οποίος ευθύνεται για την αστάθεια της ροής είναι παρόμοιος με την αστάθεια Rayleigh ενός υγρού κυλίνδρου (π.χ. jet). Στο Σχήμα 2.16 απεικονίζεται η αστάθεια, σύμφωνα με την οποία υπάρχουν δύο καμπυλότητες. Η καμπυλότητα κατάντη της ροής (R_2) η οποία αποσταθεροποιεί τη κορυφή και η εγκάρσια καμπυλότητα (R_1) η οποία έχει σταθεροποιητικό ρόλο. Επίσης, αναφέρουν ότι τα 2-D μοναχικά κύματα είναι ασταθή σε 3-D διαταραχές μόνο αν οι τριχοειδής δυνάμεις είναι σημαντικές [Demekhin et al., 2007a].

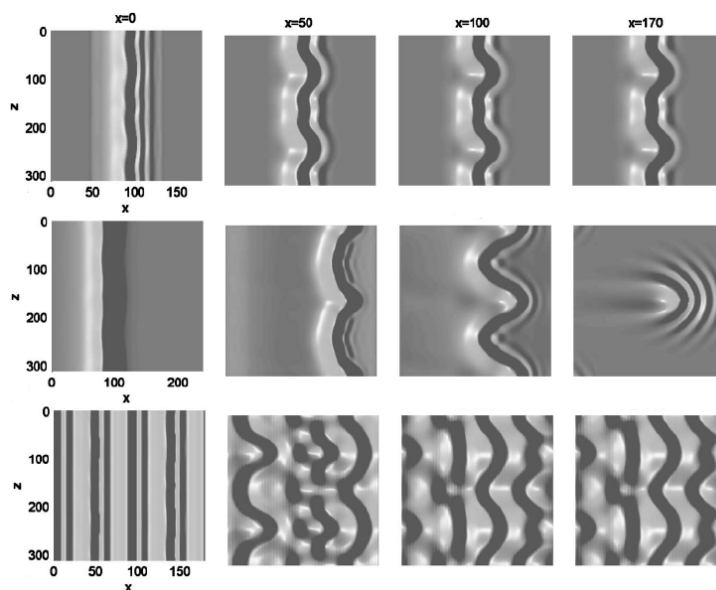
Τα παραπάνω συμπεράσματα έρχονται σε αντίθεση με τις πειραματικές παρατηρήσεις. Δηλαδή, στην πραγματικότητα τα 2-D κύματα δεν είναι ασταθή για όλο το εύρος των αριθμών Re . Για το λόγο αυτό εξέτασαν στη συνέχεια τη μη-γραμμική αστάθεια των 2-D μοναχικών κυμάτων και διαπίστωσαν ότι υπάρχει ένας κρίσιμος γενικευμένος αριθμός Re (δ) για την τελική ‘καταστροφή’ των μοναχικών κυμάτων. Για χαμηλότερες τιμές της παραμέτρου δ η επιβολή μιας εγκάρσιας διαταραχής σε ένα απομονωμένο μοναχικό κύμα έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία εγκάρσιων διαταραχών

(Σχήμα 2.17α), ενώ σε μεγαλύτερες τιμές προκαλεί την πλήρη καταστροφή των μοναχικών κορυφών και την εμφάνιση 3-D δομών τύπου Λ (Σχήμα 2.17β). Στην πρώτη περίπτωση προέκυψε μάλιστα ότι από ένα σημείο και έπειτα το κύμα αποκτάει τη μόνιμη του κατάσταση και ότι τα χαρακτηριστικά του (ταχύτητα και πλάτος) δεν διαφέρουν πολύ από τα αντίστοιχα του αρχικού μοναχικού κύματος. Τέλος, επιβάλλοντας διαταραχές σε περιοδικά μοναχικά κύματα προέκυψε ένα νέο χαοτικό καθεστώς ροής (Σχήμα 2.17γ). Επιπλέον, μελετώντας την ευστάθεια 2-D κυμάτων σε σχετικά χαμηλές κλίσεις για την περίπτωση κεκλιμένης ροής διαπίστωσαν ότι αυτά είναι ευσταθή, γεγονός που έρχεται σε συμφωνία με τις πειραματικές παρατηρήσεις των Liu et al. (1995) [Demekhin et al., 2007a].

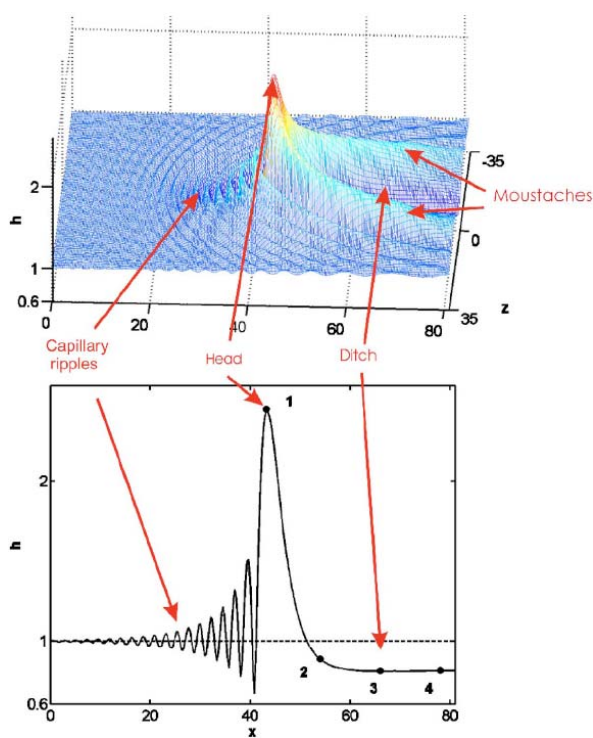


Σχήμα 2.16. Ο φυσικός μηχανισμός της αστάθειας των 2-D κυμάτων σύμφωνα με τους

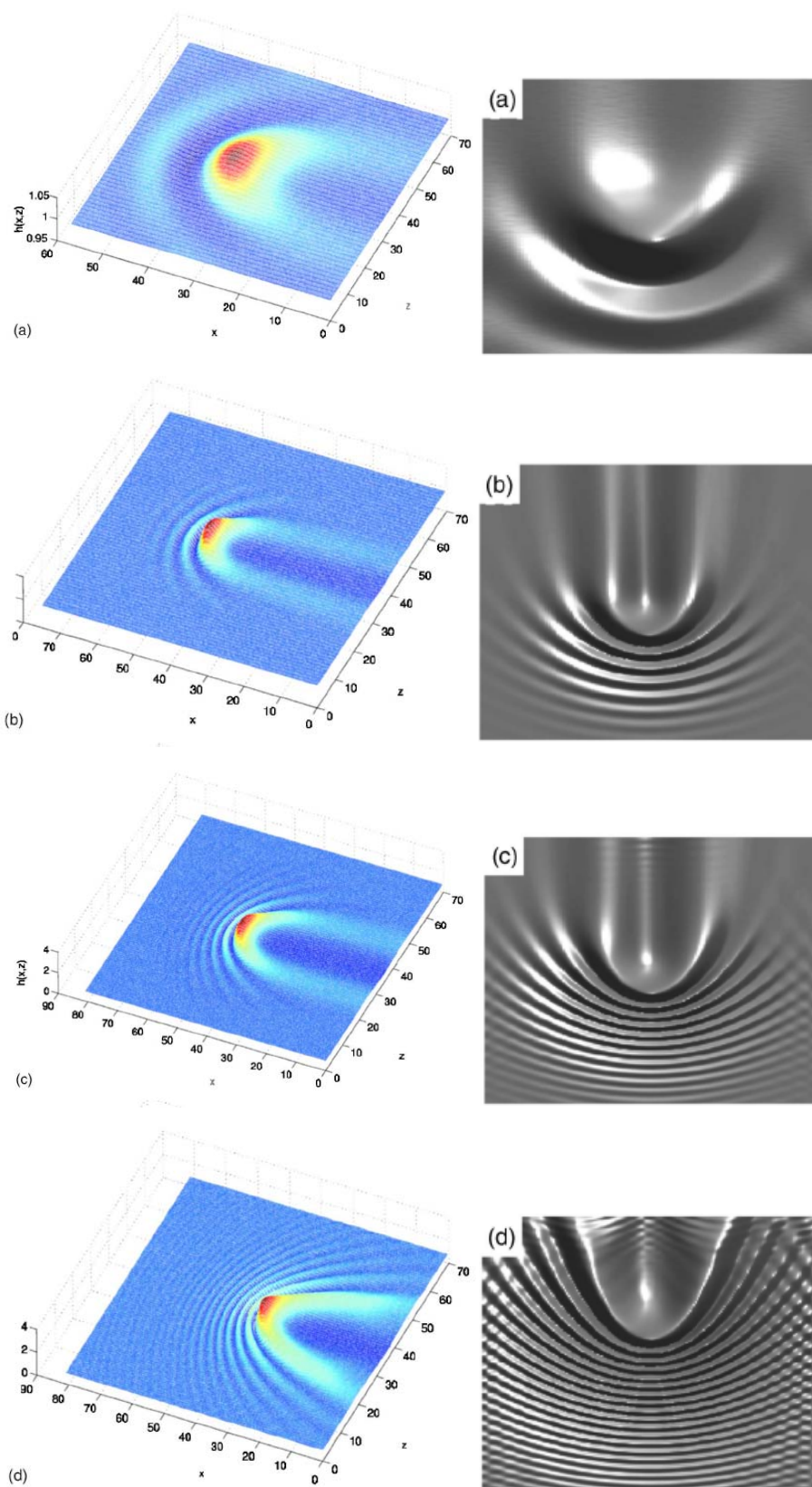
Στη συνέχεια μελέτησαν συστηματικά τις δομές τύπου 'Λ' [Demekhin et al., 2007b]. Δημιούργησαν αριθμητικά μια δομή τύπου 'Λ' (Σχήμα 2.18), η οποία χαρακτηρίζεται από ένα μέτωπο (head) με μεγάλη καμπυλότητα με τριχοειδή κύματα να προπορεύονται και δύο κεκλιμένα 'μουστάκια' να εκτείνονται πίσω από το μέτωπο. Ακριβώς πίσω από το μέτωπο και ανάμεσα στα 'μουστάκια' δημιουργείται ένα μεγάλο βαθύλωμα. Με αύξηση του Re αυξάνεται το μήκος των 'μουστακιών' και η δομή τύπου 'Λ' γίνεται πιο αιχμηρή (Σχήμα 2.19).



Σχήμα 2.17. Αριθμητικές προσομοιώσεις εξέλιξης των 2-D κυμάτων εξαιτίας 3-D εγκάρσιων διαταραχών σε (α) απομονωμένο κύμα και χαμηλό Re , (b) απομονωμένο κύμα και υψηλό Re και (γ) περιοδικά κύματα



Σχήμα 2.18. Απεικόνιση ενός κύματος τύπου 'Λ' και της εξέλιξη του πάχους του υμένα



Σχήμα 2.19. Κατανομή και κάτοψη των μόνιμων κυμάτων τύπου ‘ Λ ’ για διάφορους Re

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

3

ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζεται η πειραματική μεθοδολογία που ακολουθήθηκε για τη μελέτη της ροής λεπτού υμένα υγρού πάνω από κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα. Αρχικά, περιγράφεται η διάταξη στην οποία πραγματοποιήθηκε το μεγαλύτερος μέρος των πειραμάτων και αφορά τη μελέτη των χαρακτηριστικών των 2-D και 3-D κυμάτων. Αναλύεται ο τρόπος λειτουργίας της διάταξης καθώς και τα συστήματα εισαγωγής των εξωτερικών διαταραχών. Στη συνέχεια αναφέρονται τα είδη των διαλυμάτων που χρησιμοποιήθηκαν και ο τρόπος προσδιορισμού των φυσικών τους ιδιοτήτων. Ακολουθεί η παρουσίαση της τεχνικής συλλογής των πειραματικών δεδομένων με τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό και η διαδικασία ανάλυσης και επεξεργασίας τους.

Όσον αφορά τη μελέτη γραμμικής ευστάθειας, αναφέρονται τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν, ενώ θα γίνει και μια σύντομη αναφορά στην πειραματική διάταξη όπου διενεργήθηκαν τα πειράματα και στον τρόπο προσδιορισμού της οριακής ευστάθειας.

Το παρόν κεφάλαιο ολοκληρώνεται με ανάλυση της ακρίβειας και προσδιορισμού του πειραματικού σφάλματος της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό.

3.1 Πειραματική διάταξη

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε κατάλληλη πειραματική διάταξη που κατασκευάστηκε στο Εργαστήριο Φυσικών & Χημικών Διεργασιών. Αναλυτική περιγραφή της διάταξης και του τρόπου κατασκευής της δίνεται από τον Σταθά (2007). Κύρια χαρακτηριστικά της διάταξης είναι το μεγάλο μήκος της και το μεταβλητό πλάτος της. Η ανάγκη για όσο το δυνατόν μεγαλύτερο μήκος καναλιού προέρχεται από την απαίτηση πλήρους ανάπτυξης της ροής. Το συνολικό ενεργό μήκος του καναλιού είναι 3 m, ενώ το μέγιστο δυνατό πλάτος 45 cm. Τα κυριότερα μέρη της διάταξης απεικονίζονται στο Σχήμα 3.1 και είναι κατασκευασμένα από γυαλί και Plexiglas. Με τον τρόπο αυτό η ροή είναι ορατή από όλες τις πλευρές και επιτρέπεται η οπτική της παρακολούθηση. Τα βασικά τμήματα της νέας πειραματικής διάταξης είναι η μεταλλική κατασκευή στήριξης, το σύστημα ρύθμισης της κλίσης, το κανάλι ροής, το υδραυλικό κύκλωμα και το σύστημα φωτισμού και συλλογής φωτογραφιών.

Τα τμήματα της μεταλλικής κατασκευής είναι δύο: η μεταλλική βάση και το μεταλλικό ικρίωμα. Η μεταλλική βάση είναι στην ουσία ο σκελετός ολόκληρης της διάταξης και ο ρόλος της είναι να συγκρατεί το βάρος του ικρίωματος και του καναλιού ροής. Αντίστοιχα, το ικρίωμα, το οποίο απεικονίζεται στο Σχήμα 3.1β, λειτουργεί ως βάση του καναλιού ροής και ως χώρος τοποθέτησης της κάμερας που χρησιμοποιείται στην πειραματική τεχνική.

Το κανάλι ροής είναι σταθερά τοποθετημένο πάνω στο μεταλλικό ικρίωμα, το οποίο αρθρώνεται με τρεις συνδέσμους στο κάτω μέρος (έξοδος) της μεταλλικής βάσης. Λόγω της άρθρωσης αυτής το μεταλλικό ικρίωμα μαζί με το κανάλι ροής μπορούν να περιστραφούν ως προς τη μεταλλική βάση. Για την αλλαγή της κλίσης χρησιμοποιείται ηλεκτρικό αναβατόριο, συρματόσχοινα και σύστημα τροχαλιών. Ο ηλεκτρικός κινητήρας που έχει ανυψωτική ικανότητα 1000 kg, βρίσκεται τοποθετημένος σε κατάλληλη μεταλλική βάση σε ύψος περίπου 4 m από το δάπεδο. Η γωνία κλίσης του καναλιού μπορεί να κυμανθεί μεταξύ 2° και 45°, αλλά στα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας μελέτης η γωνία κυμαινόταν μεταξύ 3°-15°.

Το κανάλι ροής είναι το κυριότερο μέρος της πειραματικής διάταξης και αποτελεί το τοίχωμα πάνω στο οποίο πραγματοποιείται η ροή του ρευστού και η μελέτη των δομών που αναπτύσσονται στην ελεύθερη επιφάνεια. Αποτελείται από δύο διαφανή υλικά, από ένα κομμάτι Plexiglas πάχους 12 mm το οποίο είναι τοποθετημένο πάνω στο μεταλλικό ικρίωμα και επιπλέον είναι συνδεδεμένο με αυτό με κατάλληλους συνδέσμους (βίδες) και από ένα κομμάτι γυαλί πάχους 10 mm, μήκους 3 m και πλάτους 50 cm, το οποίο είναι ελεύθερα τοποθετημένο πάνω στο Plexiglas. Χρησιμοποιώντας μακριές λωρίδες γυαλιού μήκους 3.2 m και πλάτους 50 cm είναι εφικτό να μεταβληθεί το πλάτος του καναλιού. Αρχικά, το τμήμα από plexiglass αποτελούσε την βάση του καναλιού ροής, αλλά δημιουργήθηκαν υπόνοιες ότι αυτό καμπτόταν στην εγκάρσια διεύθυνση, προκαλώντας ανομοιόμορφη κατανομή πάχους ακόμη και στον αδιατάρακτο υμένα. Για το λόγο αυτό προστέθηκε η πλάκα από γυαλί, η οποία έχει πρακτικά αμελητέο βέλος κάμψης.

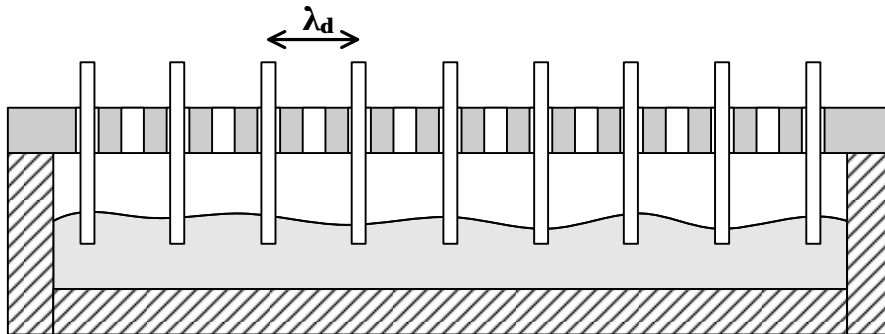
Ολόκληρη η διάταξη συνοδεύεται από ένα πολύπλοκο υδραυλικό κύκλωμα. Σε συνθήκες μόνιμης λειτουργίας είναι ένα κλειστό κύκλωμα όπου το ρευστό ανακυκλοφορεί με την ισχύ που του προσδίδει η χρησιμοποιούμενη αντλία. Το ρευστό τοποθετείται στο δοχείο συλλογής, το οποίο χρησιμοποιείται για την προετοιμασία του πριν το πείραμα και για την αποθήκευσή του κατά τη διάρκεια του πειράματος. Μέσα στο δοχείο υπάρχει κατάλληλη εμβαπτιζόμενη αντλία (Grizzly PTK 550/3, $P=550$ W, $Q_{\max}=10000$ l/h), $H_{\max}=8.5$ m), με τη βοήθεια της οποίας το ρευστό οδηγείται στο δοχείο υπερχείλισης σε ύψος περίπου 3 m από το κανάλι ροής. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται η απαραίτητη μανομετρική πίεση, λόγω υψομετρικής διαφοράς, η οποία αναγκάζει το ρευστό να ρέει με σταθερή παροχή προς το κανάλι. Με τη χρήση του δοχείου υπερχείλισης αποφεύγεται η απευθείας τροφοδοσία του καναλιού από την αντλία, γεγονός που θα είχε ως αποτέλεσμα την πιθανή εισαγωγή κραδασμών εξαιτίας της μηχανικής λειτουργίας της αντλίας αλλά και διαταραχών εξαιτίας της αδυναμίας διατήρησης σταθερής παροχής. Προκειμένου να διατηρείται σταθερή και συνεχής η παροχή από το δοχείο υπερχείλισης πρέπει η στάθμη σε αυτό να είναι σταθερή. Για το λόγο αυτό η αντλία υπερτροφοδοτεί το δοχείο και το πλεονάζον ρευστό οδηγείται στο δοχείο συλλογής μέσω σωληνώσεων υπερχείλισης. Για την επίτευξη όσο το δυνατόν ομαλότερης παροχής, το

ρευστό εξέρχεται από το δοχείο υπερχειλίσης από δύο ελαστικούς σωλήνες μεγάλης διαμέτρου, οι οποίοι το οδηγούν σε δύο παρόμοιες διατάξεις αποτελούμενες από τρία ροόμετρα τύπου πλωτήρα συνδεδεμένα παράλληλα. Με τη χρήση των ροόμετρων είναι δυνατόν να ελέγχεται με σχετικά μεγάλη ακρίβεια η παροχή του ρευστού στο δοχείο κατανομής και κατά συνέπεια στο κανάλι ροής. Ο ρόλος του δοχείου κατανομής είναι να εξασφαλίζει την ομοιόμορφη εισαγωγή του ρευστού πάνω από το επίπεδο τοίχωμα χωρίς τη δημιουργία δινών και διαταραχών.

Η κατάντη ανάπτυξη της ροής υγρού υμένα υπό την επίδραση μόνο του φυσικού θορύβου είναι μια διαδικασία η οποία εξελίσσεται με σχετικά αργό ρυθμό. Με την επιβολή εξωτερικής διαταραχής συγκεκριμένης συχνότητας δίνεται η δυνατότητα μετάβασης σε μια περιοχή ροής στην οποία θα εξελισσόταν η ροή σε ένα κανάλι πολύ μεγάλου μήκους υπό την επίδραση μόνο του φυσικού θορύβου. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ένα σύστημα παράκαμψης (by-pass) με χρήση μιας χρονιζόμενης ηλεκτροβαλβίδας (ON/OFF). Το δοχείο συλλογής, ενώθηκε μέσω ενός ελαστικού σωλήνα με το δοχείο κατανομής. Μέσω της παράκαμψης αυτής ένα μέρος από το υγρό που βρίσκεται στο δοχείο κατανομής οδηγείται στο δοχείο συλλογής χωρίς να περάσει από την κεκλιμένη πλάκα του καναλιού. Στην παράκαμψη αυτή παρεμβάλλεται η ηλεκτροβαλβίδα και χειροκίνητη βάνα. Ένας ηλεκτρονικός χρονοδιακόπτης ρυθμίζει το άνοιγμα και το κλείσιμο της ηλεκτροβαλβίδας καθορίζοντας ουσιαστικά το χρονικό διάστημα για το οποίο η βαλβίδα θα είναι διαδοχικά ανοικτή και κλειστή. Όταν η ηλεκτροβαλβίδα είναι ανοικτή μια ποσότητα υγρού περνάει άμεσα προς το δοχείο συλλογής. Όταν όμως είναι κλειστή, η ποσότητα αυτή του υγρού οδηγείται μέσω της κεκλιμένης πλάκας στο δοχείο συλλογής. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται η εξωτερικά επιβαλλόμενη αυξομείωση του πάχους του υμένα με το χρόνο (κύμα στην αρχή του καναλιού). Δηλαδή, το περιοδικό φράξιμο της παράκαμψης αυτής προκαλεί διαταραχή στην είσοδο του καναλιού με μορφή υδραυλικού άλματος. Το υδραυλικό αυτό άλμα διαχωρίζεται κατάντη της ροής εξαιτίας των μη-γραμμικών αλληλεπιδράσεων και δημιουργεί μια σειρά μοναχικών κυμάτων. Το μέγεθος της παραγόμενης διαταραχής μπορεί να ρυθμιστεί από τον λόγο των χρονικών διαστημάτων που η δίοδος μένει ανοικτή και κλειστή και από την ποσότητα του ρευστού που επιτρέπεται να περνάει διαμέσου του

by-pass. Η ποσότητα αυτή ρυθμίζεται από κατάλληλες βάνες που παρεμβάλλονται της ηλεκτροβαλβίδας και του δοχείου κατανομής. Επίσης, ρυθμίζοντας τον συνολικό χρόνο του φαινομένου, μπορούμε να ρυθμίσουμε την συχνότητα της διαταραχής. Το σύστημα διαταραχής που περιγράφηκε μπορεί να παράγει συχνότητες διαταραχής από 0.1 Hz έως 2 Hz.

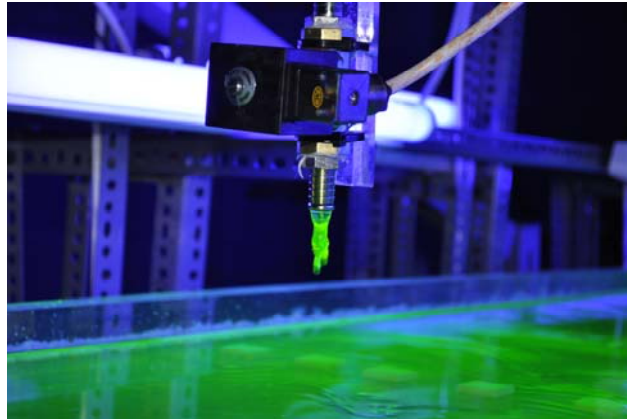
Επιπλέον, σε ορισμένα πειράματα επιχειρήθηκε να εφαρμοστούν εγκάρσιες διαταραχές σε πλήρως ανεπτυγμένα μοναχικά κύματα, με στόχο να ελεγχθεί η ευστάθεια τους σε τέτοιου είδους διαταραχές. Δηλαδή, να διαπιστωθεί αν τα διδιάστατα κύματα καταστρέφονται από εγκάρσιες διαταραχές με αποτέλεσμα να μεταπίπτουν στο τρισδιάστατο καθεστώς ροής. Προκειμένου να επιβληθούν εγκάρσιες διαταραχές χρησιμοποιήθηκε μια σειρά από ακίδες σε επαφή με τον υμένα σε σημείο όπου η ροή είναι πλήρως ανεπτυγμένη (Σχήμα 3.2). Η απόσταση μεταξύ διαδοχικών ακίδων, δηλαδή το μήκος κύματος της επιβαλλόμενης εγκάρσιας διαταραχής, ήταν μεταβλητό και κυμαινόταν μεταξύ 1-5 cm. Ο συγκεκριμένος τρόπος επιβολής επιλέχθηκε προκειμένου να γίνει σύγκριση με παρόμοια αποτελέσματα της βιβλιογραφίας που έχουν προκύψει σε κατακόρυφο κανάλι [Park & Nosoko, 2003].



Σχήμα 3.2. Απεικόνιση τεχνικής επιβολής τρισδιάστατων εγκάρσιων διαταραχών

Ένας εναλλακτικός τρόπος επιβολής τρισδιάστατης διαταραχής ήταν με τη χρήση κατάλληλου εκβολέα τοποθετημένου πολύ κοντά στην είσοδο και πάνω από το κεντρικό επίπεδο του καναλιού ροής (Σχήμα 3.3). Με τον τρόπο αυτό γινόταν επιβολή τοπικής τρισδιάστατης διαταραχής με σκοπό τη δημιουργία κυμάτων τύπου 'Λ' και σύγκριση των αποτελεσμάτων με παρόμοια της βιβλιογραφίας [Alekseenko et al. (2005a,b), Demekhin et al. (2007a,b)]. Η διάταξη κατασκευάστηκε με τέτοιο τρόπο ώστε να μπορεί να ελεγχθεί τόσο η

παροχή του ρευστού που εκτοξευόταν όσο και η συχνότητα με την οποία γινόταν η επιβολή της διαταραχής.



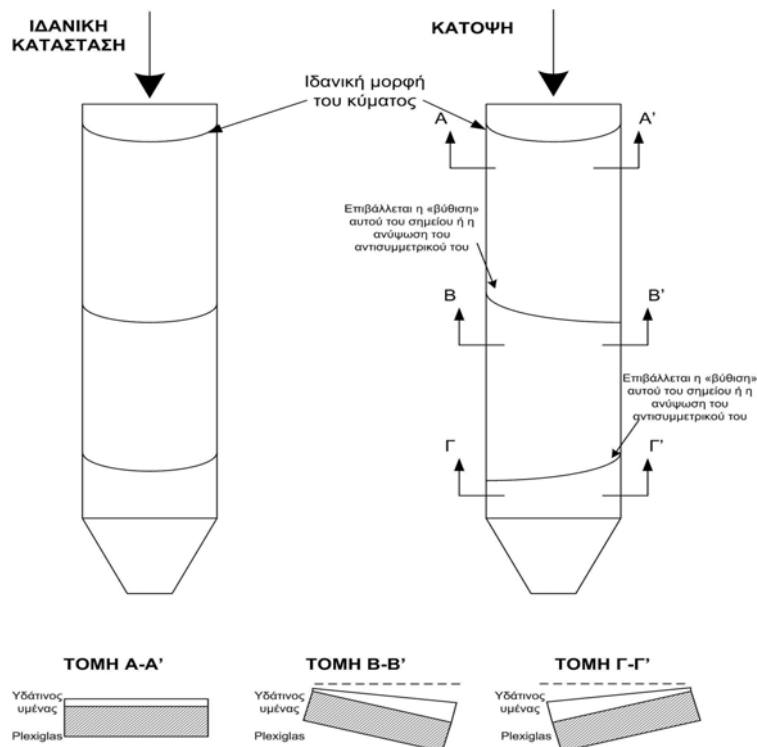
Σχήμα 3.3. Φωτογραφία τεχνικής επιβολής τοπικής διαταραχής

Πάνω από την περιοχή των μετρήσεων (το κανάλι ροής), τοποθετήθηκε η πηγή υπεριώδους φωτός, που αποτελείται από 10 λαμπτήρες υψηλής έντασης (Philips, TL 20/05), με εξαρτήματα τροφοδοσίας (ballast, starter) για την ελάττωση των διακυμάνσεων της έντασης του υπεριώδους φωτός. Οι λαμπτήρες είναι τοποθετημένοι σε συγκεκριμένη απόσταση (20 cm) από την πλάκα μέτρησης και συμμετρικά ως προς τις άκρες του καναλιού με σκοπό την ομοιόμορφη κατανομή της ακτινοβολίας τους. Κατασκευάστηκε ειδικό πλαίσιο στήριξης τους ώστε να είναι εύκολη η οριζόντια και κάθετη μετακίνηση τους.

Στη βάση του μεταλλικού ικριώματος και κάτω από το κανάλι ροής υπάρχουν κατάλληλες ράβδοι πάνω στις οποίες μπορεί να κινείται (χειροκίνητα) μια τροχήλατη βάση. Η βάση αυτή έχει πάντα την ίδια κλίση με το κανάλι και πάνω της τοποθετείται η κάμερα με τέτοιο τρόπο ώστε να είναι πάντα κάθετη με το τοίχωμα όπου ρέει το ρευστό.

Η ευθυγράμμιση του καναλιού είναι μια σημαντική παράμετρος ορθής λειτουργίας για την περίπτωση της κεκλιμένης ροής υγρού υμένα. Το κανάλι πρέπει να είναι επίπεδο, να μην στρεβλώνεται προς οποιαδήποτε κατεύθυνση και να έχει παντού την ίδια κλίση, αυτή που ορίζεται στην αρχή κάθε πειράματος. Η ροή παρουσιάζει ιδιαίτερη ευαισθησία στις μεταβολές του επιπέδου και η πλέον αξιόπιστη αλλά και μοναδική μέθοδος εντοπισμού των μεταβολών αυτών είναι η οπτική παρατήρηση του υμένα.

Για το σκοπό αυτό ρυθμίζεται η παροχή του ρευστού ώστε ο υμένας στο κανάλι να είναι σταθερός χωρίς την ύπαρξη εξωτερικής διαταραχής. Η περίοδος του χρονοδιακόπτη και το μέγεθος της παραγόμενης διαταραχής καθορίζονται ποιοτικά ώστε στην ελεύθερη επιφάνεια να δημιουργείται ένα μοναχικό κύμα ανά περίοδο. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται πάνω στο τοίχωμα ένα μέτωπο της υγρής φάσης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.4. Σωστή ευθυγράμμιση συνεπάγεται ότι η κορυφή του μετώπου θα βρίσκεται στο κέντρο του τοιχώματος.



Σχήμα 3.4. Σχηματική αναπαράσταση διαδικασίας ευθυγράμμισης

Κατά το σχεδιασμό της διάταξης έχει προβλεφθεί η δυνατότητα «τοπικής» ρύθμισης της σχετικής θέσης του καναλιού από το ικρίωμα με τη βοήθεια βιδών στήριξης (Σχήμα 3.1β). Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 3.1, το μεταλλικό ικρίωμα μαζί με το τοίχωμα από Plexiglas αποτελούν ένα είδος 'sandwich', ενώ το τοίχωμα από γυαλί όπου στην ουσία ρέει το ρευστό είναι ελεύθερο. Οπότε οποιαδήποτε τάση και μεταβολή της 'τοπικής' κλίσης ασκείται στο 'sandwich' και έμμεσα στο τοίχωμα ροής.

Στην περίπτωση όπου το μέτωπο του δημιουργούμενου κύματος είναι μετατοπισμένο προς τα αριστερά (Σχήμα 3.4-Τομή Γ-Γ') ή τα δεξιά (Σχήμα 3.4-Τομή Β-Β'), δηλώνει ότι περισσότερη μάζα ρευστού βρίσκεται στην πλευρά

αυτή οπότε το σημείο αυτό είναι πιο ψηλά από το αντίστοιχο σημείο της δεξιάς πλευράς και πρέπει είτε να ανυψωθεί το σημείο αυτό ή να μειωθεί το ύψος από τη δεξιά πλευρά. Η διαδικασία αυτή ακολουθείται μέχρι η κορυφή του κύματος να βρίσκεται στο κέντρο του τοιχώματος σε όλο το μήκος της πλάκας. Λόγω της ευαισθησίας του συγκεκριμένου συστήματος στήριξης του καναλιού και της έντονης επίδρασης κακής ευθυγράμμισης στις πειραματικές μετρήσεις η ευθυγράμμιση του ελεγχόταν στην αρχή κάθε μέρας, μετά την αλλαγή κλίσης του καναλιού και μετά από αλλαγή τοιχώματος.

3.2 Ιδιότητες ρευστών

Καθαρό νερό καθώς και διαλύματα γλυκερίνης-νερού (20-40% κ.β. γλυκερίνη) χρησιμοποιήθηκαν στη πλειοψηφία των πειραμάτων, ώστε να είναι δυνατή η χρησιμοποίηση ευρέως φάσματος τιμών ιξώδους. Στην περίπτωση των διαλυμάτων νερού-γλυκερίνης είναι εφικτή η δημιουργία μεγαλύτερου πάχους και σταθερότερου υμένα στις μεγαλύτερες κλίσεις. Επίσης, επιτυγχάνεται η απόσβεση τρισδιάστατων ασταθειών και η δημιουργία διδιάστατης δομής σε υψηλούς αριθμούς **Reynolds** και γωνίες κλίσης. Ταυτόχρονα, δίδεται η δυνατότητα δημιουργίας μοναχικών κυμάτων σε μεγαλύτερο εύρος μεγεθών. Η μέτρηση του ιξώδους του διαλύματος πραγματοποιείται έμμεσα μέσω της μέτρησης του δείκτη διάθλασης, n_D . Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε ειδικό διαθλασίμετρο υψηλής ακρίβειας (Abbe 5 Refractometer, Bellingham+Stanley Ltd.), το οποίο μετρούσε το δείκτη διάθλασης σε θερμοκρασία δωματίου. Ο δείκτης διάθλασης εξαρτάται άμεσα από τη συγκέντρωση της διαλυμένης ουσίας (γλυκερίνη) στο διάλυμα (νερό). Έτσι, με τη χρήση κατάλληλων πινάκων υπολογίζεται η συγκέντρωση του διαλύματος και στη συνέχεια οι φυσικές του ιδιότητες.

Οι φυσικές ιδιότητες των διαλυμάτων γλυκερίνης επηρεάζονται έντονα από τη θερμοκρασία του διαλύματος. Για το λόγο αυτό η θερμοκρασία του ρευστού καταγραφόταν συνεχώς με ψηφιακό θερμομέτρο (Extech Instruments EasyView 11A) και ο υπολογισμός των ιδιοτήτων γινόταν στη συγκεκριμένη θερμοκρασία. Επιπλέον, η μέτρηση του δείκτη διάθλασης του ρευστού γινόταν σε συχνή βάση, συνήθως στην αρχή και στο τέλος ενός

πειράματος, ώστε να αποφευχθούν τυχόν λάθη που μπορεί να προέκυπταν εξαιτίας απρόβλεπτης αλλαγής των περιβαλλοντικών συνθηκών.

Για τον ακριβό προσδιορισμό των φυσικών ιδιοτήτων των διαλυμάτων γλυκερίνης μέσω του δείκτη διάθλαση χρησιμοποιήθηκαν οι πίνακες που περιέχονται στο Παράρτημα και προέρχονται από την ιστοσελίδα της Dow Chemical (<http://www.dow.com/glycerine/resources/physicalprop.htm>). Για την ευκολότερη χρήση των πινάκων και τον άμεσο προσδιορισμό των φυσικών ιδιοτήτων αναπτύχθηκε σε Matlab ο κώδικας που περιέχεται στο παράρτημα με την ονομασία ***Glycerin_properties***.

3.3 Πειραματική τεχνική

Η τεχνική που χρησιμοποιήθηκε για την συλλογή δεδομένων είναι η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό όπως αναπτύχθηκε από τον Βλαχογιάννη (2001) σε παλαιότερη διδακτορική διατριβή. Με την χρήση αυτής της μεθόδου είναι δυνατό να αποκτηθούν αναλυτικές χωρο-χρονικές πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά της ροής και των δομών που αναπτύσσονται στην ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού.

Σύμφωνα με την μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό, προσθήκη στο υγρό κατάλληλης ουσίας που φθορίζει κατά την προσβολή με UV ακτινοβολία, δίνει υψηλή ένταση ορατού φωτός σε καθορισμένο μήκος κύματος. Ο φθορισμός καταγράφεται με ακρίβεια σε κάμερα ταχείας λήψης CCD, χρησιμοποιώντας κατάλληλα φίλτρα και η ένταση του σε κάθε θέση της φωτογραφίας είναι ανάλογη του τοπικού πάχους του υγρού υμένα.

Πιο συγκεκριμένα, το ρευστό χρωματίζεται από μια μικρή ποσότητα (200 ppm) της χρωστικής ουρανίνη (Sodium Salt of Fluorescein- $C_{20}H_{10}O_5Na_2$), η οποία έχει την ιδιότητα να φθορίζει κάτω από την επίδραση υπεριώδους φωτός εκπέμποντας ορατό πράσινο-κίτρινο φως σε κεντρικό μήκος κύματος 525-580 nm. Να σημειωθεί ότι η προσθήκη της ουσίας αυτής δεν επηρεάζει το δείκτη διάθλασης και τις φυσικές ιδιότητες του ρευστού.

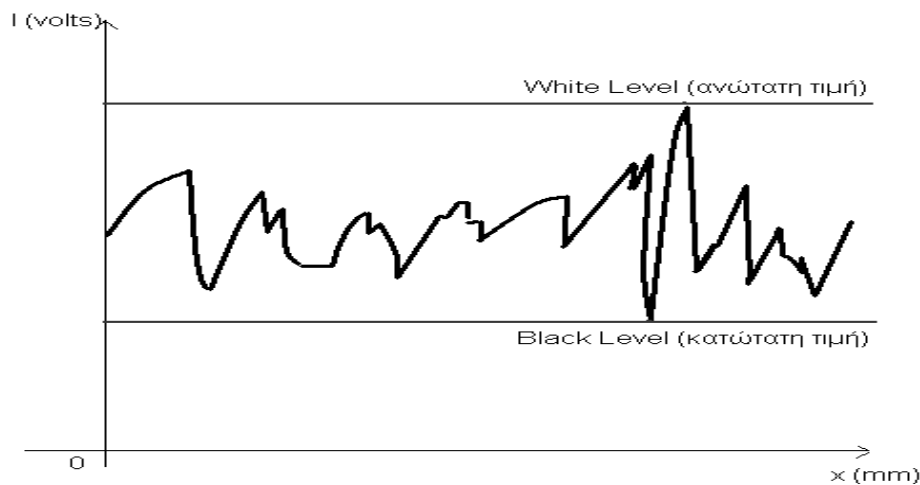
Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, πάνω από την περιοχή των μετρήσεων τοποθετήθηκε η πηγή υπεριώδους φωτός και κάτω από το κανάλι ροής είναι τοποθετημένη ψηφιακή κάμερα για την συλλογή εικόνων. Πρόκειται για μια ασπρόμαυρη ψηφιακή κάμερα ταχείας λήψης CCD (Sony

XC-77/77CE). Για την συλλογή και την αποθήκευση των εικόνων χρησιμοποιείται κάρτα συλλογής δεδομένων (DT3155 Frame Grabber Board, Data Translation) και κατάλληλο λογισμικό (HLImage++). Η κάρτα έχει δυνατότητα για μέγιστη ταχύτητα δειγματοληψίας 30 frames/s για συχνότητα 60 Hz ή 25 frames/s για συχνότητα 50 Hz. Η ικανότητα αποθήκευσης εικόνων είναι συνάρτηση της διαθέσιμης μνήμης του υπολογιστή και της ταχύτητας του σκληρού δίσκου. Οι εισερχόμενες εικόνες ψηφιοποιούνται σε 640×480 pixels ή 768×576pixels με ανάλυση 8 bits. Οι δυνατότητες αποθήκευσης της κάρτας συλλογής εικόνων, ανάλογα με τη διαθέσιμη μνήμη του υπολογιστή, είναι 75 frames–24 MB–640×480 pixels ή 50 frames–24 MB–768×576 pixels. Οι φωτογραφίες που συλλέγονταν κατά τη διάρκεια των πειραμάτων ήταν πάντα 768×576 pixels.

Το εύρος της περιοχής που αποτυπώνεται στην εικόνα μπορεί να αλλάξει μεταφέροντας την κάμερα πιο κοντά ή πιο μακριά από το κανάλι ή εναλλακτικά χρησιμοποιώντας φακούς διαφορετικής εστιακής απόστασης. Με τον τρόπο αυτό μπορούν να ληφθούν εικόνες σε μικρή περιοχή με πολύ μεγάλη ακρίβεια ή σε μεγαλύτερη χωρίς όμως την ίδια ψηφιοποίηση. Στα πειράματα χρησιμοποιήθηκαν δύο φακοί, ένας ευρυγώνιος (Computar TV Lens 6mm 1:1.2) για κάλυψη όσο το δυνατόν μεγαλύτερης περιοχής και ένας φακός μεγέθυνσης (Computar Zoom Lens 18-108/2.5) για τον προσδιορισμό χαρακτηριστικών της ροής με μεγαλύτερη ακρίβεια.

Όπως προαναφέρθηκε, η κάθε εικόνα μας δίνει πληροφορίες για την ένταση της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από τον υμένα. Πιο αναλυτικά, στο κάθε εικονοστοιχείο (pixel) της εικόνας αντιστοιχεί μια διακριτή τιμή, η οποία αποτελεί το μέγεθος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας του υμένα. Δεδομένου ότι ο αναλογικός/ψηφιακός μετατροπέας (A/D Converter) είναι διακριτής ικανότητας 8-bit, κάθε σήμα χωρίζεται σε 256 διακριτές τιμές. Το 0 (μηδέν) αντιστοιχεί στο μαύρο και το 255 στο λευκό. Θεωρώντας την πιο χαμηλή τιμή έντασης, δηλαδή αυτή που αντιστοιχεί στο πιο σκούρο pixel της εικόνας, ως τη χαμηλότερη τιμή της κλίμακας (0) και την πιο υψηλή τιμή, αυτή που αντιστοιχεί στο πιο φωτεινό σημείο της εικόνας, ως το μέγιστο της κλίμακας (255), μπορεί να επιτευχθεί λεπτομερέστερη ανάλυση του σήματος. Με άλλα λόγια ο άξονας y στο Σχήμα 3.5 μπορεί να χωριστεί σε 256 σημεία. Αν θεωρηθεί ότι το πρώτο όριο δεν αντιστοιχεί στην τιμή 0 αλλά στην κάτω

γραμμή, δηλαδή στο πιο σκούρο, και το ανώτερο όριο στην πάνω γραμμή, δηλαδή στο πιο φωτεινό της ληφθείσας εικόνας, η ανάλυση του σήματος θα είναι λεπτομερέστερη. Περιορίζοντας, λοιπόν, τα επίπεδα λευκού και μαύρου (White-Black Level) η ακρίβεια της μέτρησης του πάχους του υμένα μπορεί να είναι της τάξης περίπου των 5 μm . Βέβαια, η τιμή της έντασης της εικόνας επηρεάζεται από τον θερμικό θόρυβο, η παρουσία του οποίου είναι αναπόφευκτη σε κάθε ψηφιακό σήμα και πρέπει να απομακρυνθεί. Η τιμή του προσδιορίζεται υπολογίζοντας την ένταση που ακτινοβολείται όταν ο φακός της κάμερας είναι καλυμμένος (ακτινοβολία από τον υμένα μηδενική).



Σχήμα 3.5. Περιορισμού της περιοχής διακριτοποίησης για ένα σημείο της εικόνας

Σύμφωνα με την μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό, το τοπικό πάχος υμένα, $h(x,y,t)$, είναι γραμμικά ανάλογο με την ένταση του φωτός, $I(x,y,t)$, που εκπέμπεται από τον φθορίζοντα υμένα. Η σχέση που συνδέει τις δύο αυτές παραμέτρους δίνεται στην Εξ. (3.1). Οι δυο συντελεστές της εξίσωσης εξαρτώνται από το είδος του ρευστού, την απόσταση των λαμπτήρων από το τοίχωμα, τη συγκέντρωση της χρωστικής ουσίας στο διάλυμα, το είδος της χρωστικής ουσίας και το είδος των λαμπτήρων φθορισμού. Επίσης, οι συντελεστές αυτοί είναι συνάρτηση της θέσης μέτρησης διότι η κατανομή της υπεριώδους ακτινοβολίας και επομένως και της εκπεμπόμενης από τον υμένα ακτινοβολίας δεν είναι ομοιόμορφη. Συνεπώς, οποιαδήποτε μεταβολή σε κάποια από τις παραπάνω παραμέτρους του πειράματος θα είχε ως αποτέλεσμα την μεταβολή της παρακάτω σχέσης. Για το λόγο αυτό οι παράμετροι αυτές καθορίζονται στην αρχή κάθε σειράς πειραμάτων και υπολογίζονται οι σταθερές α και β για τις καθορισμένες συνθήκες.

$$I(x, y, t) = \alpha(x, y) \cdot h(x, y, t) + \beta(x, y) \quad (3.1)$$

όπου

I : η ένταση της ακτινοβολίας (mV)

h : το πάχος του υμένα (μm)

α, β : οι συντελεστές της γραμμικής σχέσης (mV/μm και mV, αντίστοιχα)

Από τα παραπάνω φαίνεται ότι σκοπός της τεχνικής είναι η σύλληψη από την κάμερα της ακτινοβολίας που εκπέμπει ο υμένας. Όμως, κατά τη διάρκεια των πειραμάτων υπάρχουν και άλλες πηγές φωτός, όπως αυτή του φυσικού φωτός ή του φωτισμού του περιβάλλοντος χώρου. Αυτές οι πηγές είναι πιθανόν να μεταβάλλονται κατά τη διάρκεια του πειράματός με συνέπεια να μεταβάλλονται οι τιμές των συντελεστών α και β . και να μειώνεται η ακρίβεια μέτρησης του πάχους του υμένα. Για την αποφυγή της επίδρασης άλλων πηγών φωτός προσαρμόζεται πάνω στο φακό της κάμερας συνδυασμός δύο οπτικών φίλτρων (yellow subtractive-green corrector της Edmund Scientific). Τα φίλτρα αυτά επιτρέπουν να διαπερνάει στην κάμερα ακτινοβολία ορατού φωτός σε εύρος μήκους κύματος μεταξύ 500-580 nm, στην περιοχή δηλαδή που εκπέμπει ο χρωματισμένος υμένας υπό την επίδραση του υπεριώδους φωτός.

3.3.1 Βαθμονόμηση της μεθόδου φθορισμού

Για τον προσδιορισμό των συντελεστών της σχέσης της έντασης ακτινοβολίας με το τοπικό πάχος του υμένα, είναι αναγκαίο να πραγματοποιηθούν κάποια πειράματα σε συνθήκες όπου το πάχος του υμένα είναι γνωστό. Είναι γνωστό από την ανάλυση γραμμικής ευστάθειας ότι υπάρχει ένα εύρος αριθμών Reynolds, ανάλογα με την γωνία κλίσης, όπου ο υμένας είναι ευσταθής και το πάχος του ίσο με τη θεωρητική πρόβλεψη κατά Nusselt. Επομένως, η συλλογή εικόνων σε συνθήκες όπου η ροή είναι ευσταθής και συνεπώς ο υμένας επίπεδος χωρίς διαταραχές στην ελεύθερη επιφάνεια μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τους συντελεστές α και β της Εξ. (3.1).

Για δεδομένη παροχή ρευστού, σταθερή κλίση και σταθερό πλάτος καναλιού υπολογίζεται από τη λύση Nusselt το θεωρητικό πάχος υμένα, το

οποίο αντιστοιχεί στον αδιατάρακτο υμένα που υπάρχει στο κανάλι. Σε αυτές τις συνθήκες λαμβάνονται με την κάμερα φωτογραφίες που αντιστοιχούν σε κάποιες τιμές της ακτινοβολίας, I . Για την εξάλειψη σφαλμάτων λαμβάνονται αρκετές εικόνες (20 εικόνες) και υπολογίζεται ο μέσος όρος της ακτινοβολίας σε κάθε pixel. Με γνωστή την ακτινοβολία και το πάχος του υμένα είναι δυνατός και ο υπολογισμός των γραμμικών συντελεστών α και β . Επειδή η σχέση είναι γραμμική απαιτούνται τα πάχη και οι ακτινοβολίες σε τουλάχιστον δυο αριθμούς Re , ώστε να υπολογιστούν τα $\alpha(x,y)$ και $\beta(x,y)$. Ωστόσο, για να αυξηθεί η ακρίβεια της βαθμονόμησης, λαμβάνονται τιμές σε περισσότερες παροχές ρευστού και με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων προσδιορίζονται τα α και β για κάθε pixel. Στη συνέχεια χρησιμοποιείται η Εξ. (3.1) για την εύρεση του πάχους του υμένα σε οποιοδήποτε αριθμό Re .

Η διαδικασία αυτή ακολουθείται πριν από την έναρξη και μετά το τέλος κάθε πειράματος, ενώ κατά τη διάρκεια του διατηρούνται σταθερές όλες οι μεταβλητές που επηρεάζουν τους συντελεστές της εξίσωσης βαθμονόμησης, όπως για παράδειγμα η κλίση και το πλάτος του καναλιού, η θέση της κάμερας και ο φακός εστίασης, ο φωτισμός κ.α.

3.4 Επεξεργασία πρωταρχικών δεδομένων

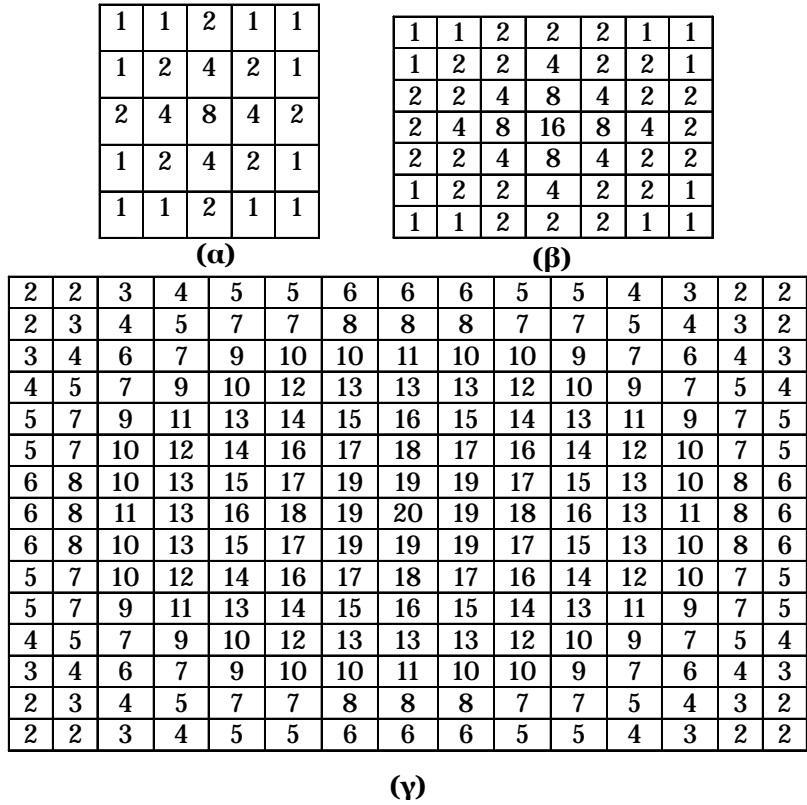
Όπως έχει ήδη αναφερθεί, χρησιμοποιώντας κατάλληλο λογισμικό (HLImage) οι φωτογραφίες που λαμβάνονται με την κάμερα αποθηκεύονται σε έναν ηλεκτρονικό υπολογιστή με μορφή *bmp*. Ωστόσο, με τη μορφή αυτή οι εικόνες δεν είναι χρήσιμες, αφού παρέχουν μόνο οπτικές και ποιοτικές πληροφορίες. Προκειμένου να ληφθούν ποσοτικές πληροφορίες σχετικά με το πάχος του υμένα, δηλαδή να μετατραπεί η ένταση σε πάχος για κάθε pixel, αλλά και για τις συντεταγμένες εκφρασμένες ως αποστάσεις από την αρχή του καναλιού και από τα πλαϊνά τοιχώματα είναι απαραίτητη η επεξεργασία των εικόνων υπολογιστικά. Η διαδικασία αυτή, όπως γίνεται αντιληπτό, δεν μπορεί να πραγματοποιηθεί χειροκίνητα αφού απαιτείται η μετατροπή συνολικά 442368 pixels (768×576) σε κάθε εικόνα. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό Matlab και κώδικες που αναπτύχθηκαν στα πλαίσια της παρούσας αλλά και προηγούμενων διατριβών. Στο Παράρτημα

περιέχονται όλοι οι κώδικες που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία και θα αναλυθούν στη συνέχεια.

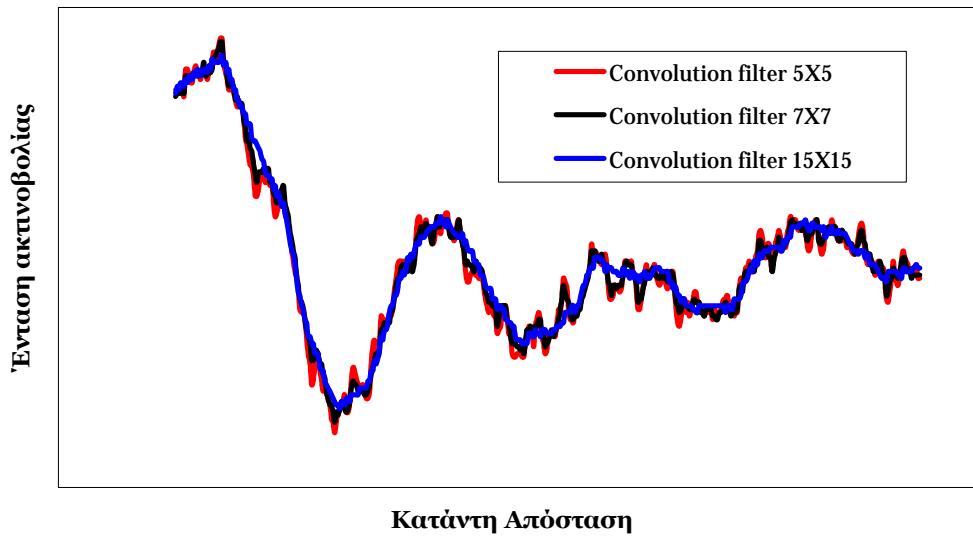
Στο πρώτο στάδιο επεξεργασίας είναι απαραίτητο να υπολογιστούν οι συντελεστές της Εξ. (3.1). Η διαδικασία αυτή πραγματοποιείται με τη χρήση του κώδικα με τίτλο **Calibration** που περιέχεται στο Παράρτημα και με τη βοήθεια των φωτογραφιών που ελήφθησαν με αδιατάρακτο υμένα.

Αρχικά πρέπει κάθε φωτογραφία να μετατραπεί σε έναν πίνακα ίδιων διαστάσεων (768×576), ο οποίος περιέχει την ένταση της ακτινοβολίας του υμένα σε κάθε pixel εκφρασμένη σε mV. Ωστόσο, τα δεδομένα πρέπει να ομαλοποιηθούν με την εφαρμογή κατάλληλου ψηφιακού φίλτρου. Με τον τρόπο αυτό ελαχιστοποιείται η επίδραση ανεπιθύμητων παραγόντων στα δεδομένα της έντασης και αφαιρείται ο θόρυβος. Με τη βοήθεια υπολογιστικών φίλτρων συνέλιξης συσχετίζεται η τιμή σε κάθε pixel της εικόνας με αυτή των γύρω του ώστε να απαλειφθούν οι πολύ απότομες μεταβολές στην τιμή λίγων pixel. Για το σκοπό αυτό επιλέχθηκε το φίλτρο **Gaussian**, το οποίο μπορεί να είναι διαστάσεων 5×5, 7×7 ή 15×15 και περιγράφεται από τους πίνακες που περιέχονται στο Σχήμα 3.6. Κατά την εφαρμογή του φίλτρου ο πίνακας που περιγράφει το φίλτρο πολλαπλασιάζεται με τον πίνακα που περιέχει τις τιμές της έντασης ακτινοβολίας. Προκειμένου να συμβεί αυτό είναι απαραίτητο ο τελευταίος να διαχωριστεί σε επιμέρους πίνακες ίσων διαστάσεων με αυτών του φίλτρου.

Η επιλογή του κατάλληλου φίλτρου πρέπει να γίνει προσεκτικά ώστε να μην επηρεάζεται ποσοτικά η ένταση της ακτινοβολίας. Στο Σχήμα 3.7 φαίνεται το προφίλ κατάντη της ροής αφού έχουν εφαρμοστεί τα τρία παραπάνω φίλτρα. Φαίνεται ξεκάθαρα η ομαλοποίηση που προκαλείται στο σήμα. Το φίλτρο 7×7 εξομαλύνει ικανοποιητικά τις μετρήσεις και αφαιρεί ατέλειες και θόρυβο, ενώ ταυτόχρονα δεν αλλοιώνει ποσοτικά το σήμα. Επομένως, κρίθηκε ως το πλέον κατάλληλο και εφαρμόστηκε στο σύνολο των εικόνων.



Σχήμα 3.6. Ψηφιακά φίλτρα Gaussian (α) 5×5, (β) 7×7 και (γ) 15×15



Σχήμα 3.7. Εφαρμογή ψηφιακών φίλτρων Gaussian

Χρησιμοποιώντας την Εξ. (3.2) διορθώνονται οι διακριτές τιμές έντασης όλων των στοιχείων (i,j) του κάθε πίνακα (κάθε φωτογραφίας) ανάλογα με τη μετατόπιση των ορίων λευκού και μαύρου (0 και 255) που πραγματοποιήθηκε με τη διαδικασία που αναφέρθηκε προηγουμένως. Δηλαδή, πρέπει το 0 να αντιστοιχεί στη νέα τιμή του άσπρου, WL, και το 255 στη νέα τιμή του μαύρου

επιπέδου, BL , όπου οι τιμές των WL και BL καθορίζονται από το λογισμικό $HImage$.

$$I(i,j) = I_o(i,j) \cdot q + BL(i,j) - Noise(i,j) \quad (3.2)$$

$$q = \frac{WL - BL}{255} \quad (3.3)$$

$$Noise(i,j) = I_{ol}(i,j) \cdot \frac{WL_{max} - BL_{min}}{255} + BL_{min}(i,j) \quad (3.4)$$

όπου

I_o : η πραγματική ένταση ακτινοβολίας στο πεδίο από 0 έως 255 (mV)

I : η ένταση ακτινοβολίας για τα νέα όρια τιμών άσπρου-μαύρου (mV)

I_{ol} : η ένταση ακτινοβολίας στο πεδίο 0-255 με καλυμμένο φακό (mV)

WL : η τιμή άσπρου επιπέδου (mV)

$WL_{max} = 351.1$ mV

BL : η τιμή μαύρου επιπέδου (mV)

$BL_{min} = 1.275$ mV

$Noise$: το επίπεδο θορύβου (mV)

i,j : στοιχεία του πίνακα με $i=1,576$ και $j=1,768$

Κατά τη διαδικασία βαθμονόμησης λαμβάνονται 20 εικόνες σε όσο το δυνατόν περισσότερους αριθμούς Re , με την προϋπόθεση ο υμένας να παραμένει αδιατάρακτος. Συνεπώς, για κάθε Re προκύπτουν 20 πίνακες που περιέχουν τιμές έντασης. Οι διαφορετικοί πίνακες για ίδιο Re προστίθενται και τα στοιχεία του συνολικού πίνακα που προκύπτει διαιρούνται με το συνολικό αριθμό των εικόνων. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνεται στατιστικά ασφαλέστερο αποτέλεσμα για την τιμή της έντασης σε κάθε σημείο. Ο τελικός πίνακας για κάθε Re , ο οποίος δίνει τη μέση ένταση ακτινοβολίας του κάθε $pixel$, συσχετίζεται γραμμικά με το πάχος υμένα που προκύπτει από τη λύση Nusselt, το οποίο είναι σταθερό σε κάθε $pixel$. Η γραμμική συσχέτιση γίνεται με πολυωνυμική προσέγγιση πρώτου βαθμού με την αρχή των ελαχίστων τετραγώνων. Το αποτέλεσμα είναι ο υπολογισμός των πινάκων των συντελεστών α και β για κάθε $pixel$ και επομένως γίνεται γνωστή η μορφή της σχέσης έντασης ακτινοβολίας και τοπικού πάχους υμένα. Αξίζει να σημειωθεί ότι η συγκεκριμένη σχέση μπορεί να εφαρμοστεί μόνο για πειραματικά

δεδομένα που έχουν προκύψει στις ίδιες ακριβώς συνθήκες με αυτές που υπήρχαν κατά τη διάρκεια που πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις με τον αδιατάρακτο υμένα.

Μετά τον υπολογισμό της σχέσης έντασης-πάχους για κάθε pixel μπορεί να υπολογιστεί πάχος του υμένα σε οποιοδήποτε Re. Η μετατροπή της έντασης σε πάχος γίνεται χρησιμοποιώντας τον κώδικα **Filmheight** του Παραρτήματος.

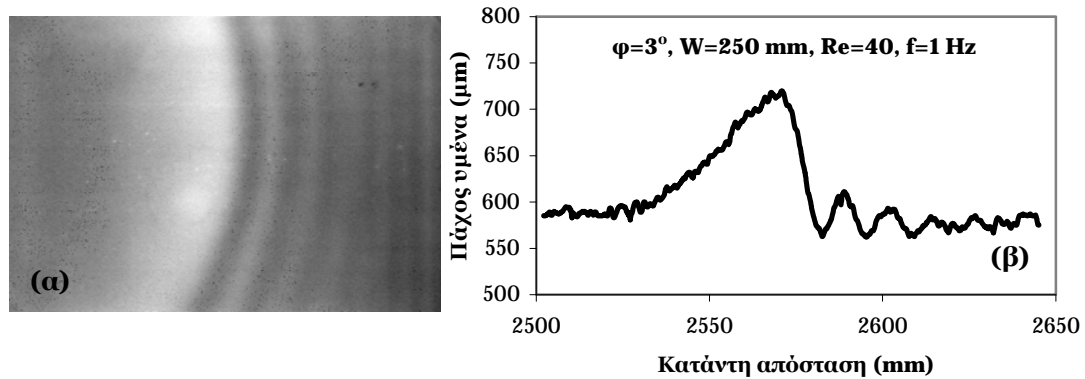
Στο σύνολο των μετρήσεων η συχνότητα δειγματοληψίας ήταν 10 frame/s, ενώ ο χρόνος δειγματοληψίας 20 s. Δηλαδή, σε κάθε Re αντιστοιχούν 200 εικόνες. Η διαδικασία που ακολουθείται για τον υπολογισμό του πάχους του υμένα είναι παρόμοια με αυτή που περιγράφηκε προηγουμένως. Αρχικά κάθε εικόνα μετατρέπεται σε έναν πίνακα 576×768, όπου το κάθε στοιχείο έχει μια διακριτή τιμή (0 ως 255). Στις τιμές αυτές εφαρμόζεται το ψηφιακό φίλτρο Gaussian 7×7 και μετατρέπονται σε mV μέσω των Εξ. (3.2)-(3.4). Έπειτα, εφαρμόζοντας σε κάθε στοιχείο της εικόνας τη σχέση που έχει υπολογιστεί ότι συνδέει την ακτινοβολία με το μέσο πάχος προκύπτει για κάθε χρονική στιγμή ένας πίνακας που περιέχει το πάχος του υμένα. Από τις τιμές του συγκεκριμένου πίνακα μπορούν να προκύψουν πληθώρα πληροφοριών σχετικά με τις δομές που αναπτύσσονται στην ελεύθερη επιφάνεια και πως αυτές εξελίσσονται τόσο χρονικά όσο και χωρικά, εγκάρσια και κατά μήκος της ροής.

3.5 Επεξεργασία πειραματικών δεδομένων

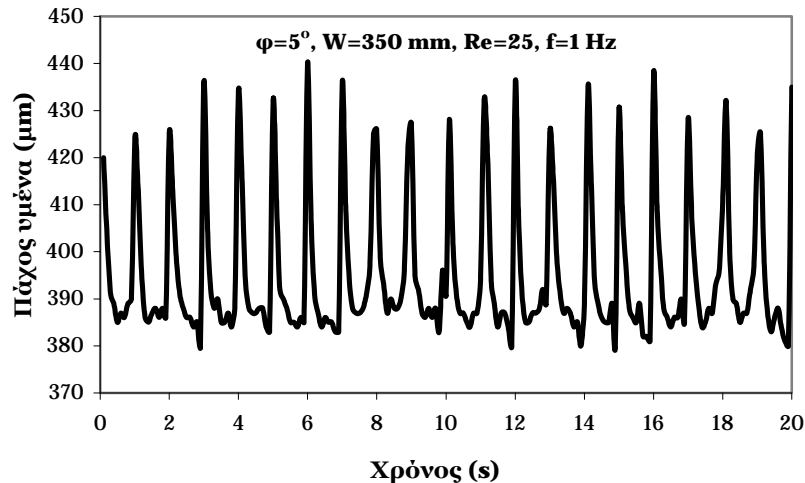
Η δυνατότητα μετατροπής των εικόνων σε 2D πίνακες και αποθήκευσης τους στον ηλεκτρονικό υπολογιστή παρέχει την ευελιξία περαιτέρω επεξεργασίας των πειραματικών δεδομένων, στη μελέτη των δημιουργούμενων δομών στην ελεύθερη επιφάνεια και στην παρουσίαση των τελικών αποτελεσμάτων. Και στην περίπτωση αυτή χρησιμοποιήθηκε το λογισμικό Matlab και μια σειρά από κώδικες που περιέχονται στο Παράρτημα.

Γνωρίζοντας το πάχος του υμένα και πως αυτό μεταβάλλεται τόσο χωρικά όσο και χρονικά είναι εύκολο να βρεθεί η εξέλιξη της κατανομής πάχους κατά μήκος μιας γραμμής της ελεύθερης επιφάνειας κατάντη,

$h(x,y,t)$, και εγκάρσια της ροής, $h(x_0,y,t)$, χρησιμοποιώντας τον κώδικα **Lineprofile**. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.8, όπου απεικονίζεται τόσο η πρωταρχική εικόνα, όσο και η εξέλιξη της κατανομής πάχους του υμένα κατάντη της ροής στο κέντρο του καναλιού. Επίσης, υπάρχει η δυνατότητα χρονικής παρακολούθησης του ύψους του υμένα σε ένα σημείο, $h(x_0,y_0,t)$, του οπτικού πεδίου με τον κώδικα **Timeprofile** (Σχήμα 3.9).



Σχήμα 3.8. (α) Πρωταρχική φωτογραφία και (β) εξέλιξη του προφίλ μιας γραμμής της ελεύθερης επιφάνειας κατάντη της ροής



Σχήμα 3.9. Χρονική εξέλιξη του υμένα σε σημείο του οπτικού πεδίου

Από διαγράμματα όπως αυτά των Σχημάτων 3.8 και 3.9 προκύπτουν χρήσιμα ποσοτικά χαρακτηριστικά, όπως είναι το ύψος, η ταχύτητα και το μήκος κύματος όλων των κυμάτων που δημιουργούνται στην ελεύθερη επιφάνεια, το πάχος του υποστρώματος κ.α.

Για τον προσδιορισμό της ταχύτητας των κυμάτων αναπτύχθηκε ο κώδικας **Velocity**, στον οποίο γίνεται χρήση μιας παραλλαγής της

συνάρτησης ετεροσυσχέτισης (cross-correlation). Συνήθως, η συγκεκριμένη συνάρτηση εφαρμόζεται σε σήματα τα οποία μεταβάλλονται χρονικά και αποτελεί ένα μέτρο ομοιότητας μεταξύ των συγκρινόμενων σημάτων. Στην περίπτωση των πειραμάτων της παρούσας μελέτης η συνάρτηση εφαρμόστηκε σε σήματα που μεταβάλλονται χωρικά, όπως αυτό του Σχήματος 3.8β. Πιο συγκεκριμένα, συγκρίνοντας ένα τέτοιο σήμα μιας δεδομένης χρονικής στιγμής με το αντίστοιχο που προκύπτει για την επόμενη χρονική στιγμή μπορεί να υπολογιστεί η απόσταση που διένυσε η μεγαλύτερη κορυφή του σήματος στο διάστημα που μελετάται.

Ένας από τους κύριους στόχους της παρούσας διατριβής ήταν η συστηματική μελέτη της εγκάρσιας καμπυλότητας των μοναχικών κυμάτων (Σχήμα 3.8α). Όπως θα αναφερθεί και στη συνέχεια, η μορφή του μετώπου των 2-D κυμάτων μπορεί να προσεγγιστεί με πολύ καλή ακρίβεια από μια δευτεροβάθμια εξίσωση, η οποία προκύπτει από τις συντεταγμένες των μέγιστων τιμών ύψους κατά μήκος του μετώπου. Η σύγκριση μετώπων σε διαφορετικές πειραματικές συνθήκες μπορεί να πραγματοποιηθεί με δύο τρόπους: είτε με σύγκριση των καμπυλών που περιγράφονται από τις δευτεροβάθμιες εξισώσεις είτε με υπολογισμό της μέσης καμπυλότητας της 2^{ας} εξίσωσης. Η εύρεση των συντελεστών αυτών γίνεται με τον κώδικα ***Curvature***.

3.6 Πειραματικές παράμετροι

Στόχος των πειραμάτων ήταν η μελέτη των χαρακτηριστικών της κεκλιμένης ροής υγρού υμένα και επίδραση ορισμένων παραμέτρων σε αυτά. Οι κύριες παράμετροι που μελετήθηκαν ήταν η παροχή ρευστού στο κανάλι ροής, η γωνία κλίσης και το πλάτος του καναλιού, η συχνότητα και το πλάτος της επιβαλλόμενης διαταραχής και το ιξώδες του ρευστού. Στον Πίνακα 3.1 αναφέρονται συνοπτικά τα πειράματα που διενεργήθηκαν.

Η παροχή του ρευστού εκφράζεται με τη βοήθεια του αριθμού Reynolds, ο οποίος χαρακτηρίζει τη ροή και υπολογίζεται με βάση τη μέτρηση της ογκομετρικής παροχής ανά μονάδα πλάτους του τοιχώματος. Το εύρος τιμών σε κάθε πείραμα καθοριζόταν από τη γωνία κλίσης, το πλάτος του καναλιού και το είδος του ρευστού.

Η γωνία κλίσης του καναλιού ουσιαστικά ρυθμίζει την ταχύτητα εξέλιξης των φαινομένων. Εξετάστηκαν σχετικά χαμηλές γωνίες κλίσης (3° - 15°), όπου τα φαινόμενα εξελίσσονται σχετικά αργά και μπορούν εύκολα να μελετηθούν.

Το πλάτος καναλιού κυμαινόταν μεταξύ 150-450 mm με βήμα 100 mm. Είναι η πρώτη φορά που εξετάζεται η επίδραση της συγκεκριμένης παραμέτρου στα χαρακτηριστικά των κυμάτων, αφού προηγουμένη μελέτη δεν έχει πραγματοποιηθεί στη βιβλιογραφία.

Χρησιμοποιήθηκαν δύο είδη ρευστών, καθαρό νερό και διάλυμα γλυκερίνης-νερού με συγκεντρώσεις έως και 47% κ.β. σε γλυκερίνη. Για την περίπτωση των υδατικών διαλυμάτων γλυκερίνης οι φυσικές ιδιότητες τους προσδιορίζονταν μέσω υπολογισμού του ιξώδους του ρευστού στη θερμοκρασία διεξαγωγής των πειραμάτων. Οι διαφορές στις φυσικές ιδιότητες που παρατηρούνται στον Πίνακα 3.1 για ίδια συγκέντρωση διαλύματος οφείλεται σε διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ διαφορετικών πειραμάτων.

Στην περίπτωση της ροής λεπτού υγρού υμένα υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής, η συχνότητα και το πλάτος της διαταραχής αποτελούν χαρακτηριστικά της ροής. Οι τιμές των παραμέτρων αυτών σε συνδυασμό με τη γωνία κλίσης του καναλιού καθορίζουν το είδος των κυμάτων που θα δημιουργηθούν στην ελεύθερη επιφάνεια. Έτσι, για χαμηλές κλίσεις (3° - 5°) και για σχετικά χαμηλές συχνότητες (1-2 Hz) της επιβαλλόμενης διαταραχής δημιουργούνται μόνο μοναχικά κύμα, δηλαδή υπάρχει ένα μόνο κύμα ανά περίοδο, ενώ σε χαμηλότερες συχνότητες δημιουργούνται και παρασιτικά κύματα μεταξύ διαδοχικών κορυφών. Με αύξηση, όμως, της γωνίας κλίσης μοναχικά κύματα εμφανίζονται σε μεγαλύτερες συχνότητες (>2 Hz) και για μεγαλύτερο πλάτος της επιβαλλόμενης διαταραχής. Εξαιτίας πειραματικών δυσκολιών μεγαλύτερη συχνότητα από 2 Hz δεν ήταν δυνατόν να επιτευχθεί.

3.7. Πειραματική μεθοδολογία μελέτης πρωταρχικής ευστάθειας

3.7.1 Πειραματική διάταξη και τεχνική μέτρησης

Τα πειράματα διενεργήθηκαν σε μια μικρότερη πειραματική διάταξη με μήκος 800 mm και μέγιστο πλάτος 250 mm [Βλαχογιάννης, 2001]. Ο τρόπος

Πίνακας 3.1. Πειραματικές παράμετροι

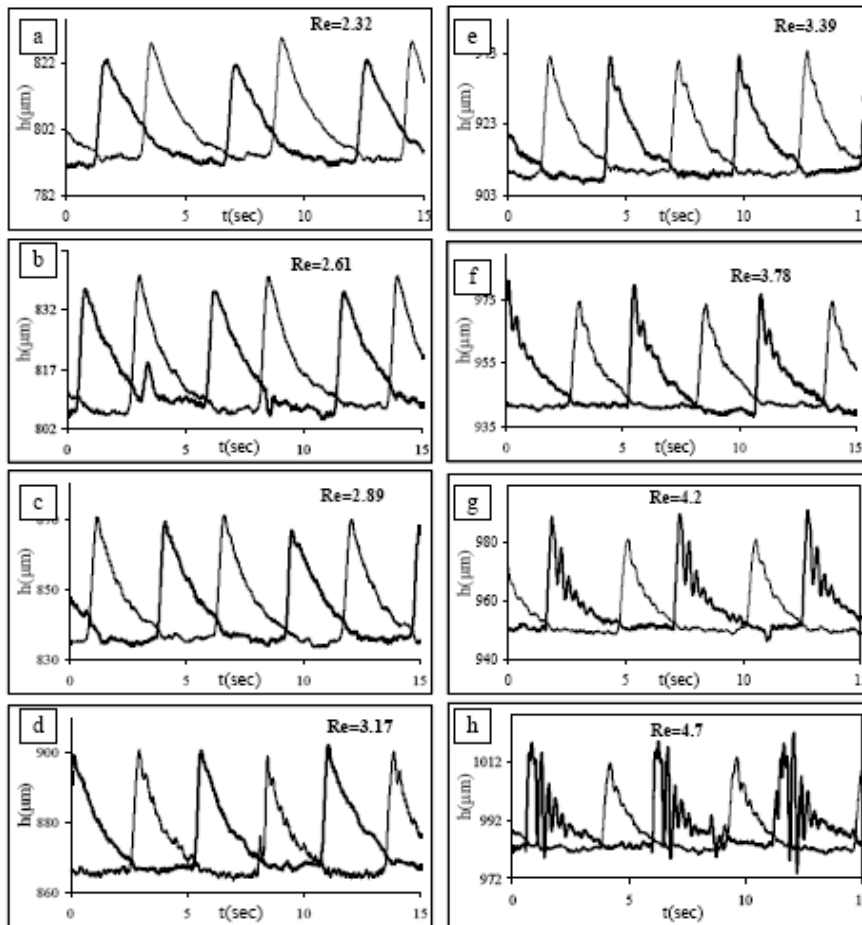
φ (°)	W (mm)	f (Hz)	m_a (kg/min)	Ρευστό (%κ.β.)	ν (cP)	ρ (kg/min)	Re					
3	150	0.5, 1, 2	0.730, 1	Νερό	1	1000	50-120					
	250						30-100					
	350						28-90					
	450						22-80					
5	150	0.5, 1, 2	0.5, 1, 1.5	Νερό	1	1000	38-90					
	250						25-100					
	350						20-100					
	450						16-90					
	150	1	1	22% Γλυκερίνη	1.49	1050.01	29-70					
	250						19-63					
	350						16-50					
	450						13-54					
7	250	0.5, 1, 2	1, 1.2	Νερό	1	1000	20-52					
	350						18-100					
	450						14-30					
	350	0.5, 1, 2	1	9% Γλυκερίνη	1.02	1017.82	20-100					
	350						0.5, 1, 2	1	17% Γλυκερίνη	1.24	1037.07	20-100
	250											0.5, 1, 2
	350	0.5, 1, 2	1.2	22% Γλυκερίνη	1.72	1051.18						
	450						0.5, 1, 2	1.2	22% Γλυκερίνη	1.70	1051.81	
	350											0.5, 1, 2
	250	0.5, 1, 2	1.2	32% Γλυκερίνη	2.52	1077.25						
	350						0.5, 1, 2	1.2	32% Γλυκερίνη	2.73	1074.78	
	450											0.5, 1, 2
350	0.5, 1, 2	1.2	37% Γλυκερίνη	2.31	1086.22	12-50						
350						0.5, 1, 2	1.2	47% Γλυκερίνη	3.41	1113.77	10-40	
10	250	0.5, 1, 2	1.6	33% Γλυκερίνη	2.67						1081.25	12-30
	350					10-30						
	450					8-25						
15	250	0.5, 1, 2	2.6	39% Γλυκερίνη	2.86	1094.88	7-15					
	350						7-15					

λειτουργίας της διάταξης είναι παρόμοιος με αυτόν που περιγράφηκε προηγουμένως. Η μεταβολή του πλάτους (250 mm, 166 mm, 83 mm) γινόταν με την ίδια διαδικασία με αυτήν που εφαρμόζεται και στο μεγαλύτερο κανάλι ροής. Η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση του πάχους του υμένα είναι η αγωγιμομετρική τεχνική, με την οποία προσδιορίζεται το ύψος σε δύο διαφορετικές θέσεις κατάντη της ροής. Η πρώτη θέση είναι σε απόσταση 150 mm από την είσοδο του καναλιού και η δεύτερη στα 650 mm από την είσοδο. Αναλυτική περιγραφή της διάταξης και της πειραματικής τεχνικής έχει δοθεί σε προηγούμενη εργασία [Λεοντίδης (2007), Σαμαντάς (2009)]. Τα ρευστά που χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα ήταν υδατικά διαλύματα γλυκερίνης συγκέντρωσης 30-80% κ.β. και βουτανόλης συγκέντρωσης περίπου 7% κ.β.. Η γωνία κλίσης του καναλιού κυμαινόταν από 5° έως 30°. Ο υμένας διαταρασσόταν με χρήση ηλεκτροβαλβίδας και με συχνότητες μεταξύ 0.167-1.5 Hz.

3.7.2 Προσδιορισμός οριακής ευστάθειας

Ο τρόπος προσδιορισμού του κρίσιμου αριθμού Re , δηλαδή του αριθμού όπου η ροή μεταπίπτει στην αστάθεια, στηρίζεται στην εισαγωγή διαταραχών σε πολύ μικρή συχνότητα (συνήθως 0.167 Hz) ώστε ο κρίσιμος Re της γραμμικής ευστάθειας να συμπίπτει με τη θεωρητική διαταραχή μηδενικής συχνότητας (άπειρο μήκος κύματος). Η κατάντη εξέλιξη διαταραχών χαμηλής συχνότητας είναι ποσοτικά διαφορετική στην ευσταθή και στην ασταθή περιοχή. Η διαφορά αυτή παρέχει ένα ποσοτικό μέτρο προσδιορισμού του κρίσιμου Re , το οποίο περιλαμβάνει σύγκριση του ύψους των κυμάτων στις δύο θέσεις μέτρησης ως συνάρτηση του αριθμού Re . Πιο συγκεκριμένα, στην ευσταθή περιοχή το ύψος των κυμάτων στη δεύτερη θέση είναι πάντα μικρότερο σε σχέση με το ύψος στην πρώτη θέση και το συνολικό σχήμα του κύματος παραμένει αμετάβλητο. Αντίθετα, για τους ασταθείς Re το ύψος του κύματος αυξάνει καθώς κινείται κατάντη της ροής και το κύμα 'αποσυνθέτεται' δίνοντας μια σειρά κυμάτων. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.10, όπου τα τέσσερα πρώτα διαγράμματα αντιστοιχούν στην ευσταθή περιοχή, ενώ τα επόμενα τέσσερα στους ασταθείς Re . Στο Σχήμα 3.10 η λεπτή γραμμή αντιστοιχεί στην πρώτη

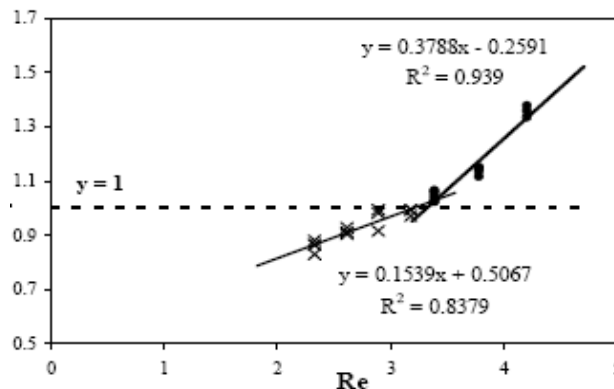
θέση μέτρησης, ενώ η έντονη στη δεύτερη θέση. Από το σχήμα συμπεραίνεται ότι το όριο ευστάθειας βρίσκεται μεταξύ της περιοχής $3.17 < Re < 3.78$.



Σχήμα 3.10. Χρονοσειρές του πάχους του υμένα για $\phi=15^\circ$, $W=166$ mm και 66% διάλυμα γλυκερίνης

Ο ποσοτικός προσδιορισμός της οριακής ευστάθειας απεικονίζεται στο Σχήμα 3.11 και αντιστοιχεί στην περίπτωση που παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.10. Βασίζεται στην παρατήρηση της παραμετρικής εξέλιξης με τον Re του λόγου του κατάντη ύψους κύματος προς το ανάντη ύψος. Για βελτίωση της ακρίβειας, τα ύψη των κυμάτων κανονικοποιούνται με το μετρούμενο μέσο πάχος του υμένα. Δύο χαρακτηριστικά διευκολύνουν τον αξιόπιστο προσδιορισμό της μετάπτωσης. Το πρώτο είναι ότι ο λόγος των υψών είναι μικρότερος από τη μονάδα στην ευσταθή περιοχή και μεγαλύτερος από ένα στην ασταθή περιοχή. Δεύτερον, ο ρυθμός αλλαγής του λόγου με τον Re αυξάνεται απότομα μετά το όριο ευστάθειας. Συνεπώς, ο κρίσιμος Re προσδιορίζεται ως το σημείο τομής τριών γραμμών: η πρώτη είναι η γραμμή

που αντιστοιχεί σε λόγο ίσο με τη μονάδα και οι άλλες δύο προκύπτουν από τη γραμμική παρεμβολή των τελευταίων σημείων πριν τη μετάπτωση και των πρώτων σημείων μετά τη μετάπτωση.



Σχήμα 3.11. Προσδιορισμός οριακής ευστάθειας

3.8 Ακρίβεια της πειραματικής τεχνικής

Απαραίτητο στοιχείο οποιασδήποτε πειραματικής δουλειάς είναι ο προσδιορισμός τυχών πηγών σφαλμάτων και η προσπάθεια εξάλειψής τους. Ωστόσο, οποιαδήποτε πειραματική τεχνική μέτρησης περιορίζεται από κάποια ακρίβεια, η οποία είναι επιθυμητό να είναι όσο το δυνατόν μεγαλύτερη, αλλά επίσης να μπορεί και να προσδιοριστεί. Συνεπώς, κρίνεται απαραίτητο ο ποσοτικός προσδιορισμός της ακρίβειας και του σφάλματος που εισάγεται στα τελικά αποτελέσματα από την εφαρμογή της εκάστοτε πειραματικής τεχνικής. Αυτό, όμως, προϋποθέτει τη γνώση με μεγάλη ακρίβεια του τελικού αποτελέσματος είτε βάση κάποιας θεωρητικής πρόβλεψης είτε με χρήση κάποιας άλλης τεχνικής.

Στη περίπτωση που μελετάται στα πλαίσια της παρούσας διατριβής προκειμένου να γίνει ο έλεγχος των αποτελεσμάτων είναι απαραίτητη η γνώση με μεγάλη ακρίβεια του προσδοκώμενου πάχους του υμένα για συγκεκριμένες πειραματικές συνθήκες. Η εύρεση του πάχους του υμένα μπορεί να πραγματοποιηθεί θεωρητικά με τη βοήθεια της λύσης Nusselt, που αναφέρθηκε σε προηγούμενο κεφάλαιο. Ωστόσο, η λύση αυτή ισχύει μόνο στην περίπτωση όπου ο υμένας είναι επίπεδος, δηλαδή δεν υπάρχουν κυματισμοί στην ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού. Συνεπώς, η σύγκριση μεταξύ πειραματικών και θεωρητικών τιμών μπορεί να επιτευχθεί μόνο στη

διαδικασία της βαθμονόμησης όπου το πάχος του υμένα θεωρείται γνωστό από τη θεωρία.

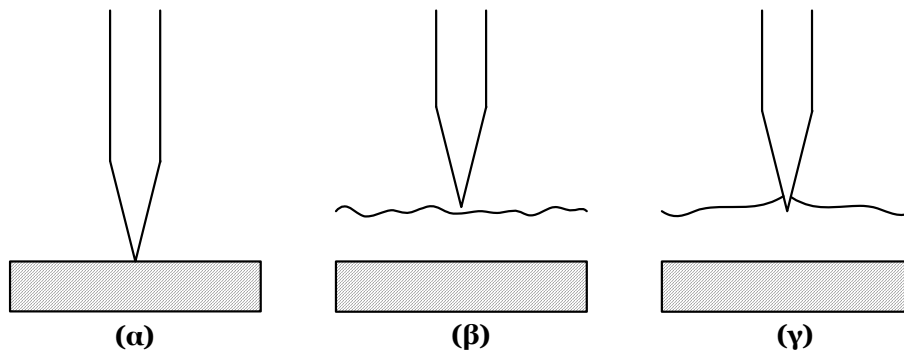
3.8.1 Έλεγχος διαδικασίας βαθμονόμησης

Είναι δεδομένο ότι για ένα δεδομένο εύρος αριθμών Re , το οποίο εξαρτάται από τη γωνία κλίσης και το πλάτος του καναλιού, ο υμένας είναι ευσταθής και ισούται θεωρητικά με την πρόβλεψη κατά Nusselt. Η ισότητα αυτή είναι πολύ σημαντική για τη συγκεκριμένη πειραματική τεχνική, αφού βάση αυτής είναι εφικτή η βαθμονόμηση της, όπως έχει περιγραφεί αναλυτικά στο προηγούμενο κεφάλαιο. Προκειμένου, όμως, να χρησιμοποιηθεί η ισότητα αυτή ήταν απαραίτητο να ελεγχθεί ότι το πάχος ενός επίπεδου υμένα που επιτυγχάνεται στη διάρκεια των πειραμάτων συμφωνεί με τη θεωρητική πρόβλεψη. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκε η τεχνική που παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.1 και περιγράφεται συνοπτικά στη συνέχεια αλλά και σε προηγούμενες εργασίες [Βλαχογιάννης (2001), Αργυριάδη (2005)].

Πιο συγκεκριμένα, για τη μέτρηση του πάχους του επίπεδου υμένα χρησιμοποιήθηκε ένα μικρόμετρο μετατόπισης (Depth Micrometer series 229, MITUTOYO) ακρίβειας 10 μm , ενώ η διαδικασία στηρίζεται στην αρχή της ηλεκτρικής αγωγιμότητας. Η συνδεσμολογία είναι η εξής: Το μικρόμετρο, το οποίο είναι καλός αγωγός του ρεύματος, τοποθετήθηκε σε κατάλληλη αγωγή βάση πάνω από το κανάλι, η οποία παρέχει τη δυνατότητα κάθετης και παράλληλης μετατόπισης με σκοπό τη μέτρηση σε διάφορες θέσεις. Ένα βολτόμετρο συνδέεται με το μικρόμετρο και με τη δεξαμενή συγκέντρωσης του ρευστού. Όταν η ακίδα του μικρομέτρου έρθει σε επαφή με τον υμένα κλείνει ηλεκτρικό κύκλωμα και το βολτόμετρο αποκτά μια μικρή ένδειξη, ενώ ταυτόχρονα εκπέμπει και ένα χαρακτηριστικό ήχο.

Συνοπτικά η διαδικασία προσδιορισμού του πάχους είναι: Αρχικά έπρεπε να βρεθεί το ύψος που αντιστοιχούσε στον πυθμένα του καναλιού. Για το σκοπό αυτό όταν το κανάλι είναι στεγνό, η ακίδα του μικρομέτρου μετακινείται προς τα κάτω μέχρι να ακουμπήσει το τοίχωμα (Σχήμα 3.12α). Ο προσδιορισμός του σημείου επαφής ακίδας-τοιχώματος γινόταν με χρήση ενός κομματιού ριζόχαρτου πάχους $<1 \mu\text{m}$, το οποίο ήταν τοποθετημένο πάνω

στο τοίχωμα και ακριβώς κάτω από την ακίδα του μικρομέτρου και το οποίο μετακινιόταν συνεχώς χειροκίνητα. Όταν η ακίδα ακουμπούσε το ριζόχαρτο τότε παρουσιαζόταν κάποια αντίσταση στην προσπάθεια μετακίνησης του. Στη συνέχεια η ακίδα απομακρυνόταν και εφαρμοζόταν στο κανάλι μια παροχή τέτοια ώστε ο υμένας να ήταν ευσταθής (Σχήμα 3.12β). Έπειτα η ακίδα του μικρομέτρου κατέβαινε προς τα κάτω μέχρι να ακουμπήσει την επιφάνεια του υμένα και να κλείσει το κύκλωμα (Σχήμα 3.12γ). Ένα επιπλέον χαρακτηριστικό που φανερώνει την επαφή της ακίδας με την ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού είναι η ανύψωση του υμένα στην ακίδα, λόγω του τριχοειδούς φαινομένου.



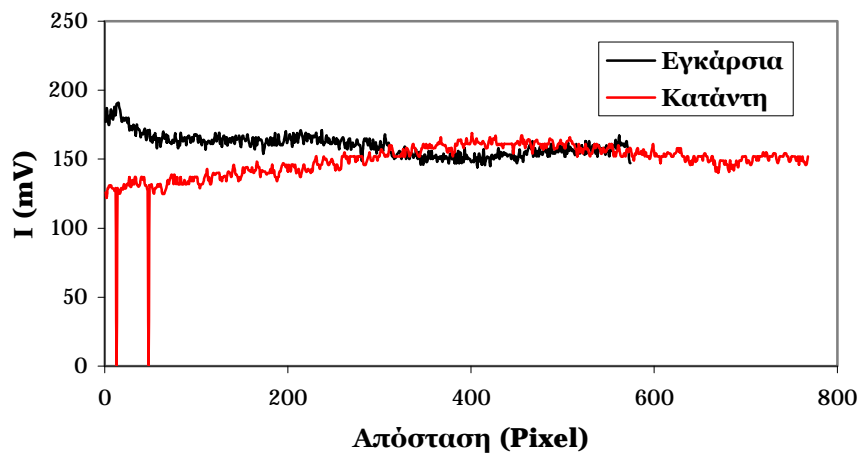
Σχήμα 3.12. Μέτρηση του πάχους του υμένα με τη βοήθεια μικρομέτρου

Η παραπάνω διαδικασία εφαρμόστηκε σε διάφορα σημεία τόσο εγκάρσια όσο και κατάντη της ροής και διαπιστώθηκε ότι υπάρχει ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των πειραματικών μετρήσεων και της θεωρητικής πρόβλεψης κατά Nusselt. Το γεγονός αυτό δηλώνει ότι η εφαρμογή της λύσης Nusselt στην περίπτωση επίπεδου υμένα και ειδικά στη διαδικασία βαθμονόμησης της μεθόδου απεικόνισης με φθορισμό οδηγεί σε ορθά αποτελέσματα.

3.8.2 Ακρίβεια και σφάλμα πειραματικών μετρήσεων

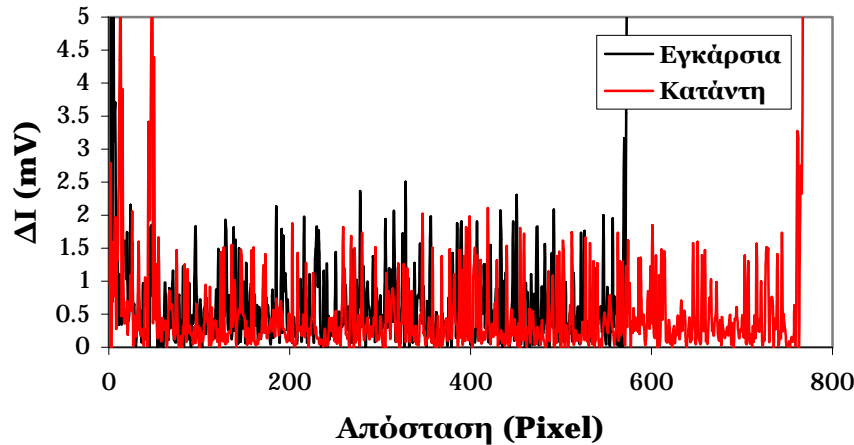
Στο Σχήμα 3.13 απεικονίζεται η εξέλιξη του πρωταρχικού σήματος εγκάρσια και κατάντη της ροής, όπως αυτό προκύπτει από μια φωτογραφία βαθμονόμησης και κατά μήκος των κεντρικών γραμμών. Ανάλογα είναι τα αποτελέσματα σε ολόκληρη τη φωτογραφία αλλά και στο σύνολο των πειραματικών συνθηκών που εξετάστηκαν. Ιδανικά, δηλαδή αν δεν υπήρχε οποιαδήποτε ανωμαλία ή ακαθαρσία στο τοίχωμα του καναλιού, αν ο

φωτισμός ήταν τέλεια ισοκατανεμημένος σε ολόκληρο το οπτικό πεδίο και δεν υπήρχε ψηφιακός θόρυβος, η κατανομή της έντασης της ακτινοβολίας αναμενόταν να ήταν ομοιόμορφη, δηλαδή οι δυο καμπύλες του Σχήματος 3.13 να ήταν ευθείες και να ταυτιζόντουσαν. Να σημειωθεί ότι όλες αυτές οι παράμετροι λαμβάνονται υπόψη κατά την επεξεργασία των δεδομένων και με κατάλληλους μηχανισμούς (φιλτράρισμα εικόνας, αφαίρεση ηλεκτρονικού θορύβου) αφαιρούνται. Κάποιες έντονες διακυμάνσεις που παρατηρούνται στο Σχήμα 3.13 και αντιστοιχούν σε μηδενική ένταση οφείλονται στην ύπαρξη μαύρων εικονοστοιχείων.



Σχήμα 3.13. Κατανομή πρωταρχικού σήματος εκφρασμένο σε ένταση της απορροφημένης από τον υμένα ακτινοβολίας ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$)

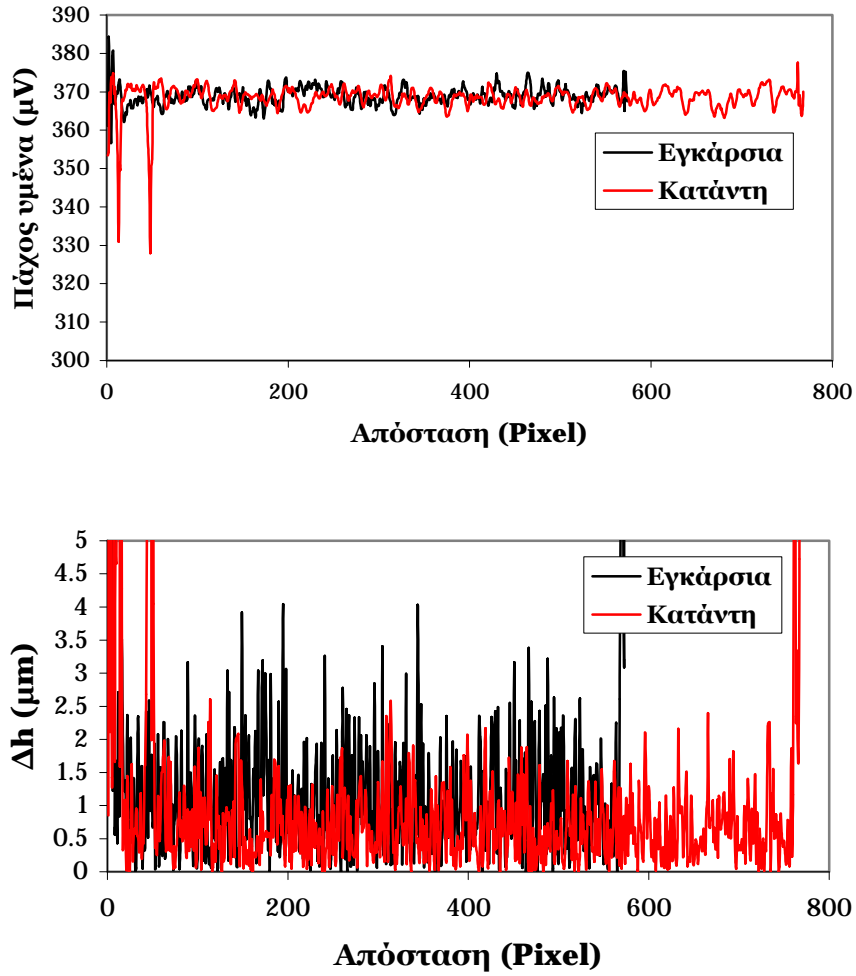
Εξαιτίας των παραπάνω φαινομένων παρατηρείται μια διακύμανση της τιμής της έντασης της απορροφημένης ακτινοβολίας. Η έντονη διαφοροποίηση μεταξύ διαφορετικών περιοχών οφείλεται κυρίως στην ανακατανομή του υπεριώδους φωτός στο οπτικό πεδίο. Επιπλέον, παρατηρείται και διακύμανση της τιμής μεταξύ διαδοχικών εικονοστοιχείων (pixel), κάτι που οφείλεται στον ηλεκτρονικό θόρυβο αλλά κυρίως ορίζει την ακρίβεια της πειραματικής τεχνικής. Η μέγιστη απόκλιση μεταξύ διαδοχικών εικονοστοιχείων είναι περίπου 10 mV, η οποία στη συνέχεια αφού φιλτραριστεί η εικόνα και αφαιρεθεί ο θόρυβος (Σχήμα 3.14) μειώνεται αρκετά (λιγότερο από 5 mV) και στην ουσία προσδιορίζει την ακρίβεια της μεθόδου.



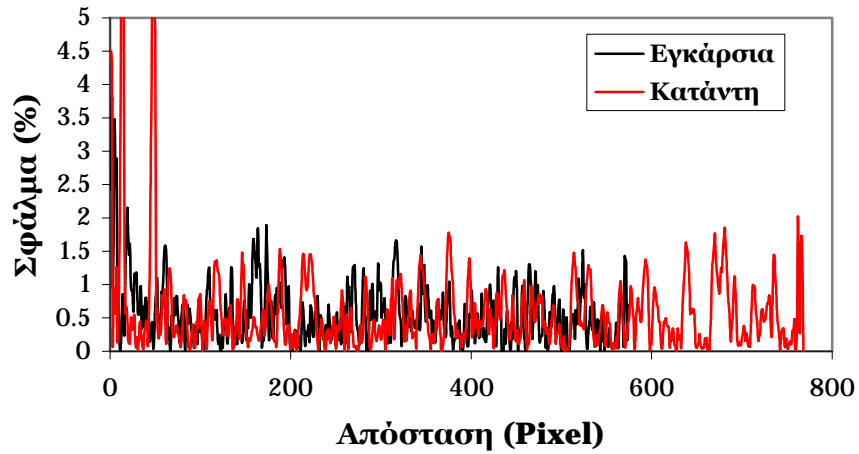
Σχήμα 3.14. Κατανομή φιλτραρισμένου σήματος εκφρασμένο σε διαφορά ένταση της απορροφημένης από τον υμένα ακτινοβολίας ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$)

Έπειτα από κατάλληλη διαδικασία προκύπτει το Σχήμα 3.15, στο οποίο απεικονίζεται η εξέλιξη του πάχους του υμένα στις ίδιες συνθήκες με αυτές του των Σχημάτων 3.13 και 3.14. Αν εξαιρεθούν οι πολύ έντονες διακυμάνσεις που οφείλονται στην ύπαρξη ατελειών και ακαθαρσιών που βρίσκονται είτε στο τοίχωμα του καναλιού είτε περιέχονται στο ρευστό, γίνεται αντιληπτό ότι η διακύμανση μεταξύ διαδοχικών τιμών δεν ξεπερνάει τα $4 \mu\text{m}$. Επιπλέον, αν ληφθεί υπόψη η θεωρία και πιο συγκεκριμένα η λύση Nusselt, σύμφωνα με την οποία για τις συγκεκριμένες συνθήκες το θεωρητικό πάχος του υμένα είναι περίπου $370 \mu\text{m}$, προκύπτει ότι το μέγιστο σφάλμα των πειραματικών μετρήσεων είναι λιγότερο από 2% με τη μέση τιμή να κυμαίνεται περίπου 0.6% (Σχήμα 3.16), ενώ η μέγιστη απόκλιση από τη θεωρητική τιμή είναι $8 \mu\text{m}$ με μέση τιμή περίπου στα $2 \mu\text{m}$ (Σχήμα 3.17). Αν για το συγκεκριμένο πείραμα ληφθούν υπόψη όλες οι φωτογραφίες που συλλέχθηκαν στον συγκεκριμένο Re , τότε η μέση τιμή του σφάλματος είναι 0.57%, ενώ αν ληφθούν υπόψη και οι υπόλοιπες εικόνες σε διαφορετικούς Re το μέσο σφάλμα δεν ξεπερνάει το 0.6%.

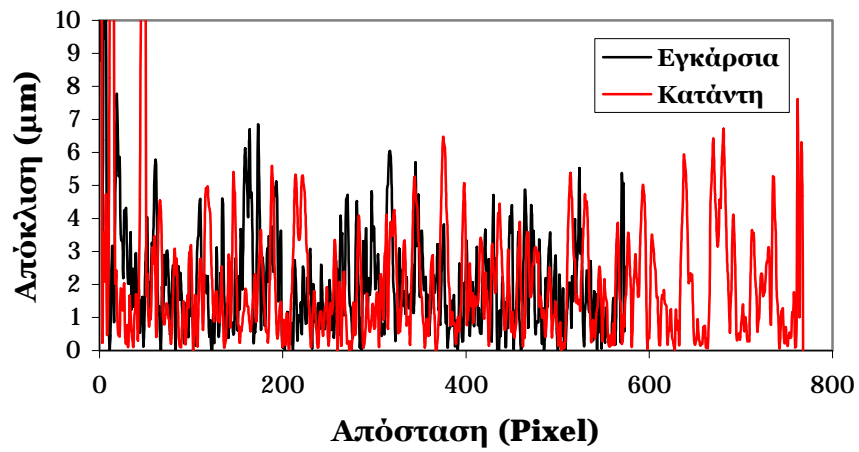
Στο σύνολο των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν το υπολογισμένο μέσο σφάλμα της πειραματικής τεχνικής μέτρησης του πάχους του υμένα ήταν πάντα λιγότερο από 1%. Το σφάλμα αυτό για την περίπτωση ενός μέσου πάχους υμένα $500 \mu\text{m}$, αντιστοιχεί σε $5 \mu\text{m}$.



Σχήμα 3.15. Κατανομή πάχους υμένα και διαφοράς του πάχους μεταξύ διαδοχικών εικονοστοιχείων ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$)



Σχήμα 3.16. Σφάλμα πειραματικής τεχνικής ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$)



Σχήμα 3.17. Απόκλιση πειραματικής τεχνικής ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$)

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

4

ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΡΟΗΣ

Στο παρόν κεφάλαιο διαχωρίζονται τα διάφορα καθεστώτα ροής ανάλογα με το είδος των δομών που παρατηρούνται σε αυτήν σε σχέση με τον αριθμό **Reynolds**. Αρχικά μελετάται η ευσταθής περιοχή, δηλαδή η περιοχή εκείνη στην οποία οποιαδήποτε διαταραχή και αν επιβληθεί στον υμένα θα σβήσει κατάντη της ροής, ενώ στη συνέχεια αναλύονται τα διάφορα καθεστώτα ροής που παρατηρήθηκαν στα πειράματα με αύξηση της παροχής του ρευστού. Εξετάζεται πως επηρεάζονται τα όρια μετάπτωσης από το ένα καθεστώς στο άλλο, με ιδιαίτερη έμφαση στην επίδραση του πλάτους του καναλιού, μια μεταβλητή η οποία δεν έχει μελετηθεί μέχρι σήμερα.

4.1 Ευστάθεια της ροής υγρού υμένα

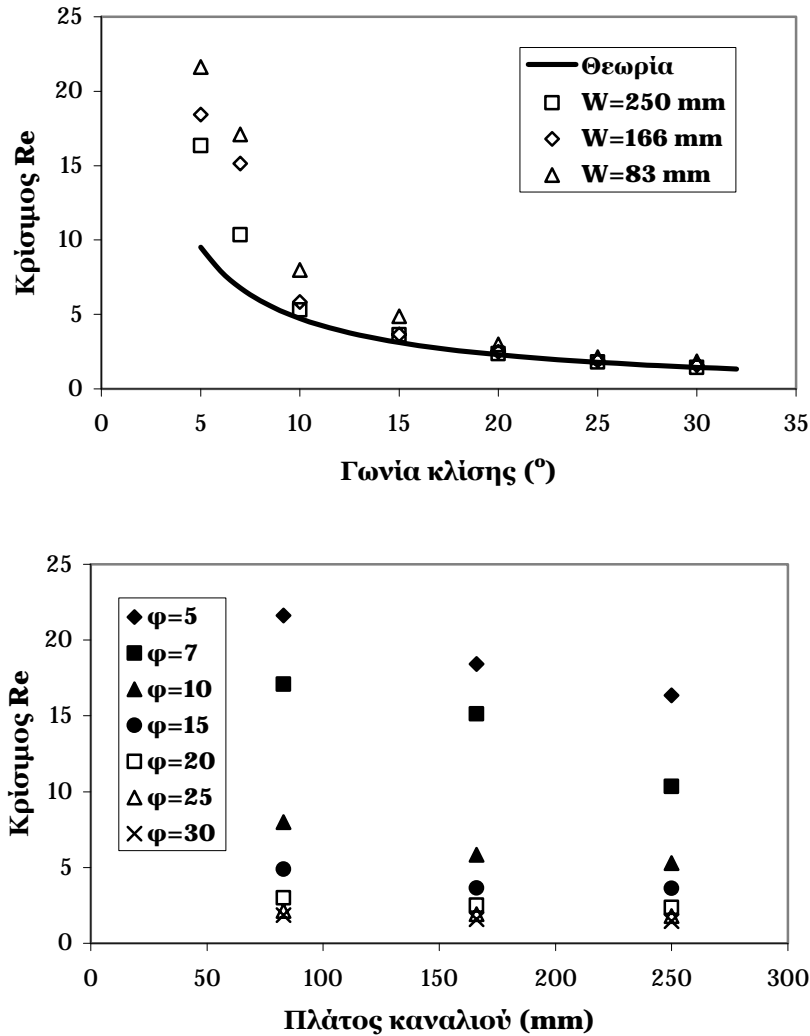
Όπως έχει ήδη αναφερθεί, πάνω από έναν κρίσιμο αριθμό **Reynolds** η ροή είναι γραμμικά ασταθής, δηλαδή οποιαδήποτε διαταραχή επιβάλλεται στη ροή ενισχύεται καθώς 'ταξιδεύει' κατάντη της ροής. Όλες οι θεωρητικές και αναλυτικές μελέτες που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα, με αφετηρία τις εργασίες των **Benjamin (1957)** και **Yih (1963)**, δεν λαμβάνουν υπόψη την επίδραση των πλαϊνών τοιχωμάτων και το πλάτος του καναλιού.

Με άλλα λόγια μέχρι σήμερα αφήνεται να εννοηθεί ότι τα πλαιϊνά τοιχώματα δεν επηρεάζουν τη μετάπτωση από την ευσταθή στην ασταθή περιοχή.

Ωστόσο, από οπτικές παρατηρήσεις κατά τη διάρκεια των πειραμάτων της παρούσας εργασίας, αλλά και από συστηματική μελέτη που πραγματοποιήθηκε σε παρόμοια αλλά μικρότερη διάταξη μήκους 800 mm και μεταβλητού πλάτους (83-250 mm) [Vlachogiannis et al. (2009), Σαμαντάς, 2009] σε εύρος γωνιών 5°-30°, βρέθηκε ότι στην πραγματικότητα ο κρίσιμος Re εξαρτάται έντονα από το πλάτος του καναλιού, ιδιαίτερα σε χαμηλές γωνίες κλίσης. Αξίζει να σημειωθεί ότι στα συγκεκριμένα πειράματα η μέτρηση του πάχους του υμένα πραγματοποιήθηκε με την αγωγιμομετρική τεχνική, η οποία περιγράφεται αναλυτικά σε προηγούμενη εργασία [Λεοντίδης, 2007].

Βρέθηκε ότι ο περιορισμός του πλάτους του καναλιού σταθεροποιεί εντόνως τη ροή υμένα σε χαμηλές γωνίες κλίσης. Το γεγονός αυτό φαίνεται στα Σχήματα 4.1α,β. Στο Σχήμα 4.1α απεικονίζεται ο πειραματικά προσδιορισμένος κρίσιμος Re ως συνάρτηση της γωνίας κλίσης και είναι φανερό ότι η απόκλιση από τον θεωρητικά προβλεπόμενο κρίσιμο Re αυξάνει με μείωση της γωνίας κλίσης. Στο Σχήμα 4.1β περιέχονται τα ίδια δεδομένα χρησιμοποιώντας το πλάτος καναλιού ως εξαρτημένη μεταβλητή και τη γωνία κλίσης ως παράμετρο. Σε αυτήν την περίπτωση φαίνεται ότι η διακύμανση του κρίσιμου Re με το πλάτος του καναλιού είναι ισχυρότερη σε χαμηλές γωνίες κλίσης, αλλά σταδιακά με αύξηση της γωνίας γίνεται αμελητέα ($\varphi > 30^\circ$). Με άλλα λόγια, ένα κανάλι πλάτους 250 mm είναι στενό για γωνία κλίσης 5°, αλλά ισοδυναμεί με κανάλι άπειρου πλάτους σε γωνία 30°.

Επιπρόσθετα, πραγματοποιήθηκε μια προσπάθεια τροποποίησης των αξόνων του Σχήματος 4.1β ώστε όλα τα δεδομένα να συμπίπτουν και να περιγράφονται ικανοποιητικά από μια και μόνο καμπύλη. Για την περίπτωση του άξονα y η τροποποίηση είναι εμφανής και περιλαμβάνει την κανονικοποίηση του πειραματικού κρίσιμου αριθμού Re , $Re_{cr,exp}$, με τον θεωρητικό κρίσιμο αριθμό, $Re_{cr,th}$, υπολογισμένο στην ίδια γωνία. Με τον τρόπο αυτό, όλες οι μετρήσεις συγκρίνονται με το όριο του ευρύ καναλιού όπου ισχύει $Re_{cr,exp}/Re_{cr,th}=1$. Η τροποποίηση του πλάτους του καναλιού είναι πιο πολύπλοκη και επιτυγχάνεται ουσιαστικά με δοκιμή και σφάλμα.



Σχήμα 4.1. Εξάρτηση του κρίσιμου αριθμού Re από (α) τη γωνία κλίσης και (β) το πλάτος του καναλιού

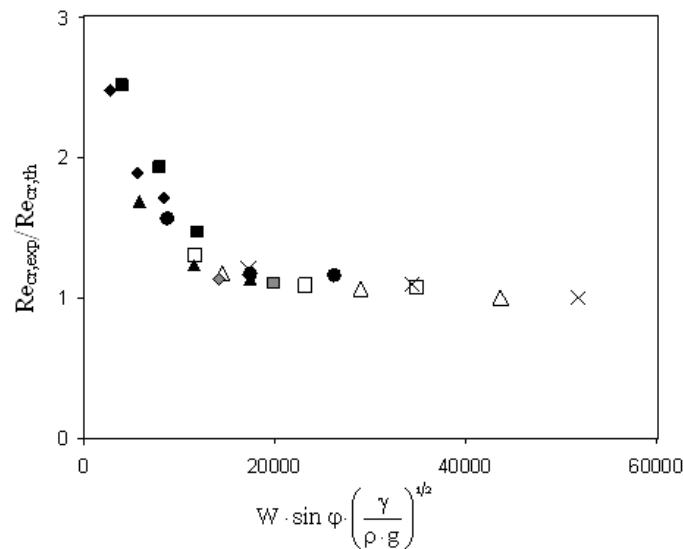
Πιο συγκεκριμένα, τα δεδομένα φανερώνουν ότι η γωνία κλίσης επηρεάζει έντονα, ενώ είναι ανεξάρτητα από το ιξώδες του ρευστού. Επιπλέον, πραγματοποιώντας ορισμένα πειράματα με ρευστό χαμηλότερης επιφανειακής τάσης (διαλύματα νερού-βουτανόλης) διαπιστώθηκε ότι η επιφανειακή τάση επηρεάζει τη μετάπτωση και πρέπει, επομένως, να ληφθεί υπόψη στην τροποποίηση του άξονα x. Αυτό μπορεί να γίνει με το χαρακτηριστικό τριχοειδές μήκος κατάντη της ροής που δίνεται από τη σχέση:

$$L_s = \left(\frac{\gamma}{\rho \cdot g \cdot \sin \varphi} \right)^{1/2} \quad (4.1)$$

Όλες αυτές οι παρατηρήσεις συνοψίζονται στο Σχήμα 4.2, όπου τελικά για τον άξονα x υιοθετήθηκε ο όρος:

$$\frac{W \cdot (\sin \varphi)^{1/2}}{L_s} = W \cdot \sin \varphi \cdot \left(\frac{\gamma}{\rho \cdot g} \right)^{1/2} \quad (4.2)$$

Η συγκεκριμένη παράμετρος περιγράφει ικανοποιητικά τις πειραματικές μετρήσεις, αλλά ωστόσο δεν μπορεί να εξηγηθεί θεωρητικά.



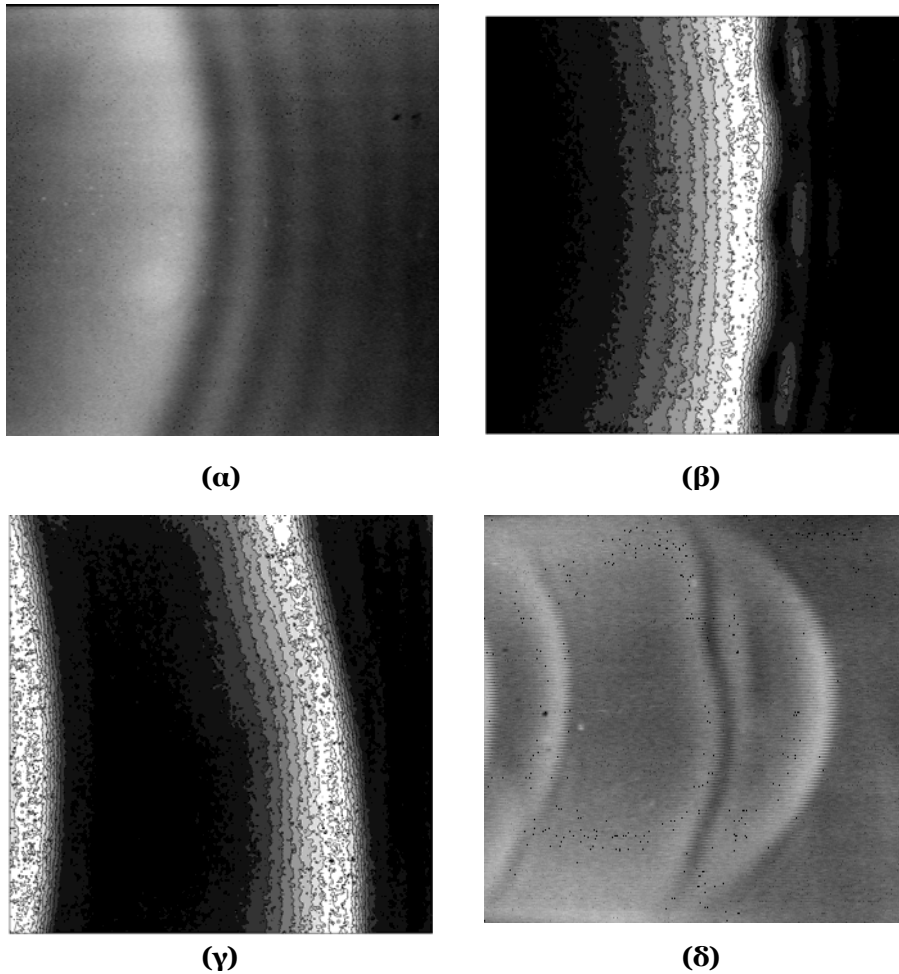
Σχήμα 4.2. Ο κρίσιμος πειραματικός Re , κανονικοποιημένος με τη θεωρητική τιμή, ως συνάρτηση του αδιάστατου πλάτους καναλιού

4.2 Χάρτης περιοχών ροής

Εκτός από την περιοχή ευσταθούς ροής, δύο ακόμα καθεστώτα ροής ταυτοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια των πειραμάτων ανάλογα με τον αριθμό Re και για το εύρος των μελετημένων Re . Η αλληλουχία εμφάνισης των καθεστώτων είναι ανεξάρτητη των πειραματικών παραμέτρων, όμως τα όρια μετάπτωσης μεταξύ των διαφορετικών περιοχών, όπως θα φανεί στη συνέχεια, εξαρτώνται από τη γωνία κλίσης και το πλάτος του καναλιού.

Για ενδιάμεσους Re στην ελεύθερη επιφάνεια αναπτύσσονται οδεύοντα μοναχικά κύματα (Σχήμα 4.3α). Ιδανικά πρόκειται για ένα διδιάστατο (2-D) καθεστώς ροής, δηλαδή το πάχος του υμένα μεταβάλλεται μόνο προς τις δύο κατευθύνσεις. Ωστόσο, στην πραγματικότητα τα παρατηρούμενα κύματα δεν είναι ποτέ άκαμπτα 2-D. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.3α, το μέτωπο των κυμάτων και τα τριχοειδή κύματα, τα οποία προηγούνται της κύριας κορυφής, είναι συμμετρικά καμπυλωμένα ως προς το κέντρο του καναλιού. Επιπλέον, το ύψος των κυμάτων κατά μήκος του μετώπου τους μεταβάλλεται ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Οι δύο αυτές παρατηρήσεις μελετήθηκαν εκτενώς στα

πλαίσια της παρούσας διατριβής και αναλύονται λεπτομερώς στο επόμενο κεφάλαιο.



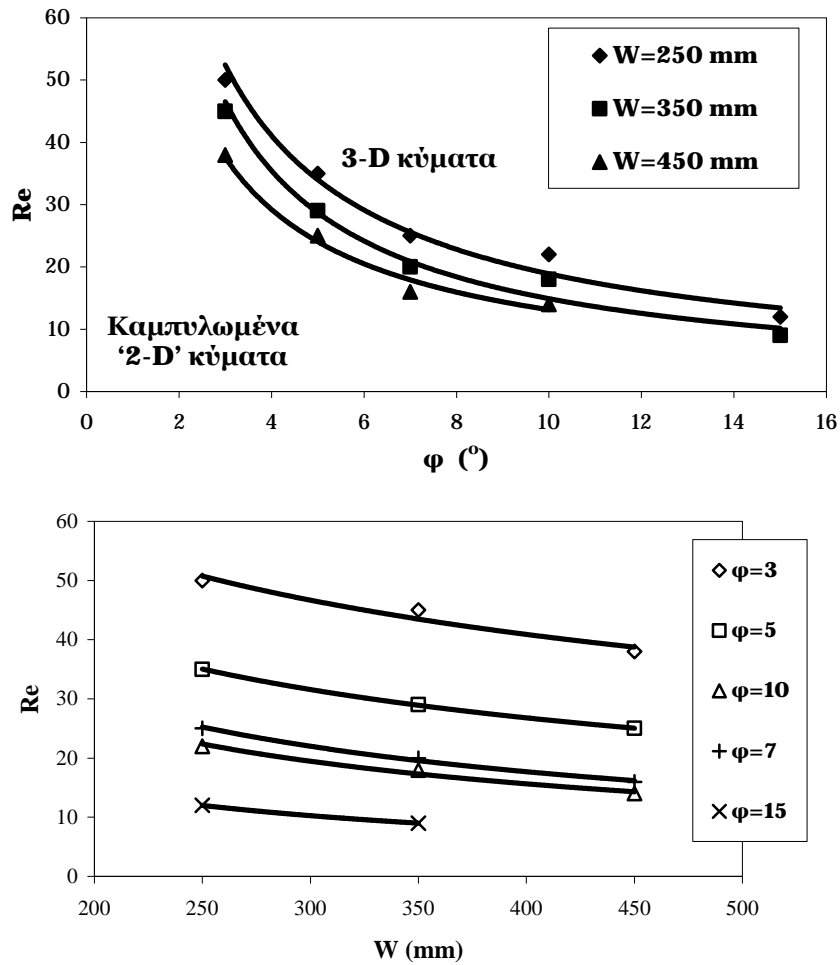
Σχήμα 4.3. (α) Φωτογραφία 2-D καμπυλωμένου μοναχικού κύματος, (β) αναπαράσταση 3-D βαθουλώματα, (γ) αναπαράσταση 3-D κυμάτων με έλλειψη συμμετρίας και (δ) φωτογραφία 3-D παρασιτικού κύματος

Για ακόμα μεγαλύτερους Re λαμβάνει χώρα η μετάπτωση σε τρισδιάστατα (3-D) κύματα. Για χαμηλές γωνίες κλίσης (3° - 5°) και για τα πρώτα στάδια του συγκεκριμένου καθεστώτος (Σχήμα 4.3β) όπου τα φαινόμενα εξελίσσονται με σχετικά αργό ρυθμό, το κύμα διατηρεί τη μορφή του καμπυλωμένου μοναχικού κύματος του οποίου όμως προπορεύονται μικρά 'βαθουλώματα' (depressions). Σε μεγαλύτερες γωνίες κλίσης όπου χρησιμοποιείται ρευστό με μεγαλύτερο ιξώδες οι δομές αυτές δεν εμφανίζονται. Δύο μπορεί να είναι οι πιθανοί λόγοι που δεν δημιουργούνται οι μικρής κλίμακας 3-D δομές. Σε μεγαλύτερες γωνίες και/ή αριθμούς Re ο ρυθμός εξέλιξης της ροής είναι εντονότερος, με αποτέλεσμα οι δομές αυτές να εμφανίζονται στα πρώτα στάδια ανάπτυξης της ροής και στη συνέχεια να

εξαφανίζονται μέσω μιας διαδικασίας αλληλεπίδρασης. Εναλλακτικά, μπορεί να αποσβένονται εξαιτίας του μεγαλύτερου ιξώδους του ρευστού. Πιθανόν είναι να λαμβάνει χώρα συνδυασμός των προαναφερθέντων φαινομένων.

Η μορφή των 3-D δομών που έχουν παρατηρηθεί σε μεγαλύτερες γωνίες είναι είτε τα μοναχικά κύματα να αρχίζουν σταδιακά να χάνουν τη συμμετρία τους ως προς το κέντρο του καναλιού (Σχήμα 4.3γ) είτε να εμφανίζονται 3-D παρασιτικά κύματα ανάμεσα σε διαδοχικές κύριες κορυφές (Σχήμα 4.3δ). Τέλος, συνδυασμός των παραπάνω δομών έχει παρατηρηθεί σε ορισμένα πειράματα. Επιπλέον, σε ακόμα μεγαλύτερους Re η τελική κατάληξη της 3-D μετάπτωσης είναι η δημιουργία χαστικής κατανομής 'πεταλοειδών' ('horse-shoe') κυμάτων. Η ανάλυση του συγκεκριμένου καθεστώτος περιλαμβάνεται στο Κεφάλαιο 7 της παρούσας διατριβής.

Όπως ακριβώς συμβαίνει με την πρωταρχική αστάθεια, έτσι και τα όρια μετάπτωσης από το καθεστώς των 2-D κυμάτων στα 3-D κύματα εξαρτώνται έντονα από τη γωνία κλίσης και το πλάτος του καναλιού. Στο Σχήμα 4.4α παρουσιάζεται η μεταβολή του κρίσιμου Re για την εμφάνιση 3-D δομών συναρτήσει της γωνίας κλίσης του καναλιού, ενώ στο Σχήμα 4.4β περιέχονται τα ίδια αποτελέσματα, αλλά αυτή τη φορά συναρτήσει του πλάτους του καναλιού. Είναι φανερό ότι το εύρος αριθμών Re για το οποίο στην ελεύθερη επιφάνεια εμφανίζονται διδιάστατα κύματα περιορίζεται σημαντικά με αύξηση της γωνίας κλίσης, ενώ το πλάτος του καναλιού έχει αντίστοιχη επίδραση, αλλά λιγότερο έντονη. Δηλαδή, με μείωση του πλάτους του καναλιού η εμφάνιση 3-D κυμάτων μετατοπίζεται προς υψηλότερους αριθμούς Re .



Σχήμα 4.4. Εξάρτηση του κρίσιμου αριθμού Re για την εμφάνιση 3-D δομών από (α) τη γωνία κλίσης και (β) το πλάτος του καναλιού

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

5

ΔΙΔΙΑΣΤΑΤΑ ΜΟΝΑΧΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα της ροής υγρού υμένα υπό την επίδραση εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής σε μικρές γωνίες κλίσης (3° - 15°) για μεταβαλλόμενο πλάτος καναλιού (250-450 mm) και για ενδιάμεσους αριθμούς Reynolds. Αξίζει να αναφερθεί ότι πειραματική διερεύνηση της επίδρασης του πλάτους του καναλιού στη ροή υγρού υμένα δεν έχει πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα. Στόχος των πειραμάτων είναι η συστηματική μελέτη και καταγραφή των χαρακτηριστικών των διδιάστατων (κυρίως μοναχικών) κυμάτων που δημιουργούνται κατάντη της ροής εξαιτίας της επιβαλλόμενης διαταραχής στην είσοδο το καναλιού. Τα χαρακτηριστικά τα οποία μελετήθηκαν είναι το ύψος (πλάτος), η φασική ταχύτητα και η μορφή των μοναχικών κυμάτων σε συνάρτηση με παραμέτρους, όπως ο αριθμός Reynolds, η γωνία κλίσης, το πλάτος του καναλιού, το ιξώδες του ρευστού, η συχνότητα και το πλάτος της επιβαλλόμενης διαταραχής.

Αρχικά εξετάζεται σε πολύ μικρή γωνία κλίσης ($\sim 3^{\circ}$) αν το διαθέσιμο μήκος του καναλιού επαρκεί ώστε τα μοναχικά κύματα να αναπτυχθούν πλήρως. Η ροή μπορεί να θεωρηθεί πλήρως ανεπτυγμένη όταν τα δημιουργούμενα κύματα αποκτήσουν σταθερά χαρακτηριστικά και μόνιμη δομή κατάντη της ροής. Για το σκοπό αυτό μελετώνται τα δημιουργούμενα

κύματα σε τρεις θέσεις κατά μήκος του καναλιού, στην είσοδο, στο κέντρο και πριν την έξοδο του καναλιού, και συγκρίνονται τα χαρακτηριστικά τους.

Ακολουθεί μια ποιοτική περιγραφή της μη-γραμμικής εξέλιξης της ροής και της επιρροής της συχνότητας διαταραχής στη μορφή των δημιουργούμενων κυμάτων. Έμφαση δίνεται στην ανάπτυξη των μοναχικών κυμάτων και στην περιγραφή του μετώπου των κλασσικών μοναχικών κυμάτων.

Στη συνέχεια παρουσιάζεται συστηματική μελέτη της μορφής του μετώπου των μοναχικών κυμάτων και η εξάρτηση του από τις πειραματικές παραμέτρους (Re , ϕ , W , ν , f). Όπως αναφέρεται στη βιβλιογραφία, η μορφή του μετώπου των μοναχικών κυμάτων είναι παραβολική ως προς την εγκάρσια διεύθυνση, πιθανόν εξαιτίας την επίδρασης των πλαϊνών τοιχωμάτων. Ωστόσο, αναλυτική περιγραφή και καταγραφή της μορφής αυτής δεν έχει πραγματοποιηθεί μέχρι σήμερα. Επιπλέον, βρέθηκε ότι το ύψος του υμένα κατά μήκος του μετώπου ενός καμπυλωμένου μοναχικού κύματος μεταβάλλεται ως προς την εγκάρσια διεύθυνση, με τη μέγιστη τιμή του πάχους να παρατηρείται στο κέντρο του καναλιού (στην κορυφή της παραβολής) και να μειώνεται πλησιάζοντας τα τοιχώματα. Συνεπώς, τα μοναχικά κύματα δεν είναι στην πραγματικότητα ποτέ διδιάστατα.

Από τη μελέτη της κατανομής πάχους υμένα των μοναχικών κυμάτων σε διαφορετικές εγκάρσιες θέσεις διαπιστώθηκε ότι εκτός από το ύψος της κορυφής αλλάζει και το σχήμα της. Στο κέντρο του καναλιού η κορυφή είναι απότομη και αιχμηρή, ενώ εκατέρωθεν του κέντρου γίνεται πιο επίπεδη. Επιπρόσθετα, το μήκος κύματος των τριχοειδών κυμάτων μπροστά από το μοναχικό κύμα με την πλατιά κορυφή είναι μεγαλύτερο από το αντίστοιχο στο κέντρο του καναλιού.

Είναι γνωστό ότι η φασική ταχύτητα των μοναχικών κυμάτων είναι ανάλογη του ύψους των '2-D' κυμάτων και ότι η θεωρητική γραμμική ταχύτητα είναι ίση με 3. Ωστόσο, η πειραματική επιβεβαίωση της συγκεκριμένης εξάρτησης για την περίπτωση κεκλιμένου καναλιού είναι περιορισμένη. Στην παρούσα μελέτη επιβεβαιώθηκε η γραμμική εξάρτηση μεταξύ ταχύτητας και ύψους, αλλά η γραμμική ταχύτητα βρέθηκε να μεταβάλλεται με τη γωνία κλίσης και το πλάτος του καναλιού και να

προσεγγίζει τη θεωρητική τιμή για την περίπτωση μεγάλου πλάτους και/ή μεγάλης κλίσης.

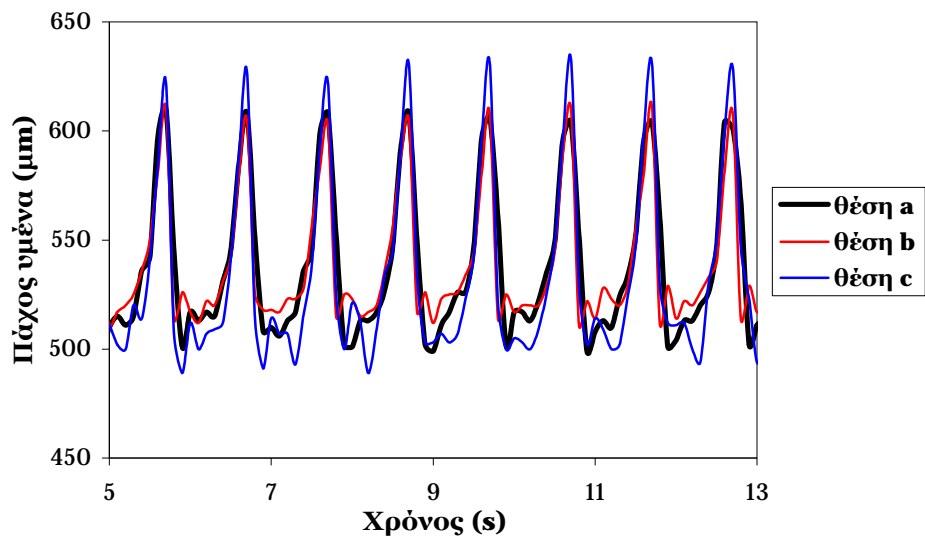
Το μεγαλύτερο μέρος των μετρήσεων και των αποτελεσμάτων που θα αναφερθούν στο παρόν κεφάλαιο αφορούν κύματα τα οποία είναι πλήρως ανεπτυγμένα, δηλαδή, όπως θα αναφερθεί και στη συνέχεια, οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν κοντά στην έξοδο του καναλιού.

5.1 Πλήρως ανεπτυγμένα μοναχικά κύματα

Ένα μοναχικό κύμα θεωρείται ότι έχει αναπτυχθεί πλήρως όταν η δομή και τα χαρακτηριστικά του διατηρούνται σταθερά κατάντη της ροής. Προκειμένου να θεωρηθεί η ροή πλήρως ανεπτυγμένη είναι απαραίτητο να ικανοποιούνται δύο κριτήρια. Το πρώτο αφορά το ύψος του μοναχικού κύματος, το οποίο πρέπει να αποκτήσει μια μόνιμη τιμή και να διατηρείται σταθερή καθώς κινείται κατάντη της ροής. Σύμφωνα με το δεύτερο κριτήριο το πάχος του υποστρώματος που προπορεύεται της κορυφής πρέπει να είναι ίδιο με το υπόστρωμα που ακολουθεί της ουράς. Να σημειωθεί ότι ένας από τους κυριότερους λόγους για τους οποίους κατασκευάστηκε η συγκεκριμένη πειραματική διάταξη είναι να διασφαλιστεί το απαραίτητο μήκος για πλήρη ανάπτυξη της ροής και εξέλιξη των δομών στην ελεύθερη επιφάνεια.

Είναι γνωστό ότι για την περίπτωση της κεκλιμένης ροής υγρού υμένα η ροή αναπτύσσεται με πιο αργό ρυθμό στις μικρότερες κλίσεις και σε μικρότερους αριθμούς Reynolds. Όσο μεγαλύτερη είναι η γωνία κλίσης του καναλιού ή/και ο Re , τόσο πιο γρήγορα κινούνται τα κύματα και επομένως αναπτύσσονται πιο γρήγορα, δηλαδή αποκτούν τη μόνιμη κατάσταση τους σε μικρότερη απόσταση από την είσοδο του καναλιού. Για το λόγο αυτό διενεργήθηκαν πειράματα στη μικρότερη δυνατόν γωνία ($\sim 3^\circ$) και για μικρούς σχετικά Re ($Re \sim 30-40$), ενώ η συλλογή των δεδομένων και η μέτρηση του πάχους του υμένα πραγματοποιήθηκε σε τρεις διαφορετικές θέσεις κατάντη της ροής: κοντά στην είσοδο (καλυπτόμενο μήκος 33-59 cm), στο κέντρο (133-159 cm) και πριν από την έξοδο του καναλιού (233-259 cm). Επιπλέον, η συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής ήταν τέτοια (1 Hz) ώστε στην ελεύθερη επιφάνεια να εμφανίζονται μόνο διδιάστατα μοναχικά κύματα χωρίς την ύπαρξη παρασιτικών δομών, τα οποία θα απέχουν αρκετά

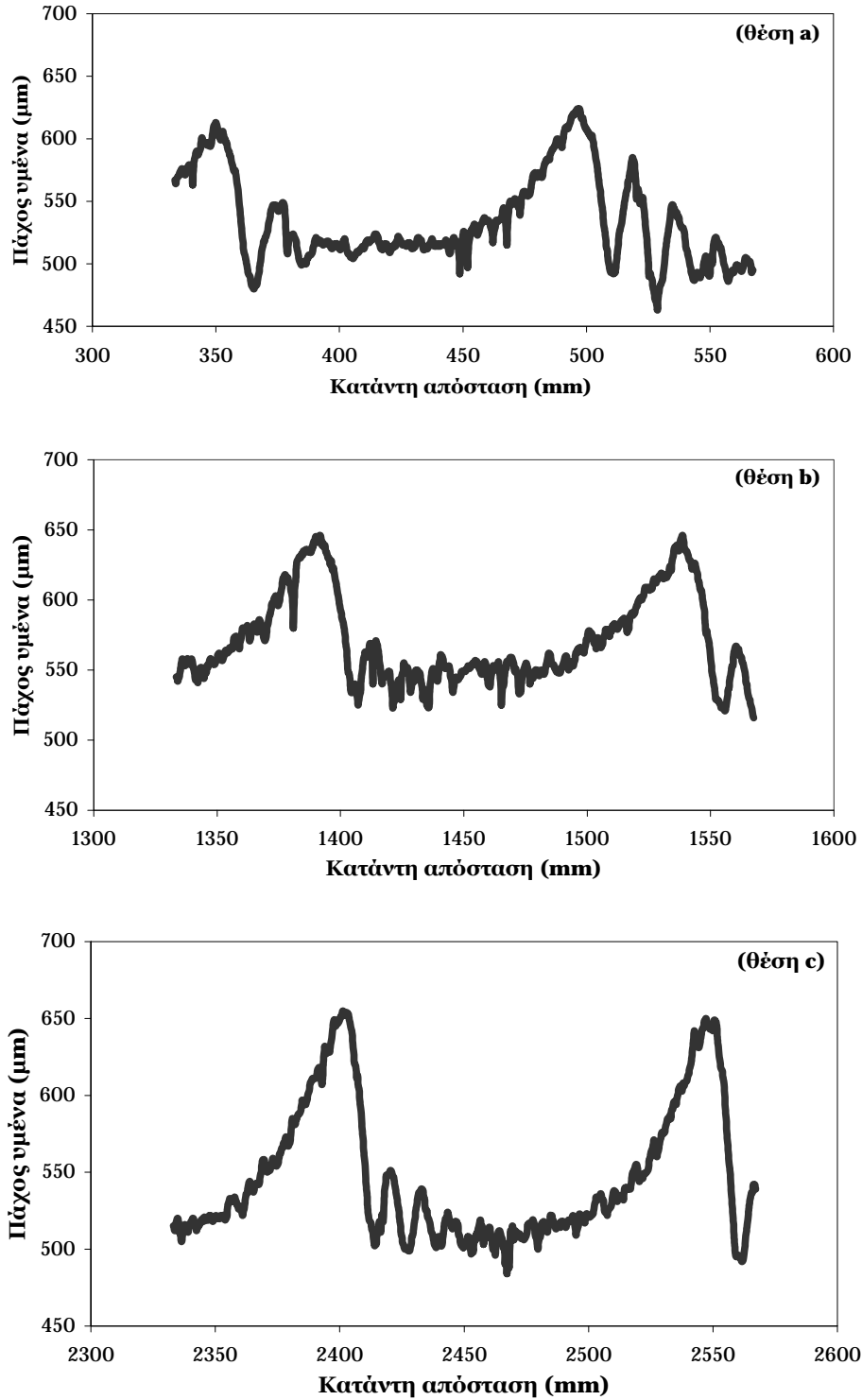
μεταξύ τους. Στο Σχήμα 5.1 απεικονίζεται η χρονική εξέλιξη του ύψους του υμένα σε τρεις διαφορετικές θέσεις κατάντη της ροής για ένα συγκεκριμένο αριθμό Reynolds ($Re \approx 30$): η θέση a αντιστοιχεί σε 515 mm από την είσοδο του καναλιού, η b σε 1515 mm και η c σε 2515 mm. Γίνεται φανερό ότι τόσο το μέγιστο ύψος του κύματος όσο και το πάχος του υποστρώματος πριν και μετά το κύμα διατηρούνται σχεδόν σταθερά καθώς το κύμα κινείται προς τα κάτω, γεγονός που υποδηλώνει ότι η ροή έχει αναπτυχθεί πλήρως.



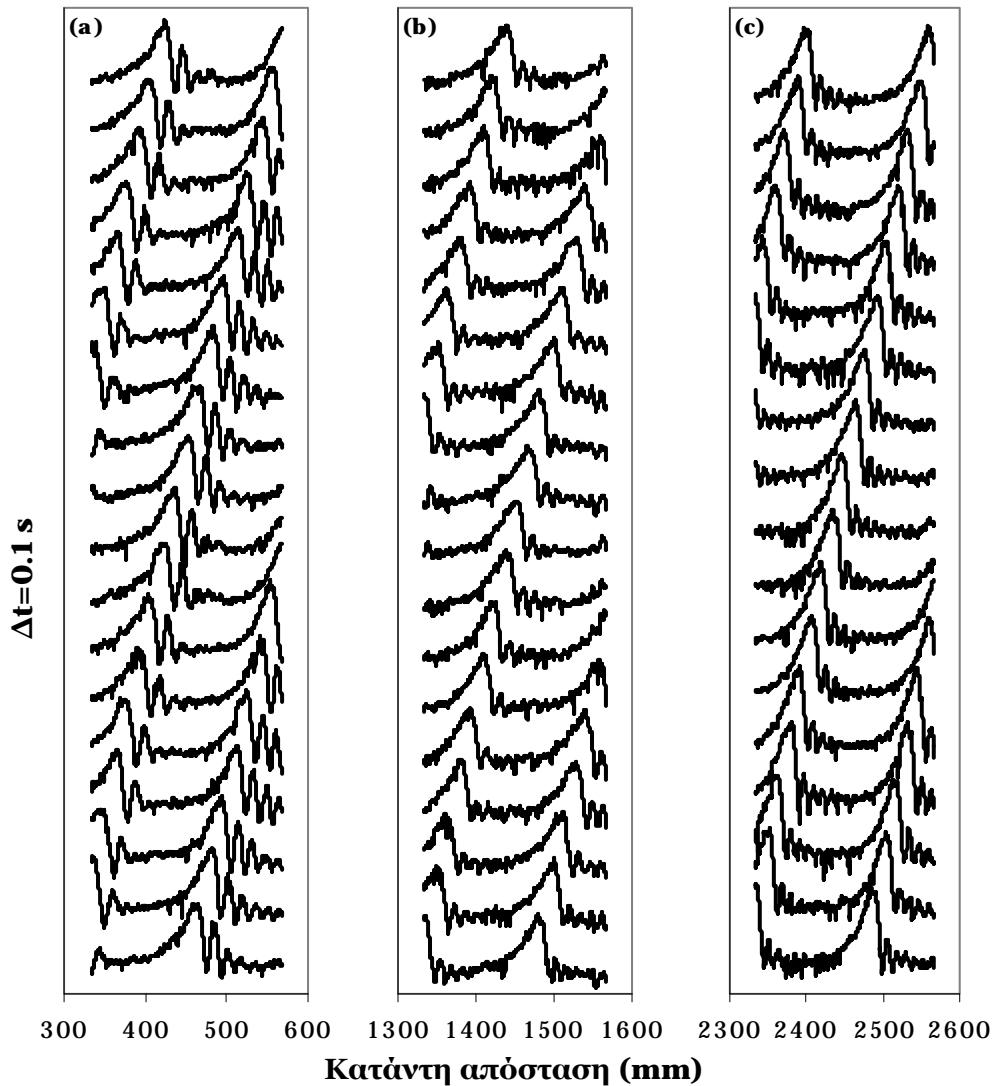
Σχήμα 5.1. Χρονική εξέλιξη του υμένα για $\phi=3^\circ$, $Re=30$, $f=1$ Hz

Αντίστοιχα συμπεράσματα προκύπτουν παρατηρώντας την χωρική εξέλιξη του υμένα κατάντη της ροής. Στο Σχήμα 5.2 απεικονίζεται η εξέλιξη του υμένα στις τρεις θέσεις μέτρησης και γίνεται αντιληπτό ότι το μοναχικό κύμα έχει αναπτυχθεί πλήρως αφού πληρούνται τα απαραίτητα κριτήρια. Το ύψος κύματος παραμένει σχεδόν σταθερό από τη δεύτερη έως την τρίτη θέση μέτρησης, το ύψος διαδοχικών κυμάτων στην τρίτη θέση είναι παρόμοιο και το πάχος του υποστρώματος πριν και μετά την κορυφή είναι ίδιο. Να σημειωθεί ότι όλα τα παραπάνω ισχύουν για την περίπτωση που δεν υπάρχουν παρασιτικά κύματα και αλληλεπιδράσεις μεταξύ κυμάτων (π.χ. συγχώνευση). Αν παρατηρηθεί κάτι από αυτά το κύμα, και κατ' επέκταση και η ροή, δεν μπορεί να θεωρηθεί πλήρως ανεπτυγμένο.

Τέλος, στο Σχήμα 5.3 παρουσιάζεται ταυτόχρονα η χωρική και η χρονική εξέλιξη του υμένα κατάντη της ροής.



Σχήμα 5.2. Σύγκριση προφίλ υμένα για $\varphi=3^\circ$, $Re=30$, $f=1$ Hz σε τρεις θέσεις μέτρησης



Σχήμα 5.3. Χωρική και χρονική εξέλιξη της ροής για $\phi=3^\circ$, $Re=30$, $f=1 \text{ Hz}$ στις τρεις θέσεις μέτρησης

5.2 Μη-γραμμική εξέλιξη της ροής

Όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενες εργασίες [Aleksenko et al. (1995), Liu et al. (1993), Argyriadi et al. (2004)], η μη-γραμμική εξέλιξη των κυμάτων κατάντη της ροής εξαρτάται από τη συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής, τη γωνία κλίσης του καναλιού και πιθανό από το ιξώδες του ρευστού. Για δεδομένη κλίση και είδος ρευστού έχει διαπιστωθεί ότι υπάρχουν κάποιες κρίσιμες συχνότητες της επιβαλλόμενης διαταραχής, οι οποίες ουσιαστικά καθορίζουν το είδος των δομών που θα αναπτυχθούν. Έτσι, έχει βρεθεί ότι υπάρχει μια συχνότητα πάνω από την οποία αναπτύσσονται κορεσμένα περιοδικά, ενώ για μικρότερες συχνότητες παρατηρούνται μη μόνιμα κύματα με περισσότερες από μια κορυφές ανά περίοδο. Μειώνοντας

ακόμα περισσότερο τη συχνότητα οι δημιουργούμενες δομές αποκτούν σταδιακά τη μορφή των μοναχικών κυμάτων, με μια κορυφή ανά περίοδο της οποίας προηγούνται οι τριχοειδείς κυματισμοί. Για ακόμα μικρότερες συχνότητες έχει διαπιστωθεί ότι υπάρχει μια επιπλέον οριακή συχνότητα κάτω από την οποία δημιουργούνται παρασιτικά κύματα μεταξύ διαδοχικών κύριων κορυφών, οι οποίες ωστόσο είναι όμοιες με τα μοναχικά κύματα.

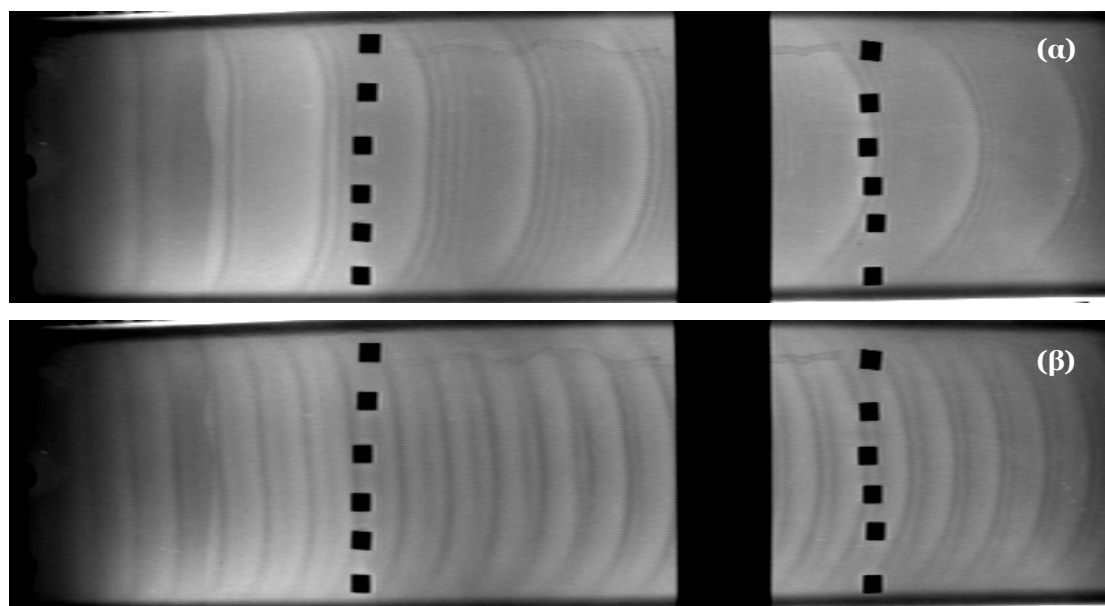
Όπως περιγράφηκε αναλυτικά και στο Κεφάλαιο 3, η διαταραχή κατά τη διάρκεια των πειραμάτων επιβαλλόταν με τη χρήση χρονισμένης ηλεκτροβαλβίδας. Ανάλογα με τα χρονικά διαστήματα που αυτή ήταν ανοικτή, T_{on} , και κλειστή, T_{off} , καθοριζόταν η συχνότητα της διαταραχής. Επομένως, ίδια συχνότητα διαταραχής μπορεί να επιτευχθεί με διαφορετικά χρονικά διαστήματα λειτουργίας της ηλεκτροβαλβίδας. Για παράδειγμα διαταραχή 1 Hz μπορεί να επιτευχθεί είτε ως $T_{on}=T_{off}=0.5$ s είτε ως $T_{on}=0.75$ s και $T_{off}=0.25$ s.

5.2.1 Ροή με ένα μοναχικό κύμα ανά περίοδο

Για γωνίες κλίσης μέχρι και 5° διαπιστώθηκε ότι για συχνότητες διαταραχής 1 και 2 Hz σχηματίζονται καμπυλωμένα μοναχικά κύματα, ενώ σε μεγαλύτερες γωνίες ($<15^\circ$) μόνο στα 2 Hz δημιουργήθηκαν μοναχικά κύματα (Σχήμα 5.4). Ωστόσο, βασική προϋπόθεση είναι τα χρονικά διαστήματα της ηλεκτροβαλβίδας να είναι ίδια, δηλαδή να ισχύει $T_{on}=T_{off}$. Επιπλέον, διαπιστώθηκε ότι ο σχηματισμός των συγκεκριμένων κυμάτων δεν εξαρτάται από το πλάτος του καναλιού, το είδος του ρευστού και τον αριθμό Re . Πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε τέσσερα διαφορετικά πλάτη καναλιού (150, 250, 350 και 450 mm) και για διαφορετικά ιξώδη ρευστού από 1 cP, δηλαδή καθαρό νερό, μέχρι 3.5 cP, που αντιστοιχεί σε υδατικό διάλυμα γλυκερίνης συγκέντρωσης περίπου 47% κ.β. σε γλυκερίνη. Ο αριθμός Re σε όλες τις περιπτώσεις ήταν τέτοιος ώστε να μην εμφανίζονται τρισδιάστατες δομές.

Στο σύνολο των περιπτώσεων που μελετήθηκαν η συχνότητα των δημιουργούμενων κυμάτων ήταν πάντα ίδια με τη συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής και οι κορυφές ήταν περιοδικές τόσο στο χρόνο όσο και στο χώρο. Με αύξηση της συχνότητας παρατηρήθηκε μείωση του

ύψους των κυμάτων, του πάχους του υποστρώματος και της φασικής ταχύτητας των κυμάτων, κυρίως στο μεγαλύτερο πλάτος (450 mm) του καναλιού. Αναλυτικά αποτελέσματα θα παρουσιαστούν στη συνέχεια.

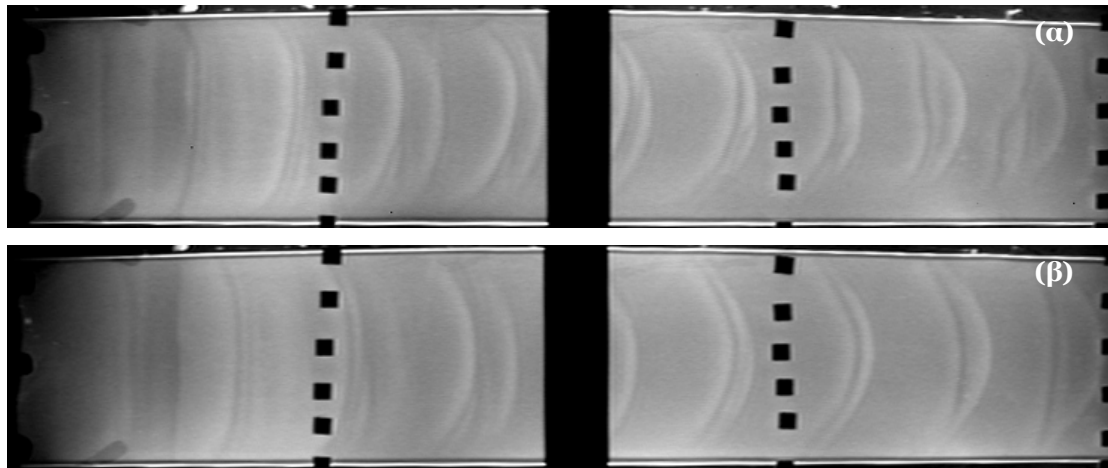


Σχήμα 5.4. Απεικόνιση μοναχικών κυμάτων για ροή υμένα νερού: α) $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=29$ και β) $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=2$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.25$ s), $Re=30$

5.2.2 Ροή με περισσότερα του ενός κύματα ανά περίοδο

Για χαμηλότερες συχνότητες από αυτές που αναφέρθηκαν προηγουμένως, δημιουργούνται δευτερεύουσες κορυφές μεταξύ διαδοχικών κορυφών (Σχήματα 5.5 και 5.6). Για τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν υπήρχε πάντα ένα κύριο κύμα, το οποίο είχε τη μορφή μοναχικού και συχνότητα εμφάνισης όμοια με τη συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής. Στο υπόστρωμα, το οποίο είναι πιο εκτεταμένο στις χαμηλότερες συχνότητες, και πίσω από μια κύρια κορυφή εμφανιζόντουσαν παρασιτικές δομές, τα χαρακτηριστικά (ύψος και ταχύτητα) των οποίων εξαρτώνται από τις υπόλοιπες παραμέτρους του πειράματος. Οι παρασιτικές δομές εμφανίζονται ως 'παγωμένες', δηλαδή παρουσιάζουν χρονική περιοδικότητα, σε συμφωνία με την συχνότητα της διαταραχής, όχι όμως χωρική κανονικότητα, αφού δεν παραμένουν αμετάβλητες καθώς κινούνται κατάντη της ροής. Κατά μήκος της ροής και ανάλογα με τις υπόλοιπες πειραματικές μεταβλητές (ταχύτητα, ύψος, γωνία κλίσης, ιξώδες) οι δομές αυτές αλληλεπιδρούν με τις κύριες κορυφές. Υπάρχουν περιπτώσεις που οι δομές αυτές έχουν μικρό ύψος και ταχύτητα

χαμηλότερη από τις κύριες κορυφές με αποτέλεσμα να συγχωνεύονται με μια κύρια κορυφή, δημιουργώντας ένα μοναχικό κύμα, ενώ σε άλλες περιπτώσεις δημιουργείται ένα κύμα με δύο κορυφές (Σχήμα 5.5). Το φαινόμενο της συγχώνευσης έχει παρατηρηθεί στη βιβλιογραφία [Liu et al. (1994)], Chang et al. (1995) και έχει βρεθεί ότι το φαινόμενο της συγχώνευσης εξαρτάται από τη διαφορά ύψους μεταξύ δύο κυμάτων [Vlachogiannis & Bontozglou (2001), Malamataris et al. (2002)]. Σε περίπτωση που η διαφορά ύψους μεταξύ των δύο δομών είναι μεγαλύτερη από $0.1h_N$ τα κύματα συγχωνεύονται, ενώ σε αντίθετη περίπτωση πλησιάζουν αρκετά μεταξύ τους χωρίς όμως να πραγματοποιείται συγχώνευση. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται οι δομές δύο κορυφών, οι οποίες κινούνται μαζί κατά μήκος της ροής και πιθανότατα να καταλήξουν στη δημιουργία δύο ανεξάρτητων μοναχικών κυμάτων

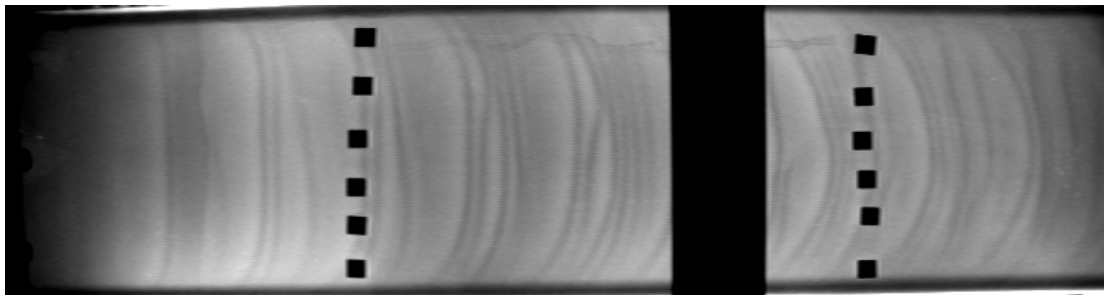


Σχήμα 5.5. Απεικόνιση παρασιτικών δομών σε ροή διαλύματος γλυκερίνης 37%: α) $\phi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=16$ και β) $\phi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.25$ s), $Re=15$

Σε μικρές συχνότητες διαταραχής το μήκος του υποστρώματος είναι αρκετά μεγάλο γεγονός που συντελεί στην γένεση παρασιτικών κυμάτων που τείνουν να γίνουν μοναχικά. Πίσω από την ουρά κάθε κύριας κορυφής η οποία αναπτύσσεται και τείνει να πάρει τη μορφή μοναχικού κύματος, δημιουργείται ένα νέο κύμα του οποίου η κορυφή μεγαλώνει και σχηματίζει νέους κυματισμούς μπροστά. Λόγω του μικρού του ύψους, η ταχύτητα του είναι εξίσου μικρή, οπότε απομακρύνεται διαρκώς από το κύριο μοναχικό κύμα. Η εμφάνιση του δευτερεύοντος κύματος οφείλεται σε ανταλλαγή μάζας μεταξύ του κύριου κύματος και του υποστρώματος. Λόγω του γεγονότος ότι η παρασιτική δομή έχει μικρότερο μέγεθος από τα μοναχικά κύματα, τα

σχηματιζόμενα κύματα έχουν την τάση να έλκουν μάζα από το πίσω υπόστρωμα δημιουργώντας μια κοιλότητα, η οποία αποτελεί γενεσιουργό αιτία για τη δημιουργία παρασιτικών κυμάτων.

Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι ακόμα και στην περίπτωση των συχνοτήτων όπου εμφανίζεται ένα μοναχικό κύμα ανά περίοδο, είναι εφικτή η εμφάνιση παρασιτικών δομών. Αυτό μπορεί να συμβεί μεταβάλλοντας τα χρονικά διαστήματα λειτουργίας της ηλεκτροβαλβίδας, αλλά χωρίς να αλλάζει η συχνότητα της διαταραχής. Στο Σχήμα 5.6 απεικονίζονται οι δομές που αναπτύσσονται σε συνθήκες όμοιες με αυτές του Σχήματος 5.4α, με μοναδική διαφοροποίηση ότι είναι $T_{on}=0.75$ s και $T_{off}=0.25$ s. Σε αυτήν την περίπτωση εισάγεται μικρότερη ποσότητα ρευστού στο κανάλι (υπενθυμίζεται ότι όταν η ηλεκτροβαλβίδα είναι κλειστή ρευστό οδηγείται στο κανάλι) και το μήκος του υποστρώματος μεταξύ διαδοχικών κύριων κορυφών είναι ελαφρώς μεγαλύτερο. Φαίνεται στο Σχήμα 5.6 η δημιουργία μιας δευτερεύουσας κορυφής κοντά στην είσοδο του καναλιού (παρασιτικό κύμα), η οποία αναπτύσσεται καθώς κινείται και αυξάνεται σε μέγεθος. Να σημειωθεί ότι και στην περίπτωση αυτή οι δομές που εμφανίζονται είναι μόνο χρονικά περιοδικές και όχι χωρικά.



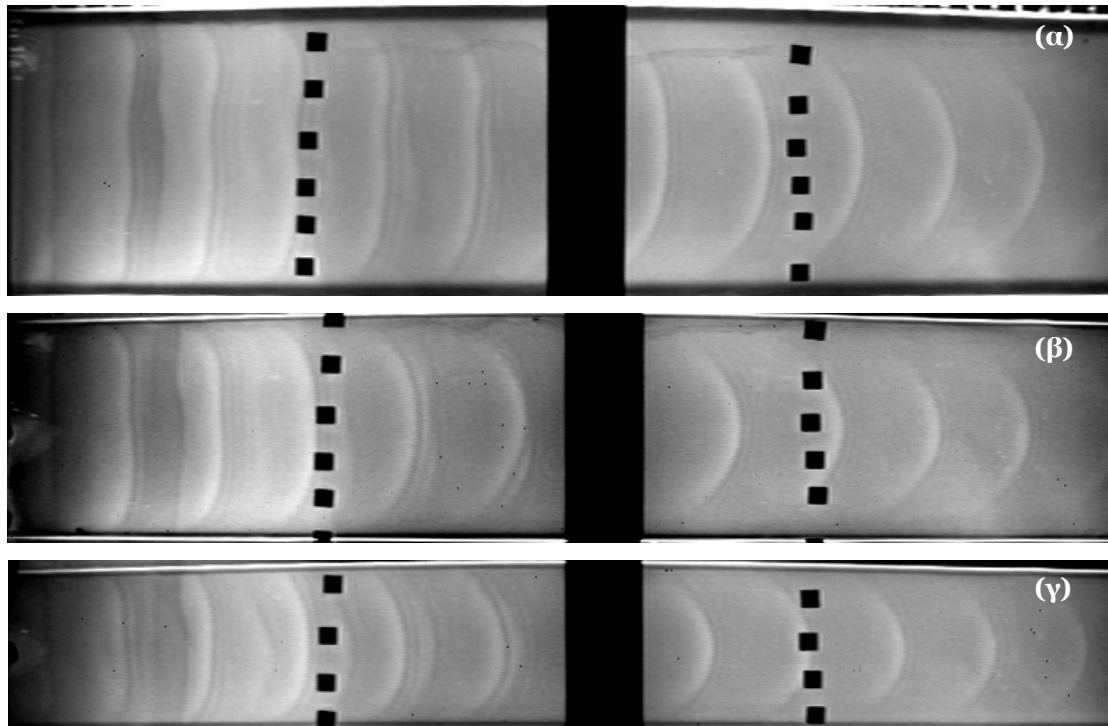
Σχήμα 5.6. Απεικόνιση μοναχικών κυμάτων για ροή υμένα νερού για $\phi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=0.75$ s, $T_{off}=0.25$ s), $Re=30$

5.3 Ανάπτυξη του μετώπου των μοναχικών κυμάτων

Όπως αναφέρθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο, τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν στα όρια της ευστάθειας-αστάθειας φάνερωσαν ότι το πεπερασμένο πλάτος του καναλιού επιδρά σταθεροποιητικά στη ροή υγρού υμένα και μάλιστα ο σταθεροποιητικός ρόλος του πλάτους είναι πιο έντονος σε χαμηλές και ενδιάμεσες γωνίες κλίσης του καναλιού. Η παρατήρηση αυτή αποδόθηκε, υποθετικά, στο καμπυλωμένο σχήμα των αναπτυσσόμενων

μετώπων, το οποίο εισάγει μια εγκάρσια τριχοειδής δύναμη εξισορροπώντας την κατάντη αδράνεια.

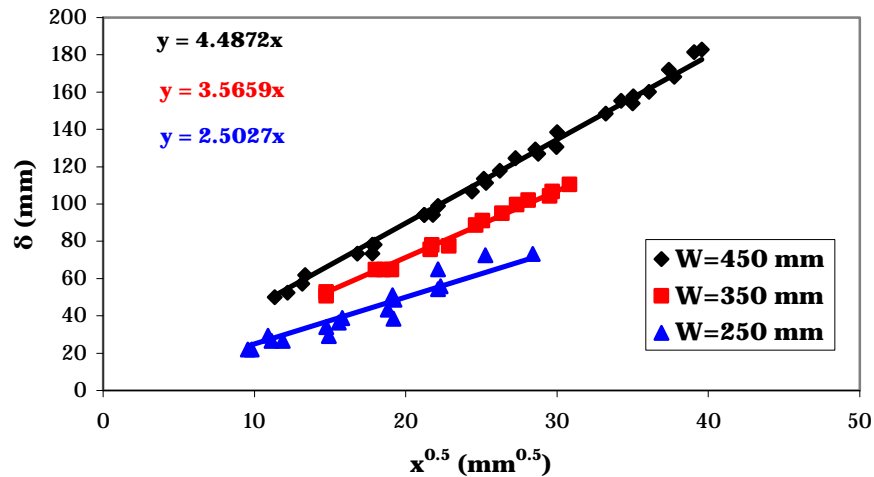
Είναι ενδιαφέρον αρχικά να μελετηθεί η χωρική εξέλιξη του μετώπου της διαταραχής και να τεκμηριωθεί η ανάπτυξη του τελικού καμπυλωμένου σχήματος. Στις φωτογραφίες του Σχήματος 5.7 εύκολα γίνεται αντιληπτό ότι η διαταραχή στην είσοδο είναι διδιάστατη και το μέτωπο της είναι ευθεία γραμμή, κάθετη στα πλευρικά τοιχώματα. Επίσης, φαίνεται ότι η παραμόρφωση του μετώπου ξεκινάει κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα και προχωράει προς το εσωτερικό του καναλιού. Το γεγονός αυτό προφανώς περιγράφει την επίδραση ενός οριακού στρώματος, το οποίο σταδιακά επεκτείνεται μέχρι το κεντρικό επίπεδο του καναλιού και προκαλεί την ανάπτυξη του τελικού σχήματος του μετώπου. Μια προσεγγιστική προσπάθεια να οριστεί ένα πάχος οριακού στρώματος, $\delta(x)$, βάση φωτογραφιών όπως αυτές του Σχήματος 5.7 φανέρωσε μια χωρική ανάπτυξη της περιοχής επιρροής του οριακού στρώματος.



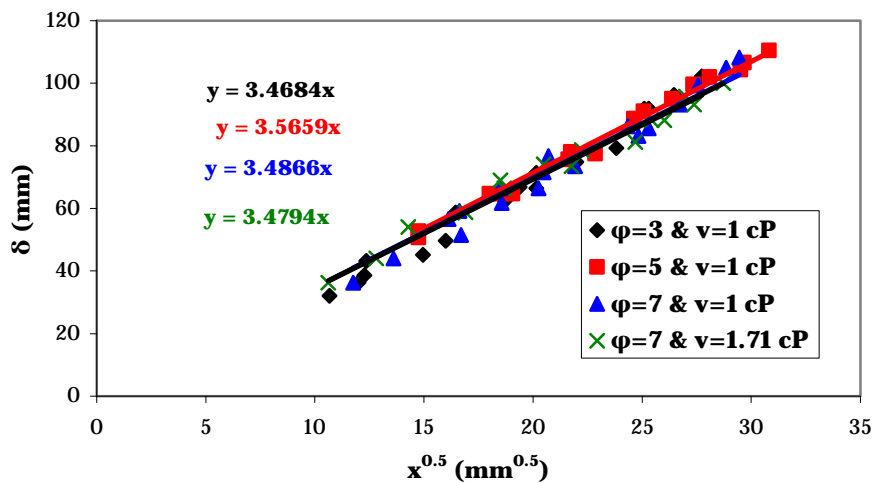
Σχήμα 5.7. Απεικόνιση οριακού στρώματος για ροή υμένα νερού: α) $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=17$, β) $\varphi=5^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=33$ και γ) $\varphi=5^\circ$, $W=250$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.25$ s), $Re=40$

Βρέθηκε ότι σε κάθε περίπτωση ($\varphi=3^\circ-5^\circ$, $W=150-450$ mm, $\nu=1-3.4$ cP) το πάχος του οριακού στρώματος είναι ανάλογο της τετραγωνικής ρίζας της

κατάντη απόστασης από την είσοδο του καναλιού (Σχήματα 5.8 και 5.9). Από την εξέταση των Σχημάτων 5.8 και 5.9 προκύπτουν ορισμένες σημαντικές παρατηρήσεις. Η πρώτη είναι ότι η εξέλιξη του οριακού στρώματος είναι ανεξάρτητη του αριθμού Re , της γωνίας κλίσης και του ιξώδους του ρευστού, τουλάχιστον για τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν. Επιπρόσθετα, φαίνεται ξεκάθαρα ότι η αναλογία μεταξύ του πάχους του οριακού στρώματος και της τετραγωνικής ρίζας της κατάντη απόστασης είναι πάντα $0.01W$ (σε mm).



Σχήμα 5.8. Ανάπτυξη του οριακού στρώματος και επίδραση του πλάτους του καναλιού για ροή υμένα νερού σε $\phi=5^\circ$, $f=1$ Hz και τιμές Re στο 2-D καθεστώς

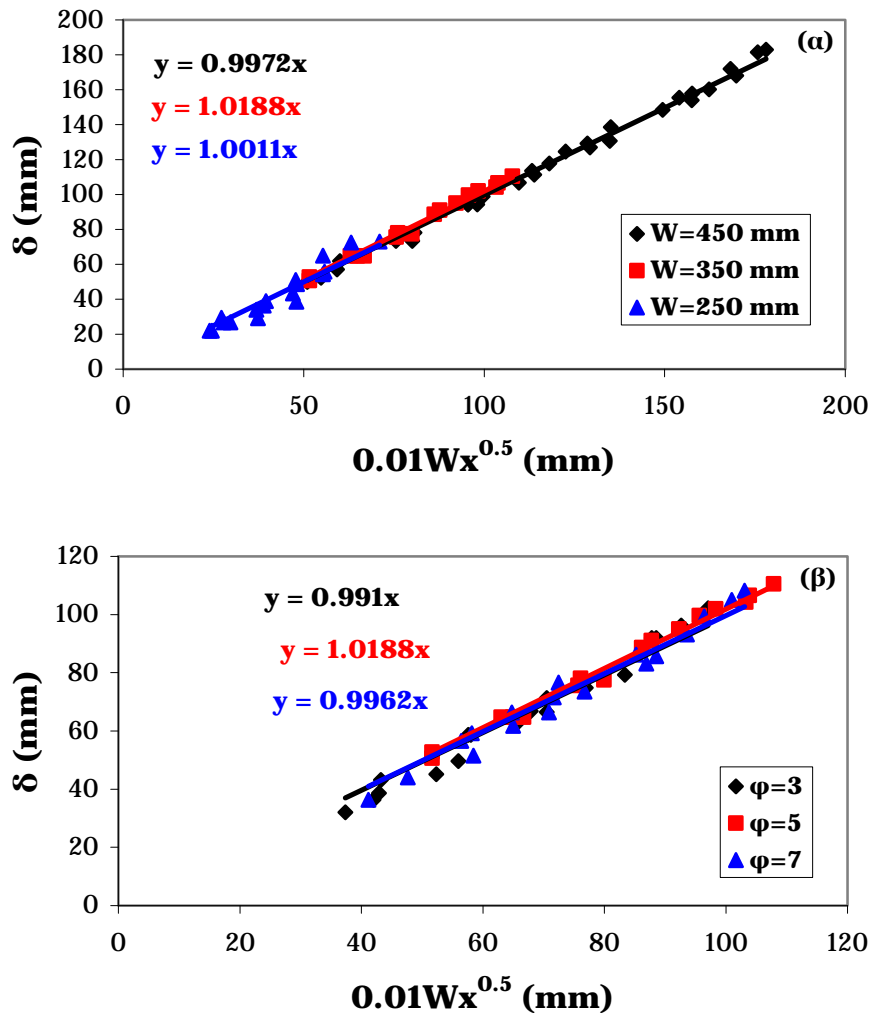


Σχήμα 5.9. Ανάπτυξη του οριακού στρώματος και επίδραση της γωνίας κλίσης του καναλιού και του ιξώδους του ρευστού για ροή υμένα σε $W=350$ mm, $f=1$ Hz και τιμές Re στο 2-D καθεστώς

Στο Σχήμα 5.10 απεικονίζονται τα δύο προηγούμενα διαγράμματα μεταβάλλοντας τον άξονα των x βάσει της παραπάνω παρατήρησης. Από το συγκεκριμένο σχήμα προκύπτει ότι ο συντελεστής 0.01 είναι κοινός για όλες τις περιπτώσεις και επίσης ότι έχει μονάδες $mm^{-0.5}$ και ότι η γενικευμένη

εξίσωση που περιγράφει την κατάντη μεταβολή του πάχους του οριακού στρώματος είναι η ακόλουθη:

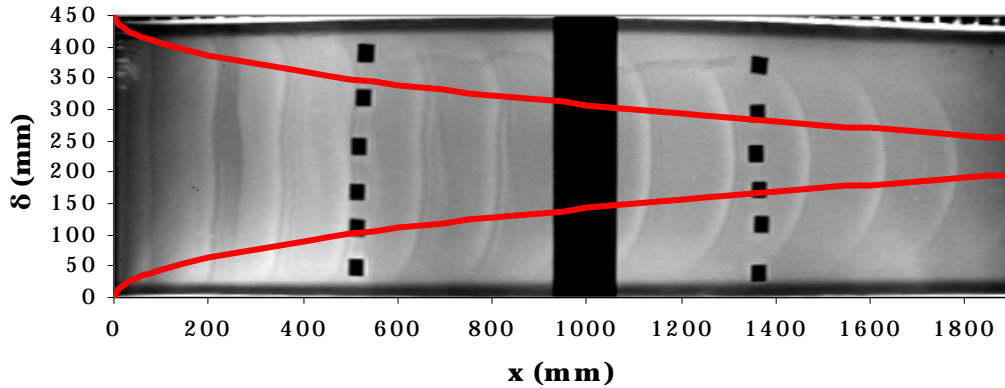
$$\delta(x) = 0.01 \cdot W \cdot x^{0.5} \quad (5.1)$$



Σχήμα 5.10. Εναλλακτική απεικόνιση των δεδομένων από (α) Σχήμα 5.8 και (β) Σχήμα 5.9

Από τις φωτογραφίες του Σχήματος 5.7 φαίνεται ότι καθώς μειώνεται το πλάτος του καναλιού, η καμπύλωση του μετώπου του κύματος είναι πιο έντονη σε μικρότερη απόσταση από την αρχή του καναλιού. Ωστόσο, από την εξίσωση που περιγράφεται στο Σχήμα 5.10 προκύπτει ότι η επίδραση του οριακού στρώματος πλησιάζει το κέντρο του καναλιού σε απόσταση 2500 mm από την αρχή του καναλιού, ανεξάρτητα της γωνίας κλίσης και του πλάτους του καναλιού.

Εφαρμόζοντας την Εξ. (5.1) σε μια περίπτωση από τις φωτογραφίες του Σχήματος 5.7 προκύπτει γραφικά η απεικόνιση του οριακού στρώματος, όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.11.



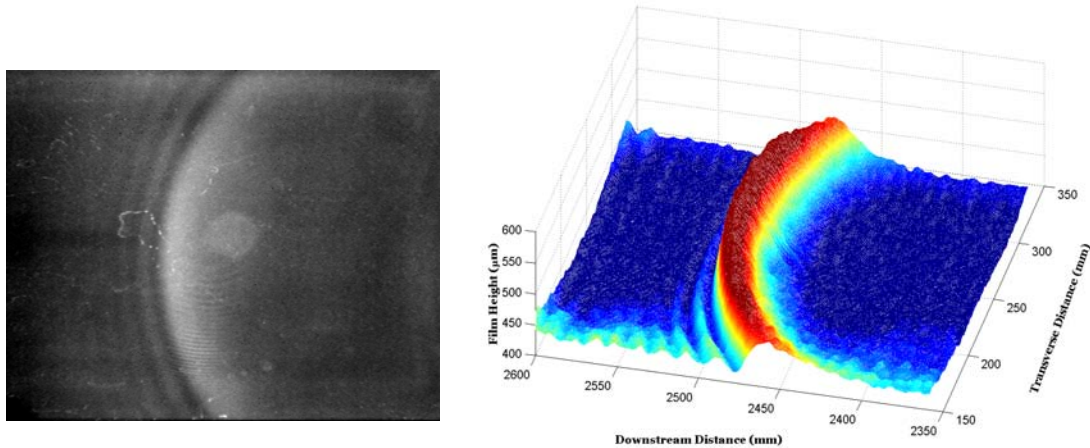
Σχήμα 5.11. Γραφική αναπαράσταση του οριακού στρώματος για ροή υμένα νερού σε $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s), $Re=17$

5.4 Παραβολική μορφή μετώπου των μοναχικών κυμάτων

Στο σύνολο των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν ήταν εμφανές ότι το μέτωπο των μοναχικών κυμάτων ήταν πάντα καμπυλωμένο ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Το γεγονός αυτό έρχεται σε συμφωνία με προηγούμενες μελέτες σε ροή υγρού υμένα κεκλιμένου καναλιού. Ωστόσο, μέχρι σήμερα συστηματική μελέτη της μορφής του μετώπου και της εξάρτησης της από τις πειραματικές παραμέτρους δεν έχει πραγματοποιηθεί. Ίσως μοναδική αναφορά στο σχήμα του μετώπου, πέρα από το γεγονός ότι αυτό είναι καμπυλωμένο, γίνεται στην εργασία των Sheid et al. (2006), οι οποίοι υποστήριξαν ότι πιθανόν η απόκλιση μεταξύ πειραματικών και υπολογιστικών/θεωρητικών τιμών του ύψους του υμένα να οφείλεται στην παράλειψη της εγκάρσιας καμπυλότητας των κυμάτων.

Απόδειξη ότι το μέτωπο των πλήρως ανεπτυγμένων μοναχικών κυμάτων είναι στην πραγματικότητα καμπυλωμένο ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.12, όπου απεικονίζεται η πρωτογενής φωτογραφία ενός μοναχικού κύματος μαζί με μια τρισδιάστατη απεικόνιση της μεταβολής του πάχους του υμένα εγκάρσια και κατάντη της ροής. Η κατεύθυνση της ροής είναι από δεξιά προς τα αριστερά. Είναι φανερό από το Σχήμα 5.12 ότι το μέτωπο του κύματος είναι καμπυλωμένο συμμετρικά ως

προς το κέντρο του καναλιού και επίσης ότι το μήκος κύματος των τριχοειδών κυμάτων, τα οποία προηγούνται της κύριας κορυφής, ποικίλλει κατά μήκος του μετώπου. Πιο συγκεκριμένα, όπως θα αναλυθεί και παρακάτω, είναι μικρότερο στο κέντρο του καναλιού, ενώ κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα η απόσταση μεταξύ των τριχοειδών κυματισμών αυξάνεται.

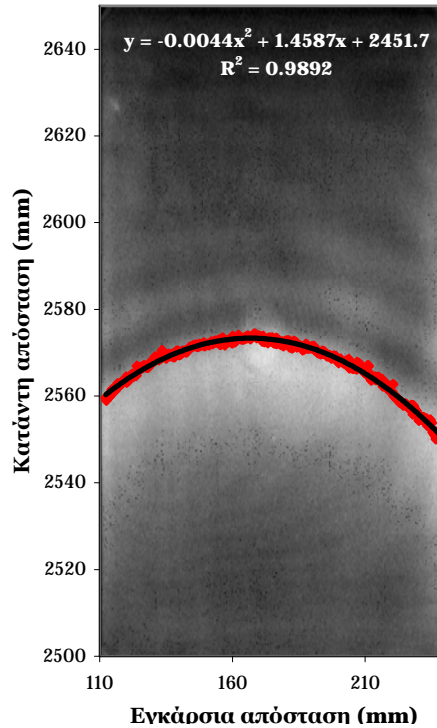


Σχήμα 5.12. Φωτογραφία και 3D απεικόνιση της μεταβολής του πάχους του υμένα ($\phi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=37$, $f=1$ Hz)

Τα πειραματικά αποτελέσματα που αντιστοιχούν στο μέγιστο τοπικό πάχος του υμένα κατά μήκος του μετώπου των μοναχικών κυμάτων φανερώνουν ότι το σχήμα του μετώπου είναι στην πραγματικότητα παραβολικό και μπορεί να περιγραφεί από μια εξίσωση δευτέρου βαθμού με πολύ καλή ακρίβεια (Σχήμα 5.13). Σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν το μέτωπο των 2-D κυμάτων ήταν πάντα παραβολή και συμμετρικό ως προς το κέντρο του καναλιού. Οι μεταβλητές x και y της δευτεροβάθμιας εξίσωσης αντιστοιχούν στην εγκάρσια απόσταση από το πλαϊνό τοίχωμα και στην κατάντη απόσταση από την είσοδο του καναλιού. Λόγω της παρατηρούμενης εγκάρσιας συμμετρίας του παραβολικού μετώπου, δεν παίζει ρόλο από ποια πλαϊνή πλευρά θα ληφθεί η εγκάρσια απόσταση.

Διαπιστώθηκε ότι η μορφή του μετώπου επηρεάζεται έντονα από τις πειραματικές παραμέτρους, όπως τον αριθμό Re , τη γωνία κλίσης, το πλάτος του καναλιού, το ιξώδες του ρευστού και τη συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής. Προκειμένου να συγκριθεί το σχήμα του κύματος σε διαφορετικές συνθήκες επιλέχθηκε να χρησιμοποιηθεί η μέση καμπυλότητα, k (1/mm), η οποία αποτελεί την κατάλληλη παράμετρο για τη σύγκριση παραβολικών καμπύλων και ουσιαστικά εκφράζει την απόκλιση μιας

καμπύλης από την επιπεδότητα. Για την περίπτωση παραβολικής καμπύλης που περιγράφεται από την Εξ. (5.2) η μέση καμπυλότητα δίνεται από την Εξ. (5.3).



Σχήμα 5.13. Φωτογραφία ενός καμπυλωμένου 2-D μοναχικού κύματος και απεικόνιση του παραβολικού σχήματος του μετώπου ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=30$, $f=1$ Hz)

$$y = a \cdot x^2 + b \cdot x + c \quad (5.2)$$

$$k = \frac{\frac{d^2 y}{dx^2}}{\left(1 + \left(\frac{dy}{dx}\right)^2\right)^{3/2}} = \frac{2 \cdot a}{\left(1 + (2 \cdot a \cdot x + b)^2\right)^{3/2}} \quad (5.3)$$

όπου

y: εγκάρσια απόσταση από το πλαϊνό τοίχωμα (mm)

x: κατάντη απόσταση από την αρχή του καναλιού (mm)

k: μέση καμπυλότητα (1/mm)

a,b: συντελεστές δευτεροβάθμιας εξίσωσης

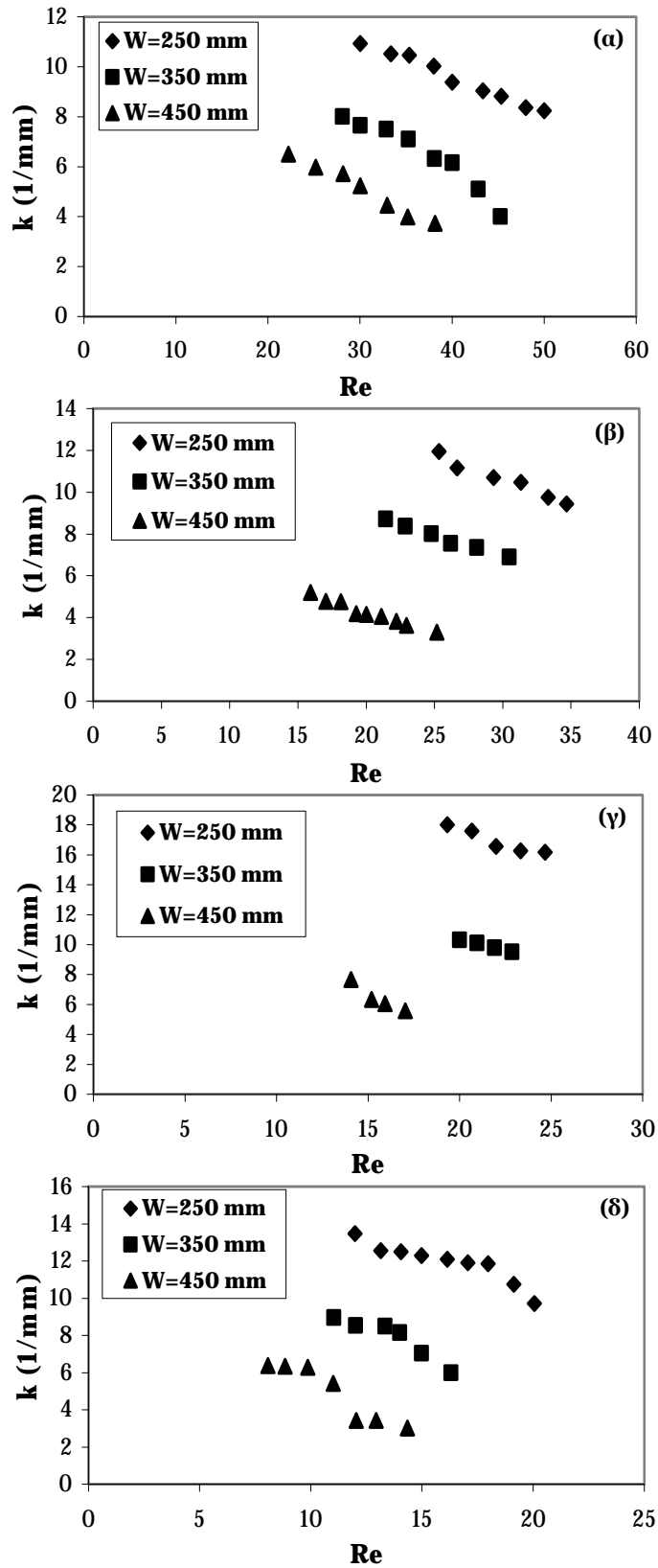
Στην Εξ. (5.2) ο συντελεστής c προσδιορίζει την κατάντη θέση του κύματος, ενώ ο συντελεστής b την εγκάρσια θέση. Ωστόσο, οι δυο αυτοί συντελεστές μπορούν να παραληφθούν αφού η κορυφή όλων κυμάτων βρίσκεται στο

κέντρο του καναλιού, ενώ η ακριβής θέση τους δεν αποτελεί σημαντική πληροφορία. Συνεπώς, η μορφή των καμπυλωμένων κυμάτων μπορεί να εκφραστεί από μια και μόνο παράμετρο. Τα αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν στη συνέχεια αφορούν τη μέση καμπυλότητα του μετώπου υπολογισμένη στην κορυφή της παραβολής, δηλαδή στο κέντρο του καναλιού, η οποία αντιστοιχεί στη μέγιστη καμπυλότητα.

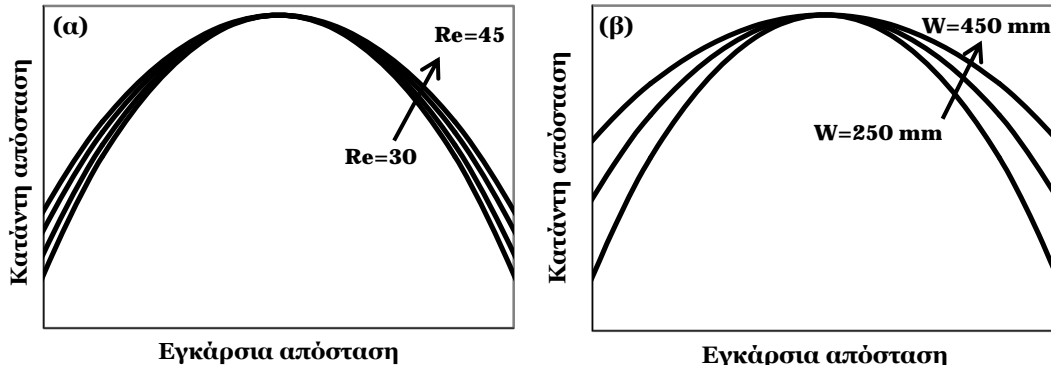
Στο Σχήμα 5.14 φαίνεται η επίδραση του αριθμού Reynolds και του πλάτους του καναλιού στην καμπυλότητα για 4 διαφορετικές γωνίες κλίσης. Φαίνεται ότι για δεδομένο πλάτος καναλιού και διατηρώντας σταθερές τις υπόλοιπες μεταβλητές η καμπυλότητα μειώνεται με αύξηση του Re. Δηλαδή το μέτωπο του κύματος γίνεται λιγότερο κυρτό. Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και για την περίπτωση που συγκριθεί η καμπυλότητα για διαφορετικά πλάτη καναλιού, αλλά για σταθερό Re.

Ένας εναλλακτικός τρόπος ποιοτικής αναπαράστασης του σχήματος του μετώπου και της επίδρασης των διαφόρων παραμέτρων είναι η γραφική απεικόνιση των δευτεροβάθμιων εξισώσεων, όπως αυτή που περιέχεται στη φωτογραφία του Σχήματος 5.13 και περιγράφεται από την Εξ. (5.2). Για να συγκριθούν 2-D κύματα σε διαφορετικές πειραματικές συνθήκες (π.χ. διαφορετικά πλάτη) ή σε διαφορετικές θέσεις ήταν απαραίτητη η μετατόπιση των καμπυλών ώστε να συμπίπτει η κορυφή της παραβολικής καμπύλης για τις διαφορετικές περιπτώσεις. Στο Σχήμα 5.15 απεικονίζεται η επίδραση του Re και του πλάτους του καναλιού για δεδομένες πειραματικές μεταβλητές στο παραβολικό μέτωπο.

Είναι φανερό από το Σχήμα 5.15 αλλά και από τα προηγούμενα σχήματα, ότι η επίδραση του πλάτους στη μορφή του μετώπου είναι πολύ πιο έντονη σε σύγκριση με την αντίστοιχη επίδραση του αριθμού Re. Για το μεγαλύτερο πλάτος καναλιού (450 mm) από αυτά που μελετήθηκαν η απόκλιση του κύματος από ένα κάθετο ως προς τα πλαϊνά τοιχώματα κύμα είναι πολύ πιο μικρή από αυτήν που παρατηρείται σε μικρότερο πλάτος αλλά στο μεγαλύτερο δυνατόν Re.



Σχήμα 5.14. Επίδραση του αριθμού Re και του πλάτους του καναλιού στην καμπυλότητα των 2-D μοναχικών κυμάτων για: (α) $\phi=3^\circ$, $f=1$ Hz, (β) $\phi=5^\circ$, $f=2$ Hz, (γ) $\phi=7^\circ$, $f=2$ Hz, (δ) $\phi=10^\circ$, $f=2$ Hz

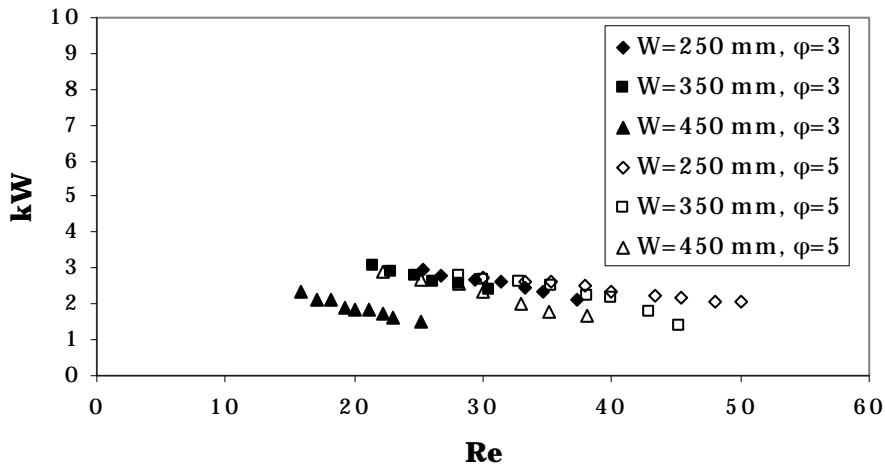


Σχήμα 5.15. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση του (α) Re (W=250 mm) και (β) πλάτους καναλιού για Re=30, φ=3° και f=1 Hz

Φαίνεται από το Σχήμα 5.14 ότι τα δεδομένα της καμπυλότητας μπορούν να περιγραφούν προσεγγιστικά από ευθείες γραμμές. Αν τα δεδομένα αυτά ανακατασκευαστούν αδιαστατοποιώντας την καμπυλότητα με το πλάτος του καναλιού προκύπτει το διάγραμμα του Σχήματος 5.16, όπου όλα τα δεδομένα πλησιάζουν μεταξύ τους. Συνεπώς, μπορεί το σχήμα του μετώπου να περιγραφεί από μια εξίσωση της μορφής:

$$k \cdot W = a \cdot Re + b \tag{5.4}$$

όπου οι συντελεστές a και b εξαρτώνται από τις υπόλοιπες πειραματικές μεταβλητές.



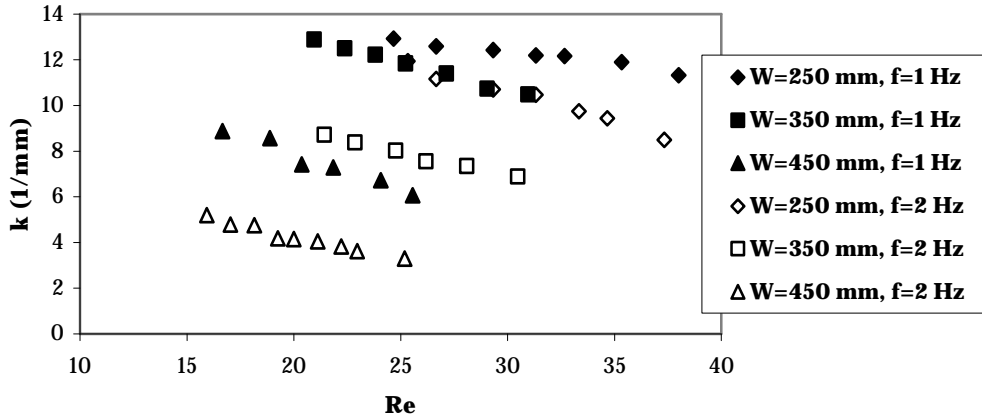
Σχήμα 5.16. Αδιαστατοποίηση της καμπυλότητας του μετώπου για ροή νερού σε f=1 Hz

Πειράματα πραγματοποιήθηκαν για διαφορετικές συχνότητες της επιβαλλόμενης διαταραχής αλλά και για διαφορετικές παροχές του αφαιρούμενου από την ηλεκτροβαλβίδα ρευστού. Προκειμένου να

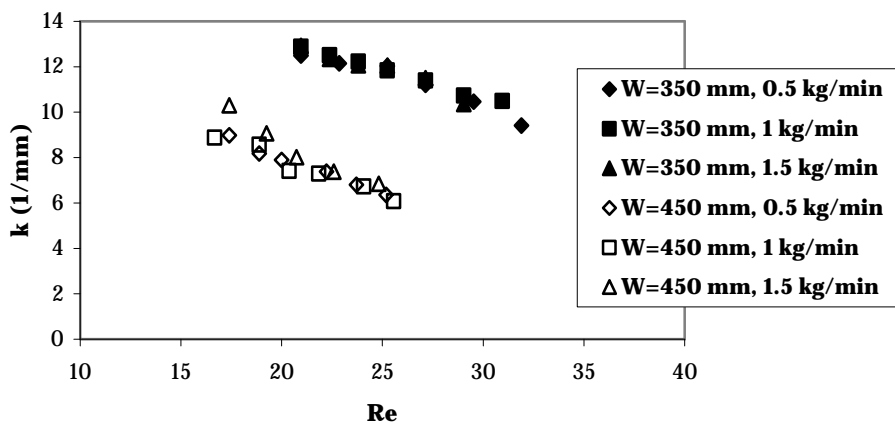
σηματιστούν μόνο 2-D μοναχικά κύματα στην ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού, έπρεπε η συχνότητα και η μαζική παροχή της διαταραχής να είναι τέτοιες ώστε να αποφεύγεται η δημιουργία παρασιτικών κυμάτων, τα οποία σε ενδιάμεσους Re θα ήταν διδιάστατα, αλλά θα επηρέαζαν τα μοναχικά κύματα αλληλεπιδρώντας με αυτά. Πιο συγκεκριμένα, καθώς αυξάνεται η γωνία κλίσης διδιάστατα μοναχικά κύματα χωρίς παρασιτικές δομές μπορούν να δημιουργηθούν για μεγαλύτερες συχνότητες ή/και μεγαλύτερο πλάτος επιβαλλόμενης διαταραχής. Επομένως, κρίνεται απαραίτητη η γνώση της επιρροής των παραμέτρων αυτών στη μορφή των κυμάτων. Λόγω, όμως, πειραματικών δυσκολιών και περιορισμών ήταν εφικτό να αναπαραχθούν 2-D μοναχικά κύματα σε διαφορετικές συχνότητες και μαζικές παροχές μόνο στις πολύ χαμηλές γωνίες (3° - 5°). Να σημειωθεί ότι αύξηση της παροχής του ρευστού που αφαιρείται μέσω της ηλεκτροβαλβίδας στην είσοδο του καναλιού έχει ως αποτέλεσμα το υδραυλικό άλμα που δημιουργείται στην είσοδο εξαιτίας της διαταραχής να είναι πιο έντονο και συνεπώς να δημιουργείται αρχικά κύμα μεγαλύτερου πλάτους.

Στο Σχήμα 5.17 παρουσιάζεται η επίδραση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής στη μέγιστη καμπυλότητα για γωνία κλίσης 5° και για τα τρία διαφορετικά πλάτη, ενώ στο Σχήμα 5.18 φαίνεται η επίδραση της μαζικής παροχής της διαταραχής (που αφαιρείται μέσω της ηλεκτροβαλβίδας) για μια μόνο συχνότητα. Από τη σύγκριση των πειραματικών δεδομένων του Σχήματος 5.17 συμπεραίνεται ότι για σταθερό πλάτος καναλιού, δηλαδή συγκρίνοντας τα γεμάτα ($f=1$ Hz) και τα κενά σύμβολα ($f=2$ Hz), η καμπυλότητα του μετώπου μειώνεται με αύξηση της συχνότητας της διαταραχής. Δηλαδή, αύξηση της συχνότητας, που συνεπάγεται και μείωση της απόστασης μεταξύ διαδοχικών κορυφών (ή αλλιώς του μήκους κύματος των μοναχικών κυμάτων), έχει ως αποτέλεσμα να δημιουργούνται κύματα λιγότερο καμπυλωμένα (Σχήμα 5.19).

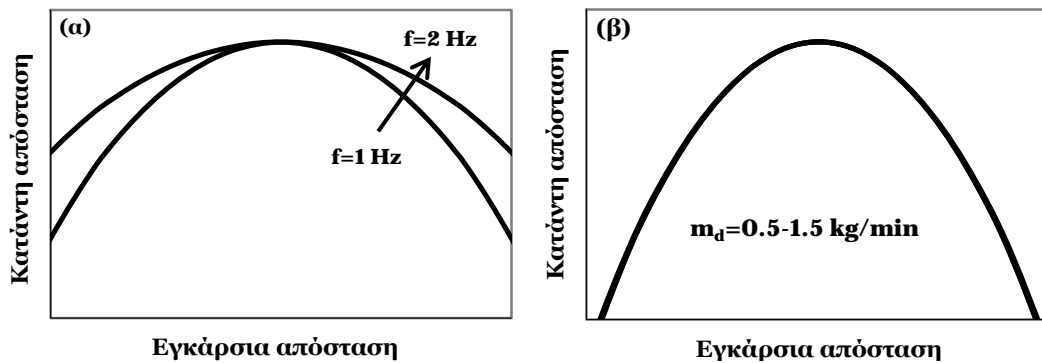
Λαμβάνοντας υπόψη ότι αύξηση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής έχει ως αποτέλεσμα μείωση του μήκους κύματος η παρατηρούμενη επίδραση της συχνότητας στην καμπυλότητα είναι αναμενόμενη. Καθώς τα 2-D μοναχικά κύματα πλησιάζουν μεταξύ τους μειώνεται το διαθέσιμο μήκος υποστρώματος μεταξύ διαδοχικών κυμάτων με αποτέλεσμα να εμποδίζεται η περαιτέρω καμπύλωση του κύματος.



Σχήμα 5.17. Επίδραση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\varphi=5^\circ$



Σχήμα 5.18. Επίδραση της μαζικής παροχής της διαταραχής στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\varphi=5^\circ, f=1 \text{ Hz}$



Σχήμα 5.19. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση (α) της συχνότητας της διαταραχής ($\varphi=5^\circ, W=450 \text{ mm}, Re=20$) και (β) του πλάτους της διαταραχής ($\varphi=5^\circ, W=350 \text{ mm}, Re=20, f=1 \text{ Hz}$)

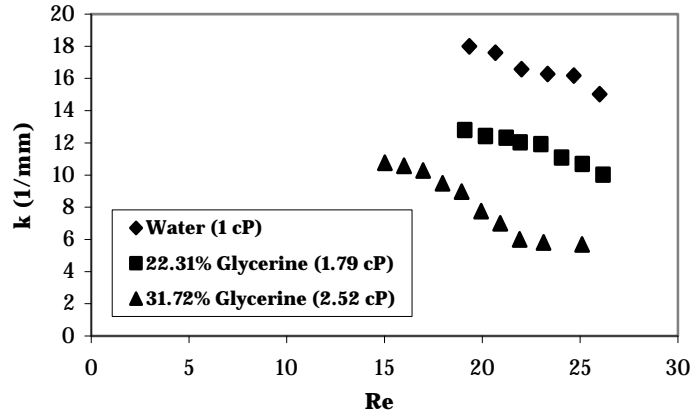
Παρόλη την έντονη επίδραση της συχνότητας της διαταραχής, η μαζική της παροχή (Σχήμα 5.18) φαίνεται να μην επηρεάζει τη μορφή των κυμάτων. Για δεδομένο πλάτος καναλιού και σταθερό αριθμό Re , η καμπυλότητα του μετώπου, αλλά και η μορφή ολόκληρου του μετώπου, δεν μεταβάλλεται με αλλαγή της παροχής της διαταραχής (Σχήμα 5.19). Αυτό οφείλεται στο

γεγονός ότι η τελική μορφή που θα αποκτήσει ένα κύμα, εφόσον αυτό έχει αναπτυχθεί πλήρως, δεν εξαρτάται από το μέγεθος της επιβαλλόμενης διαταραχής. Εξάλλου, θεωρητικά προβλέπεται ότι, σε ένα κύμα που προκαλείται από την επίδραση στον υμένα μόνο του φυσικού θορύβου, τα χαρακτηριστικά που θα αποκτήσει μετά από αρκετή απόσταση θα είναι όμοια με τα χαρακτηριστικά ενός άλλου κύματος που δημιουργείται με τεχνητό τρόπο, αν και το τελευταίο αναπτύσσεται πολύ γρηγορότερα.

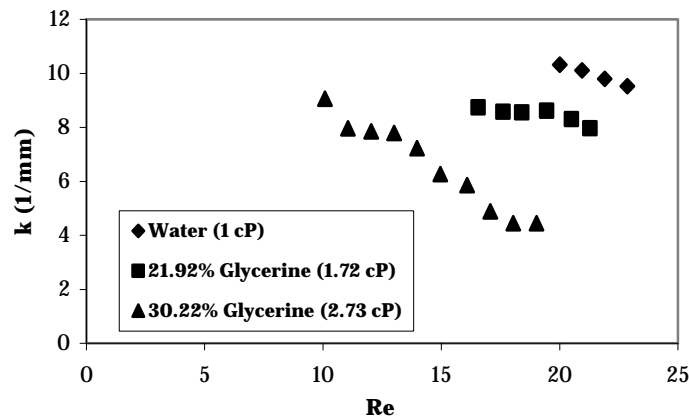
Όπως είναι γνωστό, προκειμένου να δημιουργηθεί σταθερός υμένας σε μεγάλες γωνίες κλίσης του καναλιού είναι απαραίτητο να χρησιμοποιηθεί υγρό (ή διαλύματα) με μεγάλο ιξώδες. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήθηκαν υδατικά διαλύματα γλυκερίνης για την περίπτωση των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν σε γωνίες μεγαλύτερες από 7° . Μάλιστα, στη συγκεκριμένη γωνία χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικές συγκεντρώσεις διαλυμάτων, αλλά και καθαρό νερό προκειμένου να ελεγχθεί τυχόν επίδραση του ιξώδους του ρευστού στα χαρακτηριστικά των κυμάτων. Να σημειωθεί ότι οι υπόλοιπες φυσικές ιδιότητες των ρευστών (πυκνότητα και επιφανειακή τάση) που χρησιμοποιήθηκαν δεν διέφεραν σημαντικά (περίπου 10%).

Στα Σχήματα 5.20 και 5.21 παρουσιάζεται η επίδραση του ιξώδους του ρευστού στο σχήμα των κυμάτων για δύο διαφορετικά πλάτη καναλιού. Για σταθερό πλάτος καναλιού και (περίπου) σταθερό Re , αύξηση του ιξώδους (ή αντίστοιχα αύξηση της συγκέντρωσης γλυκερίνης στο διάλυμα) φαίνεται να προκαλεί μείωση της καμπυλότητας των κυμάτων, δηλαδή η αύξηση του ιξώδους έχει ως αποτέλεσμα το κύμα να γίνεται λιγότερο κυρτό (Σχήμα 5.22).

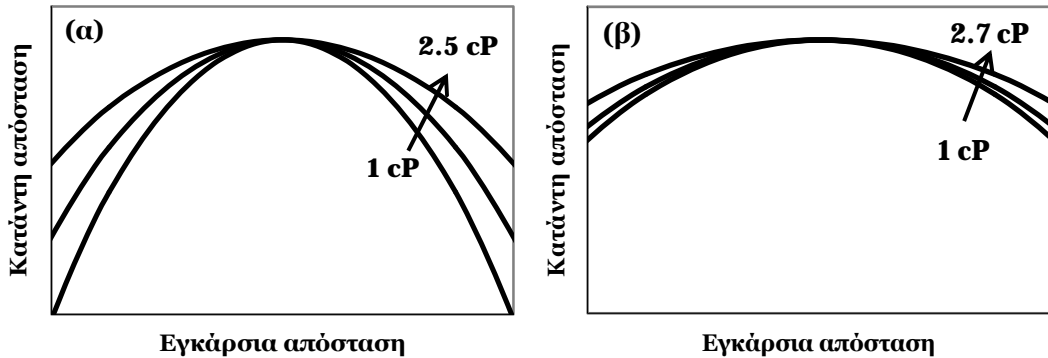
Ωστόσο, αν τα ίδια δεδομένα αναπαρασταθούν συναρτήσει του γινομένου του Re και του κινηματικού ιξώδους (Σχήμα 5.23) παρατηρείται ότι τα δεδομένα για διαφορετικό ιξώδες συμπίπτουν. Να σημειωθεί ότι το συγκεκριμένο γινόμενο αντιστοιχεί στην ογκομετρική παροχή του ρευστού που ρέει στο κανάλι. Δηλαδή, στην πραγματικότητα για πειράματα με διαφορετικά ρευστά, η καμπυλότητα του μετώπου είναι ανεξάρτητη του ιξώδους αλλά μεταβάλλεται αντίστροφα με την ογκομετρική παροχή του ρευστού.



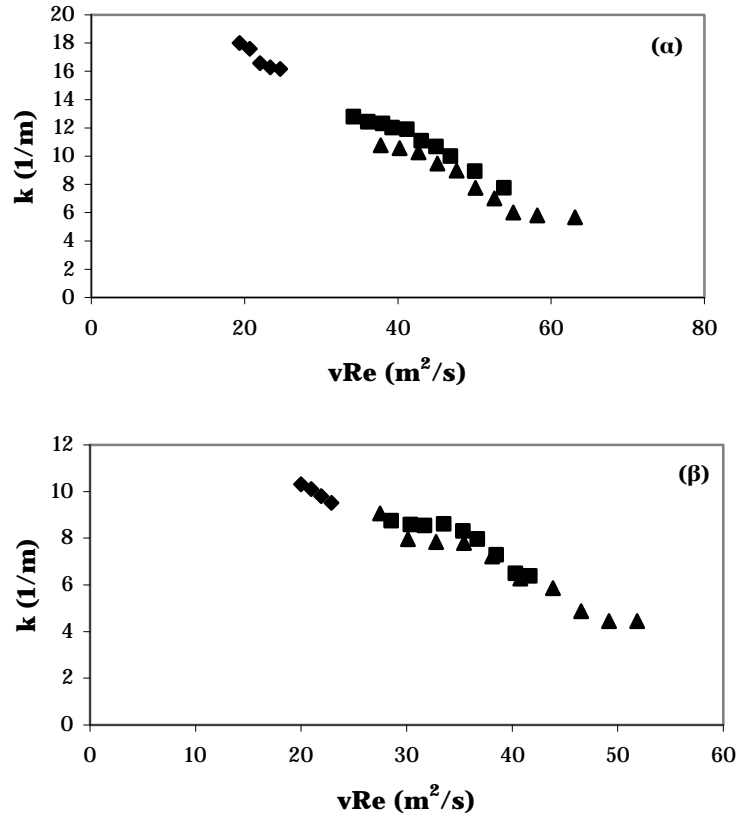
Σχήμα 5.20. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\phi=7^\circ$, $W=250$ mm, $f=2$ Hz



Σχήμα 5.21. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για $\phi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=2$ Hz



Σχήμα 5.22. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση του ιξώδους του ρευστού: (α) $\phi=7^\circ$, $W=250$ mm, $Re=20$, $f=2$ Hz και (β) $\phi=7^\circ$, $W=450$ mm, $Re=15$, $f=2$ Hz

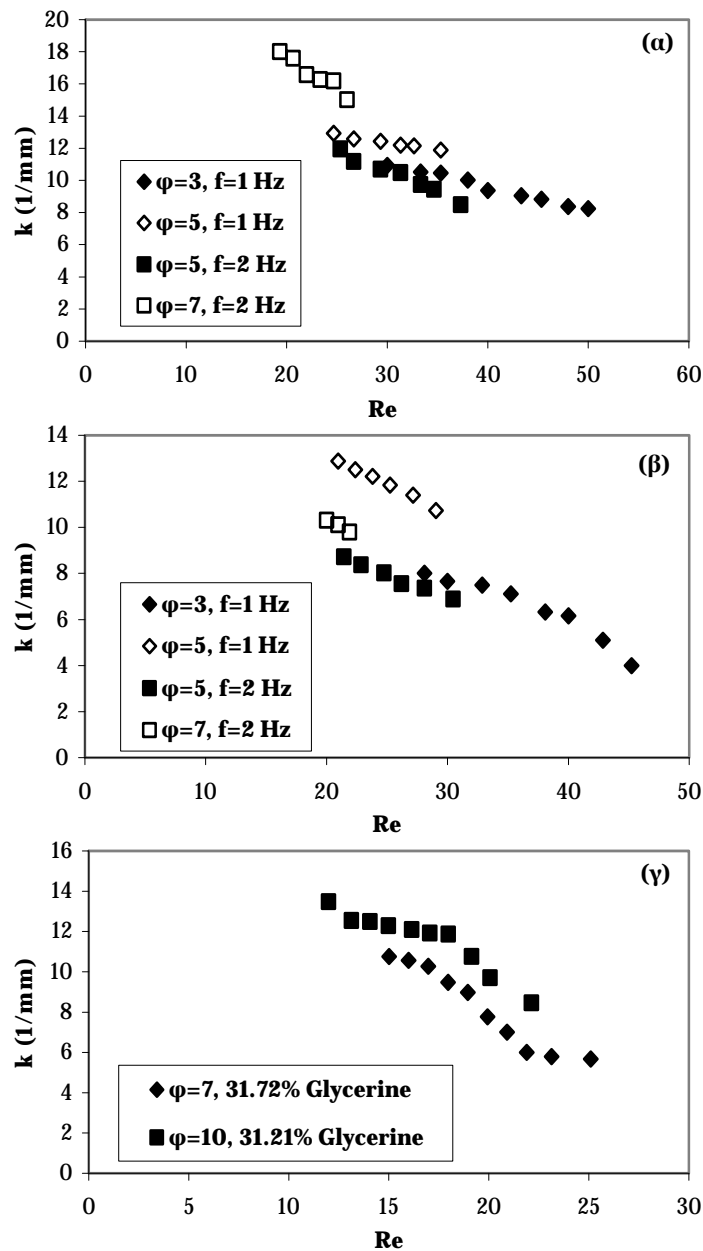


Σχήμα 5.23. Απεικόνιση των δεδομένων που περιέχονται (α) στο Σχήμα 5.20 και (β) στο Σχήμα 5.21 συναρτήσει της ογκομετρικής παροχής του ρευστού

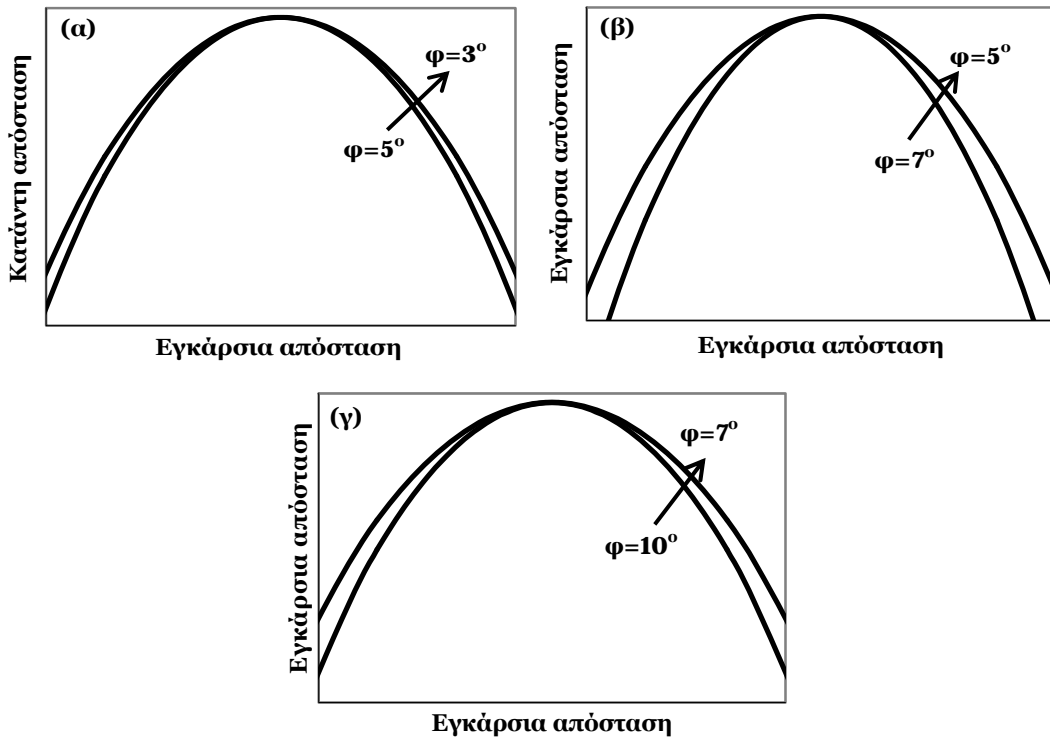
Η τελευταία παράμετρος που διερευνήθηκε ως προς την επίδραση της στη μορφή των κυμάτων είναι η γωνία κλίσης του καναλιού. Αξίζει να αναφερθεί ότι, τα συγκριτικά συμπεράσματα των πειραματικών αποτελεσμάτων σε διαφορετικές γωνίες είναι περιορισμένα για δύο λόγους. Τα όρια (εκφρασμένα ως προς τον αριθμό Re) του καθεστώτος όπου κυριαρχούν τα 2-D μοναχικά κύματα εξαρτώνται σημαντικά από τη γωνία κλίσης του καναλιού. Καθώς αυξάνεται η γωνία κλίσης, τα καμπυλωμένα 2-D κύματα εμφανίζονται σε μικρότερους Re και για μικρότερο εύρος αριθμών, με αποτέλεσμα να μην υπάρχουν κοινές τιμές του Re προκειμένου να συγκριθεί η καμπυλότητα για διαφορετικές γωνίες. Επιπλέον, η μορφή των κυμάτων εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από όλες σχεδόν τις πειραματικές μεταβλητές και συγκεκριμένα από το ιξώδες του ρευστού, το οποίο δεν διατηρείται σταθερό καθώς αυξάνεται η γωνία.

Στο Σχήμα 5.24 φαίνεται ξεκάθαρα η αδυναμία σύγκρισης των πειραματικών αποτελεσμάτων και η αβεβαιότητα στην εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων για την περίπτωση των μικρών κλίσεων ($3-7^\circ$) όταν το

ρευστό είναι νερό. Σε αυτές τις περιπτώσεις το άνω όριο του καθεστώτος των 2-D καμπυλωμένων μοναχικών κυμάτων στη μικρότερη γωνία, σχεδόν συμπίπτει με το κάτω όριο στη μεγαλύτερη κλίση. Ωστόσο, σε μεγαλύτερες γωνίες και για ρευστά με μεγάλο ιξώδες (Σχήμα 5.24α) υπάρχει η δυνατότητα σύγκρισης της μορφής των κυμάτων. Η τάση που προκύπτει από το Σχήμα 5.24 είναι ότι με αύξηση της γωνίας η μέγιστη καμπυλότητα αυξάνει και συνεπώς τα κύματα γίνονται πιο ‘μυτερά’ (Σχήμα 5.25).



Σχήμα 5.24. Επίδραση της κλίσης του καναλιού στην καμπυλότητα του μετώπου των 2-D μοναχικών κυμάτων για (α) W=250 mm και νερό, (β) W=350 mm και νερό και (γ) W=250 mm, f=2 Hz και γλυκερίνη



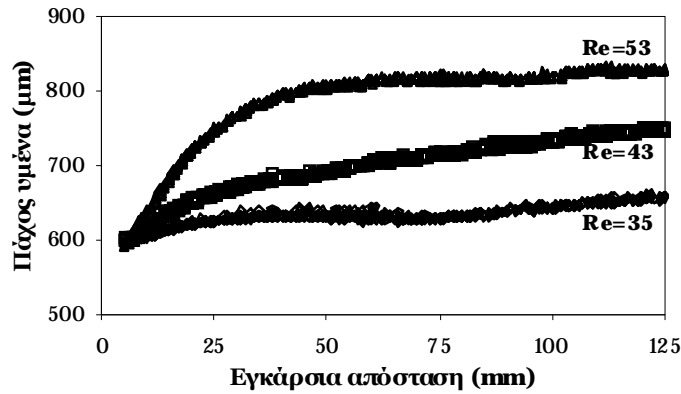
Σχήμα 5.25. Γραφική αναπαράσταση παραβολικού προφίλ και επίδραση της κλίσης του καναλιού: (α) $W=250$ mm, $Re=30$, $f=1$ Hz και νερό, (β) $W=250$ mm, $Re=25$, $f=2$ Hz και νερό, (γ) $W=250$ mm, $Re=18$, $f=2$ Hz και 31% διάλυμα γλυκερίνης

5.5 Εγκάρσια μεταβολή του ύψους και της μορφής των κυμάτων

Στη βιβλιογραφία τα μοναχικά κύματα χαρακτηρίζονται αποκλειστικά ως διδιάστατα κύματα, με την έννοια ότι το ύψος του υμένα μεταβάλλεται μόνο ως προς τις δύο διευθύνσεις, κατάντη της ροής και κάθετα στο τοίχωμα, ενώ εγκάρσια της ροής, δηλαδή κατά μήκος του μετώπου, παραμένει σταθερό. Συνεπώς και η μορφή της κορυφής τους δεν μεταβάλλεται ως προς την εγκάρσια διεύθυνση.

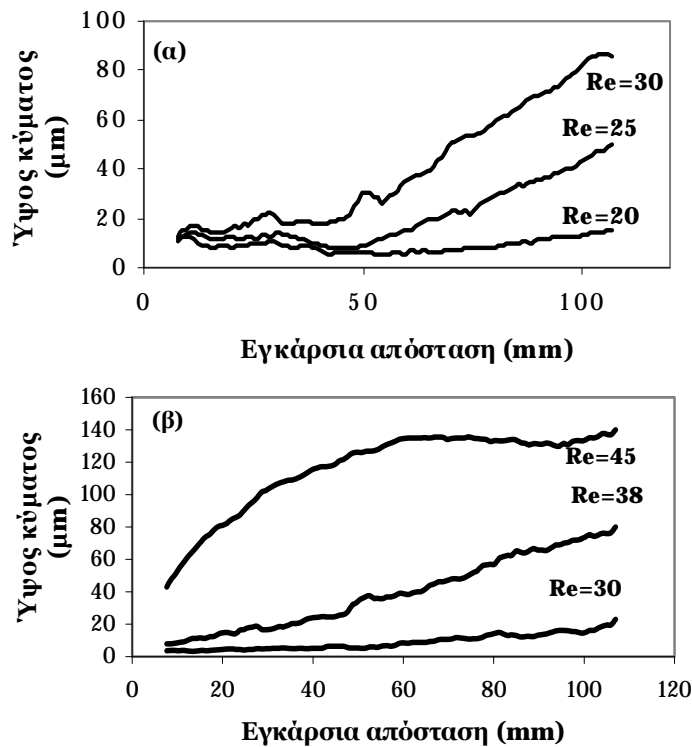
Ωστόσο, τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν σε αυτή τη διατριβή έδειξαν ότι στην πραγματικότητα τα μοναχικά κύματα δεν είναι ποτέ 2-D. Βρέθηκε ότι το ύψος του υμένα μεταβάλλεται κατά μήκος του μετώπου των μοναχικών κυμάτων και, πιο συγκεκριμένα, αποκτάει τη μέγιστη τιμή στο κέντρο του καναλιού και μειώνεται εγκάρσια πλησιάζοντας τα πλαϊνά τοιχώματα (Σχήμα 5.26).

Μάλιστα, η διακύμανση αυτή γίνεται εντονότερη με αύξηση του Re , ενώ με αύξηση της γωνίας κλίσης η απόσταση από τα πλαϊνά τοιχώματα όπου παρατηρείται η διαφοροποίηση του ύψους μειώνεται.



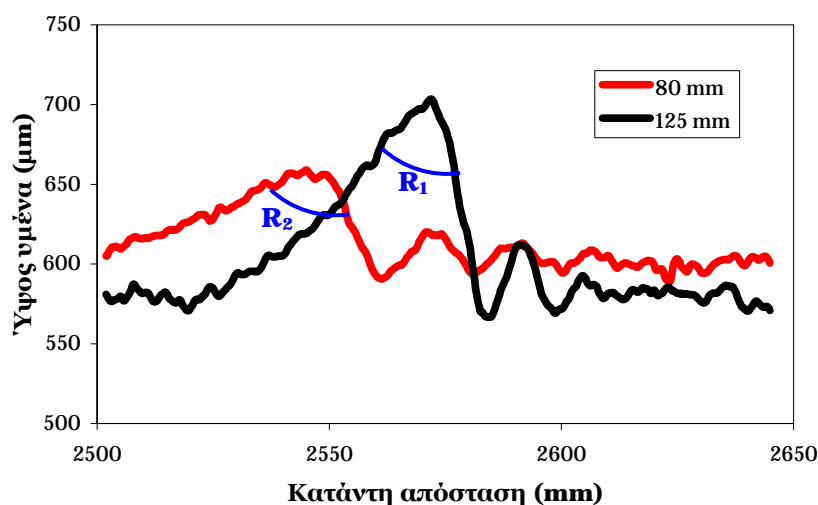
Σχήμα 5.26. Διακύμανση του τοπικού πάχους του υμένα κατά μήκος του μετώπου ενός 2-D μοναχικού κύματος για $\phi=3^\circ$ και $W=250$ mm

Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα το ύψος των κυμάτων ουσιαστικά μηδενίζεται, αφού εκεί το πάχος του υμένα είναι ίσο με το πάχος του υποστρώματος (Σχήμα 5.27). Η ικανότητα μέτρησης του πάχους του υμένα κατά τη διάρκεια των πειραμάτων περιορίζεται σε απόσταση ορισμένων χιλιοστών από τα πλευρικά τοιχώματα και δεν επηρεάζεται από τον τριχοειδή μηνίσκο που σχηματίζεται στο σημείο επαφής μεταξύ στερεού και υγρού.



Σχήμα 5.27. Μεταβολή του ύψους του κύματος κατά μήκος του μετώπου ενός μοναχικού κύματος για ροή υμένα νερού σε: α) $\phi=3^\circ$, $W=250$ mm, $f=1$ Hz και β) $\phi=5^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz

Επιπλέον, διαπιστώθηκε ότι η μορφή των κυμάτων και τα χαρακτηριστικά των τριχοειδών κυμάτων που προπορεύονται αλλάζουν ως προς την εγκάρσια διεύθυνση. Στο Σχήμα 5.28 απεικονίζονται τα προφίλ του υμένα κατά μήκος της ροής σε δύο διαφορετικές εγκάρσιες θέσεις: στο κέντρο του καναλιού (125 mm) και σε απόσταση 80 mm από το τοίχωμα. Εκτός από τη διαφορά στο ύψος των κορυφών και τη μετατόπιση λόγω της καμπυλότητας του μετώπου που αναλύθηκαν προηγουμένως προκύπτουν δύο ακόμα χρήσιμα συμπεράσματα. Στο κέντρο του καναλιού, όπου το ύψος είναι μεγαλύτερο, η κορυφή του κύματος είναι πιο αιχμηρή σε σχέση με την κορυφή στη δεύτερη θέση, όπου εκεί είναι πιο επίπεδη. Επίσης, το ύψος και μήκος κύματος των τριχοειδών κυματισμών μεταβάλλεται ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση, καθώς αυτά είναι πιο απομακρυσμένα στην άκρη (μεγαλύτερο μήκος κύματος) και με μικρότερο πλάτος. Αξίζει να σημειωθεί ότι τα φαινόμενα αυτά είναι πιο έντονα σε μικρότερες κλίσεις, όπου η ροή αναπτύσσεται με πιο αργό ρυθμό.

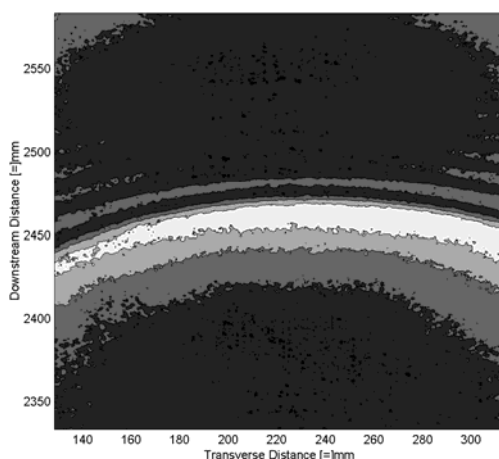


Σχήμα 5.28. Σύγκριση των προφίλ των μοναχικών κυμάτων σε διαφορετικές εγκάρσιες θέσεις ($\varphi=3^\circ$, $W=250$ mm, $Re=38$)

Οι παραπάνω παρατηρήσεις του ύψους και της μορφής των καμπυλωμένων μετώπων μπορούν να αποδοθούν στην επίδραση που ασκούν τα πλαϊνά τοιχώματα. Πιο συγκεκριμένα, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.28, η κατάντη καμπυλότητα της κορυφής ενός μοναχικού κύματος στο κέντρο του καναλιού, η οποία εκφράζεται από την ακτίνα R_1 , είναι μικρότερη σε σχέση με την αντίστοιχη καμπυλότητα του ίδιου κύματος κοντά στα τοιχώματα (R_2). Είναι γνωστό ότι η τριχοειδής πίεση (capillary pressure) είναι ανάλογη της

καμπυλότητας (ή αντίστοιχα αντιστρόφως ανάλογης της ακτίνας), με αποτέλεσμα η τριχοειδής πίεση να είναι υψηλότερη στο κέντρο του καναλιού. Οπότε, είναι πιθανόν η διαφορά της τριχοειδούς πίεσης να δημιουργεί μια δευτερεύουσα ροή, η οποία να αναγκάζει ποσότητα ρευστού να κινείται από το κέντρο του καναλιού προς τα πλαϊνά τοιχώματα. Επιπλέον, εξαιτίας αυτής της εγκάρσιας κίνησης του υγρού παρατηρείται και η διαφορά στο ύψος του κύματος που αναφέρθηκε προηγουμένως. Τέλος, όπως θα αναφερθεί στη συνέχεια, η φασική ταχύτητα των μοναχικών κυμάτων είναι ανάλογη του ύψους τους. Συνεπώς, το μέτωπο του κύματος στα άκρα, όπου το ύψος είναι μικρότερο, επιβραδύνει σε σχέση με το μέτωπο στο κέντρο του καναλιού, το οποίο κινείται ταχύτερα. Άμεση συνέπεια είναι το μέτωπο του κύματος να αποκτάει την εγκάρσια καμπυλότητα που έχει ήδη περιγραφεί.

Μια ακόμα παρατήρηση, η οποία είναι πολύ σημαντική, είναι ότι το πάχος του υποστρώματος είναι παντού ομοιόμορφο. Δηλαδή, τόσο πίσω και μπροστά από το καμπυλωμένο μέτωπο του κύματος όσο και κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα, όπου το ύψος του κύματος μηδενίζεται, το ύψος του υποστρώματος διατηρεί μια πρακτικά σταθερή τιμή. Στο Σχήμα 5.29 απεικονίζεται ένα διάγραμμα ισοϋψών και φαίνεται χαρακτηριστικά ότι το πάχος του υποστρώματος είναι σταθερό πίσω και μπροστά από το μέτωπο του κύματος.



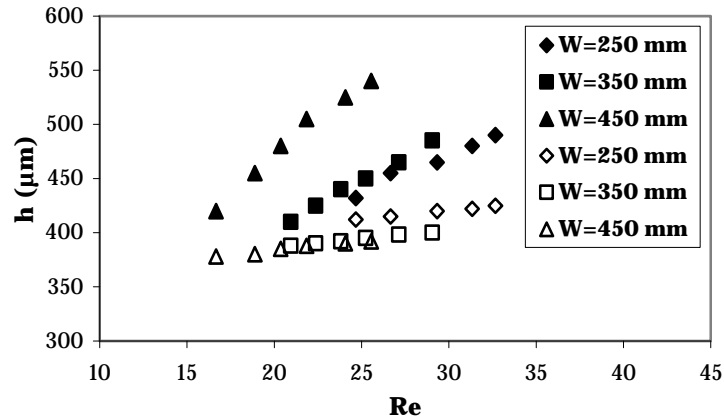
Σχήμα 5.29. Ασπρόμαυρο διάγραμμα ισοϋψών ενός κύματος με καμπυλωμένο μέτωπο και ομοιόμορφο υπόστρωμα ($Re=35$, $\phi=3^\circ$, $f=1$ Hz, $W=450$ mm)

5.6 Χαρακτηριστικά μοναχικών κυμάτων

Πολλά χαρακτηριστικά των '2-D' κυμάτων που αναπτύσσονται εξαιτίας της επιβολής μιας ελεγχόμενης διαταραχής στην είσοδο του καναλιού προσδιορίστηκαν πειραματικά. Τα χαρακτηριστικά αυτά είναι η φασική ταχύτητα, το μέγιστο ύψος και το πάχος του υποστρώματος ως συνάρτηση του αριθμού Re , του πλάτους και της γωνίας κλίσης του καναλιού, της συχνότητας και του πλάτους της επιβαλλόμενης διαταραχής και τέλος του ιξώδους του ρευστού. Τα αποτελέσματα που θα παρουσιαστούν αφορούν μόνο το καθεστώς των 2-D κυμάτων, το οποίο κυριαρχείται είτε από κανονικά και ευδιάκριτα μοναχικά κύματα (ένα κύμα ανά περίοδο) είτε από 2-D κύματα με ταυτόχρονη ύπαρξη παρασιτικών κυμάτων μεταξύ διαδοχικών κορυφών. Έμφαση, ωστόσο, δίνεται στις περιπτώσεις που υπάρχει μόνο ένα μοναχικό κύμα ανά περίοδο.

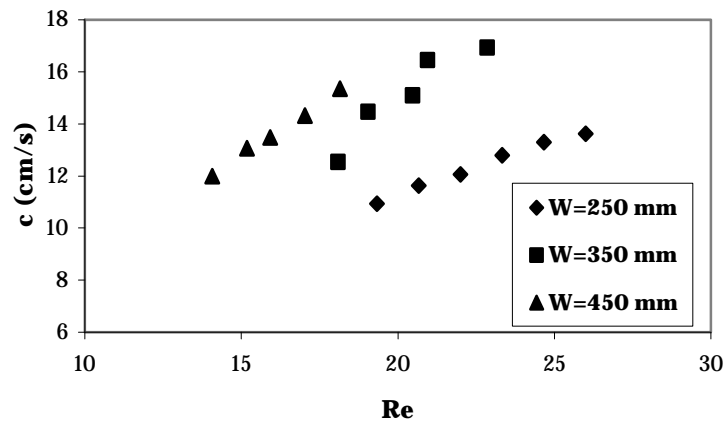
Στο Σχήμα 5.30 παρουσιάζεται η μεταβολή του μέγιστου ύψους του υμένα (γεμάτα σύμβολα) και του πάχους του υποστρώματος (κενά σύμβολα) ως προς το πλάτος του καναλιού και του Re για μια περίπτωση. Όπως ήταν αναμενόμενο, με αύξηση του Re (ή αντίστοιχα της παροχής ρευστού) το μέγιστο πάχος και κατ' επέκταση και το ύψος των κυμάτων αυξάνεται απότομα και σχεδόν γραμμικά. Αντίθετα, η επίδραση στο πάχος του υποστρώματος είναι πολύ πιο ήπια, αφού παρατηρείται μια αύξηση της τάξης των 30 μm περίπου για το εύρος των αριθμών Re όπου υπάρχουν 2-D κύματα στην ελεύθερη επιφάνεια. Όμοια συμπεράσματα προκύπτουν και για την περίπτωση όπου στην ελεύθερη επιφάνεια δημιουργούνται παρασιτικές κορυφές μεταξύ διαδοχικών κορυφών.

Επιπρόσθετα, το πλάτος του καναλιού επηρεάζει πιο έντονα το μέγιστο ύψος σε σχέση με το πάχος του υποστρώματος. Συγκρίνοντας το ύψος των κυμάτων για σταθερό Re προκύπτει για όλες τις περιπτώσεις ότι αυτό αυξάνει με αύξηση του πλάτους του καναλιού. Προκειμένου να επιτευχθεί ίδιος Re σε διαφορετικά πλάτη είναι απαραίτητη διαφορετική παροχή ρευστού και πιο συγκεκριμένα σε μεγαλύτερο πλάτος απαιτείται μεγαλύτερη παροχή. Εφόσον, όμως, το πάχος του υποστρώματος μεταβάλλεται ελάχιστα με το πλάτος είναι λογικό να αυξάνεται το μέγιστο πάχος του υμένα, δηλαδή το ύψος των κυμάτων.



Σχήμα 5.30. Επίδραση του πλάτους του καναλιού και του Re στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για $\phi=5^\circ$, $f=1$ Hz και νερό

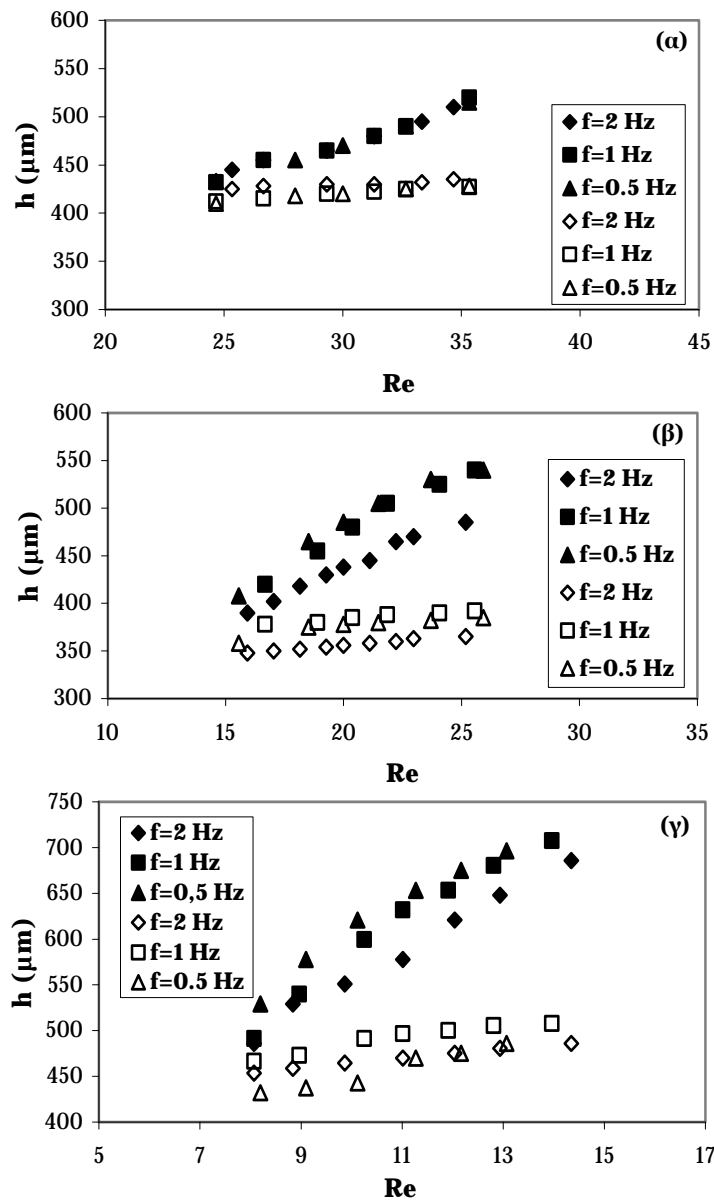
Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται για τη φασική ταχύτητα των κυμάτων (Σχήμα 5.31). Καθώς αυξάνεται ο Re , η ταχύτητα αυξάνει σχεδόν γραμμικά, ενώ σε μεγαλύτερο πλάτος τα κύματα κινούνται ταχύτερα για σταθερό Re . Η παρατηρούμενη αύξηση στην ταχύτητα τόσο με αύξηση του Re όσο και με αύξηση του πλάτους του καναλιού, οφείλεται στο γεγονός ότι αύξηση των δύο αυτών παραμέτρων (Re , W) έχει ως αποτέλεσμα αύξηση του μεγέθους των κυμάτων.



Σχήμα 5.31. Επίδραση του πλάτους του καναλιού και του Re στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\phi=7^\circ$, $f=2$ Hz και νερό

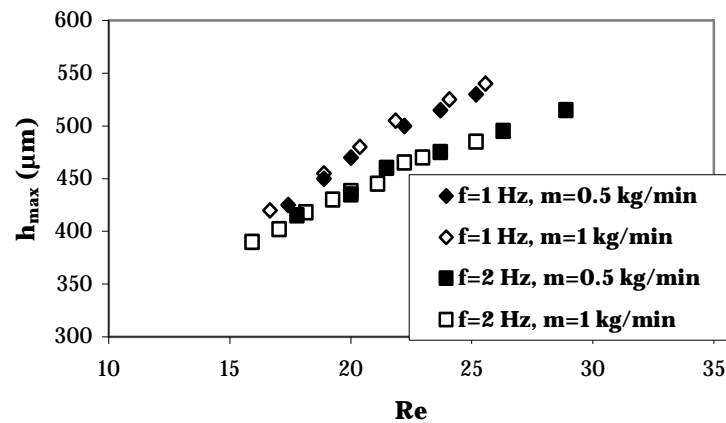
Η επίδραση της συχνότητας και του πλάτους της επιβαλλόμενης διαταραχής στο πάχος του υμένα παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.32. Συγκριτικά αποτελέσματα του ύψους μοναχικών κορυφών χωρίς παρασιτικά κύματα σε διαφορετικές συχνότητες είναι περιορισμένα και επομένως ασφαλή συμπεράσματα δεν μπορούν να εξαχθούν. Παρατηρείται ότι στο μικρότερο πλάτος καναλιού ($W=250$ mm) και σε χαμηλές γωνίες (5°) το μέγιστο ύψος

του υμένα και το πάχος του υποστρώματος είναι ανεξάρτητα της συχνότητας (Σχήμα 5.32α), αλλά με αύξηση του πλάτους του καναλιού, και πιθανόν με αύξηση της γωνίας, το μέγεθος των κυμάτων, και ιδιαίτερα των μοναχικών, μειώνεται με αύξηση της συχνότητας (Σχήματα 5.32β,γ). Η μείωση του μεγέθους μπορεί να οφείλεται στο γεγονός ότι σε μεγαλύτερες συχνότητες διαταραχής, όπου η απόσταση μεταξύ διαδοχικών κορυφών είναι μικρότερη, περισσότερες κορυφές 'συναγωνίζονται' για μικρότερες ποσότητες ρευστού από το υπόστρωμα με αποτέλεσμα να δημιουργούνται κύματα να είναι μικρότερα [Tihon et al. 2006].



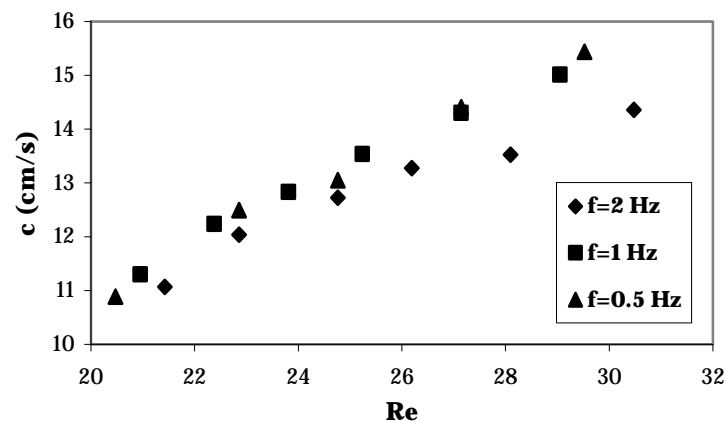
Σχήμα 5.32. Επίδραση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για: α) $\varphi=5^\circ$, $W=250$ mm και νερό, β) $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm και νερό και γ) $\varphi=10^\circ$, $W=450$ mm και 33.21% γλυκερίνη

Με αύξηση του μεγέθους της διαταραχής (Σχήμα 5.33) το μέγεθος των κυμάτων παραμένει αμετάβλητο. Το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την παρατήρηση ότι το σχήμα των κυμάτων είναι ανεξάρτητο από το πλάτος της διαταραχής συμφωνεί με την αρχική διαπίστωση ότι το διαθέσιμο μήκος του καναλιού επαρκεί προκειμένου να αναπτυχθούν πλήρως τα κύματα και, κατά συνέπεια, η ροή.

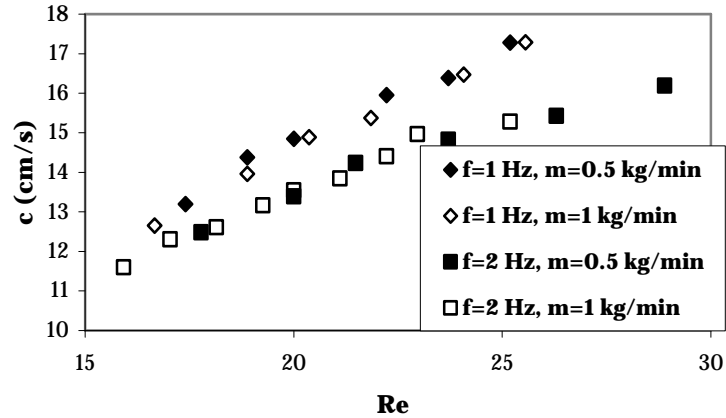


Σχήμα 5.33. Επίδραση του πλάτους της επιβαλλόμενης διαταραχής στο μέγιστο πάχος του υμένα για $\phi=5^\circ$, $W=450$ mm και νερό

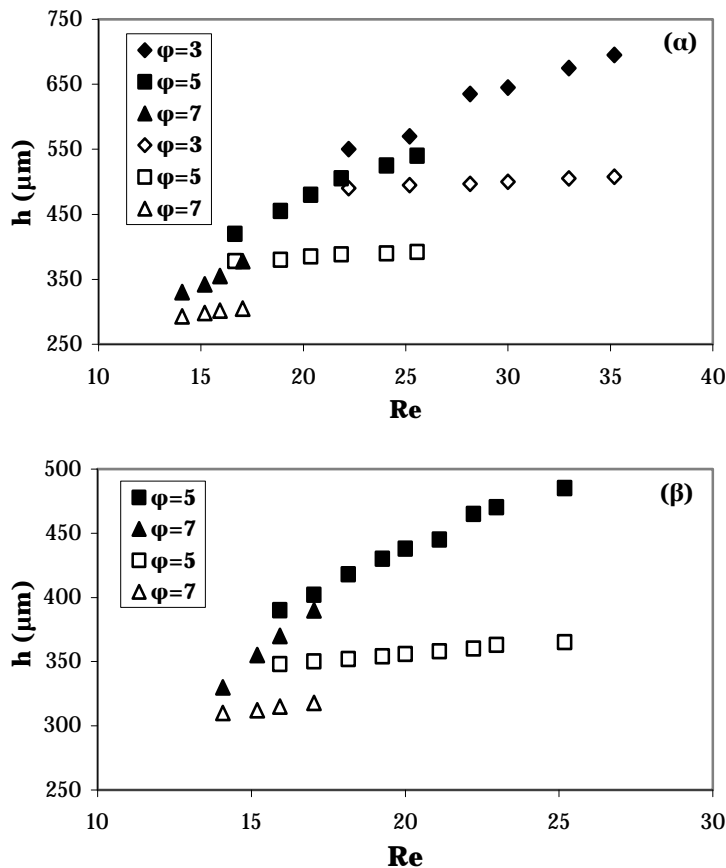
Η επίδραση της διαταραχής στη φασική ταχύτητα των κυμάτων είναι παρόμοια με την αντίστοιχη επίδραση στο πλάτος των κυμάτων. Πιο συγκεκριμένα, φαίνεται ότι μειώνεται ελαφρώς με αύξηση της συχνότητας που επιβάλλεται στην είσοδο του καναλιού (Σχήμα 5.34) που οφείλεται στη μείωση του μεγέθους του κύματος, ενώ με μεταβολή του πλάτους της διαταραχής παραμένει αμετάβλητη (Σχήμα 5.35).



Σχήμα 5.34. Επίδραση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\phi=5^\circ$, $W=350$ mm και νερό



Σχήμα 5.35. Επίδραση του πλάτους της επιβαλλόμενης διαταραχής στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm και νερό

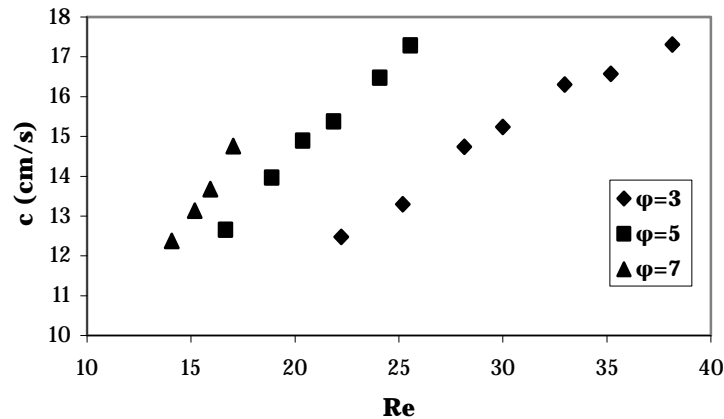


Σχήμα 5.36. Επίδραση της γωνίας κλίσης του καναλιού στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για: α) $f=1$ Hz, $W=450$ mm και νερό , β) $f=2$ Hz, $W=450$ mm και νερό

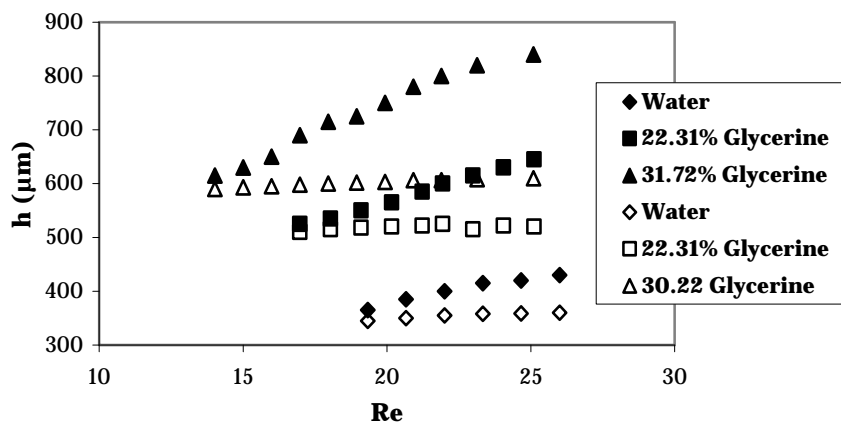
Για τη μελέτη της επίδρασης της γωνίας κλίσης υπάρχει δυσκολία εύρεσης αρκετών κοινών αριθμών Re , όπου τα κύματα θα είναι 2-D για διαφορετικές γωνίες. Ωστόσο, παρατηρείται ότι με αύξηση της κλίσης μειώνεται τόσο το μέγιστο ύψος του υμένα όσο και το πάχος του υποστρώματος (Σχήμα 5.36). Αντίθετα, η φασική ταχύτητα αυξάνεται με τη

γωνία, όπως ήταν και αναμενόμενο, αφού η επίδραση της βαρύτητας γίνεται σημαντικότερη (Σχήμα 5.37).

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, σε μεγάλες κλίσεις χρησιμοποιούνται διαλύματα γλυκερίνης προκειμένου να επιτευχθεί σταθερός υμένας και αυτό συμβαίνει γιατί με αύξηση του ιξώδους δημιουργείται υμένας με μεγαλύτερο πάχος (Σχήμα 5.38). Άμεσο επακόλουθο της αύξησης του μεγέθους των κυμάτων είναι να αυξηθεί και η φασική τους ταχύτητα (Σχήμα 5.39).



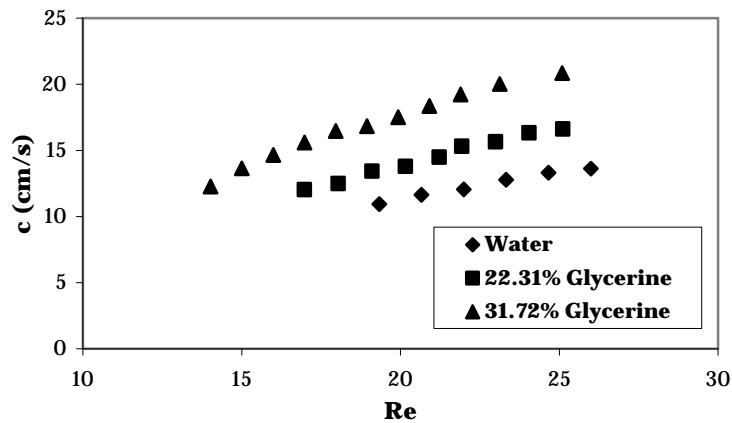
Σχήμα 5.37. Επίδραση της γωνίας κλίσης του καναλιού στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $f=1$ Hz, $W=450$ mm και νερό



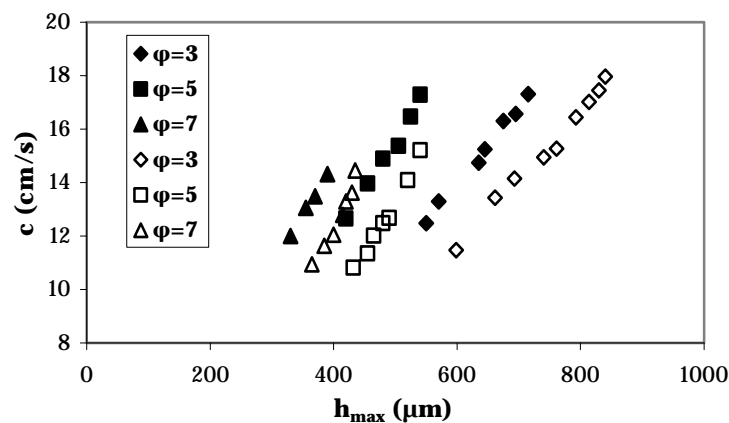
Σχήμα 5.38. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στο μέγιστο πάχος (γεμάτα σύμβολα) και στο πάχος του υποστρώματος (κενά) για $\phi=7^\circ$, $W=250$ mm και $f=2$ Hz

Ένα σημαντικό χαρακτηριστικό των μοναχικών κυμάτων είναι η σχέση της φασικής ταχύτητας τους ως προς το ύψος τους, με τις δύο αυτές παραμέτρους να εξαρτώνται από τον αριθμό Re , όπως φάνηκε από τα από τα προηγούμενα σχήματα. Η εξάρτηση της φασικής ταχύτητας από το μέγιστο πάχος του υμένα αναπαριστάται στο Σχήμα 5.40. Προκύπτει ότι υπάρχει μια έντονη συσχέτιση μεταξύ των δύο παραμέτρων για ολόκληρη την περιοχή Re που μελετήθηκαν. Για δεδομένη κλίση και σταθερό πλάτος του καναλιού,

όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, το πάχος του υποστρώματος είναι πρακτικά σταθερό και συνεπώς αν αφαιρεθεί θα προκύψει μια παρόμοια συσχέτιση με αυτή του Σχήματος 5.40 για το ύψος του κύματος ($h_{\max} - h_{\text{sub}}$). Η γραμμική εξάρτηση μεταξύ φασικής ταχύτητας και ύψους των μοναχικών κυμάτων έχει παρατηρηθεί σε προηγούμενες μελέτες τόσο σε κατακόρυφο κανάλι [Alekseenko et al. 1985] όσο και σε κεκλιμένο [Liu and Gollub 1994, Tihon et al. 2006]. Ωστόσο, σε αντίθεση με τις προηγούμενες μελέτες, όπου δεν γίνεται κάποια αναφορά για τυχόν διαφοροποίηση της γραμμικής εξάρτησης και εξάρτησης της από πειραματικές μεταβλητές, φαίνεται από τα πειράματα που διενεργήθηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής ότι η γραμμική συσχέτιση ύψους-ταχύτητας επηρεάζεται έντονα από το πλάτος και τη γωνία κλίσης του καναλιού.



Σχήμα 5.39. Επίδραση του ιξώδους του ρευστού στη φασική ταχύτητα των κυμάτων για $\varphi=7^\circ$, $W=450$ mm και $f=2$ Hz



Σχήμα 5.40. Συσχέτιση μεταξύ της φασικής ταχύτητας μοναχικών κυμάτων και του μέγιστου πάχους υμένα

Είναι γνωστό από τη θεωρητική προσέγγιση του προβλήματος [π.χ. Benjamin, 1957] ότι η κατάλληλη κλίμακα για την αδιαστατοποίηση της

φασικής ταχύτητας, c , και του ύψους των 2-D μοναχικών, $h_{max}-h_{sub}$, περιλαμβάνει το πάχος, h_{sub} , και τη μέση ταχύτητα, u_{sub} , του υποστρώματος αντίστοιχα, όπου η μέση ταχύτητα προκύπτει από τη λύση Nusselt για ομοιόμορφο πάχος υμένα ίσο με h_{sub} . Το γεγονός αυτό υποδηλώνει ότι τα μοναχικά κύματα μπορούν να θεωρηθούν ως ανεξάρτητες δομές που 'ταξιδεύουν' πάνω στο ενιαίο υπόστρωμα και ότι η κατάλληλη βάση σύγκρισης δεν είναι το ίδιο πάχος υμένα κατά Nusselt, αλλά το ίδιο πάχος υποστρώματος.

Χρησιμοποιώντας τη συγκεκριμένη κλίμακα οι Tihon et al. [2006] επιβεβαίωσαν πειραματικά ότι η συσχέτιση των αδιαστατοποιημένων παραμέτρων ακολουθεί το γραμμικό κανόνα:

$$\frac{c}{u_{sub}} - 3 \approx 1.8 \frac{h_{max} - h_{sub}}{h_{sub}} \quad (5.5)$$

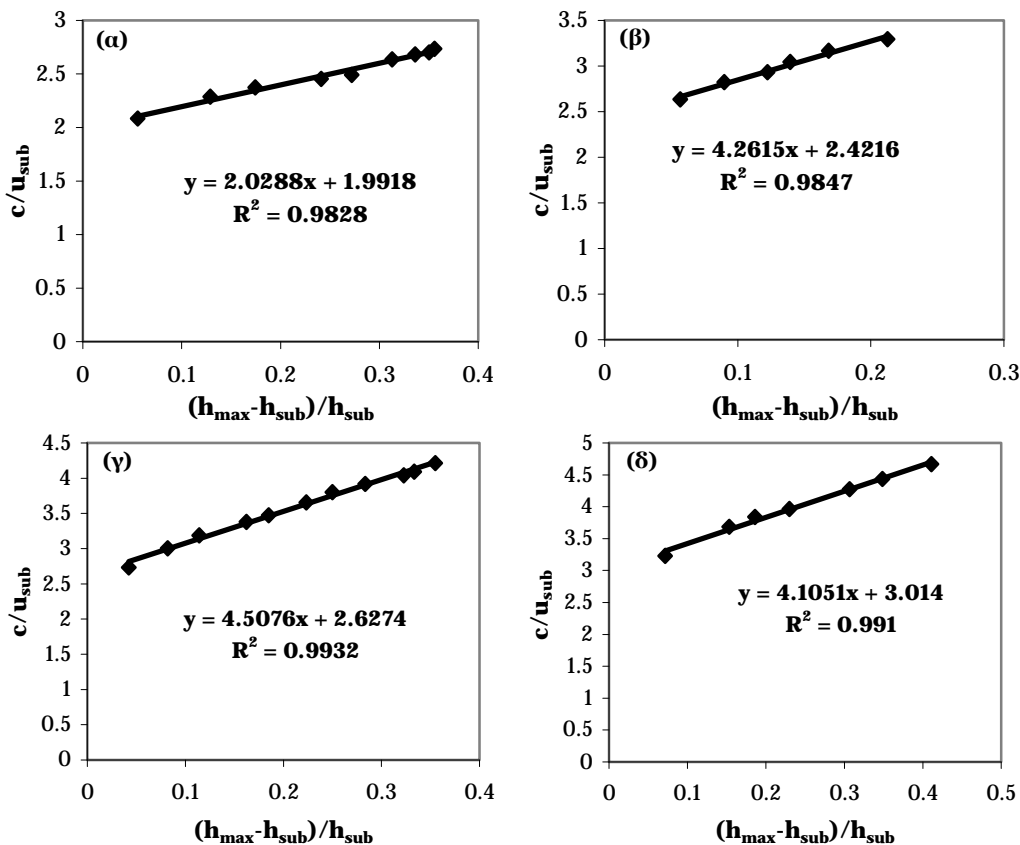
Η συγκεκριμένη εξάρτηση συμφωνεί ποσοτικά με τη θεωρητική προσέγγιση των Chang & Demekhi [2002] για την περίπτωση κατακόρυφου υμένα. Ο σταθερός όρος της Εξ.(5.5), που είναι ίσος με 3, αντιστοιχεί στη γραμμική φασική ταχύτητα, δηλαδή στη ταχύτητα διαταραχών πολύ μικρού (μηδενικού) ύψους. Επομένως, ήταν ενδιαφέρον να εξετασθεί αν μια παρόμοια εξάρτηση επιβεβαιώνεται από τα πειραματικά δεδομένα.

Χρησιμοποιώντας ως κλίμακα αδιαστατοποίησης τις ιδιότητες του υποστρώματος βρέθηκε ότι ισχύει πάντα η γραμμική εξάρτηση με μια εξίσωση της μορφής:

$$\frac{c}{u_{sub}} = S \cdot \frac{h_{max} - h_{sub}}{h_{sub}} + C_o \quad (5.6)$$

Στο Σχήμα 5.41 παρουσιάζεται η γραμμική εξάρτηση για διαφορετικές πειραματικές περιπτώσεις. Ανάλογα αποτελέσματα έχουν προκύψει για όλα τα πειράματα όπου στην ελεύθερη επιφάνεια του ρευστού δημιουργούνται 2-D καμπυλωμένα μοναχικά κύματα. Όπως φαίνεται και από τα ακόλουθα σχήματα, διαπιστώθηκε ότι η κλίση, S , και ο σταθερός όρος, C_o , της παραπάνω εξίσωσης δεν παραμένουν σταθεροί, αλλά εξαρτώνται από ορισμένες από τις πειραματικές μεταβλητές που εξετάστηκαν, όπως η κλίση και το πλάτος του καναλιού. Αντίθετα βρέθηκε ότι το ιξώδες του ρευστού και το πλάτος και η συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής για δεδομένη κλίση

και σταθερό πλάτος καναλιού δεν επηρεάζουν ουσιαστικά τους συντελεστές της γραμμικής εξίσωσης. Το γεγονός αυτό έρχεται σε αντίθεση με προηγούμενες μελέτες, ωστόσο επαληθεύει τις παρατηρήσεις της παρούσας μελέτης. Δηλαδή, ότι το πλάτος και η κλίση του καναλιού επηρεάζουν τόσο τα όρια μετάπτωσης στα διάφορα καθεστώτα ροής όσο και το σχήμα και τα χαρακτηριστικά των 2-D καμπυλωμένων μοναχικών κυμάτων.

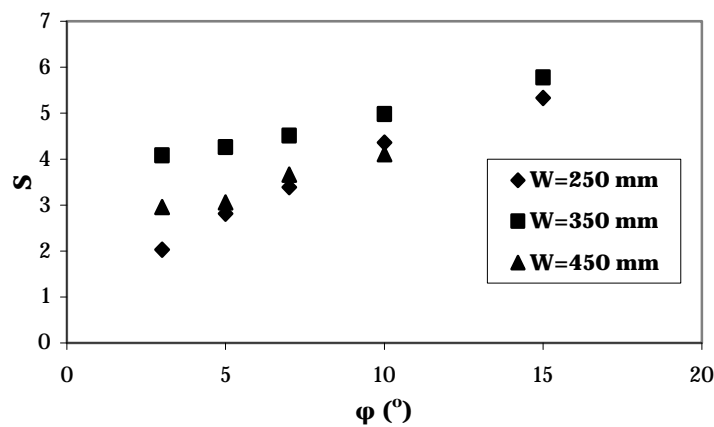


Σχήμα 5.41. Αδιαστατοποίηση της συσχέτισης μεταξύ φασικής ταχύτητας μοναχικών κυμάτων και μέγιστου πάχους υμένα με τις ιδιότητες του υποστρώματος για: (α) $\varphi=3^\circ$, $W=250$ mm, $f=1$ Hz, νερό, (β) $\varphi=5^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz, νερό, (γ) $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=2$ Hz, 30.22% γλυκερίνη και (δ) $\varphi=10^\circ$, $W=450$ mm, $f=2$ Hz, 33.21% γλυκερίνη

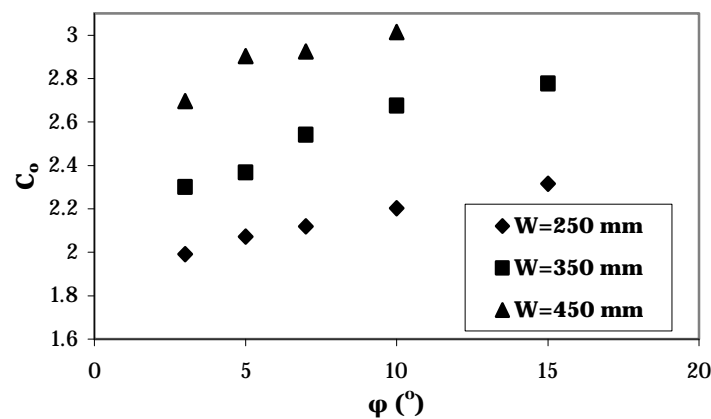
Στα Σχήματα 5.42 και 5.43 απεικονίζεται η εξάρτηση της κλίσης της Εξ. (5.6) και της γραμμικής ταχύτητας (σταθερός όρος), αντίστοιχα, από τη γωνία κλίσης και το πλάτος του καναλιού. Η κλίση αυξάνει απότομα και σχεδόν γραμμικά με τη γωνία του καναλιού, γεγονός που δηλώνει ότι τα μοναχικά κύματα κινούνται ταχύτερα σε μεγαλύτερες γωνίες. Όσον αφορά την επίδραση του πλάτους του καναλιού παρατηρείται σημαντική διασπορά των τιμών της μεταβλητής, η οποία όμως μειώνεται καθώς αυξάνεται η γωνία κλίσης. Ωστόσο, είναι πιθανόν η συγκεκριμένη μεταβλητή να μην επηρεάζεται

από το πλάτος και η παρατηρούμενη διασπορά να οφείλεται μόνο σε πειραματικά σφάλματα.

Από την άλλη, η γραμμική ταχύτητα των μοναχικών κυμάτων (Σχήμα 5.43) επηρεάζεται έντονα τόσο από την γωνία κλίσης όσο και από το πλάτος του καναλιού. Παρατηρείται ότι καθώς αυξάνονται ένας ή και οι δύο παράμετροι η γραμμική ταχύτητα μεγαλώνει. Μάλιστα, για μεγάλο πλάτος καναλιού φαίνεται να προσεγγίζει ασυμπτωτικά τη θεωρητική τιμή που είναι 3. Πιθανόν, ασυμπτωτική συμπεριφορά να παρατηρηθεί και σε μικρότερα πλάτη, αλλά για μεγαλύτερες γωνίες από αυτές που εξεταστήκαν στα συγκεκριμένα πειράματα.



Σχήμα 5.42. Επίδραση της γωνίας κλίσης και του πλάτους του καναλιού στην κλίση της γραμμικής Εξ. (5.6)



Σχήμα 5.43. Επίδραση της γωνίας κλίσης και του πλάτους του καναλιού στη γραμμική ταχύτητα των καμπυλωμένων 2-D μοναχικών κυμάτων

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

6

ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΑ ΚΥΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα που αφορούν το καθεστώς των τρισδιάστατων κυμάτων. Έμφαση θα δοθεί στις πρώτες τρισδιάστατες δομές που εμφανίζονται αμέσως μόλις λάβει χώρα η μετάπτωση από το καθεστώς των 2-D μοναχικών κυμάτων στα 3-D κύματα. Θα παρουσιαστούν ποιοτικές πληροφορίες σχετικά με τις δημιουργούμενες δομές και κάποια ποσοτικά δεδομένα. Οι συνθήκες των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν είναι όμοιες με αυτές των πειραμάτων που αναλύθηκαν στο προηγούμενο κεφάλαιο, αφού στην ουσία πρόκειται για συνέχεια των πειραμάτων σε μεγαλύτερους αριθμούς Re. Εν συντομία, η γωνία κλίσης κυμαινόταν μεταξύ 3°-15°, το πλάτος του καναλιού 250-450 mm, η συχνότητα της διαταραχής 0.5-2 Hz και η συγκέντρωση γλυκερίνης στο υδατικό διάλυμα 0-47% κ.β, που αντιστοιχεί σε ιώδες 1-3.5 cP.

Αρχικά, θα περιγραφούν οι μικρής κλίμακας τρισδιάστατες δομές, οι οποίες δημιουργούνται στα πρώτα στάδια του καθεστώτος και η εξάρτηση τους από τη γωνία κλίσης του καναλιού. Έμφαση δίνεται στις δομές που αναπτύσσονται στην περίπτωση που κατά τη διάρκεια του καθεστώτος των 2-D κυμάτων υπάρχει μόνο ένα κύμα ανά περίοδο, δηλαδή για συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής 1 και 2 Hz σε γωνίες μέχρι και 5° και 2 Hz στις μεγαλύτερες γωνίες.

Στη συνέχεια, θα εξεταστεί η ευστάθεια τόσο των ανεπτυγμένων μοναχικών κυμάτων όσο και των τρισδιάστατων δομών απέναντι σε εγκάρσιες διαταραχές, οι οποίες επιβάλλονται στατικά στη ροή. Η μελέτη αυτή αλλά και ο τρόπος επιβολής των διαταραχών ακολουθεί την εργασία των Park & Nosoko (2003). Τέλος, παρουσιάζονται ποιοτικά αποτελέσματα που προέκυψαν από την επιβολή τοπικής τρισδιάστατης διαταραχής στην είσοδο του καναλιού με τη χρήση εκβολέα ρευστού [Alekseenko et al. (2005a,b), Demekhin et al. (2007a,b)].

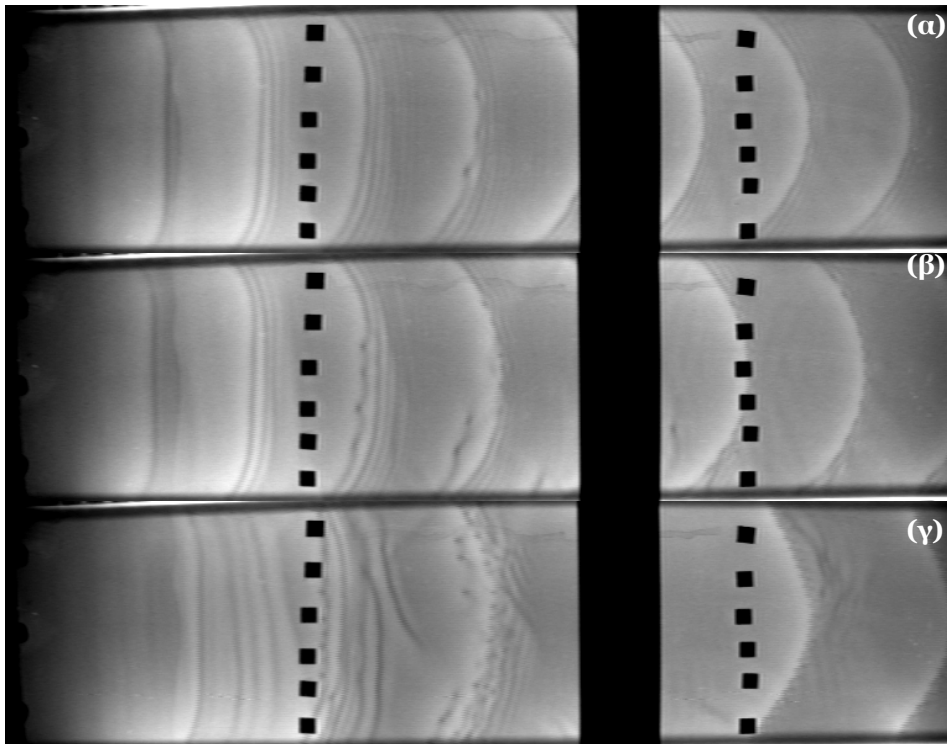
6.1 Μετάπτωση σε 3-D κύματα

6.1.1 Ποιοτική περιγραφή 3-D δομών

Για την περίπτωση πολύ μικρών γωνιών κλίσεων ($3-5^\circ$) και ροή υμένα νερού, ανεξάρτητα από το πλάτος του καναλιού, οι πρώτες δομές που αναπτύσσονται είναι παρόμοιες και οφείλονται στη συγχρονισμένη αστάθεια [Liu et al., 1994]. Πιο συγκεκριμένα, μπροστά από το μέτωπο των καμπυλωμένων μοναχικών κυμάτων αναπτύσσονται μικρά βαθουλώματα (depressions). Στα πρώτα στάδια ανάπτυξης τους εμφανίζονται μόνο στην κορυφή του μετώπου (Σχήμα 6.1α), γύρω από το κεντρικό επίπεδο του καναλιού, και σταδιακά με αύξηση του Re καλύπτουν εγκάρσια όλο το μήκος του μετώπου (Σχήμα 6.1β). Το κύριο κύμα διατηρεί τη δομή και τα χαρακτηριστικά του καμπυλωμένου μοναχικού κύματος, ενώ η συχνότητα του δεν επηρεάζεται και παραμένει ίδια με αυτήν της επιβαλλομένης διαταραχής. Σε μεγαλύτερους Re δημιουργούνται μοναχικά κύματα πλήρους αταξίας (Σχήμα 6.1γ) με σταθερή συχνότητα ίδια. Οι 3-D δομές είναι πάντα χρονικά, όχι όμως και χωρικά, περιοδικές αφού καθώς κινούνται προς τα κάτω μεταβάλλονται. Δηλαδή, εμφανίζονται ως 'παγωμένες' δομές στο χρόνο με συχνότητα ίδια με αυτήν της εξωτερικής διαταραχής.

Στην περίπτωση που η συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής είναι τέτοια ώστε να δημιουργούνται παρασιτικές δομές μεταξύ διαδοχικών κύριων κορυφών η εξέλιξη της ροής διαφοροποιείται. Η εμφάνιση παρασιτικών δομών συνεπάγεται και απώλεια του διδιάστατου χαρακτήρα της ροής. Δηλαδή, στην πραγματικότητα δεν υφίσταται καθόλου το καθεστώς ροής των 2-D κυμάτων, αφού οι δομές αυτές εμφανίζονται σε Re μικρότερο από τον

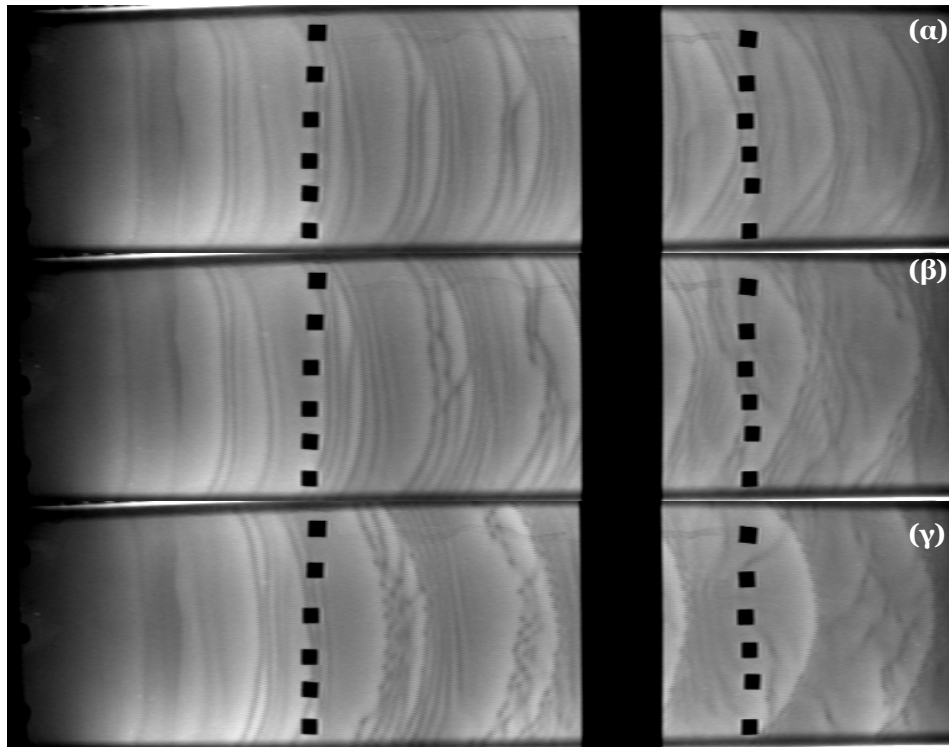
κρίσιμο αριθμό της μετάπτωσης από το 2-D στο 3-D καθεστώς (Σχήμα 6.2α). Ωστόσο, καθώς αυξάνεται ο Re οι δομές που δημιουργούνται μεταξύ διαδοχικών κορυφών είναι πιο χαοτικές, αλλά και πάλι μπροστά από την κύρια κορυφή εμφανίζονται βαθουλώματα (Σχήμα 6.2β). Και στην περίπτωση αυτή, όμως, σε μεγαλύτερους Re δημιουργούνται μοναχικά κύματα πλήρους αταξίας (Σχήμα 6.2γ) και οι 3-D δομές εμφανίζονται πάντα ως 'παγωμένες' στο χρόνο. Τέλος, σε καμία περίπτωση η συχνότητα του κύριου κύματος δεν επηρεάζεται.



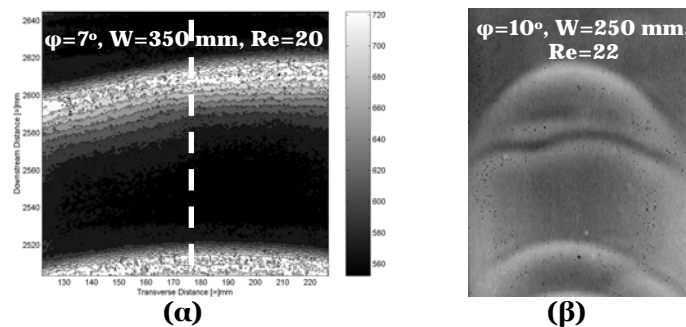
Σχήμα 6.1. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για τη ροή υμένα νερού σε $\phi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.5$ s) και: α) $Re=38$, β) $Re=45$ και γ) $Re=71$

Στις μεγαλύτερες γωνίες ($7^\circ-15^\circ$) και για ρευστά με μεγαλύτερο ιξώδες (1-3.5 cP) τρεις διαφορετικές δομές τρισδιάστατων δομών παρατηρήθηκαν στην ελεύθερη επιφάνεια του υμένα, όταν εξαιτίας της επιβαλλόμενης διαταραχής δημιουργούνται κύματα 1-1. Στην πρώτη περίπτωση παρατηρείται σταδιακή απώλεια της συμμετρίας του μετώπου των 2-D κυμάτων ως προς το κέντρο του καναλιού, τα οποία και πάλι είναι μοναχικά (Σχήμα 6.3α). Εναλλακτικά, ορισμένες φορές εμφανίζονται 3-D παρασιτικά κύματα ανάμεσα σε διαδοχικές κύριες κορυφές (Σχήμα 6.3β). Τέλος, συνδυασμός των παραπάνω δομών έχει παρατηρηθεί σε ορισμένα πειράματα. Κύριο χαρακτηριστικό των δομών αυτών είναι ότι παύουν πλέον να εμφανίζονται με

χρονική περιοδικότητα. Με περαιτέρω αύξηση του Re , κοντά στην είσοδο του καναλιού δημιουργούνται πολλές χαστικές δομές, οι οποίες κατόπιν της ροής δημιουργούν και πάλι μεγάλα 3-D μοναχικά κύματα με συχνότητα ίδια με αυτήν της επιβαλλόμενης διαταραχής (Σχήμα 6.4). Επιπλέον, στους μεγαλύτερους Re οι δομές αποκτούν και πάλι χρονική περιοδικότητα.



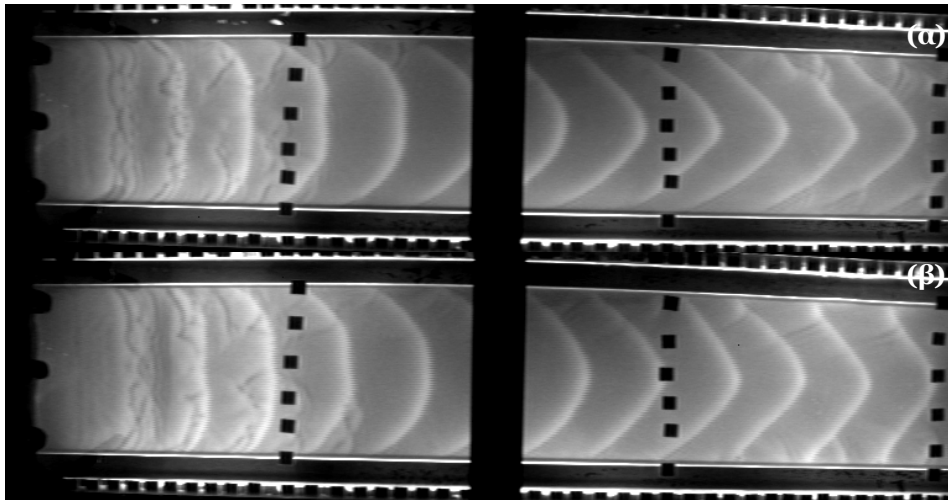
Σχήμα 6.2. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για τη ροή υμένα νερού σε $\varphi=3^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=0.75$, $T_{off}=0.25$ s) και: α) $Re=33$, β) $Re=43$ και γ) $Re=60$



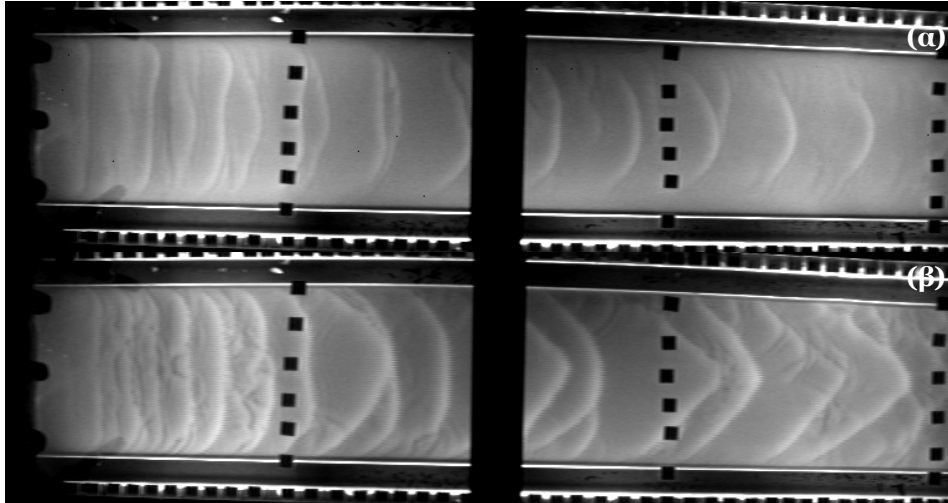
Σχήμα 6.3. α) Αναπαράσταση 3-D κύματος με έλλειψη συμμετρίας και β) φωτογραφία 3D παρασιτικού κύματος

Όταν η συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής είναι τέτοια που προκαλεί την εμφάνιση παρασιτικών δομών, το καθεστώς ροής που δημιουργείται σε ενδιάμεσες γωνίες κλίσης είναι αρκετά πολύπλοκο και χαστικό. Σε αριθμό Re μικρότερο από τον κρίσιμο αριθμό που περιγράφει τη μετάπτωση στο 3-D καθεστώς δημιουργείται μια κύρια κορυφή και

εμφανίζονται δευτερεύουσες κορυφές, οι οποίες παρουσιάζουν χρονική περιοδικότητα (Σχήμα 6.5α). Σε μεγαλύτερους Re οι δευτερεύουσες κορυφές αποκτούν μέγεθος συγκρίσιμο με αυτό της κύριας κορυφής, με αποτέλεσμα να είναι δύσκολος ο διαχωρισμός μεταξύ κύριας και δευτερεύουσας κορυφής (Σχήμα 6.5β). Οι δομές αυτές σε κάθε περίπτωση εμφανίζονται με χρονική περιοδικότητα.



Σχήμα 6.4. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=2$ Hz, $Re=60$ και: α) ροή νερού (1 cP), β) 27% κ.β. γλυκερίνη (1.61 cP)

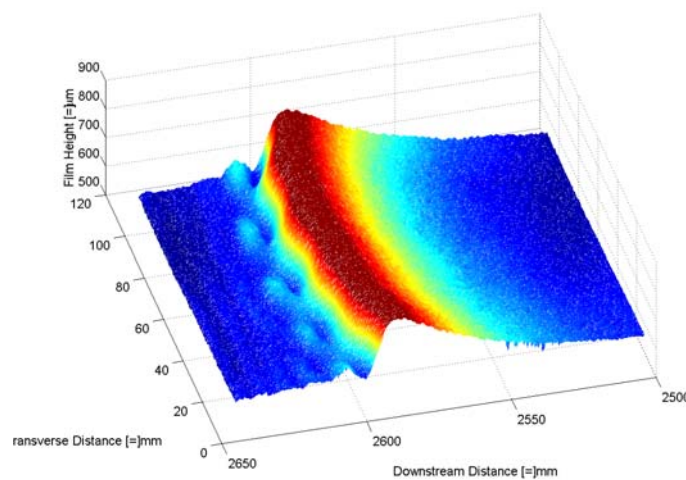


Σχήμα 6.5. Απεικόνιση τρισδιάστατων δομών για τη ροή υμένα νερού σε $\varphi=7^\circ$, $W=350$ mm, $f=1$ Hz ($T_{on}=T_{off}=0.55$ s) και: α) $Re=23$ και β) $Re=60$

6.1.2 Περιοδικά 3-D βαθουλώματα σε σχεδόν οριζόντια κανάλια

Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως, Η μορφή των 3-D δομών που εμφανίζονται αμέσως μετά τη μετάπτωση βρέθηκε να διαφέρουν για την περίπτωση των σχεδόν οριζόντιων καναλιών σε σύγκριση με τις μεγαλύτερες γωνίες κλίσης. Πιο συγκριμένα, σε κλίσεις μέχρι και 5° , τα μοναχικά κύματα

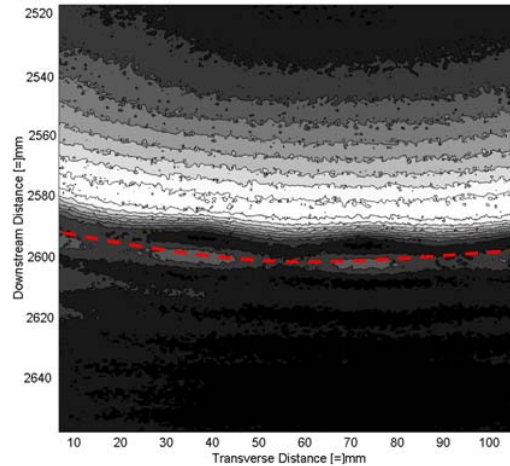
σε νερό αναπτύσσονται προπορευόμενες 3-D δομές, οι οποίες αποτελούνται από μια σειρά μικρών βαθουλωμάτων (Σχήμα 6.6). Το βασικό κύμα πίσω από τα βαθουλώματα διατηρεί τη μορφή και χαρακτηριστικά ενός καμπυλωμένου μοναχικού κύματος, με την έννοια ότι αποτελείται από μια ασύμμετρη κορυφή με απότομο μπροστινό μέρος και ομαλό πίσω και το μέτωπο του είναι καμπυλωμένο ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Επίσης, υπάρχουν τα τριχοειδή κύματα, τα οποία βρίσκονται μεταξύ της καμπυλωμένης κορυφής και των 3-D βαθουλωμάτων. Να σημειωθεί ότι το μέγεθος και η ταχύτητα του κύματος αυξάνουν με αύξηση του Re και δεν επηρεάζονται από την ύπαρξη των δομών αυτών.



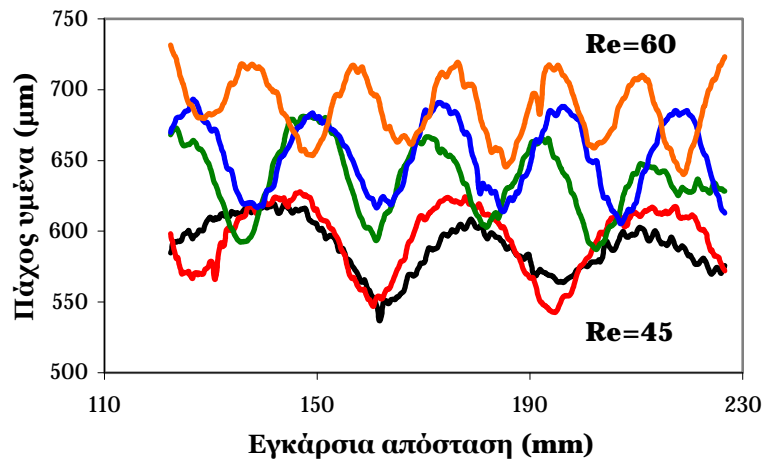
Σχήμα 6.6. Αναπαράσταση 3-D περιοδικών βαθουλωμάτων ($\phi=3^\circ$, $W=350$ mm, $Re=55$)

Οι χωρικές κατανομές του ύψους του υμένα κατά μήκος των βαθουλωμάτων μπροστά από το μέτωπο ενός κύματος (Σχήμα 6.7) φανερώνουν ότι τα βαθουλώματα είναι περιοδικά και ότι στην πραγματικότητα η μορφή των κατανομών είναι ημιτονοειδής (Σχήμα 6.8). Συνεπώς, χαρακτηριστικά μεγέθη που μπορούν να περιγράψουν τα περιοδικά βαθουλώματα είναι το πλάτος (ύψος), A_d , και το μήκος κύματος, L_d , τους. Στα Σχήματα 6.9 και 6.10 παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά αυτά για μια συγκεκριμένη περίπτωση. Είναι φανερό ότι, το μήκος κύματος των βαθουλωμάτων μειώνεται με αύξηση του Re (Σχήμα 6.9), δηλαδή καθώς αυξάνεται η παροχή του ρευστού εμφανίζονται περισσότερα βαθουλώματα μπροστά από το καμπυλωμένο κύμα και η απόσταση μεταξύ διαδοχικών βαθουλωμάτων μειώνεται. Αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι με αύξηση του Re (Σχήμα 6.10) το ύψος τους παραμένει σχεδόν αμετάβλητο. Τέλος, τα

χαρακτηριστικά των βαθουλωμάτων φαίνεται να μην επηρεάζονται από το πλάτος του καναλιού, αφού οι τιμές τους παραμένουν σχεδόν σταθερές στα τρία διαφορετικά πλάτη που εξετάστηκαν. Το γεγονός αυτό είναι αρκετά ενδιαφέρον αφού, όπως αναφέρθηκε και στα προηγούμενα κεφάλαια, η μεταβολή του πλάτους του καναλιού επηρεάζει έντονα τα χαρακτηριστικά του μοναχικού κύματος (π.χ. την καμπυλότητα του), αλλά και τον κρίσιμο αριθμό εμφάνισης των βαθουλωμάτων.



Σχήμα 6.7. Χωρική κατανομή κατά μήκος των 3-D βαθουλωμάτων ($\phi=3^\circ$, $W=350$ mm)

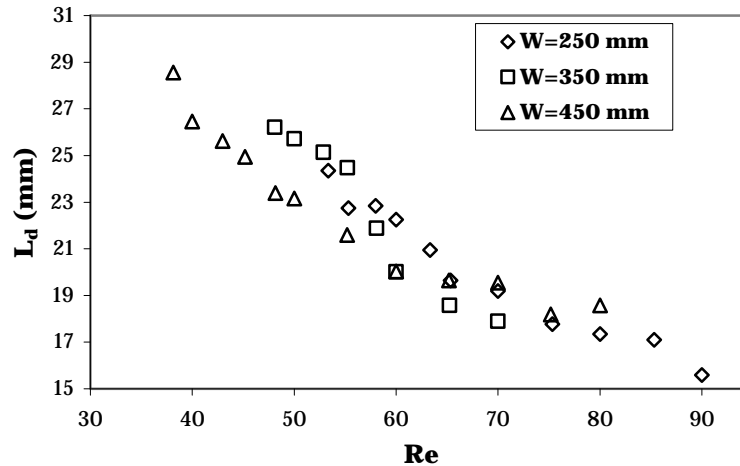


Σχήμα 6.8. Ημιτονοειδής κατανομή του ύψους των 3-D βαθουλωμάτων ($\phi=3^\circ$, $W=350$ mm)

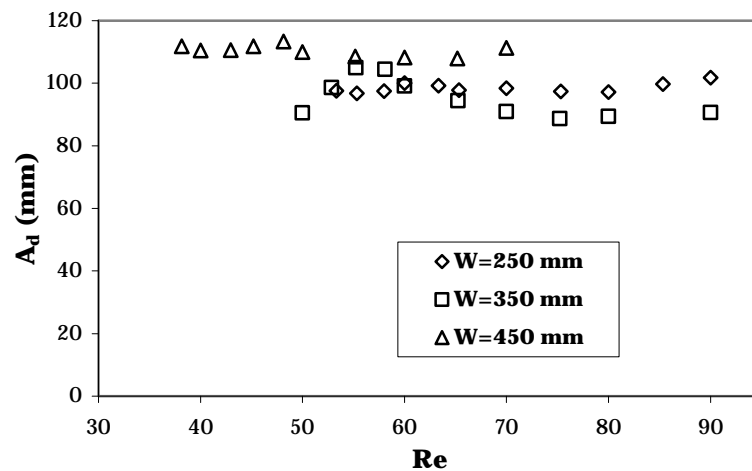
6.2 Επιβολή εγκάρσιων 3-D διαταραχών

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο της βιβλιογραφικής ανασκόπησης, οι Park & Nosoko (2006) βρήκαν πειραματικά ότι τα μοναχικά κύματα σε κατακόρυφη ροή υμένα είναι ασταθή σε εγκάρσιες 3-D διαταραχές. Πιο

συγκεκριμένα, υποστήριξαν ότι η μετάπτωση στο καθεστώς των 3-D κυμάτων λαμβάνει χώρα σε αριθμό Re περίπου 40, αλλά με την επιβολή εγκάρσιων διαταραχών διαπιστώθηκε ότι η μετάπτωση πραγματοποιείται σε χαμηλότερο Re . Για παράδειγμα, σε $Re=20$ τα μοναχικά κύματα είναι ασταθή απέναντι σε 3-D εγκάρσιες διαταραχές με μήκος κύματος 3 cm ή μεγαλύτερο, ενώ για Re μεγαλύτερο από 40 τα κύματα είναι εντόνως ασταθή για διαταραχές με μήκος κύματος 2 cm.



Σχήμα 6.9. Επίδραση αριθμού Re στο πλάτος των 3-D βαθυλωμάτων ($\varphi=3^\circ$)



Σχήμα 6.10. Επίδραση αριθμού Re στο μήκος κύματος των 3-D βαθυλωμάτων ($\varphi=3^\circ$)

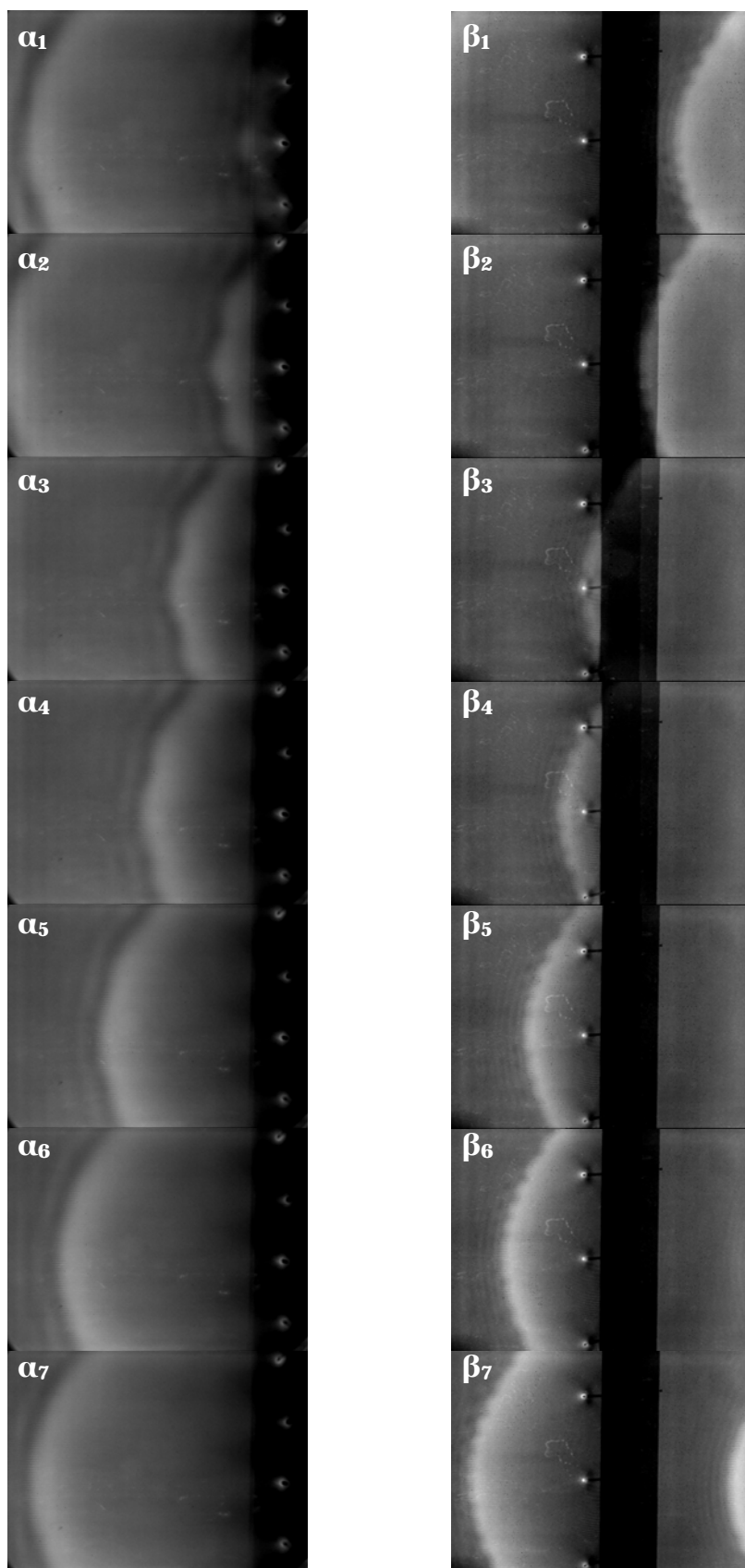
Προκείμενου να ελεγχθεί η ευστάθεια της ροής σε 3-D εγκάρσιες διαταραχές, υιοθετήθηκε η πειραματική τεχνική των παραπάνω ερευνητών, όπως αυτή περιγράφηκε στην Παράγραφο 3.3. Για το σκοπό αυτό επιβαλλόταν στη ροή ταυτόχρονα δύο είδη διαταραχών, μια χρονικά επιβαλλόμενη στην είσοδο του καναλιού και μια χωρικά επιβαλλόμενη

κατάντη της ροής. Εξετάστηκε η επίδραση των διαταραχών αυτών σε δύο μορφές πλήρως ανεπτυγμένων κυμάτων, σε καμπυλωμένα μοναχικά κύματα και σε μικρής κλίμακας 3-D κύματα. Στόχος των πειραμάτων ήταν ο έλεγχος της ευστάθειας αυτών των κυμάτων σε 3-D διαταραχές. Για το λόγο αυτό πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε γωνία κλίσης 5° , για τρία πλάτη καναλιού (250 mm, 350 mm και 450 mm) για διάφορα μήκη κύματος εγκάρσιων διαταραχών (1 cm-6 cm)

Για την περίπτωση των καμπυλωμένων μοναχικών κυμάτων η αναμενόμενη μορφή αστάθειας ήταν η εγκάρσια παραμόρφωση του μετώπου, η οποία θα ενισχυόταν τόσο κατάντη της ροής όσο και με αύξηση του αριθμού Re . Δηλαδή, η μετάβαση στο καθεστώς των 3-D δομών θα συνέβαινε σε χαμηλότερο Re από τον αντίστοιχο που προέκυψε χωρίς την επιβολή χωρικής διαταραχής. Επιβάλλοντας χωρικές 3-D διαταραχές σε μικρής κλίμακας 3-D κύματα αναμενόταν η ενίσχυση των 3-D δομών. Τελικό στάδιο και στις δύο περιπτώσεις αναμενόταν η πλήρης 'καταστροφή' του καμπυλωμένου μετώπου και η δημιουργία χαστικών δομών, όπως για παράδειγμα 'πεταλοειδή' κύματα.

Εισάγοντας εγκάρσιες διαταραχές σε πλήρως ανεπτυγμένα μοναχικά κύματα διαπιστώθηκε ότι αυτά στην πραγματικότητα είναι ευσταθή. Όπως φαίνεται και από την αλληλουχία των φωτογραφιών του Σχήματος 6.11α (α₁-α₇), μόλις το μοναχικό κύμα διέρθει διαμέσου των ακίδων, το μέτωπο του κύματος παραμορφώνεται και δημιουργούνται εγκάρσιες διαμορφώσεις με μήκος κύματος όμοιο με την επιβαλλόμενη διαταραχή. Καθώς όμως το κύμα κινείται κατάντη της ροής οι παραμορφώσεις αυτές σταδιακά σβήνουν, ενώ το μοναχικό κύμα αποκτάει ακριβώς τη μορφή που είχε πριν την επιβολή της χωρικής διαταραχής. Επιπλέον, τα χαρακτηριστικά του κύματος (ταχύτητα και ύψος) παραμένουν αμετάβλητα.

Στην ακολουθία των φωτογραφιών του Σχήματος 6.11β (β₁-β₇), παρουσιάζεται η εξέλιξη των επιβαλλόμενων εγκάρσιων διαταραχών σε μοναχικό καμπυλωμένο κύμα του οποίου προπορεύονται 3-D περιοδικά βαθουλώματα. Και σε αυτήν την περίπτωση είναι ξεκάθαρο ότι η διαταραχή δεν επηρεάζει τη μορφή και τα χαρακτηριστικά του κύματος, αφού αυτά παραμένουν αναλλοίωτα πριν και μετά το σημείο επιβολής της εγκάρσιας διαταραχής.



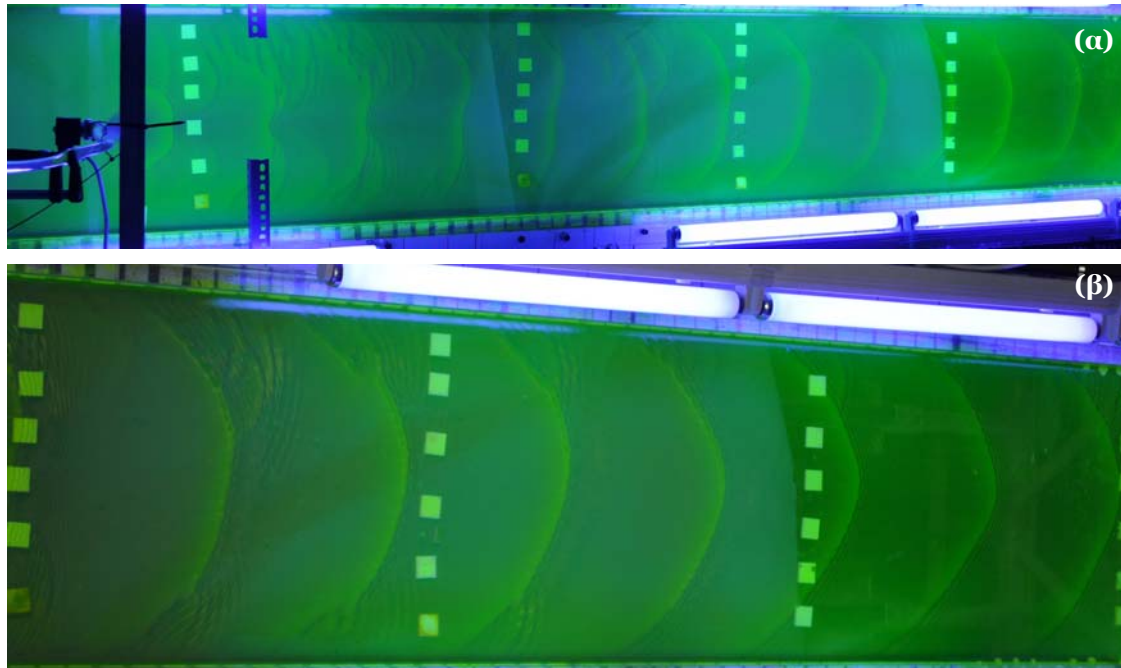
Σχήμα 6.11. Εξέλιξη επιβαλλόμενων 3-D εγκάρσιων διαταραχών σε α_1 - α_7) καμπυλωμένα μοναχικά κύματα ($\varphi=5^\circ$, $W=250$ mm, $Re=40$, $\lambda=3$ cm) και β_1 - β_7) κύματα με περιοδικά 3-D βαθουλώματα ($\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $Re=60$, $\lambda=6$ cm)

Συνεπώς, στην κεκλιμένη ροή υγρού υμένα και ειδικότερα σε μικρές γωνίες, τα καμπυλωμένα μοναχικά κύματα και τα μικρής κλίμακας 3-D κύματα, δηλαδή αυτά που εμφανίζονται αμέσως μετά την μετάπτωση στο καθεστώς των 3-D κυμάτων, είναι πάντα ευσταθή σε 3-D εγκάρσιες διαταραχές.

6.3 Επιβολή τοπικής διαταραχής

Υιοθετώντας την τεχνική των Alekseenko et al. (2005a,b) και των Demekhin et al. (2007a,b) επιβλήθηκε μια τοπική διαταραχή κοντά στην είσοδο του καναλιού με στόχο τη δημιουργία κυμάτων τύπου 'Λ'. Η επιβολή της συγκεκριμένης τρισδιάστατης διαταραχής πραγματοποιήθηκε σε περιορισμένες συνθήκες. Πιο συγκεκριμένα, σε ροή υμένα νερού για γωνία κλίσης 5° , πλάτος καναλιού 450 mm, συχνότητα επιβολής 1 Hz και για τρεις διαφορετικές παροχές εκτοξευόμενου ρευστού, ενώ η συνολική ογκομετρική παροχή στο κανάλι ροής μεταβαλλόταν προκειμένου να μελετηθεί η εξέλιξη των δημιουργούμενων δομών. Πραγματοποιήθηκε μόνο ποιοτική μελέτη των δομών με χρήση ψηφιακής φωτογραφίας (Nikon D90) και λήψη φωτογραφιών από το πάνω μέρος του καναλιού.

Σε όλες τις περιπτώσεις που μελετήθηκαν δεν επιτεύχθηκε ποτέ η δημιουργία ενός σταθερού κύματος τύπου 'Λ' (Σχήμα 6.12α). Αντίθετα, η μορφή της επιβαλλόμενης διαταραχής μεταβαλλόταν καθώς 'ταξίδευε' κατάντη της ροής. Σε ενδιάμεσους αριθμούς Re ($Re < 35$), η αρχική μορφή ήταν όμοια με αυτήν ενός κύματος τύπου 'Λ', με μέτωπο αρκετά στρογγυλεμένο και άκρα που δεν επεκτεινότουσαν μέχρι τα πλαϊνά τοιχώματα. Σταδιακά καθώς η δομή κινούνταν προς τα κάτω αποκτούσε τη μορφή ενός μοναχικού κύματος με καμπυλωμένο μέτωπο. Η τελική μορφή του κύματος είναι παρόμοια με αυτήν που επιτυγχάνεται και στην περίπτωση της επιβολής χρονικής διαταραχής ίδιας συχνότητας. Όμως, και στην περίπτωση μεγαλύτερης ογκομετρικής παροχής (Σχήμα 6.12β) η τελική μορφή του κύματος είναι όμοια με αυτήν που επιτυγχάνεται με τη χρήση της ηλεκτροβαλβίδας, δηλαδή δημιουργούνται μοναχικά κύματα με καμπυλωμένο μέτωπο, του οποίου προηγούνται περιοδικά βαθουλώματα.



Σχήμα 6.12. Εξέλιξη τοπικής διαταραχής σε ροή υμένα νερού για $\varphi=5^\circ$, $W=450$ mm, $f=1$ Hz:
α) $Re=32$ και β) $Re=40$

Το γεγονός ότι η τελική μορφή του κύματος είναι όμοια είτε επιβάλλεται μια χρονική 2-D διαταραχή είτε επιβάλλεται μια τοπική 3-D διαταραχή ίδιας συχνότητας δηλώνει ότι η δομή των 2-D και 3-D μοναχικών καμπυλωμένων κυμάτων είναι η χαρακτηριστική δομή για την περίπτωση της κεκλιμένης ροής σε χαμηλές και ενδιάμεσες γωνίες κλίσης. Επιπλέον, οι δομές αυτές είναι ευσταθείς σε οποιαδήποτε περαιτέρω διαταραχή.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ

7

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ & ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Στο παρόν κεφάλαιο επιχειρείται μια σύνοψη των συμπερασμάτων που προέκυψαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής, ενώ θα αναφερθούν εν συντομία συγκεκριμένες προτάσεις για μελλοντική έρευνα, η οποία θα βοηθήσει στην περαιτέρω κατανόηση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στην κεκλιμένη ροή υγρού υμένα. Αξίζει να σημειωθεί ότι τα κυριότερα συμπεράσματα που έχουν προκύψει έχουν παρουσιαστεί σε δύο διεθνή επιστημονικά συνέδρια [Leontidis et al., 2008 & 2009], περιέχονται σε μια υπό κρίση εργασία σε έγκριτο επιστημονικό περιοδικό [Vlachogiannis et al., 2009], ενώ προβλέπεται η δημοσίευση τουλάχιστον δύο ακόμα εργασιών σε έγκριτα περιοδικά.

7.1 Συμπεράσματα

7.1.1 Καθεστώτα ροής

Είναι γνωστό ότι ο κρίσιμος Re για τη μετάβαση στην ασταθή περιοχή εξαρτάται, σύμφωνα με την κλασική θεωρία [Benjamin (1957), Yih (1963)], μόνο από τη γωνία κλίσης του καναλιού. Ωστόσο, οι μετρήσεις της παρούσας εργασίας αποδεικνύουν ότι ο πειραματικός κρίσιμος Re εξαρτάται στην πραγματικότητα έντονα και από το πλάτος του καναλιού, ιδιαίτερα σε

χαμηλές γωνίες κλίσης. Συγκεκριμένα, διαπιστώθηκε ότι ο περιορισμός του πλάτους του καναλιού σταθεροποιεί εντόνως τη ροή υμένα σε χαμηλές γωνίες κλίσης. Αντίθετα, σε σχετικά μεγάλες γωνίες το πειραματικό όριο μετάπτωσης σχεδόν ταυτίζεται με αυτό που προβλέπει η θεωρία γραμμικής ευστάθειας.

Όπως ακριβώς συμβαίνει με την πρωταρχική αστάθεια, έτσι και η μετάπτωση από το καθεστώς των 2-D κυμάτων στα 3-D κύματα εξαρτάται έντονα από τη γωνία κλίσης και το πλάτος του καναλιού. Είναι φανερό ότι το εύρος αριθμών Re για το οποίο στην ελεύθερη επιφάνεια εμφανίζονται διδιάστατα κύματα περιορίζεται σημαντικά με αύξηση της γωνίας κλίσης, ενώ το πλάτος του καναλιού έχει αντίστοιχη επίδραση, αλλά λιγότερο έντονη.

7.1.2 Διδιάστατα μοναχικά κύματα

Ένα από τα σημαντικότερα αποτελέσματα της παρούσας διατριβής είναι η συστηματική καταγραφή των χαρακτηριστικών των πραγματικών μοναχικών κυμάτων σε κανάλι πεπερασμένου πλάτους, των οποίων το μέτωπο είναι συμμετρικά καμπυλωμένο ως προς το κέντρο του καναλιού. Μάλιστα, το μέτωπο εκφράζει μια παραβολή, δηλαδή μπορεί να περιγραφεί με πολύ καλή ακρίβεια από μια δευτεροβάθμια εξίσωση. Διαπιστώθηκε ότι η καμπυλότητα του μετώπου είναι αντιστρόφως ανάλογη του πλάτους του καναλιού και του αριθμού Re , δηλαδή με αύξηση των παραμέτρων αυτών το μέτωπο του κύματος γίνεται λιγότερο κυρτό. Παρόμοια επίδραση προκαλεί η αύξηση της συχνότητας της επιβαλλόμενης διαταραχής. Όσον αφορά το ιξώδες του ρευστού προκύπτει ότι αυτό δεν επηρεάζει την καμπυλότητα του μετώπου, αλλά για ρευστά με διαφορετικό ιξώδες βρέθηκε ότι η καμπυλότητα μεταβάλλεται αντίστροφα με την ογκομετρική παροχή.

Μελετώντας τη χωρική εξέλιξη του μετώπου της διαταραχής, βρέθηκε ότι η διαταραχή στην είσοδο του καναλιού είναι διδιάστατη και το μέτωπο της κάθετο στα τοιχώματα. Η παραμόρφωση του μετώπου ξεκινάει κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα και προχωράει προς το εσωτερικό του καναλιού. Το γεγονός αυτό προφανώς περιγράφει την επίδραση μίας ζώνης επιρροής των παράπλευρων τοιχωμάτων, η οποία σταδιακά επεκτείνεται μέχρι το κέντρο του καναλιού και προκαλεί την ανάπτυξη του τελικού σχήματος του μετώπου. Το πάχος της ζώνης επιρροής διαπιστώθηκε ότι αναπτύσσεται κατάντη της

ροής και είναι ανάλογο της τετραγωνικής ρίζας της απόστασης από την είσοδο του καναλιού.

Επιπρόσθετα, μετρώντας το μέγιστο τοπικό πάχος του κύματος κατά μήκος του καμπυλωμένου μετώπου προέκυψε ότι το μοναχικό κύμα δεν είναι ομοιόμορφο στην εγκάρσια διεύθυνση, με την έννοια ότι το ύψος του δεν παραμένει σταθερό. Αντίθετα, αποκτάει τη μέγιστη τιμή του στο κέντρο του καναλιού, και μειώνεται κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα. Η μεταβολή του ύψους της κορυφής συνοδεύεται και από αύξηση του μήκους κύματος των τριχοειδών κυμάτων, τα οποία προπορεύονται της κύριας κορυφής, αλλά και από αλλαγή του σχήματος της κορυφής. Πιο συγκεκριμένα, η κορυφή είναι πιο επίπεδη κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα σε σχέση με την κορυφή στο κέντρο του καναλιού όπου είναι αιχμηρή. Η διαφοροποίηση αυτή, η οποία αντιστοιχεί σε μεταβολή της κατάντη καμπυλότητας της κορυφής, είναι πιθανόν να προκαλεί μια δευτερεύουσα ροή με κατεύθυνση από το κέντρο του καναλιού προς τα πλαϊνά τοιχώματα. Επιπλέον, διαπιστώθηκε ότι το πάχος του υποστρώματος που έπεται και υστερεί του κύματος είναι πρακτικά σταθερό τόσο στην κατάντη όσο και στην εγκάρσια κατεύθυνση.

Βάσει της γραμμικής εξάρτησης της φασικής ταχύτητας των μοναχικών κυμάτων από το ύψος τους, η οποία διαπιστώθηκε και στην παρούσα έρευνα, προκύπτει ότι το μέτωπο του κύματος στα άκρα, όπου το ύψος είναι μικρότερο, επιβραδύνεται σε σχέση με το μέτωπο στο κέντρο του καναλιού, το οποίο κινείται ταχύτερα. Άμεση συνέπεια είναι το μέτωπο του κύματος να αποκτάει την εγκάρσια καμπυλότητα.

Υπολογίζοντας τη φασική ταχύτητα και το μέγιστο ύψος του υμένα στο κέντρο του καναλιού και αδιαστατοποιώντας με τις αντίστοιχες τιμές του υποστρώματος, βρέθηκε ότι τα αδιάστατα μεγέθη συσχετίζονται γραμμικά, όπως προβλέπει και η θεωρία. Ωστόσο, η γραμμική φασική ταχύτητα κυμάτων πολύ μικρού ύψους προσεγγίζει τη θεωρητική πρόβλεψη, η οποία ισούται με 3, μόνο σε μεγάλες γωνίες και/ή μεγάλα πλάτη. Σε μικρές γωνίες και για πεπερασμένο πλάτος καναλιού η πειραματική τιμή είναι αισθητά μικρότερη.

7.1.3 Τρισδιάστατα κύματα

Διαφορετικές τρισδιάστατες δομές παρατηρήθηκαν στα πειράματα ανάλογα με τη γωνία κλίσης του καναλιού. Σε μικρές γωνίες δημιουργούνται μπροστά από ένα μοναχικό κύμα μικρά βαθουλώματα, τα οποία είναι περιοδικά ως προς την εγκάρσια κατεύθυνση. Σε μεγαλύτερες κλίσεις παρατηρήθηκε είτε σταδιακή απώλεια της συμμετρίας του μοναχικού κύματος είτε δημιουργία 3-D παρασιτικών δομών μεταξύ διαδοχικών μοναχικών κυμάτων είτε τέλος ένας συνδυασμός των δύο προηγούμενων δομών. Ανεξάρτητα, όμως, της τρισδιάστατης δομής που δημιουργείται, η μορφή του κύριου κύματος είναι πάντα όμοια με αυτήν του μοναχικού καμπυλωμένου κύματος.

Επιβάλλοντας στατικές 3-D διαταραχές με μεταβαλλόμενο εγκάρσιο μήκος κύματος σε δύο διαφορετικές δομές, δηλαδή σε πλήρως ανεπτυγμένα καμπυλωμένα μοναχικά κύματα και σε κύματα με μικρής κλίμακας 3-D δομές, διαπιστώθηκε ότι αυτά είναι πάντα ευσταθή στις συγκεκριμένες διαταραχές.

Τέλος, επιβάλλοντας μια τοπική διαταραχή κοντά στην είσοδο και το κέντρο του καναλιού επιτεύχθηκε και πάλι η δημιουργία καμπυλωμένων μοναχικών κυμάτων. Μάλιστα, όταν η συχνότητα της συγκεκριμένης διαταραχής ήταν ίση με την αντίστοιχη συχνότητα της διαταραχής που επιβαλλόταν με τη χρήση της ηλεκτροβαλβίδας, τα κύματα που σχηματιζόντουσαν ήταν όμοια. Το γεγονός αυτό υποδηλώνει ότι οι παρατηρούμενες δομές είναι χαρακτηριστικές για την κεκλιμένη ροή υγρού υμένα και ανεξάρτητες από τον τρόπο εισαγωγής της διαταραχής.

7.2 Προτάσεις για μελλοντική έρευνα

Με την παρούσα διατριβή επιχειρήθηκε να απαντηθούν κάποια ερωτήματα, τα οποία παρέμειναν αναπάντητα μέχρι σήμερα. Ωστόσο, όπως συμβαίνει μετά την ολοκλήρωση οποιασδήποτε ερευνητικής δουλειάς, έτσι και τώρα δημιουργήθηκαν νέα ερωτήματα, η απάντηση των οποίων θα βοηθήσει στην περαιτέρω κατανόηση της ροής υγρού υμένα και των φαινομένων που παρατηρούνται. Στη συνέχεια παρουσιάζονται ορισμένες προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

- ✓ Για την πληρέστερη κατανόηση της επίδρασης του πλάτους του καναλιού στην γραμμική ευστάθεια κρίνεται αναγκαία η μελέτη ρευστών με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες και κυρίως διαφορετική επιφανειακή τάση.
- ✓ Είναι χρήσιμη μία λεπτομερέστερη ανάλυση του παρατηρούμενου οριακού στρώματος κοντά στα πλαϊνά τοιχώματα.
- ✓ Στα πλαίσια της παρούσας διατριβής προέκυψε το συμπέρασμα ότι είναι πιθανόν να δημιουργείται μια δευτερεύουσα ροή στο μέτωπο του κύματος με κατεύθυνση τα άκρα του καναλιού. Η ροή αυτή πρέπει να αποδειχθεί και να καταγραφεί πειραματικά.
- ✓ Μέτρηση του πεδίου ταχυτήτων σε ολόκληρο το μήκος και πλάτος του καναλιού.
- ✓ Μελέτη της επίδρασης της μορφολογίας του τοιχώματος στο νέο κανάλι ροής.
- ✓ Μελέτη επιφανειοδραστικών ουσιών και τριβομειωτικών πολυμερών.
- ✓ Μελέτη της επίδρασης ηλεκτρικού πεδίου στη ροή υγρού υμένα.
- ✓ Ιδιαίτερα χρήσιμη κρίνεται η υπολογιστική/αναλυτική μελέτη της επίδρασης του πλάτους του καναλιού και η σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα που προέκυψαν από την παρούσα διατριβή.
- ✓ Συστηματική μελέτη των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα στο καθεστώς ροής των τρισδιάστατων κυμάτων.
- ✓ Εύρεση ενός εναλλακτικού τρόπου επιβολής διαταραχών σε μεγαλύτερες συχνότητες.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Alekseenko S. V., Antipin V. A., Guzanov V. V., Kharlamov S. M. and Markovich D. M., "*Three-Dimensional Solitary Waves on Falling Liquid Film at Low Reynolds Numbers*", Phys. Fluids, 17, p. 121704, 2005a

Alekseenko S. V., Antipin V. A., Guzanov V. V., Markovich D. M. and Kharlamov S. M., "*Stationary Solitary Three-Dimensional Waves on a Vertically Flowing Fluid Film*", Dokl. Physics, 50, p. 598, 2005b

Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E. and Pokusaev F. G., "*Wave Flow of Liquid Films*", Begel House, New York, 1994

Alekseenko S. V., Nakoryakov V. E. and Pokusaev F. G., "*Wave Formation on a Vertical Falling Liquid Film*", AIChE J., 31, p. 1446, 1985

Argyriadi K., Serifi K. and Bontozoglou V., "*Nonlinear Dynamics of Inclined Films Under Low-Frequency Forcing*", Phys. Fluids, 16, p. 2457, 2004

Benjamin T. B., "*Wave Formation in Laminar Flow Down an Inclined Plane*", J. Fluid. Mech., 2, p. 554, 1957

Benney D. J., "*Long Waves on Liquid Films*", J. Math. Phys., 45, p. 150, 1966

Chang H.-C. and Demekhin E. A., "*Complex Wave Dynamics on Thin Films*", Elsevier Scientific, Amsterdam, 2002

Chang H.-C., "*Wave Evolution on a Falling Film*", Annu. Rev. Fluid Mech., 26, p. 103, 1994

Chang H.-C., Demekhin E. A. and Kalaidin E., "*Interaction Dynamics of Solitary Waves on a Falling Film*", J. Fluid Mech., 294, p. 123, 1995

Chang H.-C., Demekhin E. A. and Kopelevich D. I., "*Nonlinear Evolution of Waves on a Falling Film*", J. Fluid Mech., 250, p. 433, 1993

Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Kalliadasis S. and Vlaskin S. Yu., "*Three-Dimensional Localized Coherent Structures of Surface Turbulence. I. Scenarios of Two-Dimensional -Three-Dimensional Transition*", Phys. Fluids, 19, p. 114103, 2007a

Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Kalliadasis S. and Vlaskin S. Yu., "*Three-Dimensional Localized Coherent Structures of Surface Turbulence. II. Λ Solitons*", Phys. Fluids, 19, p. 114104, 2007b

Demekhin E. A., Kalaidin E. N., Shapar S. M. and Kalliadasis S., "*Stability of Three-Dimensional Solitons in Liquid Films Vertically Falling Down*", Dokl. Physics, 52, p. 156, 2007c

Drazin P. G., "*Introduction to Hydrodynamic Stability*", Cambridge University Press, 2002

Joo S. W., Davis S. H. and Bankoff S. G., "*Long-Wave Instabilities of Heated Falling Films: Two-Dimensional Theory of Uniform Layers*", J. Fluid Mech., 230, p. 117, 1991

Kalaidin E. N., Vlaskin S. Yu., Demekhin E. A. and Kalliadasis S., "*Stability of Two-Dimensional Solitons and the 2D-3D Transition in a Viscous Liquid Film Falling Down on a Vertical Wall*", Dokl. Physics, 50, p. 765, 2005

Kalaidin E. N., Vlaskin S. Yu., Demekhin E. A. and Kalliadasis S., "*Three-Dimensional Solitons in a Falling Liquid Film*", Dokl. Physics, 51, p. 37, 2006

Lel V.V., Al-Sibai F., Leefken A. and Renz U., "*Local Thickness and Wave Velocity Measurement of Wavy Films with a Chromatic Confocal Imaging Method and a Fluorescence Intensity Technique*", Exp. Fluids, 35, p. 856, 2005

Leontidis V., Vlachogiannis M. and Bontozoglou V., "*The Onset Of Three-Dimensionality in Inclined Film Flows*", 7th Euromech Fluid Mechanics Conference, 14-18 September 2008, Manchester, U.K.

Leontidis V., Vlachogiannis M., Andritsos N. and Bontozoglou V., "*Three Dimensional Effects in Inclined Film Flows*", 7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, 28 June-03 July 2009, Krakow, Poland

Leontidis V., Vlachogiannis M., Andritsos N. and Bontozoglou V., "*The Characteristics of Nominally Two-Dimensional Waves in Inclined Film Flow in Channels of Finite Width*", Under Preparation

Liu J. and Gollub J. P. , "*Solitary Wave Dynamics of Film Flows*", Phys. Fluids, 6, p. 1701, 1994

- Liu J., Paul J. D. and Gollub J. P. , "*Measurements of the primary instabilities of film flows*", J. Fluid Mech., 250, p. 69, 1993
- Liu J., Schneider J. B. and Gollub J. P., "*Three-Dimensional Instabilities of Film Flows*", Phys. Fluids, 7, p. 55, 1994
- Malamataris N. A., Vlachogiannis M. and Bontozoglou V., "*Solitary Waves on Inclined Films: Flow Structure and Binary Interactions*", Phys. Fluids, 14, p. 1082, 2002
- McCabe W. L., Smith J. C. and Harriott P., "*Βασικές Διεργασίες Χημικής Μηχανικής*", Εκδόσεις Τζιόλα, 2002
- Meza C. E. and Balakotaiah V., "*Modeling and Experimental Studies of Large Amplitude Waves on Vertically Falling Films*", Chem. Eng. Science, 63, p. 4704, 2008
- Moran K., Inumaru J. and Kawaji M., "*Instantaneous Hydrodynamics of a Laminar Wavy Liquids*", Int. J. Multiphase Flow, 28, p. 731, 2002
- Nakoryakov V. E., Pokusaev B. G. and Alekseenko S. V., "*Stationary Two-Dimensional Rolling Waves on a Vertical Film of Fluid*", J. Engng. Phys., 30, p.517, 1976
- Nguyen L. T. and Balakotaiah V., "*Modeling and Experimental Studies of Wave Evolution on Free Falling Viscous Films*", Phys. Fluids, 12, p. 2236, 2000
- Nosoko T., Yoshimura P. N., Nagata T. and Oyakwa K., "*Characteristics of Two-Dimensional Waves on a Falling Liquid Film*", Chem. Engng. Sc., 51, p. 725, 1996
- Park C. D. and Nosoko T., "*Three-Dimensional Wave Dynamics on a Falling Film and Associated Mass Transfer*", AIChE J., 49, p. 2715, 2003
- Pozrikidis C., "*Introduction to Theoretical and Computational Fluid Dynamics*", Oxford University Press, 1997
- Pumir A. Manneville P. and Pomeau Y., "*On Solitary Waves Running Down an Inclined Plane*", J. Fluid Mech., 135, p. 27, 1983
- Ramaswamy B., Chippada S. and Joo S. W., "*A full-Scale Numerical Study of Interfacial Instabilities in Thin-Film Flows*", J. Fluid Mech., 325, p. 163, 1996

Scheid B., Ruyer-Quil C., Mannville P., " *Wave Patterns in Film Flows: Modelling and Three-Dimensional Waves*", J. Fluid Mech., 562, p. 183, 2006

Tihon J., Serifi K., Argyriadi K. and Bontozoglou V., " *Solitary Waves on Inclined Films: Their Characteristics and the Effects on Wall Shear Stress*", Exp. Fluids, 41m p. 79, 2006

Vlachogiannis M. and Bontozoglou V., " *Observations of Solitary Wave Dynamics of Film Flows*", J. Fluid Mech., 435, p. 191, 2001

Vlachogiannis M., Samandas A., Leontidis V. and Bontozoglou V., " *Effect of Channel Width on the Primary Instability of Inclined Film Flow*", Phys. Fluids, Under review, 2009

Yih C. S., " *Stability of Liquid Flow Down an Inclined Plane*", Phys. Fluids, 6, p. 321, 1963

Βλαχογιάννης Μ., " *Πειραματική Μελέτη της Ροής Υγρού Υμένα Πάνω σε Επίπεδο και σε Κυματοειδές Τοίχωμα*", Διδακτορική Διατριβή, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, 2001

Λεοντίδης Β., " *Ανάλυση Ευστάθειας Ροής Υγρού Υμένα σε Περιοδικά Διαμορφωμένο Τοίχωμα*", Μεταπτυχιακή Εργασία, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, 2007

Μποντόζογλου Β., " *Θεωρία Ευστάθειας Θερμοϋδραυλικών Συστημάτων*", Πρόχειρες Σημειώσεις, 2006

Σαμαντάς Αθ., " *Πειραματική Μελέτη Ευστάθειας Ροής Υγρού Υμένα*", Μεταπτυχιακή Εργασία, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, 2009

Σταθάς Π., " *Κατασκευή Πειραματικής Διάταξης για τη Μελέτη Ροής Υγρού Υμένα σε Επίπεδο Τοίχωμα με τη Βοήθεια Συστήματος Ψηφιακής Απεικόνισης*", Διπλωματική Εργασία, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, 2006

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Πίνακες φυσικών ιδιοτήτων υδατικών διαλυμάτων γλυκερίνης

Πίνακας Π.1. Δείκτης διάθλασης διαλυμάτων γλυκερίνης-νερού στους 20°C

Συγκέντρωση γλυκερίνης (%κ.β.)	n_D	Συγκέντρωση γλυκερίνης (%κ.β.)	n_D	Συγκέντρωση γλυκερίνης (%κ.β.)	n_D
100	1.47399	64	1.41895	28	1.36802
99	1.47234	63	1.41746	27	1.36669
98	1.47071	62	1.41597	26	1.36536
97	1.46909	61	1.41448	25	1.36404
96	1.46752	60	1.41299	24	1.36272
95	1.46597	59	1.4115	23	1.36141
94	1.46443	58	1.41001	22	1.3601
93	1.4629	57	1.40852	21	1.35879
92	1.46139	56	1.40703	20	1.35749
91	1.45989	55	1.40554	19	1.35619
90	1.45839	54	1.40405	18	1.3549
89	1.45689	53	1.40256	17	1.35361
88	1.45539	52	1.40107	16	1.35233
87	1.45389	51	1.39958	15	1.35106
86	1.45237	50	1.39809	14	1.3498
85	1.45085	49	1.3966	13	1.34854
84	1.4493	48	1.39513	12	1.34729
83	1.4477	47	1.39368	11	1.34604
82	1.44612	46	1.39227	10	1.34481
81	1.4445	45	1.39089	9	1.34359
80	1.4429	44	1.38953	8	1.34238
79	1.44135	43	1.38818	7	1.34118
78	1.43982	42	1.38683	6	1.33999
77	1.43832	41	1.38548	5	1.3388
76	1.43683	40	1.38413	4	1.33762
75	1.43534	39	1.38278	3	1.33645
74	1.43385	38	1.38143	2	1.3353
73	1.43236	37	1.38008	1	1.33416
72	1.43087	36	1.37874	0	1.33303
71	1.42938	35	1.3774		
70	1.42789	34	1.37606		
69	1.4264	33	1.37472		
68	1.42491	32	1.37338		
67	1.42342	31	1.37204		
66	1.42193	30	1.3707		
65	1.42044	29	1.36936		

Πίνακας Π.2. Πυκνότητα διαλυμάτων γλυκερίνης-νερού

%κ.β.	Πυκνότητα (g/cm ³)				%κ.β.	Πυκνότητα (g/cm ³)				%κ.β.	Πυκνότητα (g/cm ³)			
	15°C	20°C	25°C	30°C		15°C	20°C	25°C	30°C		15°C	20°C	25°C	30°C
100	1.264	1.261	1.258	1.255	65	1.170	1.168	1.165	1.162	30	1.075	1.073	1.071	1.069
99	1.262	1.259	1.255	1.252	64	1.168	1.165	1.162	1.159	29	1.072	1.070	1.068	1.066
98	1.259	1.256	1.253	1.250	63	1.165	1.162	1.159	1.157	28	1.069	1.068	1.066	1.064
97	1.256	1.253	1.250	1.247	62	1.162	1.159	1.157	1.154	27	1.067	1.065	1.063	1.061
96	1.254	1.251	1.248	1.245	61	1.159	1.157	1.154	1.151	26	1.064	1.062	1.061	1.059
95	1.251	1.248	1.245	1.242	60	1.157	1.154	1.151	1.148	25	1.062	1.060	1.058	1.056
94	1.249	1.246	1.243	1.239	59	1.154	1.151	1.148	1.146	24	1.059	1.057	1.055	1.054
93	1.246	1.243	1.240	1.237	58	1.151	1.148	1.146	1.143	23	1.056	1.055	1.053	1.051
92	1.243	1.240	1.237	1.234	57	1.148	1.146	1.143	1.140	22	1.054	1.052	1.050	1.049
91	1.241	1.238	1.235	1.232	56	1.145	1.143	1.140	1.137	21	1.051	1.050	1.048	1.046
90	1.238	1.235	1.232	1.229	55	1.143	1.140	1.137	1.135	20	1.048	1.047	1.045	1.044
89	1.235	1.232	1.229	1.226	54	1.140	1.137	1.135	1.132	19	1.046	1.044	1.043	1.041
88	1.233	1.230	1.227	1.224	53	1.137	1.135	1.132	1.129	18	1.043	1.042	1.040	1.039
87	1.230	1.227	1.224	1.221	52	1.134	1.132	1.129	1.127	17	1.041	1.039	1.038	1.036
86	1.228	1.224	1.221	1.218	51	1.132	1.129	1.127	1.124	16	1.038	1.037	1.035	1.034
85	1.225	1.222	1.219	1.216	50	1.129	1.126	1.124	1.121	15	1.036	1.035	1.033	1.031
84	1.222	1.219	1.216	1.213	49	1.126	1.124	1.121	1.118	14	1.033	1.032	1.031	1.029
83	1.220	1.217	1.213	1.210	48	1.123	1.121	1.118	1.116	13	1.031	1.030	1.028	1.026
82	1.217	1.214	1.211	1.208	47	1.121	1.118	1.116	1.113	12	1.028	1.027	1.026	1.024
81	1.214	1.211	1.208	1.205	46	1.118	1.116	1.113	1.111	11	1.026	1.025	1.023	1.022
80	1.212	1.209	1.205	1.202	45	1.115	1.113	1.110	1.108	10	1.023	1.022	1.021	1.019
79	1.209	1.206	1.203	1.200	44	1.112	1.110	1.108	1.105	9	1.021	1.020	1.018	1.017
78	1.206	1.203	1.200	1.197	43	1.110	1.107	1.105	1.103	8	1.018	1.017	1.016	1.014
77	1.203	1.200	1.197	1.194	42	1.107	1.105	1.102	1.100	7	1.016	1.015	1.014	1.012
76	1.201	1.198	1.195	1.192	41	1.104	1.102	1.100	1.097	6	1.014	1.013	1.011	1.010
75	1.198	1.195	1.192	1.189	40	1.101	1.099	1.097	1.095	5	1.011	1.010	1.009	1.007
74	1.195	1.192	1.189	1.186	39	1.099	1.097	1.094	1.092	4	1.009	1.008	1.007	1.005
73	1.192	1.189	1.187	1.184	38	1.096	1.094	1.092	1.090	3	1.006	1.005	1.004	1.003
72	1.190	1.187	1.184	1.181	37	1.093	1.091	1.089	1.087	2	1.004	1.003	1.002	1.000
71	1.187	1.184	1.181	1.178	36	1.091	1.089	1.087	1.084	1	1.002	1.001	0.999	0.998
70	1.184	1.181	1.178	1.176	35	1.088	1.086	1.084	1.082	0	0.999	0.998	0.997	0.996
69	1.181	1.179	1.176	1.173	34	1.085	1.083	1.081	1.079					
68	1.179	1.176	1.173	1.170	33	1.083	1.081	1.079	1.076					
67	1.176	1.173	1.170	1.167	32	1.080	1.078	1.076	1.074					
66	1.173	1.170	1.167	1.165	31	1.077	1.075	1.073	1.071					

Πίνακας Π.3. Ιξώδες υδατικών διαλυμάτων γλυκερίνης

% w.w.	Ιξώδες (cP)							
	0°C	10°C	20°C	30°C	40°C	50°C	60°C	70°C
0	1.792	1.308	1.005	0.8007	0.656	0.5494	0.4688	0.4061
10	2.44	1.74	1.31	1.03	0.826	0.68	0.575	0.5
20	3.44	2.41	1.76	1.35	1.07	0.879	0.731	0.635
30	5.14	3.49	2.5	1.87	1.46	1.16	0.956	0.816
40	8.25	5.37	3.72	2.72	2.07	1.62	1.3	1.09
50	14.6	9.01	6	4.21	3.1	2.37	1.86	1.53
60	29.9	17.4	10.8	7.19	5.08	3.76	2.85	2.29
65	45.7	25.3	15.2	9.85	6.8	4.89	3.66	2.91
67	55.5	29.9	17.7	11.3	7.73	5.5	4.09	3.23
70	76	38.8	22.5	14.1	9.4	6.61	4.86	3.78
75	132	65.2	35.5	21.2	13.6	9.25	6.61	5.01
80	255	116	60.1	33.9	20.8	13.6	9.42	6.94
85	540	223	109	58	33.5	21.2	14.2	10
90	1310	498	219	109	60	35.5	22.5	15.5
91	1590	592	259	127	68.1	39.8	25.1	17.1
92	1950	729	310	147	78.3	44.8	28	19
93	2400	860	367	172	89	51.5	31.6	21.2
94	2930	1040	437	202	105	58.4	35.4	23.6
95	3690	1270	523	237	121	67	39.9	26.4
96	4600	1580	624	281	142	77.8	45.4	29.7
97	5770	1950	765	340	166	88.9	51.9	33.6
98	7370	2460	939	409	196	104	59.8	38.5
99	9420	3090	1150	500	235	122	69.1	43.6
100	12070	3900	1410	612	284	142	81.3	50.6

Κώδικες Matlab

Κώδικας προσδιορισμού φυσικών ιδιοτήτων (*Glycerin_Properties*)

```
% This is an .m linear interpolation for glycerin properties
%-----DATA READING-----
[wnD20,nD20]=textread('Glycerine_Refractive_Index.txt','%f%f','headerlines',1);
[wwr,r15,r20,r25,r30]=textread('Glycerine_Density.txt','%f%f%f%f%f','headerlines',2);
Tr=15:5:30;
[wwm,m0,m10,m20,m30,m40,m50,m60,m70]=textread('Glycerine_Viscosity.txt','%f%f%f%f%f%f%f%f','headerlines',2);
Tm=0:10:70;
%-----Measured Refractive Index & Experiment Temperature(oC)-----
-----
nD=1.35749;
T=25;
%-----W.W.%-----
ww=interp1(nD20,wnD20,nD)
%-----Density(kg/m3)-----
r1=interp1(wwr,r15,ww)*1000; %at 15oC & for ww
r2=interp1(wwr,r20,ww)*1000; %at 20oC & for ww
r3=interp1(wwr,r25,ww)*1000; %at 25oC & for ww
r4=interp1(wwr,r30,ww)*1000; %at 30oC & for ww
rr=[r1,r2,r3,r4];
r=interp1(Tr,rr,T)
%-----Kinematic Viscosity(m2/s)-----
v1=interp1(wwm,m0,ww)/1000/r; %at 0oC & for ww
v2=interp1(wwm,m10,ww)/1000/r; %at 10oC & for ww
v3=interp1(wwm,m20,ww)/1000/r; %at 20oC & for ww
v4=interp1(wwm,m30,ww)/1000/r; %at 30oC & for ww
v5=interp1(wwm,m40,ww)/1000/r; %at 40oC & for ww
v6=interp1(wwm,m50,ww)/1000/r; %at 50oC & for ww
v7=interp1(wwm,m60,ww)/1000/r; %at 60oC & for ww
v8=interp1(wwm,m70,ww)/1000/r; %at 70oC & for ww
vv=[v1,v2,v3,v4,v5,v6,v7,v8];
v=interp1(Tm,vv,T)
```

Κώδικας βαθμονόμησης πειραματικής τεχνικής (Calibration)

```
% This is an .m file for image processing
tic
echo off
%-----DATA READING-----
[first,WLo,BLo,number_of_images_steady,time_delay,distance_overflow,x,z,hn]
=textread('calibration.txt',...
    '%s%f%f%f%f%f%f%f', 'headerlines', 2);
gaussian=dlmread('Gaussian_7x7.txt');
N=length(gaussian);
sumc=sum(sum(gaussian));
g=(N-1)/2;
addition(1:576,1:768)=1.275;
analogx=x(1)/576.;
analogz=z(1)/768.;
for i=1:576
    xvector(i)=i*analogx;
end
for i=1:768
    zvector(i)=i*analogz+distance_overflow(1);
end
%-----PRODUCE THE NOISE MATRIX-----
convvIo=double(imread('conv7Io','bmp'));
Ionew=(convvIo*((351.1-1.275)/255)+addition);
clear convvIo
%-----FRAME AVERAGING-----
for j=1:length(first)
    firstV=first(j);
    first1=char(firstV);
    qo=(WLo(j)-BLo(j))/255;
    BLo_matrix(1:576,1:768)=BLo(j);
    total=zeros(576,768);
    for num=1:number_of_images_steady(j)
        num
        Iof=double(imread(strcat(first1,int2str(num),'.bmp')));
        %-----CONVOLUTION-----
        tempconvIof=convn(Iof,gaussian,'same');
        convIof=tempconvIof./sumc;
        convIof(1:7,1:768)=(Iof(1:7,1:768));
        convIof(1:576,1:7)=(Iof(1:576,1:7));
        convIof(570:576,1:768)=(Iof(570:576,1:768));
        convIof(1:576,762:768)=(Iof(1:576,762:768));
        temporary_matrix=(convIof*qo)+BLo_matrix-Ionew;
        total=total+temporary_matrix;
    end
    Io_totalmax=(total./number_of_images_steady(j));
    kk1=round(j);
    Io(:,:,kk1)=Io_totalmax;
    Iomax(:,:,kk1)=Io_totalmax;
end
clear qo WLo BLo temporary_matrix num Io_totalmax total first1 firstV
time_delay
clear distance_overflow BLo_matrix number_of_images_steady analogx analogz
clear tempconvIof
acoef=zeros(576,768);
bcoef=zeros(576,768);
kk2=round(length(first));
for k=1:576
    for i=1:kk2
        temp(i,:)=Io(k,:,i);
```

```

end
xxcal=hn';
vvcac=temp';
for j=1:768
    yyycal(j,:)=polyfit(xxcal,vvcac(j,:),1);
end
for j=1:768
    acoef(k,j)=yyycal(j,1);
    bcoef(k,j)=yyycal(j,2);
end
end
clear temp xxcal vvcac yyycal kk2 kk1 i j k x z
%-----SAVE-----
save(strcat('D:\workspaces\',strcat(strcat('conv7','flata10c'))))
clear
toc

```

Κώδικας εύρεσης πάχους υμένα (Filmheight)

```
%This is an .m file for calculation of film height

%-----DATA READING-----
[ namesV, nameimage, WL, BL, number_of_images, hnusselt]...
=textread('filmheight.txt', '%s%f%f%f', 'headerlines', 2);
%-----Calculation of FILM HEIGHT-----
for i=1:length(namesV)
    nummm=char(namesV(i));
    load(nummm);
    clear Iof first addition Iomax dhv
    time_delay=0.1;
    tvector=(time_delay:time_delay:number_of_images*time_delay);
    nameimageV=nameimage(i);
    nameim=char(nameimageV);
    q=(WL(i)-BL(i))/255;
    BL_matrix(1:576,1:768)=BL(i);
    for num=1:number_of_images
        k=round(576*(num-1)+1);
        kk=round(576*num);
        nameim
        Iof=double(imread(strcat(nameim,int2str(num),'.bmp')));
        tempconvIof=convn(Iof,gaussian,'same');
        %-----CONVOLUTION-----
        convIof=tempconvIof./sumc;
        convIof(1:7,1:768)=(Iof(1:7,1:768));
        convIof(1:576,1:7)=(Iof(1:576,1:7));
        convIof(570:576,1:768)=(Iof(570:576,1:768));
        convIof(1:576,762:768)=(Iof(1:576,762:768));
        Iof_temporary=convIof*q+BL_matrix-Ionew;
        clear Iof convIof
        height=((Iof_temporary-bcoef)./(acoef));
        clear Iof_temporary
        hall(k:kk,1:768)=int16(height(1:576,1:768));
        clear height
    end
%-----SAVE-----

save(strcat('D:\workspaces\',strcat(strcat(nameim,'with',nummm))), 'hall', 'x
vector', 'zvector', 'tvector', 'number_of_images', 'nummm')
    clear hall
end
clear
```

Κώδικας εύρεσης γραμμικού προφίλ (Lineprofile)

```
%-----Visualization of image processing results-----  
  
%-----DATA READING-----  
[st,lin]=textread('graph.txt','%s %f','headerline',1);  
names=textread('lineprofile.txt','%s','headerline',1);  
for kkk=1:length(names)  
    kkk  
    namer=names(kkk);  
    nammmm=char(namer)  
    load (nammmm)  
    nammmm  
    x1=10;  
    x2=570;  
    z1=10;  
    z2=760;  
    zv=zvector(z1:z2-1);  
    xv=xvector(x1:x2-1);  
    xz=round(x2-x1);  
    xposition=round(290);  
    for i=1:number_of_images  
        limit1=round((i-1)*576+1);  
        limit2=round(i*576);  
        TDA=(hall(limit1:limit2,1:768));  
        TDAnew=double(TDA(x1:x2-1,z1:z2-1));  
        height(i,:)=TDAnew(xposition,:);  
        clear TDA TDAnew  
    end  
    clear hall  
    ln=round(5);  
    sel=round((number_of_images/ln));  
    for i=1:sel  
        k2=round(i*ln);  
        k1=round((i-1)*ln+1);  
        hnew=height(k1:k2,:);  
        for ii=1:ln  
            styl=char(st(ii));  
            li=lin(ii);  
            plot(zv,hnew(ii,:),styl,'linewidth',li)  
            hold on  
        end  
        xlabel('Downstream Distance [=]mm')  
        ylabel('h [=]μm')  
        title(['time beginning=',num2str(k1),' line ',char(nammmm)])  
        hold off  
        hl=gcf;  
        set(hl,'PaperOrientation','portrait')  
        %-----SAVE-----  
        saveas(hl,strcat('D:\lineprofiles\  
strcat(strcat(nammmm,'tb',num2str(k1),'LineProfileDown'),' .tif'))  
        qqqq=hnew';  
        save  
        (strcat('D:\lineprofiles\  
eDownold'),' .dat'),'qqqq','-ascii')  
    end  
end  
clear
```

Κώδικας προσδιορισμού χρονικής εξέλιξης πάχους (Timeprofile)

```
%-----Visualization of image processing results-----  
  
%-----DATA READING-----  
[names,aax1,aay1,bbx1,bby1,aax2,aay2,bbx2,bby2,aax3,aay3,bbx3,bby3,aax4,aay  
4,bbx4,bby4]...  
=textread('timeProfile.txt','%s%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f%f','headerlin  
es',2);  
tvect=(0.1:0.1:20);  
for i=1:length(names)  
    namer=names(i);  
    nammm=char(namer);  
    load(nammm);  
    aax(1)=aax1(i);  
    aay(1)=aay1(i);  
    bbx(1)=bbx1(i);  
    bby(1)=bby1(i);  
    aax(2)=aax2(i);  
    aay(2)=aay2(i);  
    bbx(2)=bbx2(i);  
    bby(2)=bby2(i);  
    aax(3)=aax3(i);  
    aay(3)=aay3(i);  
    bbx(3)=bbx3(i);  
    bby(3)=bby3(i);  
    aax(4)=aax4(i);  
    aay(4)=aay4(i);  
    bbx(4)=bbx4(i);  
    bby(4)=bby4(i);  
    for j=1:4  
        for num=1:200  
            k=round(576*(num-1)+1);  
            kk=k+aax(j);  
            kkk=k+bbx(j);  
            hdownup(num,1)=double(hall(kk,aay(j)));  
            hdownup(num,2)=double(hall(kkk,bby(j)));  
        end  
        plot(tvect,hdownup(:,1),'Color','k','LineWidth',2);  
        hold on  
        plot(tvect,hdownup(:,2),'Color','r','LineWidth',2);  
        xlabel('t(sec)');  
        ylabel('film thickness');  
        title(strcat('TimeProfile_  
,nammm,'x=',num2str(aax(j)),'& ',num2str(aay(j)),' ',num2str(bbx(j)),'& ',nu  
m2str(bby(j))));  
        hold off  
        hl=gcf;  
        set(hl,'PaperOrientation','portrait')  
        %-----SAVE-----  
        saveas(hl,strcat('D:\timeprofiles\  
strcat(strcat(nammm,'x=',num2str(aax(j)),'_',num2str(aay(j)),' ',num2str(bb  
x(j)),'_',num2str(bby(j)),'_TimeProf'),' .tif'))  
        save  
(strcat('D:\timeprofiles\  
strcat(strcat(nammm,'x=',num2str(aax(j)),'_',num  
2str(aay(j)),' ',num2str(bbx(j)),'_',num2str(bby(j)),'_TimeProf'),' .dat')),  
'hdownup','-ascii')  
    end  
    clear namer nammm hall hdownup  
end  
clear
```

Κώδικας εύρεσης της καμπυλότητας του μετώπου των κυμάτων (Curvature)

```
%-----This is an .m file for finding the wave height and wave
length of ripples-----

%-----DATA READING-----
[names,temp_D,temp_W,temp_Wfield,temp_d]=textread('curvature.txt','%s%f%f%f
%f','headerlines',2);
D=temp_D(1,1); %Distance from the begging
of the channel (mm)
W=temp_W(1,1); %Channel width (mm)
Wfield=temp_Wfield(1,1); %Field width (mm)
Lfield=768*Wfield/576; %Field length (mm)
d=temp_d(1,1); %Distance from the wall
for i=1:length(names)
    namer=names(i);
    nammm=char(namer)
    load (nammm) %Load workspace which
contains the film height data
    nammm
    for k=1:number_of_images
        h=hall((k-1)*576+1:k*576,1:768)';
        [maxh,I]=max(h(:,:)); %Find maximum height for
every x pixel (of the 576 pixels)
        temp_maxh_xp_yp(:,1)=maxh'; %Values of maximum height
and coordinates in pixels
        for kk=1:576
            temp_maxh_xp_yp(kk,2)=kk;
            temp_maxh_xp_yp(kk,3)=I(kk);
        end
        maxh_xp_yp=temp_maxh_xp_yp;
        temp_maxh_x_y(:,1)=maxh'; %Values of maximum height
and coordinates in mm
        temp_maxh_x_y(:,2)=(xvector(:))';
        for kk=1:576
            y=D+Lfield-double(maxh_xp_yp(kk,3))*Wfield/576;
            temp_maxh_x_y(kk,3)=y;
        end
        maxh_x_y=double(temp_maxh_x_y);
        all2(:,1:3)=maxh_x_y(20:550,:); %All data
        cc=find(all2(:,3)<2630 & all2(:,3)>2510);
        if cc>0
            for kk=1:length(cc)
                all1(kk,1)=all2(cc(kk),1);
                all1(kk,2)=all2(cc(kk),2);
                all1(kk,3)=all2(cc(kk),3);
            end
            else all1=all2;
        end
        [qq ww]=sort(all1(:,3));
        for kk=1:length(qq)
            all0(kk,1)=all1(ww(kk),1);
            all0(kk,2)=all1(ww(kk),2);
            all0(kk,3)=qq(kk);
        end
        for kk=1:length(qq)-1
            w(kk,1)=qq(kk+1)-qq(kk);
        end
        jj=find(w>25);
        if jj>0
            all(:,1)=all0(1:jj,1);
```



```

        all(:,2)=all0(1:jj,2);
        all(:,3)=all0(1:jj,3);
    else
        all=all0;
    end
    p(k,1:3)=polyfit(all(:,2),all(:,3),2);    %2nd order equation

kw=abs(2*p(k,1)./(1+4*p(k,1)^2*all(:,2).^2+4*p(k,1)*all(:,2)*p(k,2)+p(k,2)^
2).^3/2));    %Curvature across the wave front
    for jk=1:length(kw)
        curve2(jk)=p(k,1)*all(jk,2)^2+p(k,2)*all(jk,2)+p(k,3);    %Curve of
height
    end
    all(:,4)=kw;
    [all22(:,1) bb]=sort(all(:,2));
    for kk=1:length(bb)
        curve(kk)=curve2(bb(kk));
    end
    plot(all(:,2),all(:,3),'+k')    %Plot the distance data
    hold on
    plot(all22(:,1),curve,'r','LineWidth',2)    %Plot curve distance
curve of the above data
    xlim([0 W])
    ylim([2500 2660])
    xlabel('Transverse Distance (mm)')
    ylabel('Downstream Distance (mm)')
    title(['Curvature of ',nammm,'tb',num2str(i)])
    hold off
    h1=gcf;
    set(h1,'PaperOrientation','portrait')
    saveas(h1,strcat('E:\curvature\',
strcat(strcat(nammm,'tb',num2str(k),'curveplot'),'t.tif')))
    clear h maxh I temp_maxh_xp_yp temp_maxh_x_y y maxh_xp_yp maxh_x_y
all kw curve
    clear all1 all2 all0 all22 bb curve2 w qq ww cc
    end
    save
    (strcat('E:\curvature\',strcat(strcat(nammm,'polyfit'),'dat')), 'p', '-
ascii')
    clear hall p
    end
clear

```

Κώδικας υπολογισμού της φασικής ταχύτητας (Velocity)

```
%-----DATA READING-----
names=textread('lineprofile.txt','%s','headerline',1);
x1=10;
x2=570;
z1=10;
z2=760;
xposition=round(290);
for kkk=1:length(names)
    namer=names(kkk);
    nammm=char(namer)
    load (nammm)
    nammm
    zv=zvector(z1:z2-1)';
    xv=xvector(x1:x2-1);
    xz=round(x2-x1);
    L=zv(1)-zv(length(zv));
    step=zv(1)-zv(2);
    for i=1:number_of_images
        limit1=round((i-1)*576+1);
        limit2=round(i*576);
        hhh=(hall(limit1:limit2,1:768));
        hh=double(hhh(x1:x2-1,z1:z2-1));
        he=hh(xposition,:);
        h(:,i)=he';
        clear hhh hh he
    end
    for i=1:length(tvector)-2
        x=h(:,i);
        y=h(:,i+2);
        N=length(x);
        mx=mean(x);
        my=mean(y);
        xx=x-mean(x);
        yy=y-mean(y);
        sx=0;
        sy=0;
        for ii=1:N;
            sx=sx+(x(ii)-mx)*(x(ii)-mx);
            sy=sy+(y(ii)-my)*(y(ii)-my);
        end
        sxx=sx/(N-1);
        syy=sy/(N-1);
        adenom=(sxx*sxx)^0.5;
        cdenom=(sxx*syy)^0.5;
        ac=(1/(N-1))*xcorr(xx,xx);
        cc=(1/(N-1))*xcorr(xx,yy);
        % autocorrelation
        apxy=ac/adenom;
        % crosscorelation
        cpxy=cc/cdenom;
        NN=length(cpxy);
        for ii=1:NN
            A(ii,1)=-L+step*(ii-1);
        end
        A(1:NN,2)=cpxy;
        [maxcpxy,I]=max(A(:,2));
        u(i,1)=i;
        u(i,2)=-A(I,1)*0.1/0.2;
    end
end
```

```
clear x y mx my xx yy sx sy sxx syy adenom cdenom ac cc apxy cpxy NN
A maxcpxy I
end

save(strcat('E:\velocity\',strcat(strcat(nammm,'velocity'),' .dat')), 'u', '-
ascii')
clear u h zv xv xz tvector xvector zvector
end
clear
```

ΣΥΝΤΟΜΟ ΒΙΟΓΡΑΦΙΚΟ ΣΗΜΕΙΩΜΑ

Λεοντίδης Βλάσιος

M.Sc., Χημικός Μηχανικός, Α.Π.Θ.

Προσωπικές Πληροφορίες

Όνομα Πατρός:	Δημήτριος
Όνομα Μητρός:	Σταματία
Ημερομηνία Γεννήσεως:	18 Απριλίου 1979
Τόπος Γεννήσεως:	Βέροια
Κινητό Τηλέφωνο:	+306948740560
Διεύθυνση Ηλεκτρονικού Ταχυδρομείου:	vlontid@mie.uth.gr vlontid@teemail.gr

Σπουδές

- **Διδακτορικό Δίπλωμα (Ph.D.):** Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας Σε εξέλιξη
- **Μεταπτυχιακό Δίπλωμα (M.Sc.):** Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας Ιούλιος 2007 (Βαθμός 9.26/10)
- **Πτυχίο:** Τμήμα Χημικών Μηχανικών Αριστοτέλειο Πανεπιστήμιο Θεσσαλονίκης Μάρτιος 2004 (Βαθμός 7.86/10)
- **Απολυτήριο Λυκείου:** Ενιαίο Πολυκλαδικό Λύκειο Βέροιας Ιούνιος 1997

Εργασίες

- *Τρισδιάστατα Φαινόμενα στη Ροή Υγρού Υμένα, Διδακτορική Διατριβή* (σε εξέλιξη) στο Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Π.Θ. υπό την επίβλεψη των Β. Μποντόζογλου (Καθηγητής) και Ν. Ανδρίτσου (Αναπληρωτής Καθηγητής).
- *Ανάλυση Ευστάθειας Ροής Υγρού Υμένα σε Κεκλιμένο Κανάλι με Περιοδικά Διαμορφωμένο Τοίχωμα, Μεταπτυχιακή Εργασία (2007)* στο Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας του Π.Θ. υπό την επίβλεψη των Β. Μποντόζογλου (Καθηγητής) και Ν. Ανδρίτσου (Αναπληρωτής Καθηγητής).
- *Ρευστοδυναμικά Χαρακτηριστικά Κλινών Διφασικής Ομορροής-Δημιουργία Βάσης Δεδομένων, Διπλωματική Εργασία (2004)* στο Τμήμα Χημικών Μηχανικών του Α.Π.Θ. υπό την επίβλεψη του Καθηγητή Α. Ι. Καράμπελα.

- Σχεδιασμός Μονάδας Παραγωγής Κανονικής Βουτανόλης-Τεχνοοικονομική Μελέτη.
- Σχεδιασμός Μονάδας Παραγωγής Κανονικής Βουτανόλης-Προκαταρκτική Μελέτη Σκοπιμότητας.
- Μελέτη και Σχεδιασμός Συστήματος Θέρμανσης Διαμερίσματος.
- Μελέτη Συστήματος Θερινού Κλιματισμού Διαμερίσματος.
- Μελέτη Κατασκευής Ψυκτικού Θαλάμου Αποθηκευτικού Χώρου.
- Μελέτη Οικονομικής Βιωσιμότητας Μονάδας Παραγωγής Ηλεκτρικών Οικοσκευών στην Περιοχή της Βόρειας Ελλάδας.

Ξένες Γλώσσες

- **Μάρτιος 2001:** Απόκτηση του πτυχίου Proficiency Αγγλικής γλώσσας του Πανεπιστημίου Michigan.
- **Μάιος 1999:** Απόκτηση του πτυχίου Lower Αγγλικής γλώσσας του Πανεπιστημίου Cambridge.

Διακρίσεις

- Εκφώνηση του όρκου κατά την τελετή αποφοίτησης από το Τμήμα Χημικών Μηχανικών του Α.Π.Θ..
- Υποτροφία του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Π.Θ. για τα έτη 2004-2005 και 2007-2008.

Δημοσιεύσεις σε Έγκριτα Περιοδικά

1. S. Song, W. Zhou, Z. Zhou, L. Jiang, G. Sun, Q. Xin, **V. Leontidis**, S. Douvartzides, P. Tsiakaras, "*Pt-based Catalysts for Direct Ethanol Fuel Cells*", International Journal of Hydrogen Energy, Vol. 30, p. 995, 2005.
2. M. Vlachogiannis, A. Samandas, **V. Leontidis**, V. Bontozoglou, "*Effect of Channel Width on the Primary Instability of Inclined Film Flow*", Under Review.
3. **V. Leontidis**, M. Vlachogiannis, N. Andritsos, V. Bontozoglou, "*The Characteristics of Nominally Two-Dimensional Waves in Inclined Film Flow in Channels of Finite Width*", Under Preparation.

Δημοσιεύσεις σε Επιστημονικά Συνέδρια

1. **B. Λεοντίδης**, S. Song, R. Cai, Q. Xin, Σ. Κόντου, Π. Τσιακάρας, "*Κυψελίδες Καυσίμου (Τύπου PEM) με Άμεση Τροφοδοσία Μεθανόλης: Επίδραση της Τεχνικής Παρασκευής των Ηλεκτροδίων στην Απόδοση της Κυψελίδας*", 1^ο Πανελλήνιο Συνέδριο Εναλλακτικών Καυσίμων, Αθήνα-Ελλάδα, 27-28 Ιανουαρίου 2005.
2. Σ. Κόντου, S. Song, **B. Λεοντίδης**, Q. Xin, Π. Τσιακάρας, "*Καταλύτες Λευκόχρυσου για κυψελίδες καυσίμου με απευθείας τροφοδοσία αιθανόλης*", 1^ο Πανελλήνιο Συνέδριο Μηχανολόγων-Ηλεκτρολόγων Μηχανικών, Αθήνα-Ελλάδα, 28-30 Μαρτίου 2005.

3. I. Sarris, N. Vlachos, S. Song, **V. Leontidis**, P. Tsiakaras, " *Three-Dimensional Two-Phase Simulation of Direct Ethanol Fuel Cell: The case of Anodic Flow Bed Analysis* ", 15th International Conference on Solid State Ionics, Baden-Baden-Germany, 17-22 Ιούλιος 2005.
4. **B. Λεοντίδης**, S. Song, Q. Xin, Π. Τσιακάρας, "Κυψελίδες Καυσίμου Τύπου PEM με Απευθείας Τροφοδοσία Μεθανόλης: Διαπερατότητα (crossover) της Μεθανόλης και οι Συνέπειες της στην Απόδοση της Κυψελίδας", 2^ο Εθνικό Συνέδριο Τεχνολογιών Υδρογόνου, Θεσσαλονίκη-Ελλάδα, 20-21 Οκτωβρίου 2005.
5. **V. Leontidis**, S. Song, P. Tsiakaras, " *Direct Ethanol Fuel Cells: Perspectives and Challenges* ", 14th European Biomass Conference and Exhibition, Paris-France, 17-21 Οκτωβρίου 2005.
6. **B. Λεοντίδης**, Μ. Βλαχογιάννης, Ν. Ανδρίτσος, Β. Μποντόζογλου, "Τριβομειωτική Συμπεριφορά Πολυμερικών Διαλυμάτων σε Ροή Υγρού Υμένα", Ροή 2006-5^η Επιστημονική Συνάντηση για τις Ερευνητικές Δραστηριότητες στη Μηχανική Ρευστών στην Ελλάδα, Πάτρα-Ελλάδα, 6 Νοεμβρίου 2006.
7. **B. Λεοντίδης**, Χ. Τζώτζη, Μ. Βλαχογιάννης, Ν. Ανδρίτσος, Β. Μποντόζογλου, "Ανάλυση Ευστάθειας Ροής Υγρού Υμένα σε Κεκλιμένο Κανάλι με Περιοδικά Διαμορφωμένο Τοίχωμα", 6^ο Πανελλήνιο Επιστημονικό Συνέδριο Χημικής Μηχανικής, Αθήνα-Ελλάδα, 31/05-02/06/2007.
8. **V. Leontidis**, Μ. Vlachogiannis, V. Bontozoglou, " *The Onset of Three-Dimensionality in Inclined Film Flow* ", 7th Euromech Fluid Mechanics Conference, Manchester-U.K., 14-18/09/2008.
9. **B. Λεοντίδης**, Μ. Βλαχογιάννης, Ν. Ανδρίτσος, Β. Μποντόζογλου, "Τρισδιάστατα Φαινόμενα σε Κεκλιμένη Ροή Υγρού Υμένα", Ροή 2008-6^η Επιστημονική Συνάντηση για τις Ερευνητικές Δραστηριότητες στη Μηχανική Ρευστών στην Ελλάδα, Κοζάνη-Ελλάδα, 28 Νοεμβρίου 2008.
10. Μ. Βλαχογιάννης, Α. Σαμαντάς, **B. Λεοντίδης**, Β. Μποντόζογλου, "Πειραματική Μελέτη Ευστάθειας στη Ροή Υγρού Υμένα", Ροή 2008-6^η Επιστημονική Συνάντηση για τις Ερευνητικές Δραστηριότητες στη Μηχανική Ρευστών στην Ελλάδα, Κοζάνη-Ελλάδα, 28 Νοεμβρίου 2008.
11. **B. Λεοντίδης**, Μ. Βλαχογιάννης, Ν. Ανδρίτσος, Β. Μποντόζογλου, "Τρισδιάστατα Χαρακτηριστικά της Ροής Υγρού Υμένα: Επίδραση του Πλάτους του Καναλιού", 7^ο Πανελλήνιο Επιστημονικό Συνέδριο Χημικής Μηχανικής, Πάτρα-Ελλάδα, 03-05/06/2009.
12. **V. Leontidis**, Μ. Vlachogiannis, Ν. Andritsos, V. Bontozoglou, " *Three Dimensional Effects in Inclined Film Flows* ", 7th World Conference on Experimental Heat Transfer, Fluid Mechanics and Thermodynamics, Krakow, Poland, 28/06-03/07/2009.

Συμμετοχή σε Επιδοτούμενα Προγράμματα

- **01/04/08-31/10/08:** ΠΕΡΙΦΕΡΕΙΑΚΟΣ ΠΟΛΟΣ ΚΑΙΝΟΤΟΜΙΑΣ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ: Thessalytex-Κοινοπραξία Έρευνας & Τεχνολογικής Ανάπτυξης στο Τομέα της Κλωστοϋφαντουργίας
- **01/11/07-30/04/08:** ΔΡΑΣΕΙΣ ΕΝΙΣΧΥΣΗΣ ΤΗΣ ΑΠΑΣΧΟΛΗΣΗΣ ΜΕ ΤΗΝ ΕΝΕΡΓΟ ΣΥΜΜΕΤΟΧΗ ΜΗ ΚΥΒΕΡΝΗΤΙΚΩΝ

ΟΡΓΑΝΩΣΕΩΝ (ΜΚΟ): Περιβαλλοντική Εκπαίδευση σε Μαθητές Σχολείων του Δήμου Νέας Ιωνίας Μαγνησίας

- **01/04/07-31/12/07:** Αναμόρφωση Προπτυχιακών Προγραμμάτων Σπουδών στο Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας
- **01/04/07-31/08/07:** ΠΥΘΑΓΟΡΑΣ II: Κεντρικές Δράσεις
- **01/09/05-31/12/06:** ΠΥΘΑΓΟΡΑΣ II: Κεντρικές Δράσεις
- **01/04/05-31/12/05:** ΠΥΘΑΓΟΡΑΣ II: Άμεση Τροφοδοσία Αιθανόλης σε Κελί Τύπου PEM και Προσομοίωση των Φαινόμενων Μεταφοράς

Εργαστηριακή Εμπειρία

- Εγκατάσταση υδραυλικών συστημάτων (σωληνώσεων, αντλιών κ.α.).
- Χρήση αέριου χρωματογράφου, φασματογράφου μάζας και αναλυτών αερίων.
- Εμπειρία χημικού εργαστηρίου (χημικών αναλύσεων και παρασκευής διαλυμάτων).

Διδακτική Εμπειρία

Υποβοήθηση διδασκαλίας στα παρακάτω προπτυχιακά και μεταπτυχιακά μαθήματα του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας:

- **Χειμερινό εξ. 2007-08:** Φυσικές Διεργασίες
- **Χειμερινό εξ. 2008-09:** (Καθηγητής Β. Μποντόζογλου)
- **Εαρινό εξ. 2006-07:** Εμβάθυνση στα Φαινόμενα Μεταφοράς
(Καθηγητής Β. Μποντόζογλου)
- **Χειμερινό εξ. 2006-07:** Τεχνολογία Βιομηχανικής Αντιρρύπανσης
(Επικουρος Καθηγητής Ν. Ανδρίτσος)
- **Εαρινό εξ. 2005-06:** Πολυφασικά Συστήματα & Μεταφορά Θερμότητας
(Επικουρος Καθηγητής Ν. Ανδρίτσος)
- **Χειμερινό εξ. 2005-06:** Ενεργειακή Οικονομία
(Επικουρος Καθηγητής Ν. Ανδρίτσος)
- **Εαρινό εξ. 2004-05:** Προηγμένα Συστήματα Μετατροπής Ενέργειας
(Επικουρος Καθηγητής Π. Τσιακάρης)

Επαγγελματική Εμπειρία

- **10/2006-Σήμερα** Ελεύθερος επαγγελματίας.

- **01/2002-02/2002** Πρακτική άσκηση στην τεχνική εταιρία κατασκευών και υπηρεσιών *ΙΣΧΥΣ* (Θεσσαλονίκη-Ελλάδα) στον τομέα πιστοποίησης εταιριών κατά το πρότυπο ISO 9000:2000.
- **07/2001-08/2001** Πρακτική άσκηση στη βιομηχανία *Merloni Indesit Polska Sp. Z o.o.* (Lodz-Poland) στο εργαστήριο αναλύσεων και δοκιμών μέσω του πανεπιστημιακού προγράμματος I.A.E.S.T.E.

Άλλα Προσόντα

Χρήση Υπολογιστών

- Άριστη γνώση όλων των λειτουργικών συστημάτων σε περιβάλλον Windows.
- Γνώση των ακόλουθων προγραμμάτων :
 - ✓ Microsoft Office & Visio
 - ✓ MathCad
 - ✓ Origin
 - ✓ MATLAB
 - ✓ LabVIEW
 - ✓ HImage
 - ✓ Image Tool
 - ✓ Adobe Photoshop
 - ✓ Aspen Plus 10.2-11.1
- Εύκολη προσαρμογή σε οποιαδήποτε εφαρμογή.

Παρατηρήσεις

- Χημικός Μηχανικός μέλος του Τεχνικού Επιμελητηρίου Ελλάδας.
- Ανεκπλήρωτη στρατιωτική θητεία.

