



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

Αριθ. Εισ.: 1864/1
Ημερ. Εισ.: 18-06-2004
Δωρεά: Συγγραφέως
Ταξιθετικός Κωδικός: Δ
620.106
ΕΔΙ

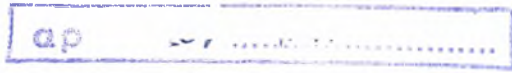
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΧΗΜΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΟΥΣΙΑΣ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ
ΚΑΤΕΥΘΥΝΣΗ ΧΗΜΕΙΑΣ
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ ΟΧΛΟΧΗΜΕΙΑΣ

Θέμα:
"Πειραματική Μελέτη της Ροής Υγρού Υμένα
σε Κεκλιμένο Περιοδικό Τοίχωμα"

Εδιπίδη Θ Χριστίνα

Επιβλέπων: Δρ. Μποντόζογλου Β.
Αναπληρωτής Καθηγητής

Βόλος, Ιανουάριος 2000



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000047035

Στη μνήμη του πατέρα μου,
Θεόδωρου Α Εδιπίδη

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Κατά την εκπόνηση της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας είχα τη χαρά και την τύχη να συνεργαστώ με καθηγητές και συναδέλφους μου, τους οποίους πολύ θα ήθελα να ευχαριστήσω.

Ευχαριστώ θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή μου Αναπληρωτή Καθηγητή Βασίλειο Μποντόζογλου, κατ' αρχήν για την κατανόηση και τη συγκατάθεσή του να δουλέψω στο Εργαστήριο Φυσικών και Χημικών Διεργασιών το συγκεκριμένο αντικείμενο. Του είμαι βαθύτατα ευγνώμων για την πολύτιμη καθοδήγηση και την αμέριστη ηθική και πρακτική συμπαράστασή του, σε όλη τη διάρκεια της προσπάθειάς μου.

Ευχαριστώ επίσης τους κυρίους Νικόλαο Βλάχο, Καθηγητή, Δημήτριο Βαλουγεώργη Επίκουρο Καθηγητή, Γεώργιο Παπαπολυμέρου, Διδάσκοντα ΠΔ 407/80 και Ιωάννη Λεκάκη, ΠΔ 407/80, του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, για τις πολύτιμες συμβουλές τους και την τιμή που μου έκαναν να συμμετέχουν στην πενταμελή επιτροπή εξέτασης της παρούσας εργασίας.

Ένα μεγάλο ευχαριστώ χρωστάω και στον Μιχάλη Βλαχογιάννη, Υποψήφιο Διδάκτορα του Τμήματος, για τη σημαντική βοήθεια του, τις οδηγίες του, το χρόνο που αφιέρωσε και τις ιδέες που μου έδωσε.

Θα ήθελα επίσης να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου και τις ευχαριστίες μου στο συνάδελφο, αλλά πάνω από όλα φίλο μου Δημήτρη Σπήλιο, γιατί ήταν πάντα και για όλα εκεί. Η ηθική υποστήριξη και η πρακτική βοήθεια που μου πρόσφερε απλόχερα ήταν καταλυτικά στοιχεία για την ομαλή εκπόνηση της παρούσας εργασίας.

Ευχαριστώ ακόμη τη μητέρα μου για την παντοτινή, απόλυτη, ηθική, ψυχολογική, αλλά και υλική συμπαράστασή της.

Τέλος ευχαριστώ τη Μάγδα, τη Ρόη, τη Στέλλα και την πολύτιμη φιλία τους, αφού κάθε τόσο έρχονταν στο Βόλο και μου έφτιαχναν τα κέφια.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στόχος της παρούσας μεταπτυχιακής διπλωματικής εργασίας είναι η μελέτη της ροής λεπτού υγρού υμένα σε κεκλιμένο περιοδικό τοίχωμα. Αν και η ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα έχει μελετηθεί εκτεταμένα, πειραματικά και θεωρητικά, πολύ λιγότερα είναι γνωστά για το αντίστοιχο πρόβλημα ροής σε τοίχωμα με κυματοειδή διαμόρφωση.

Για την επίτευξη του στόχου αυτού πραγματοποιήθηκαν πειράματα σε ειδικά διαμορφωμένη διάταξη, για διάφορες λειτουργικές παραμέτρους. Ελέγχθηκε η επίδραση της γωνίας κλίσης, του αριθμού Reynolds και του ιξώδους. Η ροή κινηματογραφήθηκε με ειδικό σύστημα ταχείας λήψης ψηφιακών εικόνων και ακολούθησε η απαιτούμενη επεξεργασία και μελέτη των εικόνων.

Μελετήθηκε η διαμόρφωση του προφίλ και της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα, καθώς επίσης και η συμπεριφορά τους κατά τη μεταβολή των λειτουργικών παραμέτρων. Παρατηρήθηκαν φαινόμενα αντίστοιχα με αυτά που περιγράφονται στη διεθνή βιβλιογραφία για ροή υμένα σε επίπεδο τοίχωμα, αλλά και νέα φαινόμενα που οφείλονται στην περιοδική διαμόρφωση. Αναγνωρίστηκαν οι διδιάστατες και τρισδιάστατες αστάθειες που επιδρούν στο σχηματισμό των κυμάτων και στον καθορισμό του είδους της δομής.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

	σελίδα
1. Εισαγωγή	6
2. Θεωρητική Ανάλυση	8
2.1. Βιβλιογραφική Ανασκόπηση	8
2.2. Θεωρητική Μελέτη της ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα	27
3. Πειραματική Διαδικασία	37
3.1. Πειραματική Διάταξη	37
3.2. Περιγραφή Πειραματικής Διαδικασίας	46
3.3. Μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό στην περίπτωση του κυματοειδούς τοιχώματος	49
4. Πειραματικά Αποτελέσματα	54
4.1. Το προφίλ του υμένα	54
4.2. Η ελεύθερη επιφάνεια του υμένα	70
4.2.1. Πειράματα στη στατική περιοχή	71
4.2.2. Πειράματα στη δυναμική περιοχή	86
5. Συμπεράσματα	94
6. Βιβλιογραφία	97

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1^ο : Εισαγωγή

Η μελέτη της ροής υγρού υμένα σε ένα κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα, παρουσιάζει ιδιαίτερο επιστημονικό ενδιαφέρον, αφού βρίσκει πρακτική εφαρμογή σε πολλές βιομηχανικές διεργασίες. Τέτοιου είδους ροή εμφανίζεται σε συσκευές μεταφοράς θερμότητας όπως συμπυκνωτές και εξατμιστήρες, όπου η διαμόρφωση της στερεάς επιφάνειας αποσκοπεί στην εντατικοποίηση του ρυθμού μεταφοράς θερμότητας [1,2]. Θεωρείται επίσης το κατάλληλο μοντέλο ροής σε στήλες απορρόφησης με δομημένα πληρωτικά υλικά, όπως προτείνεται από τους Fair και Bravo [3].

Διαφαίνεται λοιπόν ότι η θεμελιώδης κατανόηση του προτεινόμενου προβλήματος ροής σε κυματοειδές τοίχωμα θα συνεισφέρει στην περισσότερο αξιόπιστη πρόβλεψη συντελεστών μεταφοράς μάζας και θερμότητας. Οι θεωρητικές προσεγγίσεις του θέματος είναι αρκετές, οι πειραματικές μετρήσεις όμως πολύ λίγες, λόγω της εξαιρετικής πολυπλοκότητας που παρουσιάζει το φαινόμενο.

Στόχος της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η πειραματική μελέτη της επίδρασης του κυματοειδούς τοιχώματος στην ελεύθερη επιφάνεια του υγρού υμένα. Σκοπός είναι η μέτρηση των προκαλούμενων επιφανειακών διαταραχών, δηλαδή η καταγραφή των δημιουργούμενων επιφανειακών κυμάτων εξαιτίας του κυματοειδούς τοιχώματος, καθώς επίσης και της εξάρτησης αυτών από τις παραμέτρους που χαρακτηρίζουν τη ροή.

Στο δεύτερο κεφάλαιο παρουσιάζεται η μέχρι σήμερα επιστημονική δραστηριότητα που σχετίζεται με το θέμα σε παγκόσμιο επίπεδο. Παράλληλα δίνονται οι εξισώσεις που περιγράφουν το σύστημα

καθώς επίσης και οι παράμετροι που το χαρακτηρίζουν.

Η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για την επίτευξη των στόχων της εργασίας, παρουσιάζεται αναλυτικά στο τρίτο κεφάλαιο, ενώ στη συνέχεια ακολουθεί η περιγραφή της πειραματικής διαδικασίας.

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε διάφορες συνθήκες ροής. Με ειδικό σύστημα ταχείας λήψης ψηφιακών εικόνων κινηματογραφήθηκε η ροή και η εξέλιξη των διαταραχών στην επιφάνεια του υμένα. Οι εικόνες αυτές, καθώς επίσης και οι παρατηρήσεις που προέκυψαν κατά την επεξεργασία και τη μελέτη αυτών, φαίνονται στο τέταρτο κεφάλαιο.

Τέλος στο πέμπτο κεφάλαιο γίνεται μια σύνοψη των αποτελεσμάτων, ενώ παράλληλα αναφέρονται τα συμπεράσματα που προέκυψαν από την παρούσα προσπάθεια για τη μελέτη της ροής του υμένα σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2^ο : Θεωρητική Ανάλυση

Το παρόν κεφάλαιο πραγματεύεται τη θεωρία πάνω στην οποία βασίζεται το πρόβλημα της ροής λεπτού υγρού υμένα σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα. Αρχικά γίνεται μια βιβλιογραφική ανασκόπηση, στην οποία καταγράφεται με συντομία η παγκόσμια ερευνητική δραστηριότητα των τελευταίων χρόνων, θεωρητική και πειραματική, που σχετίζεται με το θέμα μας. Στη συνέχεια ακολουθεί η περιγραφή του προβλήματος, παραθέτοντας αναλυτικά τις εξισώσεις που διέπουν τη ροή.

2.1. Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

Η ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο τοίχωμα είναι ένα θεμελιώδες πρόβλημα της μηχανικής ρευστών με πάρα πολλές χρήσιμες εφαρμογές. Τέτοιου είδους ροή συναντάται σε απλές περιπτώσεις μεταφοράς θερμότητας ή μάζας, όπως σε εναλλάκτες θερμότητας, εξατμιστήρες, συμπυκνωτές και στήλες απορρόφησης, καθώς επίσης και σε άλλες πιο σύγχρονες τεχνολογικές διεργασίες, όπως είναι οι ηλεκτροχημικές επιμεταλλώσεις και οι χημικές μετατροπές σε καταλυτικούς αντιδραστήρες [1-4].

Παρόλο το προφανές επιστημονικό ενδιαφέρον που παρουσιάζει το πρόβλημα και τη σημαντική χρησιμότητα της λύσης του, η κατανόηση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα κατά τη ροή υγρού υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο βρίσκεται σε πολύ αρχικό στάδιο, τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά. Αυτό οφείλεται στη μεγάλη πολυπλοκότητα που διακρίνει το συγκεκριμένο πρόβλημα, λόγω των

έντονα μη-γραμμικών φαινομένων που κυριαρχούν στη ροή. Βασική αιτία ύπαρξης μη-γραμμικών φαινομένων είναι η παρουσία της ελεύθερης επιφάνειας, η διαμόρφωση της οποίας τελικά είναι και το ζητούμενο του προβλήματος. Ως άλλες αιτίες μπορούν να αναφερθούν η επίδραση τόσο των αδρανειακών δυνάμεων όσο και των δυνάμεων συνοχής.

Η πρώτη βασική μελέτη της ροής υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα παρουσιάστηκε στην κλασική δουλειά των Kapitza and Kapitza το 1949 [5]. Η μελέτη αυτή εστιάζεται κυρίως στη γραμμική ευστάθεια του επιπέδου υμένα και στα μη-γραμμικά δυναμικά φαινόμενα που παρατηρούνται στη ροή. Το 1964 ο Fulford [6] παρουσίασε μια ανασκόπηση της δουλειάς που είχε πραγματοποιηθεί στο χώρο μέχρι τότε, ενώ πιο πρόσφατα αποτελέσματα υπάρχουν σε άρθρα του Chang (1994) [7].

Παραλλαγή του παραπάνω προβλήματος είναι η ροή υγρού υμένα σε κυματοειδές κεκλιμένο τοίχωμα. Το πρακτικό ενδιαφέρον πηγάζει από την επιθυμία εντατικοποίησης του επιφανειακού ρυθμού μεταφοράς, πράγμα που μπορεί να επιτευχθεί με μετατροπές στο βασικό πεδίο ροής. Ένας τρόπος πραγματοποίησης αυτού είναι η προσθήκη διαταραχών στο τοίχωμα. Τα πληρωτικά υλικά που χρησιμοποιούνται στις στήλες απορρόφησης είναι ένα τυπικό χαρακτηριστικό εμπειρικό παράδειγμα.

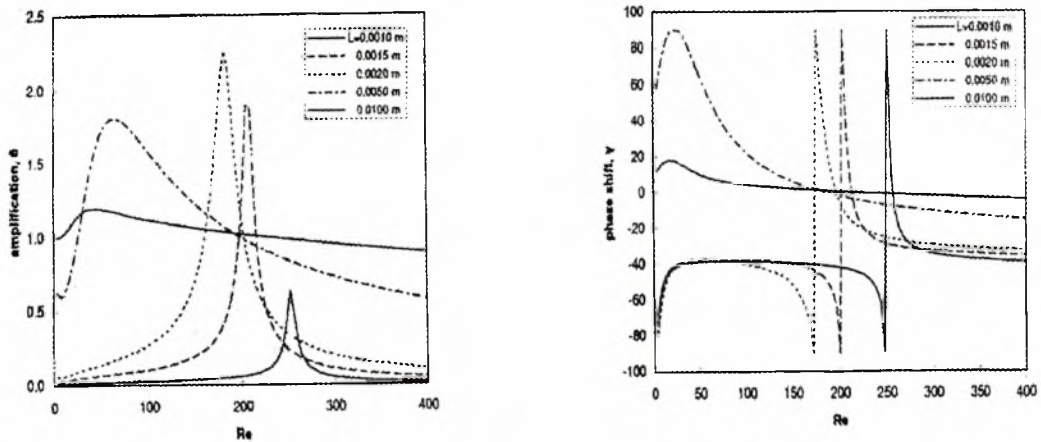
Οι μέχρι τώρα προσπάθειες μελέτης της ροής υμένα σε κυματοειδές τοίχωμα είναι ελάχιστες και οι περισσότερες θεωρητικές, διότι οι διαταραχές του τοιχώματος συντελούν επιπλέον στην πολυπλοκότητα του προβλήματος και έτσι τα μη-γραμμικά φαινόμενα πολλαπλασιάζονται. Το 1981 ο Wang [8] παρουσίασε μια ασυμπτωτική ανάλυση για ημιτονοειδές τοίχωμα με διαταραχές μικρού πλάτους. Το 1988 ο Pozrikidis [4] χρησιμοποιώντας ολοκληρωτική μέθοδο για έρπουσα ροή, υπολόγισε αριθμητικά κάποια αποτελέσματα για τοίχωμα

με διακυμάνσεις μεταβαλλόμενου πλάτους και σχήματος.

Υπάρχουν μόνο δύο παραδείγματα πειραματικών αποτελεσμάτων σχετικών με το συγκεκριμένο πρόβλημα από τους Zhao και Cerro [9] το 1992 και τους Shetty και Cerro το 1993 [1]. Οι μελέτες τους αναφέρονται σε ροή ρευστού με μεγάλο ιξώδες, σε κάθετη περιοδική επιφάνεια πέντε διαφορετικών γεωμετριών. Απέδειξαν με τη βοήθεια της ασυμπτωτικής ανάλυσης και αγνοώντας την επίδραση της αδράνειας και των δυνάμεων συνοχής, ότι η ροή αυτή υπακούει σε μια τοπική λύση Nusselt, με διαρκή μεταβολή της κλίσης, όταν το πάχος του υμένα είναι πολύ μικρότερο από το πλάτος και το μήκος κύματος των διαταραχών του τοιχώματος. Τα αποτελέσματά τους καλύπτουν μια περιοχή πολύ χαμηλών αριθμών Reynolds και περιγράφουν την τοπολογία της ελεύθερης επιφάνειας σε μόνιμες συνθήκες. Σημαντικό εύρημα της έρευνάς τους είναι ότι οι διαταραχές της επιφάνειας έχουν την ίδια περίοδο με τις διαταραχές του τοιχώματος, αλλά το πλάτος και η διαφορά φάσης τους ποικίλουν ανάλογα με τις παραμέτρους της ροής.

Οι παραπάνω εργασίες αναφέρονται σε ροές με αριθμό Reynolds πολύ κοντά στο μηδέν, επομένως αγνοούν τις αδρανειακές δυνάμεις. Λαμβάνοντας υπόψη και αυτές, το 1996 οι Μποντόζογλου και Παπαπολυμέρου [2] προέβλεψαν θεωρητικά μια λογική αλληλεπίδραση μεταξύ του κεκλιμένου περιοδικού τοιχώματος και της ελεύθερης επιφάνειας, όταν οι διακυμάνσεις της επιφάνειας του τοιχώματος είναι ημιτονοειδείς και ελαττούμενου πλάτους. Η γραμμική ανάλυση οδήγησε σε μια πρόβλεψη για τη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας, από την οποία προέκυψε ότι οι διαταραχές στην ελεύθερη επιφάνεια έχουν το ίδιο μήκος κύματος με αυτές του τοιχώματος, διαφορετικό όμως πλάτος και φάση. Τα παραπάνω αποτελέσματα βρίσκονται σε συμφωνία και με τα συμπεράσματα των Zhao και Cerro [9]. Υπολογίζεται ότι υπάρχει σημαντική ενίσχυση του πλάτους της

διαμόρφωσης του τοιχώματος όταν ο αριθμός Reynolds κυμαίνεται μεταξύ των τιμών 150-200, ενώ μια διαφορά φάσης 180 μοιρών υποδηλώνει συντονισμό. Στα παρακάτω σχήματα φαίνονται οι καμπύλες που περιγράφουν το πλάτος των διαταραχών της ελεύθερης επιφάνειας, καθώς επίσης και τη διαφορά φάσης, σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds, για πέντε διαφορετικά μήκη κύματος του τοιχώματος.

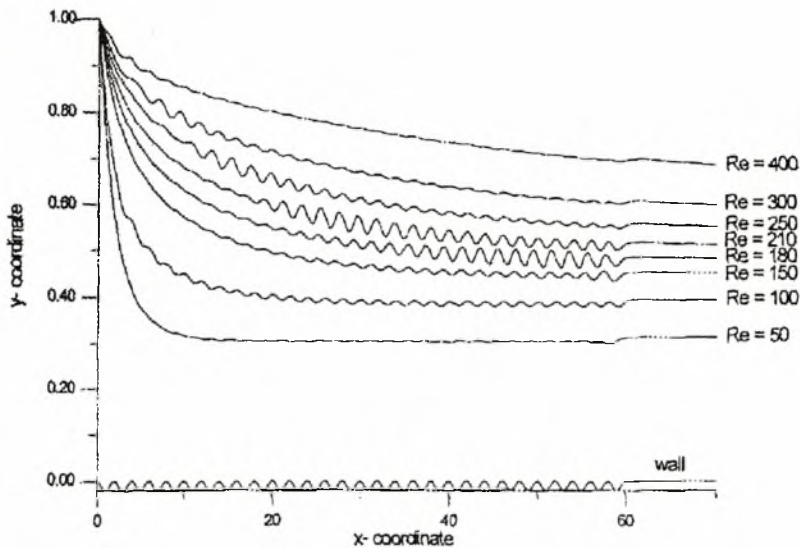


Σχήμα 2.1.1 : α) Το πλάτος των διαταραχών της ελεύθερης επιφάνειας σαν συνάρτηση του αριθμού Re.

β) Η διαφορά φάσης της ελεύθερης επιφάνειας σαν συνάρτηση του αριθμού Re.

Στην πιο πρόσφατη εργασία που έγινε για το συγκεκριμένο θέμα το 1999 από τους Μποντόζογλου και Μαλαματάρη [10], μελετήθηκε η μόνιμη στρωτή ροή ενός νευτώνειου ρευστού σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα. Πρόκειται για αριθμητικό πείραμα βασισμένο σε μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων. Παρουσιάστηκαν προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας, γραμμές ροής και κατανομές ταχυτήτων και πιέσεων. Μελετήθηκε η επίδραση των αδιάστατων αριθμών στη ροή και ερευνήθηκε το φαινόμενο του συντονισμού σε μεγάλους αριθμούς Reynolds. Στο σχήμα 2.1.2 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του

πειράματος. Φαίνεται η διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας για διαφορετικούς αριθμούς Reynolds, όταν ο υμένας ρέει πάνω από κυματοειδές τοίχωμα με διακυμάνσεις πολύ μικρού πλάτους.



Σχήμα 2.1.2 : Η διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας πάνω από κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα.

Παράλληλα με τις παραπάνω εργασίες τα τελευταία 15 χρόνια έχουν πραγματοποιηθεί και κάποιες πειραματικές μελέτες, οι οποίες όμως αφορούν σε ροή υμένα πάνω σε επίπεδο κεκλιμένο τοίχωμα. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται, περιγράφουν τη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα, όταν επιβάλλονται εξωτερικές διαταραχές τεχνητά ή από φυσικά αίτια. Αποτέλεσμα των διαταραχών είναι η δημιουργία κυμάτων στην επιφάνεια του υμένα, τα οποία παρουσιάζουν έντονη διαφοροποίηση ανάλογα με το μηχανισμό δημιουργίας τους. Έτσι όπως αναφέρεται στη βιβλιογραφία, για ροή με αριθμούς Re μεταξύ των τιμών 1 και 300, υπάρχουν τέσσερις περιοχές οι οποίες χαρακτηρίζονται από κύματα με εντελώς διαφορετική μορφή και συμπεριφορά [7].

Η πρώτη περιοχή ονομάζεται περιοχή σύλληψης (inception region) και χαρακτηρίζεται από προοδευτική ενίσχυση των διαταραχών. Διαταραχές απειροστού μεγέθους στην είσοδο ενισχύονται κατάντη της ροής και πλησιάζοντας στο τέλος της περιοχής αυτής, σχηματίζουν ένα μονοχρωματικό κύμα. Το πλάτος του μονοχρωματικού αυτού κύματος αυξάνεται εκθετικά κατάντη της ροής, όπως άλλωστε συμβαίνει και σε άλλα ασταθή συστήματα όταν διεγείρονται γραμμικά. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα την επιβράδυνσή του. Πρόκειται για μια μεταφερόμενη (convective) αστάθεια, όχι απόλυτη. Ένα ακόμα σημαντικό χαρακτηριστικό της περιοχής αυτής είναι ότι οι εγκάρσιες στη κατεύθυνση της ροής διαταραχές αποσβένονται.

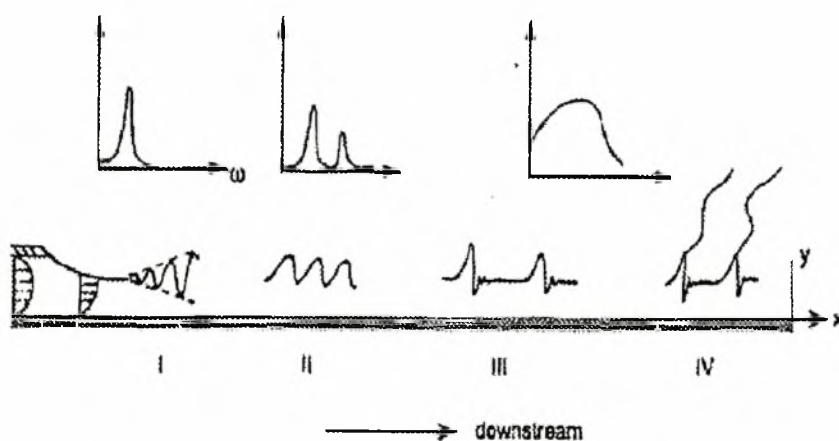
Περνώντας στη δεύτερη περιοχή, η εκθετική αύξηση του πλάτους του μονοχρωματικού κύματος σταματάει, καθώς ασθενή μη-γραμμικά φαινόμενα το σταθεροποιούν σε μια πεπερασμένη τιμή, η οποία εξαρτάται από τον κυματαριθμό, τον αριθμό Reynolds (Re) και τον αριθμό Karitza (γ). Ο κυματαριθμός των κορεσμένων περιοδικών κυμάτων της δεύτερης περιοχής διαφέρει από αυτόν των μονοχρωματικών κυμάτων της πρώτης περιοχής, εξαιτίας του μη-γραμμικού μηχανισμού επιλογής.

Γενικά όλα τα κύματα πεπερασμένου πλάτους, τόσο αυτά από εξωτερικά επιβαλλόμενη περιοδική διέγερση, όσο και τα φυσικά διεγυριόμενα πεδία κυμάτων που προκύπτουν από τη δεύτερη περιοχή, μετακινούνται για μια αρκετά μεγάλη απόσταση, περίπου ίση με δέκα μήκη κύματος, με στατικό τρόπο.

Στην τρίτη περιοχή παρατηρούνται δύο κυρίαρχες αστάθειες, οι οποίες επηρεάζουν τα κύματα πεπερασμένου πλάτους. Η υποαρμονική αστάθεια, γνωστή ως 'subharmonic instability', προκαλεί συνένωση δύο γειτονικών κυμάτων σε κάποια ενδιάμεση θέση, ενώ η πλευρική αστάθεια, γνωστή ως 'sideband instability', δημιουργεί σχηματισμούς

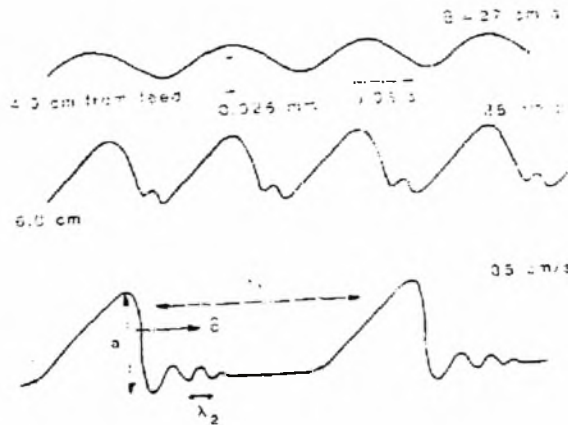
κυμάτων μεγάλου μήκους. Οι δύο αυτές αστάθειες δημιουργούν μεταξύ των κυμάτων ατέλειες με άτακτο και τυχαίο τρόπο. Τα διαταραγμένα κύματα που βρίσκονται μεταξύ των ατελειών εξελίσσονται και αυξάνονται τόσο κατά το πλάτος τους, όσο και κατά το μήκος κύματός τους και επομένως και κατά την ταχύτητά τους. Αποτέλεσμα είναι η δημιουργία μεγάλων μοναχικών κυμάτων, τοπικά στην ελεύθερη επιφάνεια. Τα κύματα αυτά έχουν απότομο μέτωπο το οποίο ακολουθεί πίσω από μια σειρά μικρότερων κυμάτων, τα οποία είναι γνωστά σαν 'bow waves'. Τα κύματα αυτά έχουν μορφή ρυτιδώσεων και το μήκος κύματός τους είναι ανάλογο με αυτό των μονοχρωματικών κυμάτων της πρώτης περιοχής.

Η τέταρτη και τελευταία περιοχή χαρακτηρίζεται από μεταβολές στην εγκάρσια κατεύθυνση. Οι κορυφές των μοναχικών κυμάτων αρχίζουν να παρουσιάζουν έντονες διακυμάνσεις, οι οποίες αυξάνονται σημαντικά σε πλάτος, στην κάθετη στη ροή όμως διεύθυνση και όχι σε ύψος. Στο σχήμα 2.1.3 φαίνονται οι τέσσερις περιοχές που μόλις περιγράφηκαν, καθώς επίσης και η χαρακτηριστική μορφή του κύματος που αντιστοιχεί στην καθεμία από αυτές.



Σχήμα 2.1.3 : Η μορφή των κυμάτων στις τέσσερις περιοχές.

Τα παραπάνω είναι κοινά αποτελέσματα και συμπεράσματα πολλών ερευνητών. Αντίστοιχες αναφορές υπάρχουν σε πολλές μελέτες, όπως για παράδειγμα στα πειραματικά αποτελέσματα του Nakoryakov [11], στα οποία αναφέρεται και το σχήμα 2.1.4. Φαίνεται καθαρά η διαδοχική μετάβαση από τη μια περιοχή στην άλλη.

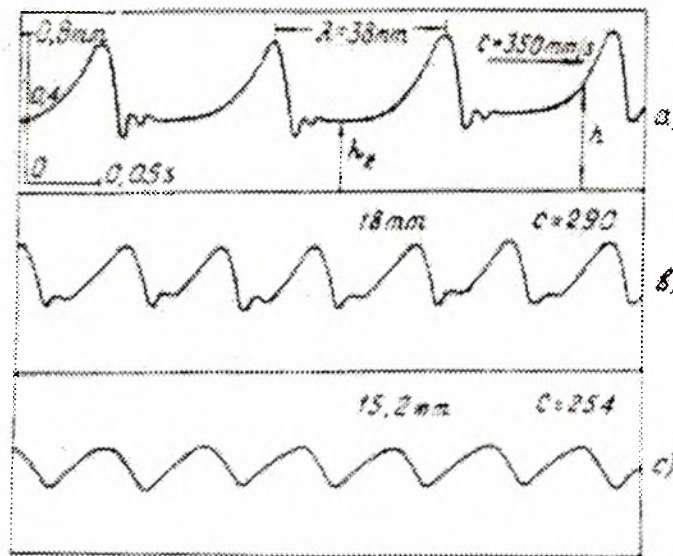


Σχήμα 2.1.4 : Τυπικές μορφές κύματος σε διαφορετικές αποστάσεις από την είσοδο, από το πείραμα του Nakoryakov.

Όταν πρόκειται για ροή υμένα σε κεκλιμένο επίπεδο τοίχωμα με φυσική διαταραχή, οι παραπάνω περιοχές εμφανίζονται η μια διαδοχικά πίσω από την άλλη. Όταν όμως υπάρχει επιβαλλόμενη διαταραχή, είτε εξωτερικά, είτε εξαιτίας της διαμόρφωσης του τοιχώματος, υπάρχει η δυνατότητα να παραληφθούν η μια ή οι δύο πρώτες περιοχές. Έτσι γίνεται δυνατό να ελέγξουμε τη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα, καθορίζοντας το πλάτος και το μήκος κύματος των διαταραχών, καθώς επίσης και τη μορφή τους, αφού αυτά εξαρτώνται από την περιοχή στην οποία βρισκόμαστε. Επιβάλλοντας λοιπόν την κατάλληλη διαταραχή ορίζουμε την πορεία της διαμόρφωσης της ελεύθερης επιφάνειας. Η σημαντικότερη παράμετρος που επηρεάζει την

πορεία του συστήματος είναι η συχνότητα της διαταραχής.

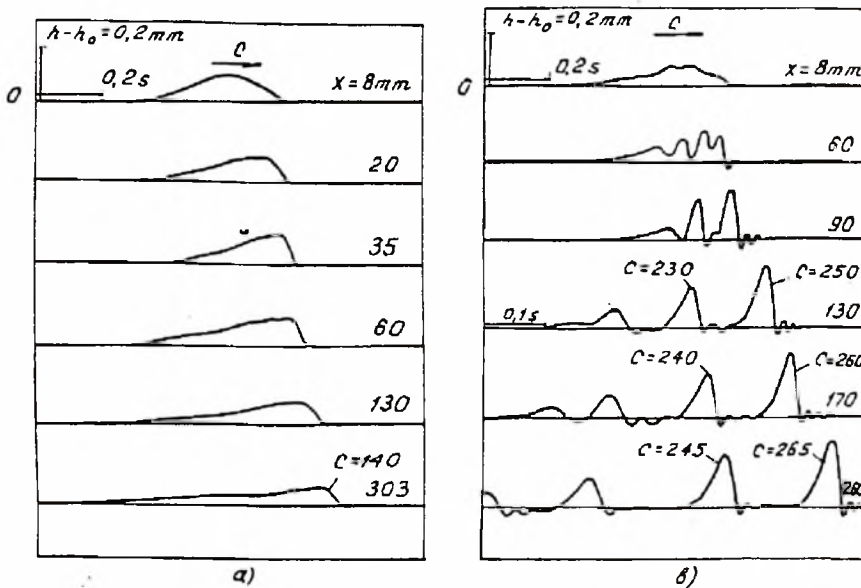
Στο σχήμα 2.1.5 φαίνεται η επίδραση της συχνότητας στον καθορισμό της μορφής των κυμάτων. Στην πρώτη περιοχή η χαμηλή συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής δημιουργεί μοναχικά κύματα [12]. Όσο αυξάνει η συχνότητα, η ταχύτητα, το πλάτος και το μήκος κύματος μικραίνουν. Στην τρίτη περιοχή έχουμε τη μεγαλύτερη συχνότητα. Τα κύματα έχουν μικρό πλάτος, είναι περιοδικά και η μορφή τους είναι περίπου ημιτονοειδής.



Σχήμα 2.1.5 : Η επίδραση της συχνότητας στη δημιουργία των κυμάτων.

Ο σχηματισμός των κυμάτων στην επιφάνεια κατακόρυφου υμένα απασχόλησε θεωρητικά και πειραματικά την ερευνητική ομάδα του Alekseenko [12]. Το 1985 παρουσίασαν τα αποτελέσματα της θεωρητικής τους έρευνας, από την όποια προέκυψε μια μη-γραμμική ‘two-wave’ εξίσωση για μεγάλα κύματα. Η εξίσωση αυτή ισχύει για ένα περιορισμένο εύρος αριθμών Reynolds, ενώ σε μερικές περιπτώσεις παίρνει τη μορφή άλλων γνωστών εξισώσεων. Παράλληλα πραγματοποιήθηκε γραμμική ανάλυση ευστάθειας, από την οποία

προέκυψαν αναλυτικές εκφράσεις που περιγράφουν τις ουδέτερες διαταραχές, τα γρήγορα αναπτυσσόμενα κύματα και τις ρυτιδώσεις που παρατηρούνται μπροστά από το μέτωπο των μεγάλων μοναχικών κυμάτων. Τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν την ύπαρξη μη-γραμμικών στατικών περιοδικών κυμάτων και δίνουν την περιγραφή της εξέλιξης των μοναχικών κυμάτων που προκύπτουν από εξωτερικά επιβαλλόμενες διαταραχές, πράγμα που απεικονίζεται στο σχήμα 2.1.6.



Σχήμα 2.1.6 : Η εξέλιξη των αρχικών σολιτονικών διαταραχών.

Η εμφάνιση και εξέλιξη διαταραχών στη ροή του υμένα είναι αναπόφευκτη, αφού πάντα υπάρχουν φυσικές αιτίες, όπως ακουστικός θόρυβος, ταλαντώσεις και άλλες, ή διαταραχές που δημιουργούνται εξαιτίας της ίδιας της ροής. Κάθε διαταραχή χαρακτηρίζεται από μια συχνότητα, ένα μήκος κύματος και ενδεχομένως μια περιοδικότητα. Μια ροή μπορεί να χαρακτηριστεί ευσταθής όταν οι διαταραχές που εμφανίζονται, ανεξάρτητα από το λόγο εμφάνισής τους, αποσβένονται. Αντιθέτως η ροή χαρακτηρίζεται ασταθής όταν έστω και μια από τις

προκύπτουσες διαταραχές ενισχύεται.

Σύμφωνα με τη θεωρία γραμμικής ευστάθειας [13], η οποία βασίζεται στην ανάλυση της εξίσωσης Orr-Sommerfeld και των οριακών συνθηκών της, θεωρείται ένα πεδίο βασικής ροής και ένα πεδίο διαταραχών. Η λύση που προκύπτει για τις διαταραχές της ταχύτητας δίνεται από τον τύπο:

$$\begin{aligned} \bar{u}' &= \tilde{u}(\bar{x})e^{-i\sigma t} \Rightarrow \\ \bar{u}' &= (u_R + iU_i)e^{-i\sigma_R t} \cdot e^{\sigma_i t} \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

Η παραπάνω λύση έχει σταθερούς συντελεστές ως προς το χρόνο, έχει έναν όρο περιοδικότητας, τον $e^{-i\sigma_R}$, και έναν όρο ενίσχυσης ή απόσβεσης, τον $e^{\sigma_i t}$, οπότε όταν $\sigma_i > 0$, η ροή είναι ευσταθής, ενώ όταν $\sigma_i < 0$, η ροή είναι ασταθής.

Σε περίπτωση που η ροή είναι διδιάστατη και πλήρως ανεπτυγμένη, μπορούμε να εισάγουμε τη ροϊκή συνάρτηση στις εξισώσεις Navier-Stokes που περιγράφουν τη ροή, να αφαιρέσουμε κατά μέλη για να απαλειφθεί η πίεση, οπότε τελικά θα προκύψει η ακόλουθη εξίσωση για το Ψ' :

$$\Psi'(\bar{x}, t) = \tilde{\Psi}(x, y)e^{i\sigma t} = f(y)e^{ikx}e^{-i\sigma t} = f(y)e^{i(kx - \sigma_R t)}e^{\sigma_i t} \quad (2.1.2)$$

όπου $e^{i(kx - \sigma_R t)}$: κύμα με μήκος $L = \frac{2\pi}{k}$ και ταχύτητα $c = \frac{\sigma_R}{k}$.

Στην περίπτωση αυτή, αν ο k είναι πραγματικός αριθμός και ο σ μιγαδικός, η αστάθεια που προκύπτει είναι χρονική, ενώ στην αντίθετη περίπτωση η αστάθεια είναι χωρική.

Η εξίσωση Orr-Sommerfeld μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$f'''' - 2k^2 f'' + k^4 f = \frac{ik}{\nu} [(U - c)(f'' - k^2 f) - U'' f] \quad (2.1.3)$$

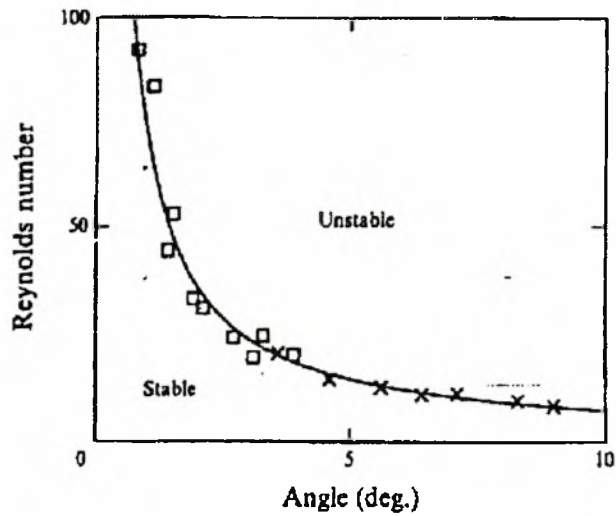
Καθορίζοντας την παράμετρο $k = \frac{2\pi}{L}$, η εξίσωση Orr-Sommerfeld γίνεται ομογενής. Ομογενείς είναι επίσης και οι οριακές συνθήκες της,

πράγμα που μας επιτρέπει την περαιτέρω ανάλυση και εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικά με τη γραμμική ευστάθεια. Έτσι, μπορούμε συμπερασματικά να πούμε ότι όταν το μήκος κύματος των διαταραχών είναι εξαιρετικά μεγάλο, άρα ο κυματαριθμός πολύ μικρός, οι βαρυτικές δυνάμεις είναι αυτές που παίζουν τον κυρίαρχο ρόλο στην ανάπτυξη τους. Αντίθετα, όταν το μήκος κύματος των διαταραχών είναι πολύ μικρό, η επιφανειακή τάση αποκτάει σημαντικότερο ρόλο, με αποτέλεσμα να σταθεροποιούνται τελικά οι διαταραχές αυτές μικρού μήκους κύματος, όπως για παράδειγμα οι δημιουργούμενες ρυτιδώσεις.

Από μια άλλη ερευνητική ομάδα, με επικεφαλής τον Gollub, προέκυψαν ενδιαφέροντα αποτελέσματα και συμπεράσματα σχετικά με τη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα, τις διδιάστατες και τρισδιάστατες αστάθειες που παρουσιάζονται στη ροή καθώς επίσης και με την επίδρασή τους στην εξέλιξη των κυμάτων. Αρχικά οι μετρήσεις τους είχαν σαν στόχο τον προσδιορισμό των κριτηρίων που ορίζουν την ευσταθή περιοχή του υμένα [14]. Οι πειραματικές μετρήσεις είχαν σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία δύο καμπυλών ευστάθειας, στις οποίες παρουσιάζεται ο κρίσιμος αριθμός Re (το όριο της ευσταθούς περιοχής) σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης (β) και της συχνότητας (f). Στο σχήμα 2.1.7 βλέπουμε την καμπύλη ευστάθειας σε διάγραμμα γωνίας κλίσης β -αριθμού Re . Τα τετραγωνάκια αντιστοιχούν σε πειραματικά αποτελέσματα από ροή νερού, ενώ οι σταυροί σε αποτελέσματα από ροή διαλύματος νερού-γλυκερίνης. Η καμπύλη παριστάνει την εξίσωση:

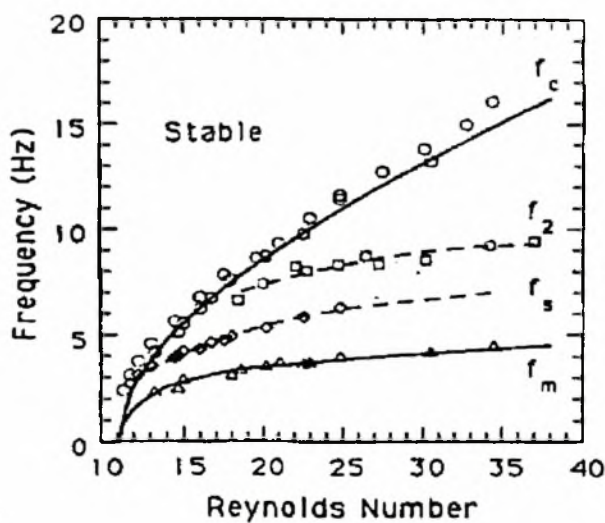
$$R_c = \frac{5}{4} \cot \beta \quad (2.1.4)$$

η οποία προκύπτει από την ανάλυση της γραμμικής ευστάθειας.



Σχήμα 2.1.7 : Ο κρίσιμος αριθμός Re σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης β

Στο σχήμα 2.1.8 βλέπουμε την καμπύλη ευστάθειας σε διάγραμμα συχνότητας f -αριθμού Re , για σταθερή γωνία κλίσης $\beta=6,4$. Στο διάγραμμα αυτό εκτός από την περιοχή ευστάθειας διακρίνονται και άλλες επιμέρους περιοχές στις οποίες βρίσκονται συγκεντρωμένες όλες οι πληροφορίες από τη θεωρία και τα πρώτα πειράματα των ερευνητών. Ειδικότερα γίνεται σαφής η μεγάλη επίδραση της συχνότητας της διαταραχής στην εξέλιξη των κυμάτων.



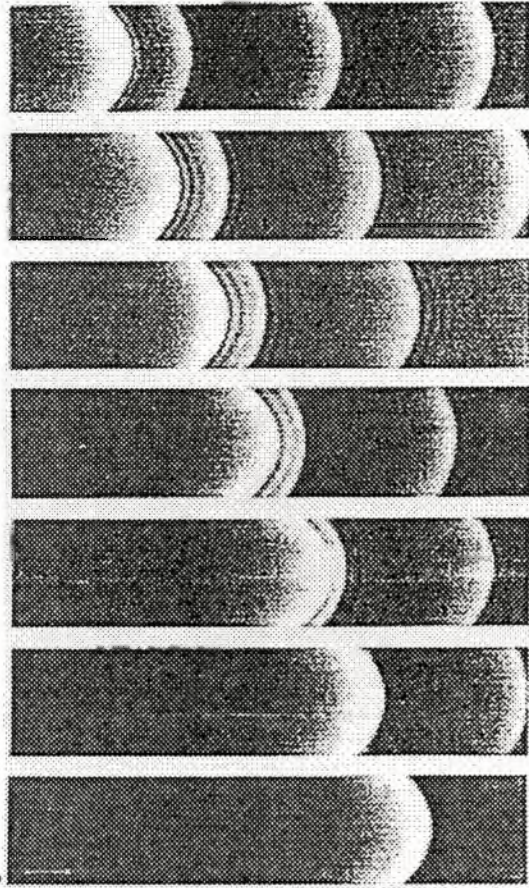
Σχήμα 2.2.8 : Ο κρίσιμος αριθμός Re σαν συνάρτηση της συχνότητας f .

Οι κύκλοι παριστάνουν τις πειραματικές μετρήσεις για την καμπύλη ευστάθειας και η συνεχής γραμμή f_c την πρόβλεψη από τη θεωρία γραμμικής ευστάθειας. Τα τρίγωνα παριστάνουν τα πειραματικά αποτελέσματα για τη συχνότητα μέγιστου πλάτους και η συνεχής γραμμή f_m είναι επίσης η πρόβλεψη από τη θεωρία γραμμικής ευστάθειας. Είναι προφανές ότι η γραμμική θεωρία ευστάθειας δίνει αρκετά σωστές προβλέψεις. Η γραμμή f_s είναι το όριο μεταξύ δύο περιοχών μη-γραμμικής εξέλιξης, ενώ οι ρόμβοι αντιστοιχούν σε ανάλογες πειραματικές μετρήσεις. Στην περιοχή μεταξύ των γραμμών f_s και f_c υπάρχουν κορεσμένα, πεπερασμένου πλάτους κύματα, με μόνο ένα μέγιστο ανά περίοδο. Κάτω από την γραμμή f_s τα κύματα εξελίσσονται σε σχηματισμούς με πολλές κορυφές και σε μοναχικά κύματα, μέσω ισχυρών μη-γραμμικών μηχανισμών. Τέλος η γραμμή f_2 είναι το διαχωριστικό όριο για τα δύο είδη δευτερευόντων ασταθειών. Πάνω από την f_2 κυριαρχεί η πλευρική αστάθεια, ενώ από κάτω η υποαρμονική.

Οι δευτερεύουσες αστάθειες προέκυψε ότι είναι μεταφερόμενες και ιδιαίτερα ευαίσθητες στον εξωτερικό θόρυβο. Ο ρόλος τους είναι να μετατρέπουν τα περιοδικά κύματα σε ακατάστατες δομές.

Σε μεταγενέστερη έρευνά της, η ίδια ομάδα μελέτησε τη δυναμική των μοναχικών κυμάτων (solitary waves) [15]. Τα αποτελέσματα αναφέρονται σε περιπτώσεις αλληλεπίδρασής τους. Όταν υπάρχει ένα μεγάλο μοναχικό κύμα και ακολουθεί μια σειρά από μικρότερα, μοναχικά επίσης κύματα, παρατηρείται το φαινόμενο της απορρόφησης, κατά το οποίο το μεγάλο κύμα επειδή κινείται γρηγορότερα πλησιάζει το ακόλουθό του και το απορροφάει. Τελικά τα δύο κύματα συγχωνεύονται σε ένα, το οποίο είναι μεγαλύτερο από το αρχικό. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται στην παρακάτω ακολουθία εικόνων, οι οποίες έχουν μεταξύ

τους χρονική διαφορά 0,2s.



Σχήμα 2.1.9 : Η αλληλεπίδραση ενός μεγάλου μοναχικού κύματος με ένα μικρότερο που ακολουθεί

Ένα άλλο είδος αλληλεπίδρασης που αναφέρεται είναι η περίπτωση συνένωσης δύο ίδιου μεγέθους μοναχικών κυμάτων. Όταν μια ακολουθία μοναχικών περιοδικών κυμάτων διαταράσσεται, πραγματοποιείται μια σειρά αλληλεπιδράσεων για μεγάλο μήκος. Τα γειτονικά κύματα αλληλεπιδρούν μεταξύ τους και τελικά προκύπτουν άτακτες ακολουθίες κυμάτων.

Στα πλαίσια της μελέτης της δυναμικής των μοναχικών κυμάτων αναφέρονται και οι πιθανοί τρόποι δημιουργίας τους. Τα μοναχικά κύματα υπάρχει περίπτωση να δημιουργηθούν εξαιτίας κάποιας

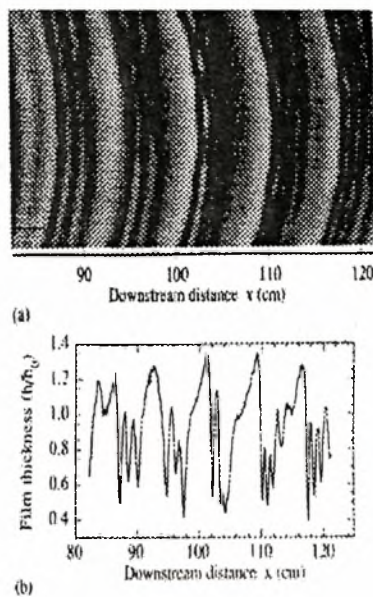
αλληλεπίδρασης. Σε μεγάλη απόσταση από την είσοδο, σχηματίζονται ακολουθίες μοναχικών κυμάτων ανεξάρτητα από την αρχική διαταραχή. Η διαδικασία δημιουργίας τους είναι εξαιρετικά πολύπλοκη. Σε περίπτωση επιβαλλόμενης διαταραχής με μικρή συχνότητα τα μοναχικά κύματα προκύπτουν από την αλληλεπίδραση των επιβαλλόμενων κυμάτων και των αρμονικών τους. Αντίθετα, όταν η συχνότητα της επιβαλλόμενης διαταραχής είναι μεγάλη, η διαδικασία δημιουργίας των μοναχικών κυμάτων σχετίζεται με τις δευτερεύουσες υποαρμονικές και πλευρικές αστάθειες.

Δημιουργία μοναχικών κυμάτων είναι επίσης δυνατό να επιτευχθεί τεχνητά, επιβάλλοντας εξωτερικές διαταραχές διαφόρων συχνοτήτων. Τέλος, μοναχικά κύματα μπορούν να εμφανιστούν από τη μη-γραμμική εξέλιξη των φυσικών κυμάτων, όπου οι μεταβολές στο μήκος κύματος οφείλονται σε ακουστικό θόρυβο.

Η ίδια ερευνητική ομάδα μελέτησε επίσης τις τρισδιάστατες αστάθειες που παρατηρούνται στη ροή του υμένα [16]. Ο μηχανισμός δημιουργίας τους εξαρτάται από τη μη-γραμμική δομή των αρχικών διδιάστατων κυμάτων. Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων αναγνωρίστηκαν δύο βασικοί μηχανισμοί δημιουργίας τρισδιάστατων ασταθειών.

Οι ταυτόχρονοι εγκάρσιοι σχηματισμοί εμφανίζονται όταν τα διδιάστατα κύματα αποκτήσουν πολύ μεγάλο μέγεθος. Οι σχηματισμοί αυτοί παρατηρούνται σε περιοχές με έντονη καμπυλότητα, επομένως σχηματίζονται, ή πάνω στην κορυφή του διδιάστατου κύματος, ή στην κοιλότητα αμέσως μετά το μέτωπό του. Το μήκος κύματος των εγκάρσιων σχηματισμών είναι πολύ μεγαλύτερο από το πάχος του υμένα, είναι όμως συγκρίσιμο με το μήκος κύματος των διδιάστατων κυμάτων στη κατεύθυνση της ροής. Καθώς το διδιάστατο κύμα μετακινείται, το μέτωπό του σπάει και κάθε κοιλότητα δίνει τη θέση της

σε μια σειρά ανεξάρτητων βαθουλωμάτων. Η δομή αυτή εντατικοποιείται κατάντη της ροής. Μετά την πλήρη ανάπτυξή της γίνεται εντελώς ακατάστατη. Στο σχήμα 2.1.10 παρατηρούνται οι εγκάρσιοι σχηματισμοί κατά τη δημιουργία τους από τα διδιάστατα κύματα.

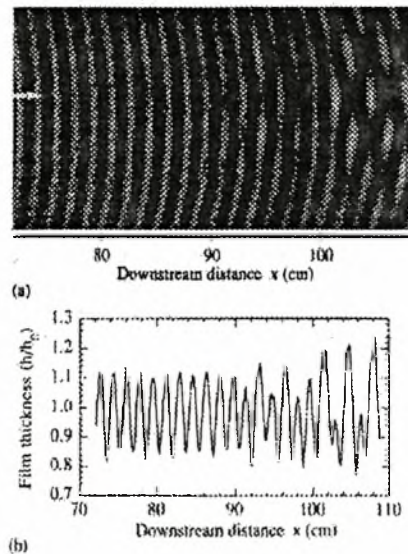


Σχήμα 2.1.10 : Ο σχηματισμός της εγκάρσιας αστάθειας για συχνότητα $f=3\text{Hz}$, κλίση $\beta=4^\circ$, και αριθμό $Re=62$.

α) Εικόνα με τη μέθοδο φθορισμού, β) Το προφίλ του κύματος στην κεντρική γραμμή της εικόνας α

Ο δεύτερος τρόπος δημιουργίας της τρισδιάστατης αστάθειας οδηγεί στο σχηματισμό δομής ψαροκόκαλου. Η δομή αυτή εμφανίζεται όταν η συχνότητα της εξωτερικά επιβαλλόμενης διαταραχής είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη. Τότε τα αρχικά διδιάστατα κύματα είναι περίπου ημιτονοειδή. Η τρισδιάστατη υποαρμονική αστάθεια οδηγεί σε εγκάρσιους σχηματισμούς των οποίων η περίοδος στην κατεύθυνση της ροής διπλασιάζεται σε σχέση με τα αρχικά κύματα, ενώ δύο διαδοχικά κύματα έχουν μεταξύ τους διαφορά φάσης π . Τα σχήμα

2.1.11 απεικονίζει το σχηματισμό της δομής ψαροκόκαλου.

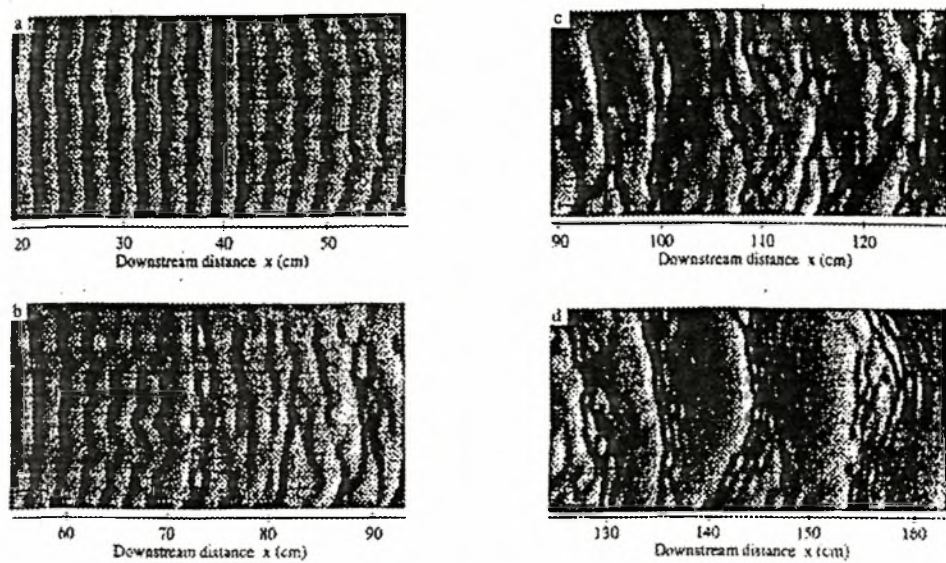


Σχήμα 2.1.11 : Η τρισδιάστατη υποαρμονική αστάθεια οδηγεί σε δομή ψαροκόκαλο.

α) Εικόνα με τη μέθοδο φθορισμού, β) Το προφίλ του κύματος σε γραμμή με μέγιστα της εικόνας α

Τα τρισδιάστατα κύματα συνεχίζουν να εξελίσσονται μετά τη δημιουργία τους. Ενώ η δομή είναι βασικά τρισδιάστατη, τα διδιάστατα μοναχικά κύματα κυριαρχούν. Τα διδιάστατα κύματα σπάνε και χωρίζονται σε ανεξάρτητα βαθουλώματα αποδιοργανώνοντας ταυτόχρονα τη δομή. Ο διδιάστατος χαρακτήρας εξασθενεί, ενώ αντίθετα ενισχύεται ο τρισδιάστατος. Σύντομα όμως μια καινούρια ακατάστατη δομή μοναχικών κυμάτων ξαναδημιουργείται μέσα στην τρισδιάστατη κίνηση. Αυτό συμβαίνει πάντα, ανεξάρτητα από την αιτία δημιουργίας του τρισδιάστατου πεδίου. Τα μικρά κύματα που ακολουθούν πίσω από κάθε μοναχικό μέτωπο εξαφανίζονται απορροφούμενα από το μεγάλο. Στο σχήμα 2.1.12 βλέπουμε την απεικόνιση της εξέλιξης των τρισδιάστατων κυμάτων, μετά τη

δημιουργία τους εξαιτίας σύγχρονης τρισδιάστατης αστάθειας.



Σχήμα 2.1.12 : Η εξέλιξη των τρισδιάστατων κυμάτων. Οι τέσσερις εικόνες αντιστοιχούν σε τέσσερις διαδοχικές θέσεις του πεδίου ροής.

2.2. Θεωρητική Μελέτη της ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα

Για την επίλυση του προβλήματος της ροής λεπτού υγρού υμένα σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα μπορούμε αρχικά να κάνουμε μια πρώτη προσέγγιση και να μελετήσουμε τη διδιάστατη (2-D) ροή ομοιόμορφου λεπτού υγρού υμένα σε κεκλιμένο, επίπεδο όμως, τοίχωμα [17].

Θεωρώντας ότι η ροή είναι μόνιμη, ασυμπίεστη και στρωτή, το πάχος του υμένα ομοιόμορφο και το τοίχωμα επίπεδο, οι εξισώσεις που περιγράφουν τη ροή παίρνουν την ακόλουθη μορφή:

1. Εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} = 0 \quad (2.2.1)$$

το ρευστό όμως κινείται μόνο κατά την διεύθυνση x , επομένως:

$$U_y = U_z = 0 \quad (2.2.2)$$

οπότε η εξίσωση της συνέχειας γίνεται:

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} = 0 \quad (2.2.3)$$

2. Εξισώσεις Navier-Stokes (κατά τις διευθύνσεις x, y)

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial x} + \rho \cdot g_x + \mu \cdot \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} \quad (2.2.4)$$

$$0 = -\frac{\partial P}{\partial y} + \rho \cdot g_y \quad (2.2.5)$$

Οι εξισώσεις Navier-Stokes μπορούν να εφαρμοστούν όταν το ρευστό είναι νευτωνικό και έχει σταθερό ιξώδες.

Από την εξίσωση (2.2.5) προκύπτει ότι η δυναμική πίεση είναι ανεξάρτητη του y , επομένως ισχύει ότι $P = P(x)$. Με την παραδοχή ότι η υδροστατική πίεση είναι αμελητέα, αφού το πάχος του υμένα είναι πολύ μικρό και ότι η πίεση στην επιφάνεια του υμένα είναι σταθερή και ίση με την πίεση του περιβάλλοντος ($\frac{\partial P}{\partial x} = 0$), έχουμε:

$$\begin{aligned} \mu \cdot \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} &= -\rho \cdot g_x \Rightarrow \\ \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} &= -\frac{g_x}{\nu} \Rightarrow \\ \frac{\partial U_x}{\partial y} &= -\frac{g_x}{\nu} \cdot y + C_1 \Rightarrow \end{aligned} \quad (2.2.6)$$

$$U_x(y) = -\frac{g_x}{\nu} \cdot \frac{y^2}{2} + C_1 \cdot y + C_2 \quad (2.2.7)$$

3. Οριακές συνθήκες

- Για $y = h$: $\frac{\partial U_x}{\partial y} = 0 \Rightarrow C_1 = \frac{g_x}{\nu}$ (2.2.8)

- Για $y = 0$: $U_x(y = 0) = 0 \Rightarrow C_2 = 0$ (2.2.9)

Οπότε τελικά προκύπτει η κατανομή της ταχύτητας κατά την διεύθυνση του άξονα y :

$$U_x(y) = \frac{g_x}{\nu} \cdot \left(y \cdot h - \frac{y^2}{2} \right) \quad (2.2.10)$$

Από την σχέση (2.2.10) με ολοκλήρωση προκύπτει η μέση τιμή της ταχύτητας, ενώ για $y = h$ προκύπτει η μέγιστη τιμή της. Έτσι έχουμε:

$$\bar{U} = \frac{g_x \cdot h^2}{3 \cdot \nu} \quad (2.2.11)$$

$$U_o = \frac{g_x \cdot h^2}{2 \cdot \nu} \quad (2.2.12)$$

Η διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υγρού υμένα απασχόλησε πολλούς ερευνητές. Η μαθηματική ανάλυσή της σε μόνιμη ροή είναι δυσεπίλυτο πρόβλημα, αφού η διαμόρφωση της ελεύθερης

επιφάνειας μας είναι άγνωστη και ουσιαστικά αποτελεί το ζητούμενο του προβλήματος. Για το λόγο αυτό το πρόβλημα γίνεται μη-γραμμικό και η επίλυσή του απαιτεί περίπλοκες μαθηματικές μεθόδους.

Για την περιγραφή της ροής του υμένα απαιτούνται βασικά δύο ανεξάρτητοι αδιάστατοι αριθμοί:

$$\text{Ο αριθμός Reynolds} \quad \text{Re} = \frac{\bar{U} \cdot h}{\nu} \quad (2.2.13)$$

$$\text{Ο αριθμός Kapitza} \quad \gamma = T / \rho \cdot \nu^{4/3} \cdot g^{1/3} \quad (2.2.14)$$

όπου \bar{U} : η μέση ταχύτητα,

h : το πάχος του επίπεδου υμένα κατά Nusselt,

ρ : η πυκνότητα του ρευστού,

T : η επιφανειακή τάση,

g : η επιτάχυνση της βαρύτητας και

$\bar{U} \cdot h$: η ογκομετρική παροχή ανά μονάδα πλάτους.

Πρέπει εδώ να σημειώσουμε ότι πολλές φορές στη βιβλιογραφία συναντάται ο αριθμός Weber, [$W = T / \rho \cdot \bar{U}^2 \cdot h$ (2.2.15)] στη θέση του αριθμού Kapitza. Το πλεονέκτημα του αριθμού Kapitza όμως είναι ότι έχει σχέση μόνο με τις φυσικές ιδιότητες του ρευστού και είναι ανεξάρτητος του ρυθμού ροής.

Η επίλυση του ίδιου προβλήματος γίνεται ακόμα δυσκολότερη όταν προσθέσουμε το κυματοειδές τοίχωμα. Για την ανάλυση λοιπόν της ροής λεπτού υγρού υμένα σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα, θεωρούμε τη διδιάστατη ροή του σχήματος 2.2.1. Το τοίχωμα σχηματίζει γωνία φ με την κατακόρυφη διεύθυνση. Η ροή αναλύεται σε σύστημα καρτεσιανών συντεταγμένων με τον άξονα x στην διεύθυνση του τοιχώματος και τον άξονα y κάθετο στην επιφάνεια του τοιχώματος. Η μορφή του τοιχώματος χαρακτηρίζεται από ημιτονοειδείς κυματισμούς (corrugations) πολύ μικρού

μεγέθους. Η αρχή του άξονα y βρίσκεται στο μέσο του ημιτονοειδούς τοιχώματος. Οι κυματισμοί της επιφάνειας περιγράφονται από την παρακάτω εξίσωση [2]:

$$w = b \cos(kx) \quad (2.2.16)$$

όπου $k = 2\pi/l$ (2.2.17)

άρα $w = b \cdot \cos\left(\frac{2 \cdot \pi \cdot x}{l}\right)$ (2.2.18)

Η ελεύθερη επιφάνεια περιγράφεται από την εξίσωση:

$$\eta(x) = h + f(x) \quad (2.2.19)$$

όπου h : το μέσο πάχος του υμένα,

l : το μήκος κύματος των κυματισμών του τοιχώματος και

$f(x)$: η συνάρτηση που περιγράφει το σχήμα της ελεύθερης επιφάνειας και θεωρούμε ότι έχει τη μορφή:

$$f(x) = \beta b e^{ikx} \quad (2.2.20)$$

όπου β : η αύξηση των κυματοειδών διαταραχών του τοιχώματος, οποίος γενικά είναι ένας μιγαδικός αριθμός της μορφής:

$$\beta = \beta_R + i \beta_I \quad (2.2.21)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω η εξίσωση (2.2.20) γίνεται:

$$f(x) = (\beta_R + i \cdot \beta_I) \cdot (b \cdot e^{ikx}) \Rightarrow$$

$$f(x) = b \cdot (\beta_R + i \cdot \beta_I) \{ \cos(kx) + i \cdot \sin(kx) \} \Rightarrow$$

$$f(x) = b \cdot (\beta_R + i \cdot \beta_I) \left\{ \cos\left(\frac{2\pi x}{l}\right) + i \cdot \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right) \right\} \Rightarrow$$

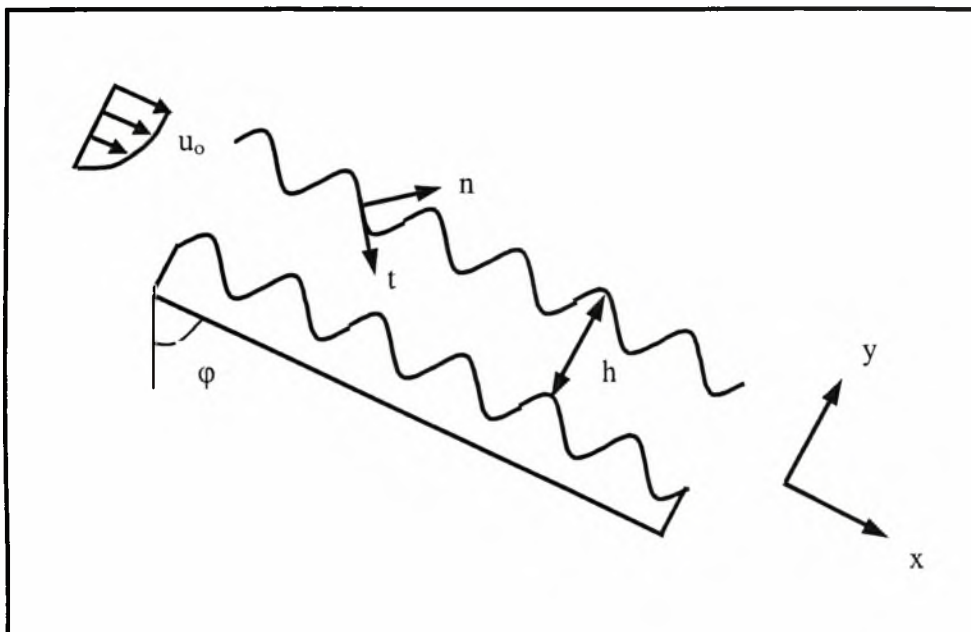
$$f(x) = b \left\{ \beta_R \cos\left(\frac{2\pi x}{l}\right) - \beta_I \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right) \right\} + i \cdot \left\{ \beta_I \cos\left(\frac{2\pi x}{l}\right) + \beta_R \sin\left(\frac{2\pi x}{l}\right) \right\} \cdot b \quad (2.2.22)$$

Η εξίσωση (2.2.22) περιγράφει τα κύματα της ελεύθερης επιφάνειας, τα οποία έχουν το ίδιο μήκος κύματος, διαφορετικό όμως πλάτος και διαφορά φάσης από τις διαταραχές του τοιχώματος.

Ορίζουμε επίσης το κάθετο (\underline{n}) και το εφαπτόμενο (\underline{t}) στην ελεύθερη επιφάνεια μοναδιαίο διάνυσμα, τα οποία εκφραζόμενα σαν συνάρτηση της κλίσης της ελεύθερης επιφάνειας παίρνουν τη μορφή:

$$\underline{t} = \frac{(1, f')}{\sqrt{1+(f')^2}} \quad (2.2.23)$$

$$\underline{n} = \frac{(f', -1)}{\sqrt{1+(f')^2}} \quad (2.2.24)$$



Σχήμα 2.2.1 : Σχηματική παράσταση της ροής και του συστήματος συντεταγμένων

Θεωρώντας και πάλι ότι η ροή είναι ασυμπιεστή και μόνιμη και το ρευστό νευτωνικό, με σταθερό ιξώδες, μπορούμε να περιγράψουμε το πρόβλημα με την εξίσωση της συνέχειας και τις εξισώσεις Navier-Stokes.

1. Εξίσωση συνέχειας

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} + \frac{\partial U_z}{\partial z} = 0 \Rightarrow$$

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} = 0 \quad (2.2.25)$$

2. Εξισώσεις Navier-Stokes (κατά τις διευθύνσεις x,y)

$$\rho \left(\frac{\partial U_x}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_x}{\partial y} + U_z \frac{\partial U_x}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \rho \cdot g_x + \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial z^2} \right) \quad (2.2.26)$$

$$\rho \left(\frac{\partial U_y}{\partial t} + U_x \frac{\partial U_y}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_y}{\partial y} + U_z \frac{\partial U_y}{\partial z} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \rho \cdot g_y + \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 U_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial z^2} \right) \quad (2.2.27)$$

Επειδή η ροή είναι μόνιμη και διδιάστατη, ισχύουν τα εξής:

$$\frac{\partial U_x}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial U_y}{\partial t} = 0, \quad U_z = 0$$

Όποτε οι εξισώσεις (2.2.26) και (2.2.27) παίρνουν τη μορφή:

$$\rho \left(U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_x}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial x} + \rho \cdot g_x + \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} \right) \quad (2.2.28)$$

$$\rho \left(U_x \frac{\partial U_y}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_y}{\partial y} \right) = -\frac{\partial P}{\partial y} + \rho \cdot g_y + \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 U_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial y^2} \right) \quad (2.2.29)$$

3. Οριακές Συνθήκες

- ‘Συνθήκη μη-ολίσθησης’, η οποία υπαγορεύει ότι η ταχύτητα στην επιφάνεια του τοιχώματος είναι μηδενική και εκφράζεται ως εξής:

$$\text{Για } y = w(x): \quad U_x = U_y = 0 \quad (2.2.30)$$

- Η κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας στην ελεύθερη επιφάνεια του υγρού υμένα είναι μηδέν, δηλαδή:

$$\text{Για } y = \eta(x): \quad \underline{u} \cdot \underline{n} = 0 \quad (2.2.31)$$

- Από την ισορροπία δυνάμεων στην επιφάνεια του υγρού υμένα έχουμε τις παρακάτω δύο συνθήκες:

I. Στην εφαπτομενική κατεύθυνση η συνθήκη έχει τη μορφή:

$$\Sigma \underline{F}_t = \mathbf{0} \Rightarrow \sigma_{ij} n_i t_j = 0$$

$$\text{ή} \quad (\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n}) \cdot \underline{t} = 0 \quad (2.2.32)$$

όπου $\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n}$: η δύναμη που ασκείται στην ελεύθερη επιφάνεια και

$(\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n}) \cdot \underline{t}$: η συνιστώσα της δύναμης στην κατεύθυνση t

II. Στην κάθετη κατεύθυνση η συνθήκη έχει τη μορφή:

$$\sigma^{(2)}_{ij} n_i n_j - \sigma^{(1)}_{ij} n_i n_j = T \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (2.2.33)$$

Η εξίσωση (2.2.33) αποτελεί την οριακή συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια (κάθετη συνιστώσα),

όπου T : η επιφανειακή τάση και

$(1/R_1 + 1/R_2)$: η καμπυλότητα της επιφάνειας.

Στην περίπτωσή μας η διεπιφάνεια ορίζεται από τον υγρό υμένα και ακίνητο ατμοσφαιρικό αέρα. Έτσι, επειδή το ιξώδες και η πυκνότητα της αέριας φάσης έχουν πολύ χαμηλές τιμές σε σύγκριση με τις αντίστοιχες ιδιότητες της υγρής φάσης, η παραπάνω εξίσωση μπορεί να απλοποιηθεί.

Τότε, η τάση στην αέρια φάση μπορεί να θεωρηθεί ίση με $(-p_1 \delta_{ij})$

όπου: p_1 : η επικρατούσα πίεση στην αέρια φάση.

Στη συνέχεια, για την ολοκλήρωση της θεωρητικής ανάλυσης, παραγωγίζουμε τις εξισώσεις Navier-Stokes (2.2.28) και (2.2.29) ως προς y και x αντίστοιχα και εισάγουμε τη ροϊκή συνάρτηση Ψ , οπότε καταλήγουμε στις παρακάτω εξισώσεις:

$$U_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}, U_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y} \quad (2.2.34)$$

$$\frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y \partial x} + \nu \cdot \frac{\partial}{\partial y} \left[\frac{\partial^3 \Psi}{\partial y \partial x^2} + \frac{\partial^3 \Psi}{\partial y^3} \right] \quad (2.2.35)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[\frac{\partial \Psi}{\partial y} \left(-\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} \right) + \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y \partial x} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y \partial x} + \nu \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left[-\frac{\partial^3 \Psi}{\partial y^2 \partial x} - \frac{\partial^3 \Psi}{\partial x^3} \right] \quad (2.2.36)$$

Αν αφαιρέσουμε την (2.2.36) από την (2.2.35) και απαλείψουμε τους όρους της πίεσης, καταλήγουμε στην εξίσωση που περιγράφει την διδιάστατη ροή σαν συνάρτηση της ροϊκής συνάρτησης. Για την αδιαστατοποίηση της εξίσωσης χρησιμοποιούμε τις παρακάτω αδιάστατες παραμέτρους: $\Psi' = \Psi/q$, $x' = x/h$, $y' = y/h$. Τελικά προκύπτει η ακόλουθη εξίσωση:

$$\frac{\partial \Psi'}{\partial y'} \cdot \frac{\partial (\nabla^2 \Psi')}{\partial x'} - \frac{\partial \Psi'}{\partial x'} \frac{\partial (\nabla^2 \Psi')}{\partial y'} = \frac{1}{\text{Re}} \nabla^2 (\nabla^2 \Psi') \quad (2.2.37)$$

Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε ασυμπτωτικά αναπτύγματα (perturbation expansions), αν κάνουμε την παραδοχή ότι το πλάτος του κυματοειδούς τοιχώματος είναι πολύ μικρότερο, συγκρινόμενο με το μέσο πάχος του υμένα, δηλαδή:

$$\varepsilon = b/h \quad (2.2.38)$$

Έτσι, η ροϊκή συνάρτηση Ψ αναπτύσσεται ως ένα ασυμπτωτικό ανάπτυγμα της μορφής:

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \varepsilon \cdot \Psi^{(1)} + \varepsilon^2 \cdot \Psi^{(2)} + \dots \quad (2.2.39)$$

Στη συνέχεια αντικαθιστούμε την παραπάνω έκφραση του ασυμπτωτικού αναπτύγματος της ροϊκής συνάρτησης Ψ στην εξίσωση (2.2.37), διαχωρίζουμε τους όρους της εξίσωσης με βάση την τάξη της παραμέτρου ε και εφαρμόζουμε τις οριακές συνθήκες. Τελικά

καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι το πρόβλημα μηδενικής τάξης αντιστοιχεί στη στρωτή ροή σε επίπεδο τοίχωμα:

$$\Psi^{(0)}(y) = \frac{\rho \cdot g_x}{\mu} \cdot \left(\frac{h \cdot y^2}{2} - \frac{y^3}{6} \right) \quad (2.2.40)$$

$$\eta \quad u^{(0)}(y) = \frac{\rho \cdot g_x}{\mu} \cdot \left(h \cdot y - \frac{y^2}{2} \right) \quad (2.2.41)$$

όπου $g_x = g \cdot \cos\varphi$.

Σύμφωνα με την γραμμική θεώρηση της εξίσωσης (2.2.20), ο όρος της ροϊκής συνάρτησης πρώτης τάξης ορίζεται ως εξής:

$$\Psi^{(1)}(x, y) = g(y) \cdot e^{ikx} \quad (2.2.42)$$

Αν αντικαταστήσουμε την παραπάνω έκφραση στην εξίσωση (2.2.37) καταλήγουμε στην αδιαστατοποιημένη εξίσωση περιγραφής του προβλήματος:

$$\left(\frac{1}{ik \operatorname{Re}} \right) \cdot (D^2 - k^2)^2 \cdot g = u_0 (D^2 - k^2) \cdot g - u_0'' g \quad (2.2.43)$$

$$\text{όπου ο αριθμός Reynolds:} \quad \operatorname{Re} = \frac{\rho \cdot q}{\mu} = \frac{\rho^2 \cdot g_x \cdot h^3}{3\mu^2} \quad (2.2.44)$$

και $D = d/dy$

Η εξίσωση (2.2.43) είναι παρόμοια με την εξίσωση της γραμμικής ευστάθειας των Orr-Sommerfeld. Το παρόν πρόβλημα όμως δεν είναι πρόβλημα ιδιοτιμής, αφού οι οριακές συνθήκες δεν είναι όλες ομογενείς. Σύμφωνα με μια πολύ γνωστή μαθηματική μέθοδο, οι οριακές συνθήκες κατά μήκος του τοιχώματος και της ελεύθερης επιφάνειας αναπτύσσονται σε σειρά Taylor γύρω από τα αντίστοιχα σημεία $y=0$ και $y=1$. Οι τελικές εκφράσεις της παραπάνω μεθόδου δίνονται στις ακόλουθες εξισώσεις:

$$g(0) = 0 \quad (2.2.45)$$

$$g'(0) = -3 \quad (2.2.46)$$

$$g(1) = -3\beta/2 \quad (2.2.47)$$

$$g''(1) - k^2 \cdot g(1) = 3\beta \quad (2.2.48)$$

$$\frac{1}{2} \operatorname{Re} g'(1) + \frac{i}{3k} \cdot g'''(1) - ik \cdot g'(1) = -\beta \cdot \left(\frac{sk^2}{\rho g_x} + \frac{g_y}{g_x} \right) \quad (2.2.49)$$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3^ο : Πειραματική Διαδικασία

Το κεφάλαιο αυτό απαρτίζεται από τρία μέρη. Στο πρώτο περιγράφεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για τη δημιουργία και τη ροή του υγρού υμένα και το σύστημα λήψης δεδομένων, ενώ στο δεύτερο μέρος δίνεται μια περιγραφή βήμα προς βήμα της πειραματικής διαδικασίας. Στο τρίτος μέρος σχολιάζεται η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό, καθώς επίσης και η εφαρμογή της στην περίπτωση του κυματοειδούς τοιχώματος.

3.1. Πειραματική Διάταξη

Η κατασκευή της πειραματικής διάταξης στηρίχτηκε στην αντίστοιχη που χρησιμοποιήθηκε από την ομάδα του Liu [14], προσθέτοντας βέβαια επιπλέον το κυματοειδές τοίχωμα. Μια σχηματική παράσταση της συσκευής δίνεται στο σχήμα 3.1.1. Η διάταξη αποτελείται από τα ακόλουθα επιμέρους στοιχεία:

II. Το ορθογώνιο κανάλι ροής

Το κανάλι ροής κατασκευάστηκε ορθογώνιο, διότι το σχήμα αυτό σύμφωνα με τη βιβλιογραφία ευνοεί τη δημιουργία υμένα με ομοιόμορφο πάχος, ενώ ταυτόχρονα συντελεί στην επίτευξη ενός ομοιόμορφου ρυθμού ανάπτυξης της ροής, περιορίζοντας την ένταση των αλληλεπιδράσεων που εμφανίζονται μεταξύ των κυμάτων.

Το κανάλι κατασκευάστηκε από plexiglas, διότι με το υλικό αυτό επιτυγχάνεται η ελάχιστη απορρόφηση του ορατού φωτός. Παράλληλα

λόγω της διαφάνειας του υλικού είναι δυνατή και η οπτική παρακολούθηση, η οποία είναι και ο πρώτος μας στόχος.

Οι διαστάσεις του καναλιού προέκυψαν από εμπειρικούς κανόνες και τελικά είναι:

$$\text{Μήκος} = 1 \text{ m}, \quad \text{Πλάτος} = 0,25 \text{ m}, \quad \text{Ύψος} = 0,03 \text{ m}$$

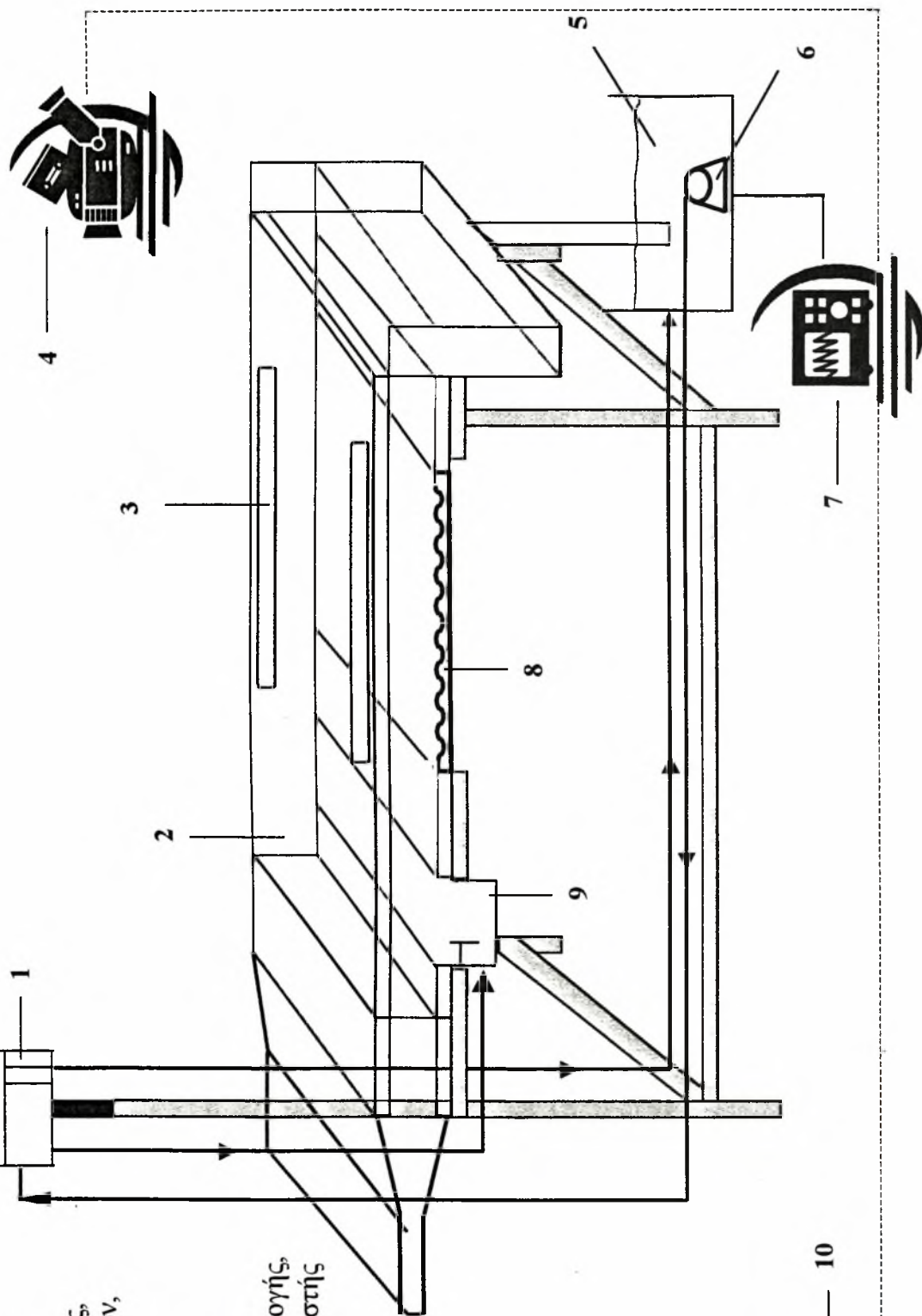
Στο κανάλι είναι προσαρμοσμένος ένας ατέρμονας κοχλίας, ο οποίος στοχεύει στον προσδιορισμό της επιθυμητής γωνίας κλίσης ως προς το οριζόντιο επίπεδο. Με τον τρόπο αυτό είναι δυνατή η επίτευξη γωνίας ως και 67° .

Η κατασκευή στηρίζεται σε ένα συμπαγή μεταλλικό σκελετό, τα πόδια του οποίου καταλήγουν σε λάστιχο, για να είναι εφικτός, ο κατά το δυνατό περιορισμός των εξωτερικών ταλαντώσεων. Στο σχήμα 3.1.2 φαίνεται το κανάλι ροής και η γωνία που σχηματίζει με το οριζόντιο επίπεδο.



Σχήμα 3.1.2 : Το κανάλι ροής.

1. Δοχείο Υπερχείλισης,
2. Κανάλι Ροής Plexiglas,
3. Πηγή Υπεριώδους Φωτός,
4. Σύστημα Λήψης Εικόνων,
5. Δοχείο Συλλογής,
6. Αντλία,
7. Τροφοδοτικό,
8. Κυματοειδές Τοίχωμα,
9. Δευτερεύον Δοχείο Συλλογής,
10. Ηλεκτρονικός Υπολογιστής

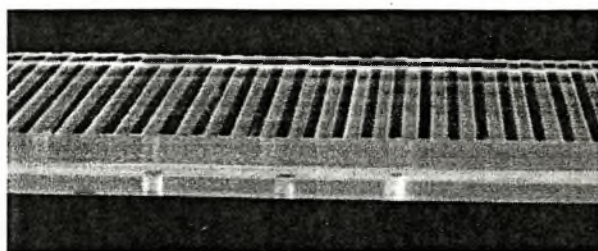
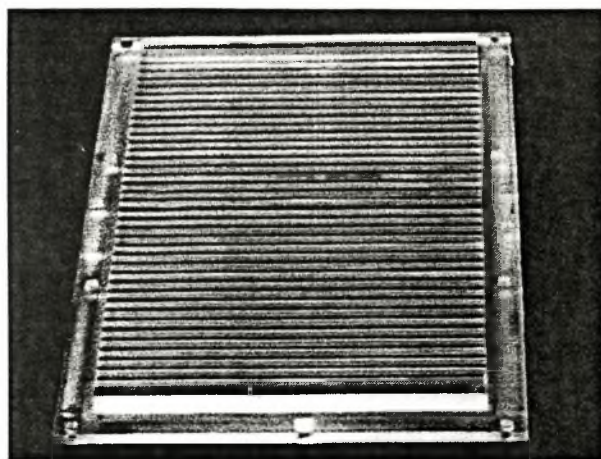


Σχήμα 3.1.1: Σχηματική παράσταση της πειραματικής διάταξης

II. Το κυματοειδές τοίχωμα

Το τοίχωμα πάνω στο οποίο σχηματίζεται και ρέει ο υμένας είναι ουσιαστικά μια πλάκα, επίσης κατασκευασμένη από Plexiglas, και διαμορφωμένη έτσι ώστε να είναι δυνατή η προσαρμογή της στο κανάλι.

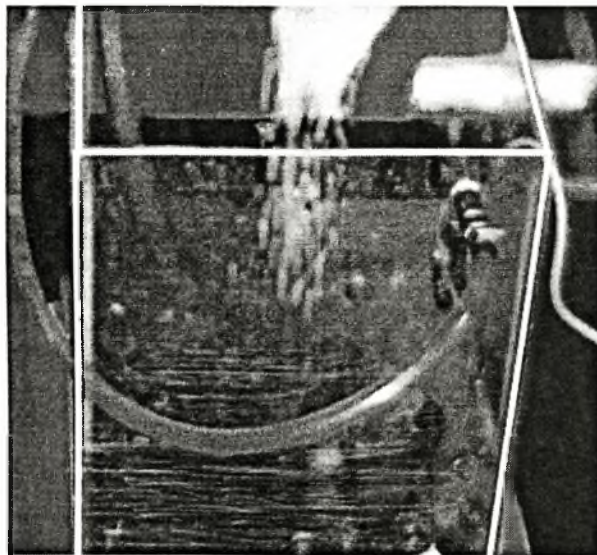
Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων που παρουσιάζονται στην παρούσα διπλωματική εργασία, χρησιμοποιήθηκε κυματοειδές τοίχωμα με μήκος κύματος, $l = 0,012$ m και πλάτος, $b = 0,0008$ m. Ο λόγος δηλαδή μήκος / πλάτος είναι ίσος με 15/1. Η πλάκα έχει μήκος, $L=0,5$ m, γιατί σύμφωνα με τη θεωρία, χρειάζονται δέκα (10) μήκη κύματος στην αρχή, για να δημιουργηθούν, να αναπτυχθούν και να παρατηρηθούν τα κύματα στην ελεύθερη επιφάνεια. Στο σχήμα 3.1.3 φαίνονται δύο όψεις του κυματοειδούς τοιχώματος. Οι πιο ανοιχτόχρωμες γραμμές είναι τα αυλάκια.



Σχήμα 3.1.3 : Το κυματοειδές τοίχωμα.

III. Το δοχείο συλλογής

Το δοχείο συλλογής του ρευστού κατασκευάστηκε επίσης από plexiglas και αποτελεί το σημείο εκκίνησης και το σημείο λήξης του κύκλου ροής του ρευστού. Μέσα στο δοχείο συλλογής προετοιμάζεται το διάλυμα, από εκεί αντλείται για να ξεκινήσει το πείραμα και τελικά, μετά τη λήξη του οδηγείται και πάλι στο ίδιο δοχείο. Στο σχήμα 3.1.4 φαίνεται το δοχείο συλλογής.



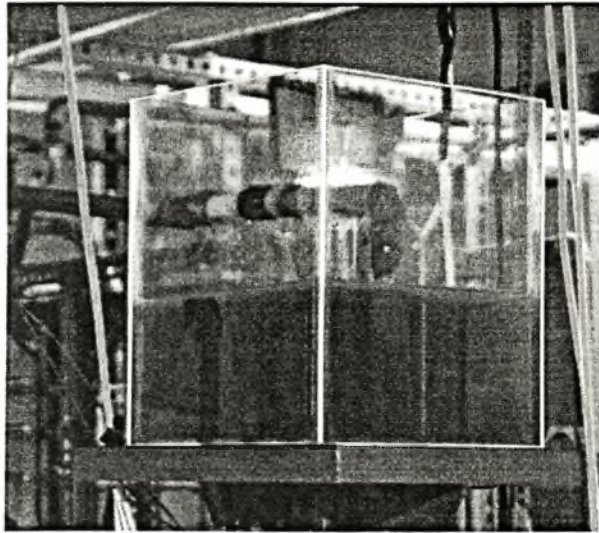
Σχήμα 3.1.4 : Το δοχείο συλλογής.

IV. Το πρωτεύον δοχείο υπερχειλίσης

Από το δοχείο συλλογής, το διάλυμα οδηγείται στο πρωτεύον δοχείο υπερχειλίσης με τη βοήθεια μιας αντλίας. Η ηλεκτρική τροφοδοσία της αντλίας γίνεται με ένα τροφοδοτικό μεταβαλλόμενης έντασης και τάσης. Έτσι γίνεται δυνατός ο έλεγχος της παροχής του διαλύματος προς το δοχείο υπερχειλίσης, πράγμα που είναι πολύ σημαντικό για την

αποφυγή δημιουργίας ταλαντώσεων στο σύστημα. Παράλληλα αποφεύγεται και η δημιουργία φυσαλίδων στο δοχείο υπερχείλισης.

Για να επιτευχθεί μόνιμη ροή του υμένα κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων, το δοχείο υπερχείλισης τοποθετήθηκε σε υψηλότερο σημείο από το κανάλι ροής. Έτσι λόγω της υψομετρικής διαφοράς, ο υμένας ρέει σε μόνιμες συνθήκες. Στο σχήμα 3.1.5 φαίνεται το πρωτεύον δοχείο υπερχείλισης, το οποίο είναι επίσης κατασκευασμένο από plexiglas.

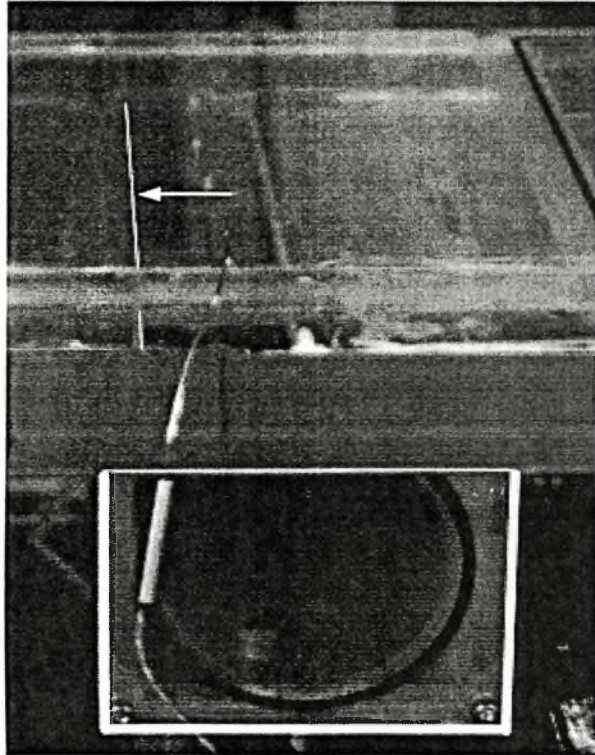


Σχήμα 3.1.5 : Το πρωτεύον δοχείο υπερχείλισης.

V. Το δευτερεύον δοχείο υπερχείλισης

Στη συνέχεια της πορείας του το διάλυμα οδηγείται στο δευτερεύον δοχείο υπερχείλισης. Η κατασκευή του κρίθηκε απαραίτητη για τη δημιουργία του υμένα. Το δοχείο αυτό είναι τοποθετημένο κάθετα στην κατεύθυνση της ροής. Μόλις το δοχείο γεμίσει υπερχερίζει και αρχίζει να ρέει το διάλυμα πάνω στην κυματοειδή πλάκα, δημιουργώντας έναν λεπτό υμένα. Το υλικό κατασκευής είναι και πάλι plexiglas. Στο σχήμα 3.1.6

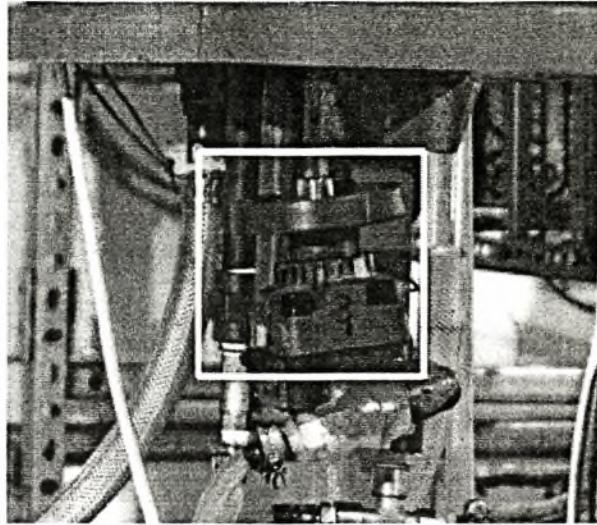
φαίνεται η θέση του δοχείου υπερχείλισης. Η λεπτή άσπρη γραμμή δείχνει το σημείο υπερχείλισης και άρα το σημείο εκκίνησης του υμένα.



Σχήμα 3.1.6 : Το δευτερεύον δοχείο υπερχείλισης.

VI. Η βάνα

Μεταξύ των δύο δοχείων υπερχείλισης τοποθετήθηκε μια βάνα, με τη βοήθεια της οποίας γίνεται η ρύθμιση της παροχής, δηλαδή έμμεσα του πάχους του υμένα, το οποίο εξαρτάται από την παροχή. Η βάνα συνδέεται με τα δύο δοχεία μέσω ελαστικών σωλήνων. Στο σχήμα 3.1.7, μέσα στο λευκό πλαίσιο, φαίνεται η ρυθμιστική βάνα.



Σχήμα 3.1.6 : Η ρυθμιστική βάννα.

VII. Η πηγή φθορισμού

Πάνω στο κανάλι ροής είναι στερεωμένη η πηγή φθορισμού. Αποτελείται από δύο λαμπτήρες (TLK 40W Phillips) μαύρου φωτός, με εξαρτήματα τροφοδοσίας (ballast, starter) για την ελάττωση των ταλαντώσεων της έντασης του υπεριώδους φωτός. Οι λαμπτήρες είναι τοποθετημένοι παράλληλα στη ροή και συμμετρικά, έτσι ώστε να επιτυγχάνεται όσο το δυνατό καλύτερη κατανομή στην ένταση του υπεριώδους φωτός. Ο συγκεκριμένος τύπος λαμπτήρων επιλέχθηκε διότι εκπέμπει ακτινοβολία μεγάλης έντασης, με αποτέλεσμα τον καλύτερο φθορισμό του διαλύματος και άρα την καλύτερη διεξαγωγή των πειραμάτων.

VIII. Το σύστημα λήψης και αποθήκευσης δεδομένων

Το σύστημα λήψης δεδομένων αποτελείται από μια κάμερα, δηλαδή τον φακό και έναν εικονολήπτη, την κατάλληλη κάρτα και το αντίστοιχο λογισμικό της πρόγραμμα. Πρόκειται για το Motionscope, ένα σύστημα λήψης ψηφιακών εικόνων με μεγάλη ταχύτητα, της εταιρίας Redlake Imaging Corporation, το οποίο παρέχει τη δυνατότητα λήψης μέχρι και 8000 εικόνων το δευτερόλεπτο (fps), αν και η τιμή αυτή περιορίζεται όταν δεν υπάρχει ικανή μνήμη στον υπολογιστή.

Στην κάμερα αυτή προσαρμόζονται δύο φακοί με διαφορετική ικανότητα μεγέθυνσης, ανάλογα με το μέγεθος της περιοχής που θέλουμε να μελετήσουμε.

Το λογισμικό πρόγραμμα του συστήματος επιτρέπει τη ζωντανή παρακολούθηση της ροής μέσω του ηλεκτρονικού υπολογιστή και τη λήψη μεμονωμένων εικόνων ή ταινιών.

Στη συνέχεια η αποθήκευση των εικόνων γίνεται στη μνήμη του υπολογιστή. Η περαιτέρω επεξεργασία τους πραγματοποιείται επίσης στον ηλεκτρονικό υπολογιστή, με τη βοήθεια άλλων προγραμμάτων.

3.2. Περιγραφή πειραματικής διαδικασίας

Για τη διεξαγωγή των πειραμάτων, είναι κάθε φορά αναγκαία η εκτέλεση μιας σειράς ενεργειών, η οποία περιγράφεται παρακάτω.

Αρχικά ετοιμάζεται το διάλυμα, το οποίο στις περισσότερες περιπτώσεις αποτελείται από καθαρό νερό και μια μικρή ποσότητα κάποιας χρωστικής ουσίας. Ο ρόλος της χρωστικής ουσίας είναι ο φθορισμός του υμένα, πράγμα που είναι απαραίτητο για την οπτική παρακολούθησή του.

Παρενθετικά σε αυτό το σημείο πρέπει να αναφέρουμε ότι η χρωστική ουσία που επιλέχτηκε είναι η ουρανίνη ($C_{20}H_{10}O_5Na_2$), η οποία εκπέμπει πρασινοκίτρινο φως σε κεντρικό μήκος 515-550 nm όταν απορροφά υπεριώδες φως. Επιπλέον, οι ιδιότητες του υγρού δεν επηρεάζονται με την προσθήκη της συγκεκριμένης χρωστικής ουσίας.

Υπήρξαν επίσης λίγα πειράματα τα οποία πραγματοποιήθηκαν με διάλυμα νερού γλυκερίνης, με στόχο τη μελέτη της επίδρασης του ιξώδους και τη σύγκριση των αποτελεσμάτων.

Παρακάτω ακολουθούν τα στάδια που μεσολαβούν μέχρι την έναρξη του πειράματος:

- Η προετοιμασία του διαλύματος λοιπόν λαμβάνει χώρα στο δοχείο συλλογής, όπου και αναμιγνύεται.
- Με τη βοήθεια μιας αντλίας το διάλυμα οδηγείται στο πρωτεύον δοχείο υπερχειλίσης.
- Η υψομετρική διαφορά είναι η κινούσα δύναμη για τη μεταφορά του διαλύματος στο δευτερεύον δοχείο υπερχειλίσης. Όπως αναφέρθηκε και στην περιγραφή της πειραματικής διάταξης, μεταξύ των δύο

δοχείων υπερχειλίσης υπάρχει μια βάνα, η οποία ρυθμίζει την παροχή του ρευστού και επομένως το πάχος του υγρού υμένα.

- Από το δευτερεύον δοχείο υπερχειλίσης το διάλυμα αρχίζει να ρέει πάνω στο κυματοειδές τοίχωμα, σχηματίζοντας έτσι έναν λεπτό υμένα.
- Τέλος το διάλυμα καταλήγει ξανά στο δοχείο συλλογής. Τα παραπάνω βήματα αποτελούν τον κύκλο ροής του διαλύματος.
- Επόμενο βήμα είναι η ενεργοποίηση της πηγής ακτινοβολίας για να επιτευχθεί ο φθορισμός του διαλύματος.
- Στη συνέχεια ενεργοποιείται το σύστημα λήψης ψηφιακών εικόνων με υψηλή ταχύτητα και το λειτουργικό του πρόγραμμα.
- Τέλος για να ξεκινήσει το πείραμα απαιτείται η προσαρμογή των επιθυμητών παραμέτρων που θα το χαρακτηρίζουν.

Τα πειράματα, όπως θα φανεί και στην παρουσίαση των αποτελεσμάτων, είναι κατηγοριοποιημένα ανάλογα με τις παραμέτρους που τα χαρακτηρίζουν. Πρώτος σημαντικότερος διαχωρισμός, είναι το είδος του διαλύματος, αν δηλαδή πρόκειται για πείραμα με νερό ή με διάλυμα γλυκερίνης. Επόμενος διαχωρισμός είναι η γωνία κλίσης που σχηματίζει το κανάλι ροής με το οριζόντιο επίπεδο, η περιοχή του πεδίου ροής που πρόκειται να μελετηθεί και τέλος ο μέσος αριθμός Reynolds που χαρακτηρίζει τη ροή του υμένα.

Ο προσδιορισμός του μέσου αριθμού Reynolds προκύπτει από την παροχή του ρευστού. Το διάλυμα, κατά την έξοδό του από το κανάλι ροής και πριν εισέλθει στο δοχείο συλλογής, συλλέγεται σε ογκομετρικό δοχείο και μετράται το βάρος του. Γνωρίζοντας τις φυσικές ιδιότητες του διαλύματος, υπολογίζεται η παροχή του. Με τη βοήθεια της βάνας καθορίζεται τελικά η παροχή, στην οποία πρόκειται να πραγματοποιηθεί το πείραμα.

Αφού ολοκληρωθεί η προσαρμογή όλων των επιθυμητών παραμέτρων, σειρά έχει η επιλογή του κατάλληλου φακού και η ορθή τοποθέτηση του συστήματος για τη λήψη των εικόνων. Χρησιμοποιούνται διαφορετικοί ρυθμοί λήψης εικόνων σε κάθε πείραμα ανάλογα με τη λεπτομέρεια που μας ενδιαφέρει καθώς επίσης και με το χρόνο που διαρκεί κάθε φαινόμενο. Συνήθως η λήψη των εικόνων γίνεται με ρυθμό 60, 125, ή 250 εικόνες το δευτερόλεπτο (fps). Με την λήψη των εικόνων ολοκληρώνεται ένα πείραμα και ακολουθεί η προσαρμογή των παραμέτρων του επόμενου πειράματος.

Η κάθε σειρά εικόνων που λαμβάνεται από το ειδικό σύστημα, αποθηκεύεται και στη συνέχεια υφίσταται την κατάλληλη επεξεργασία και ανάλυση, με στόχο την τελική εξαγωγή των συμπερασμάτων.



3.3. Η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό στην περίπτωση του κυματοειδούς τοιχώματος

Απώτερος στόχος της μελέτης της ροής υγρού υμένα σε κεκλιμένο κυματοειδές τοίχωμα είναι η εξαγωγή, όχι μόνο ποιοτικών αποτελεσμάτων, αλλά και ποσοτικών μετρήσεων σχετικά με το πλάτος των δημιουργούμενων διαταραχών και την ταχύτητά τους.

Ένας τρόπος για να επιτευχθεί αυτό είναι η μέθοδος απεικόνισης με φθορισμό (fluorescence imaging method). Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο είναι δυνατό να υπολογιστεί το πάχος του υμένα τοπικά με την ακρίβεια μικρομέτρου. Η μέθοδος βασίζεται στη χρήση πηγής υπεριώδους ακτινοβολίας και κατάλληλης διάταξης για τη μέτρηση της έντασης του ορατού φωτός που εκπέμπεται από τον υμένα, εξαιτίας του φθορισμού. Προφανώς για το φθορισμό του υμένα είναι απαραίτητη η εισαγωγή κατάλληλης χρωστικής ουσίας.

Η αρχή λειτουργίας της μεθόδου στηρίζεται στη σχέση που υπάρχει μεταξύ της έντασης του φωτός που απορροφάται από τον υμένα και της απόστασης, l , που διανύει μέχρι να απορροφηθεί, η οποία δίνεται από τον τύπο:

$$I(l) = I_0 \exp(-K_v l) \quad (3.3.1)$$

όπου I_0 : σταθερά που εξαρτάται από τον τοπικό φωτισμό και υπολογίζεται από τη βαθμονόμηση της διάταξης,

l : η διανυόμενη απόσταση στο εσωτερικό του υμένα,

K_v : ο συντελεστής απορρόφησης.

Τελικά η εξίσωση που διέπει τη μέθοδο για ένα τυχαίο σημείο της επιφάνειας του υμένα είναι:

$$I(x,y,t) = K I_0(x,y) h(x,y,t) \quad (3.3.2)$$

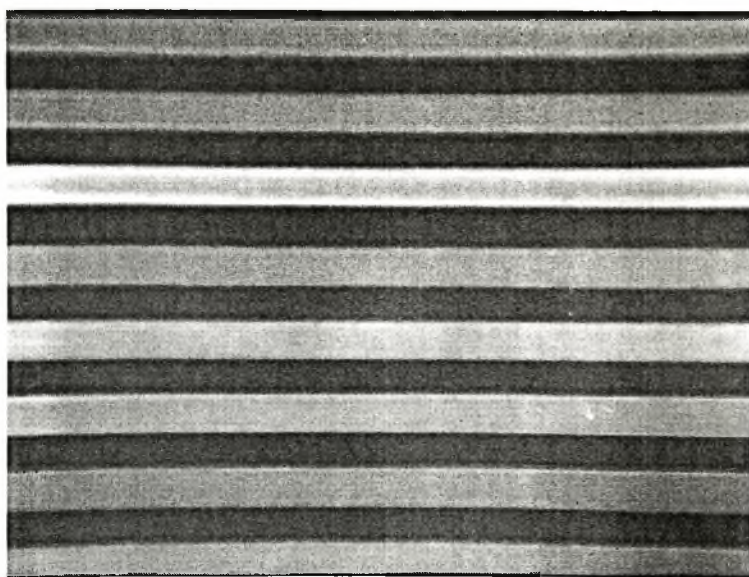
όπου K : μια σταθερά,

$I(x,y,t)$: η ένταση του φωτός,

$h(x,y,t)$: το τοπικό πάχος υμένα.

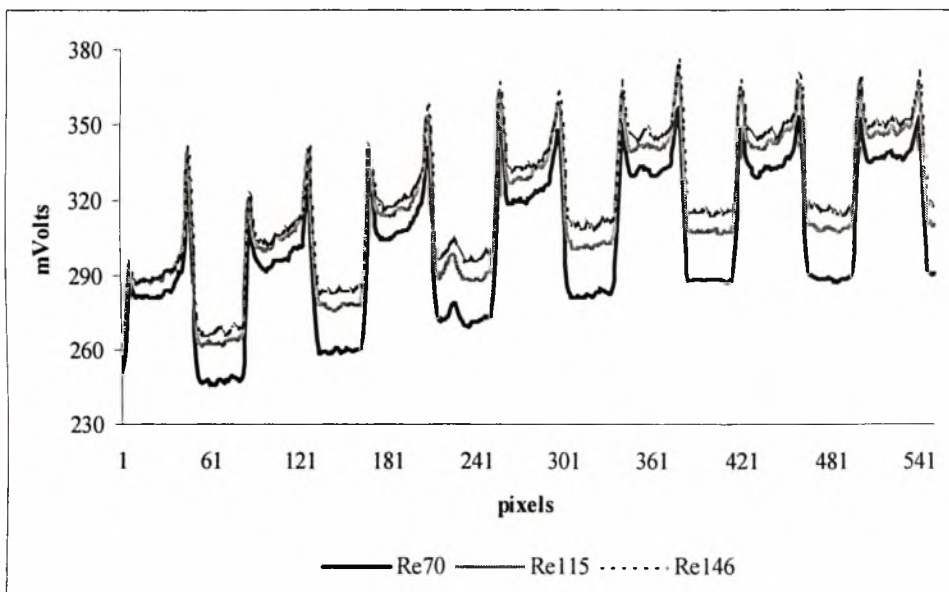
Σε προηγούμενη διπλωματική εργασία που πραγματοποιήθηκε στο εργαστήριο φυσικών και χημικών διεργασιών πιστοποιήθηκε η σωστή λειτουργία της μεθόδου στην περίπτωση επίπεδου τοιχώματος [18]. Επίσης παράλληλα με τα πειράματα για το κεκλιμένο τοίχωμα έγιναν αντίστοιχα πειράματα με τη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό για το επίπεδο τοίχωμα, τα οποία πρόκειται να παρουσιαστούν σε άλλη διπλωματική εργασία.

Μια τυπική εικόνα του κυματοειδούς τοιχώματος που προκύπτει από τη μέθοδο αυτή φαίνεται στο σχήμα 3.3.1.



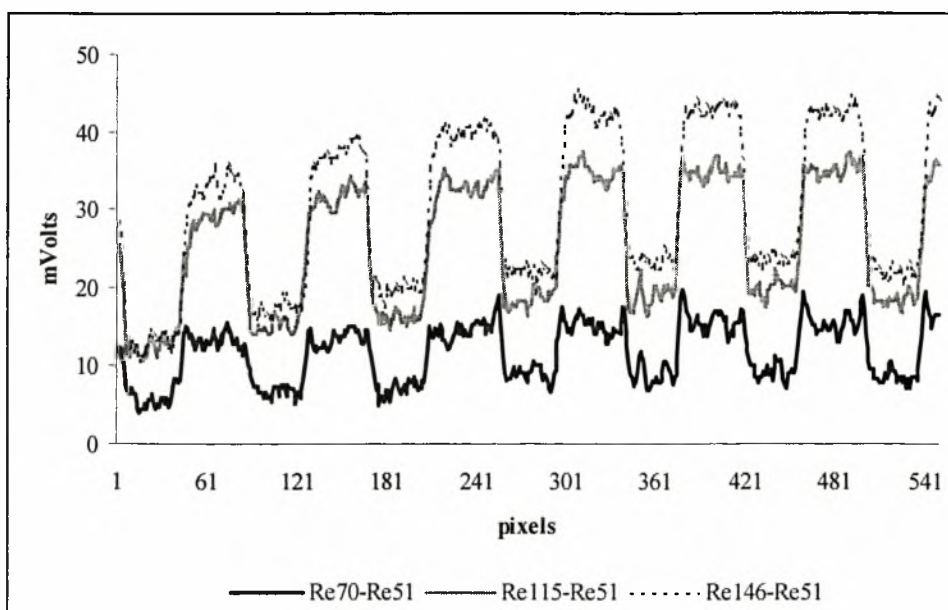
Σχήμα 3.3.1 : Η εικόνα του κυματοειδούς τοιχώματος που χρησιμοποιείται στη μέθοδο απεικόνισης με φθορισμό.

Η μέθοδος όμως στην περίπτωση του κυματοειδούς τοιχώματος δεν έδωσε τα αναμενόμενα αποτελέσματα. Η αρχική σκέψη ήταν ότι αν αφαιρεθούν δύο εικόνες που αντιστοιχούν σε διαφορετικό πάχος υμένα, επομένως σε διαφορετικό αριθμό Re , το αποτέλεσμα που θα δώσουν, θα είναι ένας επίπεδος υμένας. Έτσι εκτελέστηκε μια σειρά δοκιμαστικών πειραμάτων, κατά τα οποία ελήφθησαν εικόνες για τέσσερις διαφορετικούς αριθμούς Reynolds. Το αποτέλεσμα που προκύπτει από τη μέθοδο για τους τρεις από αυτούς, φαίνεται στο διάγραμμα του σχήματος 3.3.2, και παρουσιάζει μια μορφή αναμενόμενη.



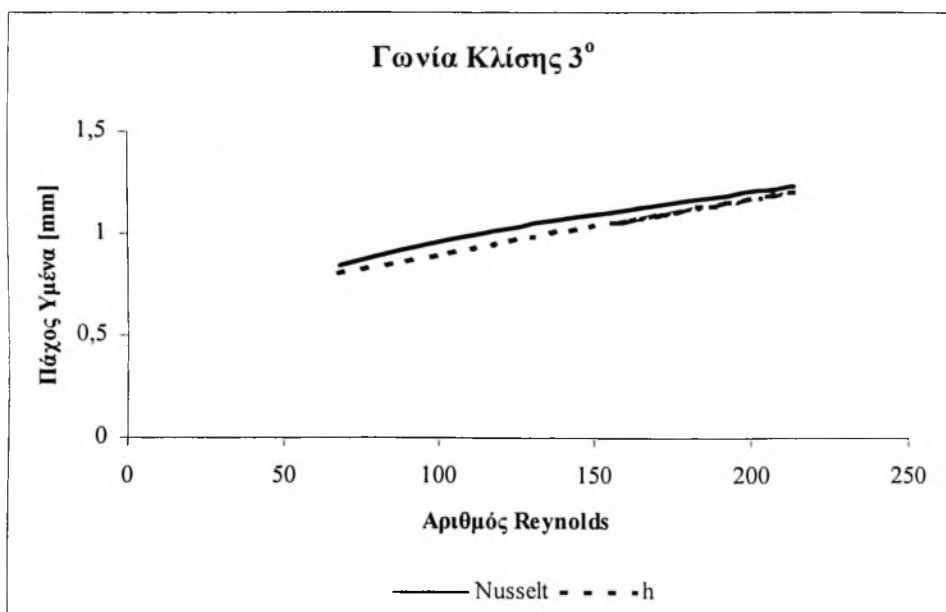
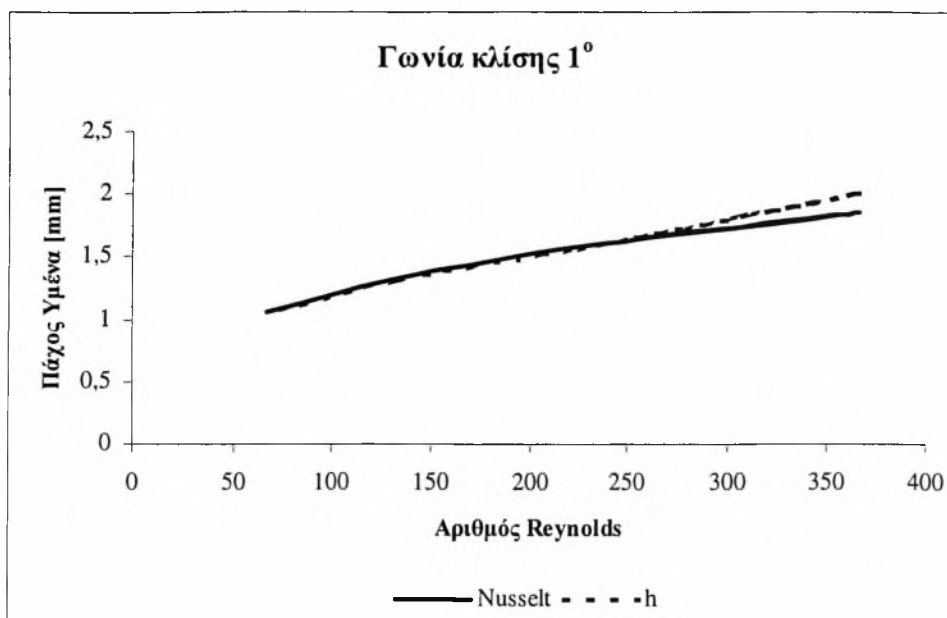
Σχήμα 3.3.2 : Η ένταση της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας για τα τρία πάχη του υμένα

Τελικά όμως αποδείχθηκε ότι η διαφορά δύο εικόνων από υμένα διαφορετικού πάχους δεν έδινε σαν αποτέλεσμα έναν επίπεδο υμένα, αλλά εξακολουθούσε να δείχνει το αρνητικό της διαμόρφωσης του τοιχώματος όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3.3.



Σχήμα 3.3.3 : Η διαφορά των δύο εικόνων παρουσιάζει το σχήμα της διαμόρφωσης.

Αρχικά θεωρήθηκε σαν ενδεχόμενη αιτία το γεγονός ότι το πάχος του υμένα δεν είναι αυτό που υπολογίζεται από τη θεωρία Nusselt. Για το λόγο αυτό έγιναν μετρήσεις με βαθύμετρο. Δημιουργήθηκε ηλεκτρικό κύκλωμα για μετρήσεις ακριβώς στην επιφάνεια του υμένα, ενώ μια δεύτερη μέτρηση έγινε για την επιφάνεια του τοιχώματος. Η διαφορά των δύο τιμών εκφράζει το τοπικό πάχος του υμένα. Οι παραπάνω μετρήσεις έγιναν για επίπεδο υμένα, σε διαφορετικές τιμές του αριθμού Reynolds και σε γωνίες κλίσης 1° και 3° . Τα αποτελέσματα τελικά έδειξαν, όπως φαίνεται και στα διαγράμματα του σχήματος 3.3.4, ότι το πραγματικό πάχος του υμένα περίπου ταυτίζεται με αυτό που προκύπτει από τους υπολογισμούς της θεωρίας Nusselt.



Σχήμα 3.3.3 : Η ταύτιση του θεωρητικού και του πραγματικού πάχους του υμένα

Η αιτία δυσλειτουργίας της μεθόδου στην προκειμένη περίπτωση παραμένει αντικείμενο ερευνητικής δραστηριότητας στο εργαστήριο φυσικών και χημικών διεργασιών.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4^ο: Πειραματικά Αποτελέσματα

Στόχος της παρούσας πειραματικής εργασίας είναι η μελέτη της μορφής του υμένα, όταν ρέει πάνω από κεκλιμένο περιοδικό τοίχωμα. Μελετάται δηλαδή η μορφή της πλάγιας όψης (προφίλ) και της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα καθώς επίσης και ο τρόπος με τον οποίο αυτές μεταβάλλονται, όταν μεταβάλλεται ο αριθμός Re και η κλίση. Γίνεται επίσης μια αναφορά στην επίδραση που έχει το ιξώδες στην εξέλιξη των παραπάνω φαινομένων.

Η πλάγια όψη και η ελεύθερη επιφάνεια του υμένα έχουν διαφορετική συμπεριφορά, χωρίς αυτό να σημαίνει ότι δεν υπάρχει αλληλεξάρτηση. Η περιγραφή όμως της εξέλιξης για την κάθε περίπτωση επιβάλλεται να γίνει ξεχωριστά, για την καλύτερη παρουσίαση και κατανόηση των πειραματικών δεδομένων.

4.1. Το προφίλ του υμένα

Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων μελετήθηκε η εξέλιξη της μορφής του προφίλ του υμένα όταν αυξάνεται ο αριθμός Reynolds, για πέντε διαφορετικές περιπτώσεις κλίσης. Στο τέλος της παραγράφου παρουσιάζονται σε λεπτομέρεια οι εικόνες από τα τρία πρώτα μήκη κύματος του καναλιού και παράλληλα γίνεται μια προσπάθεια καταγραφής των οπτικών παρατηρήσεων. Σημειώνεται ότι όλες οι εικόνες και τα σχόλια αφορούν μόνο σε στατικό (ακίνητο) προφίλ υμένα και ροή καθαρού νερού.

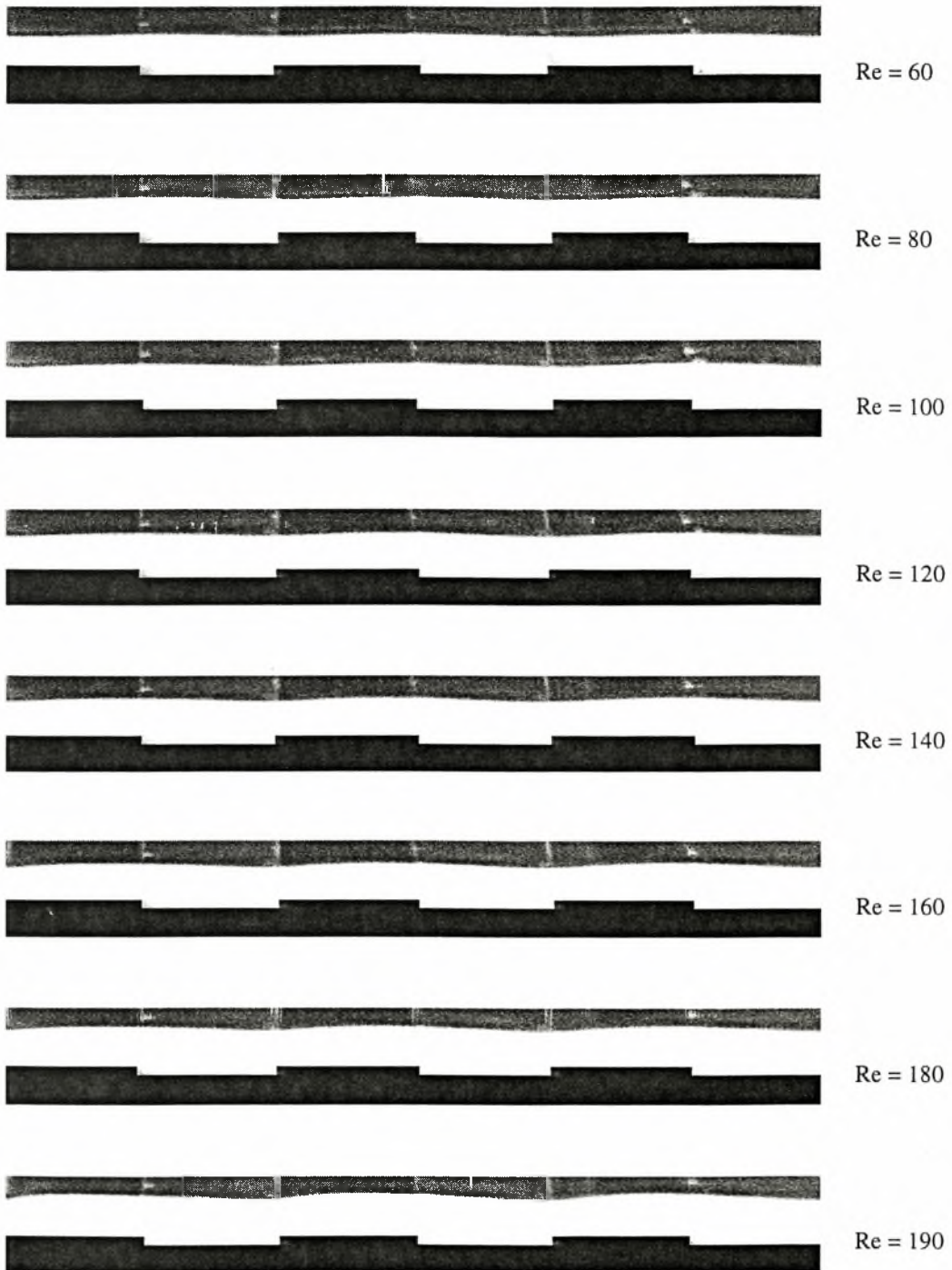
Απώτερος στόχος είναι να δούμε κάποια ταύτιση των πειραματικών μας αποτελεσμάτων με τις θεωρητικές προβλέψεις που



έχουν γίνει παλιότερα στο εργαστήριό μας.

I. Γωνία κλίσης 3°

Παρατηρώντας τις εικόνες του σχήματος 4.1.1 για την περίπτωση των 3° , βλέπουμε ότι σε αριθμό $Re = 60$ ο υμένας είναι σχεδόν επίπεδος, παρουσιάζει μόνο μια πολύ μικρή καμπυλότητα. Η μορφή που έχει στην προκειμένη περίπτωση οφείλεται στην επίδραση μιας μόνο αρμονικής. Με την αύξηση του αριθμού Reynolds μέχρι και την τιμή 180 βλέπουμε ότι υπάρχει μια ελάχιστη εντατικοποίηση του φαινομένου. Η ουσιαστικότερη μεταβολή που παρατηρείται είναι στο πάχος του υμένα, πράγμα που είναι αναμενόμενο, αφού, όπως έχει αναφερθεί, η παροχή και κατά συνέπεια ο αριθμός Reynolds καθορίζουν το πάχος του υμένα. Η καμπυλότητα της επιφάνειας σταδιακά μεν, αλλά με πολύ αργό ρυθμό δε, μεγαλώνει, παραμένει όμως σε όλο το εύρος των αριθμών Reynolds να είναι μοναδική. Σε καμία περίπτωση δεν υπάρχει εμφάνιση δεύτερης κορυφής, γεγονός που υποδηλώνει ότι ακόμα και σε μεγάλους αριθμούς Reynolds η μορφή του προφίλ του υμένα καθορίζεται από μια και μόνο αρμονική. Η πλάγια όψη του υμένα παύει να είναι στατική περίπου σε αριθμό $Re = 190$, όπου και παρατηρείται σημαντική αύξηση του πλάτους της διαταραχής.

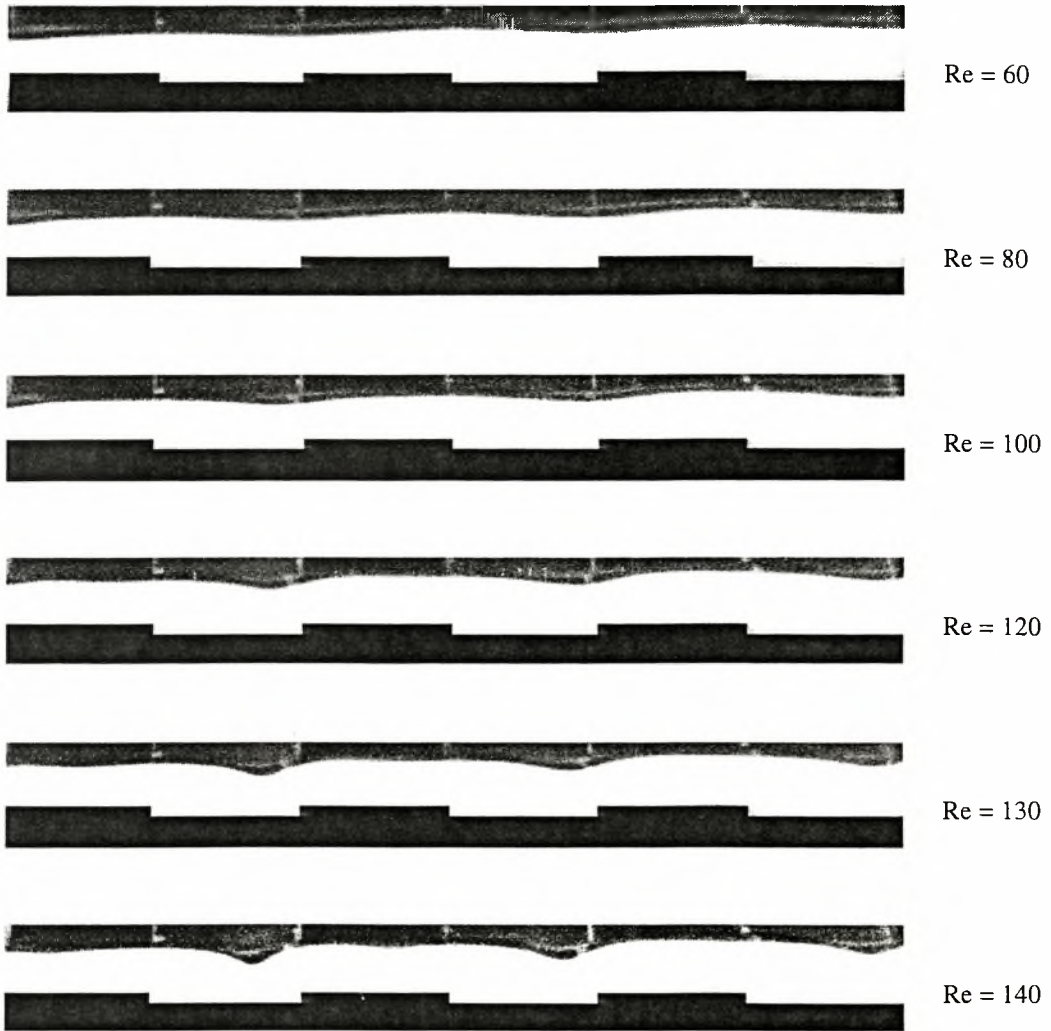


Σχήμα 4.1.1 : Εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση του αριθμού Re , για κλίση 3° .

II. Γωνία κλίσης 4°

Στην περίπτωση που η γωνία κλίσης του κυματοειδούς τοιχώματος είναι 4°, παρατηρείται μια ταχύτερη και παράλληλα εντονότερη εξέλιξη των φαινομένων. Στο σχήμα 4.1.2 βλέπουμε ότι η μορφή του προφίλ του υμένα σε αριθμό $Re = 60$ ομοιάζει πολύ με την περίπτωση των 2°, με τη διαφορά ότι το πλάτος της διαταραχής είναι πιο μεγάλο. Με την αύξηση του αριθμού Reynolds το πάχος του υμένα αυξάνεται και η καμπυλότητα εντατικοποιείται. Παραμένει να είναι μοναδική μέχρι τον αριθμό $Re = 120$, όπου η επιφάνεια της αρχίζει να γίνεται επίπεδη. Αμέσως μετά για αριθμό $Re = 130$ βλέπουμε ότι στο μέσο της επίπεδης επιφάνειας αρχίζει να δημιουργείται ένα 'σπάσιμο'. Το φαινόμενο αυτό είναι πιο ξεκάθαρο στο τρίτο μήκος κύματος του καναλιού (πρώτο από αριστερά όπως φαίνεται στην εικόνα), γίνεται όμως ελαφρώς αισθητό και στο δεύτερο. Ο λόγος δημιουργίας του 'σπασίματος' αυτού είναι η συμμετοχή και μιας δεύτερης αρμονικής στο σχηματισμό του προφίλ του υμένα. Βλέπουμε δηλαδή ότι με την αύξηση της κλίσης, αυξάνεται και ο αριθμός των αρμονικών που παίζουν ρόλο.

Τέλος σε αριθμό $Re = 140$ η στατικότητα του υμένα παύει να υφίσταται. Βλέπουμε και σε αυτήν την κλίση ότι, ενώ στη στατική περιοχή οι μεταβολές στη μορφή του προφίλ του υμένα είναι σταδιακές και αργές, μόλις μεταβούμε στη δυναμική περιοχή οι μεταβολές είναι απότομες και εντονότερες.



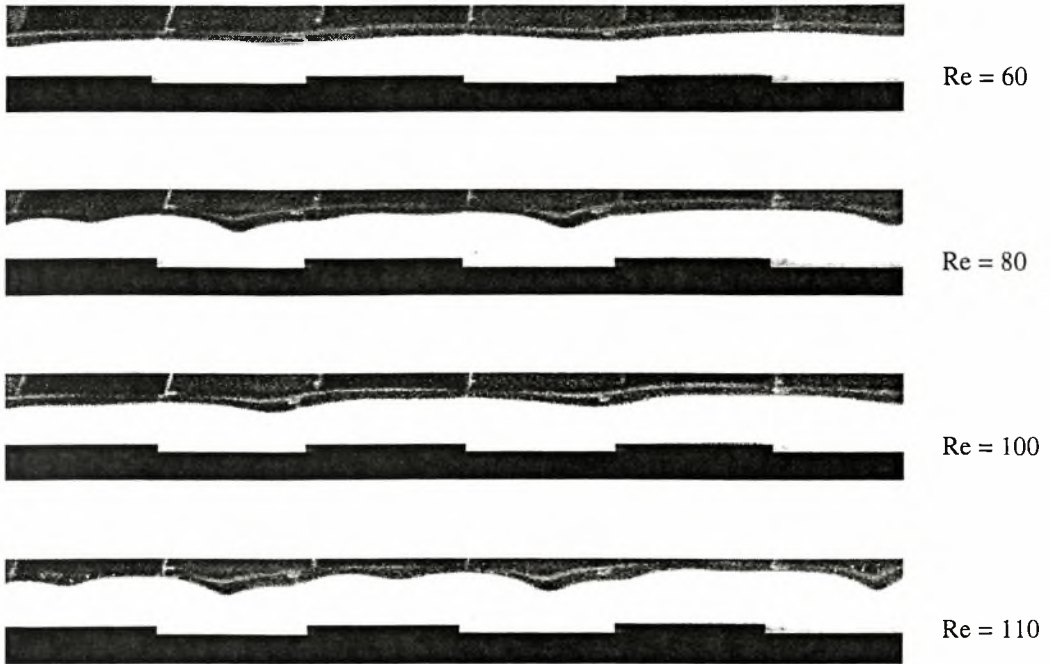
Σχήμα 4.1.2 : Εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση του αριθμού Re , για κλίση 4° .

III. Γωνία κλίσης 5°

Παρατηρώντας τις εικόνες του σχήματος 4.1.3 που αντιστοιχούν στα πειράματα με γωνία κλίσης 5° βλέπουμε μια συμπεριφορά ανάλογη με αυτήν των προηγούμενων περιπτώσεων, με τη μόνη διαφορά ότι η εξέλιξη των φαινομένων είναι ταχύτερη και εντονότερη. Σε αριθμό $Re = 60$ είναι ορατή η επίδραση μιας και μόνο αρμονικής, υπάρχει δηλαδή μια καμπυλότητα σε κάθε μήκος κύματος. Αξίζει να σημειωθεί ότι για τον ίδιο αριθμό Re η αύξηση της κλίσης έχει σαν αποτέλεσμα την εντατικοποίηση του φαινομένου. Δηλαδή ενώ οι διακυμάνσεις της επιφάνειας του υμένα έχουν το ίδιο μήκος κύματος, όσο μεγαλύτερη είναι η κλίση, τόσο μεγαλώνει το πλάτος τους.

Με την αύξηση του αριθμού Re η καμπυλότητα αποκτάει ακόμα μεγαλύτερο πλάτος. Στον αριθμό $Re = 90$ εμφανίζεται αμυδρά το πρώτο 'σπάσιμο', ενώ για $Re = 100$ είναι εμφανή δύο 'σπασίματα'. Βλέπουμε δηλαδή ότι σε ένα μήκος κύματος του τοιχώματος πολύ σύντομα η μια καμπυλότητα αντικαθίσταται από τρεις, μια πολύ μικρή και δύο μεγαλύτερες. Η αιτία εμφάνισης αυτών είναι το γεγονός ότι, στην προκειμένη περίπτωση, για να διαμορφωθεί τελικά η ελεύθερη επιφάνεια του υμένα, δέχεται την επίδραση τριών αρμονικών.

Τέλος σε αριθμό $Re = 110$ το προφίλ του υμένα βρίσκεται πλέον στη δυναμική περιοχή. Η επίδραση των τριών αρμονικών στο σχηματισμό του προφίλ είναι ξεκάθαρη, αφού μπορούμε πολύ εύκολα να διακρίνουμε τις τρεις διαφορετικές μικρές καμπυλότητες.



Σχήμα 4.1.3 : Εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση του αριθμού Re , για κλίση 5° .

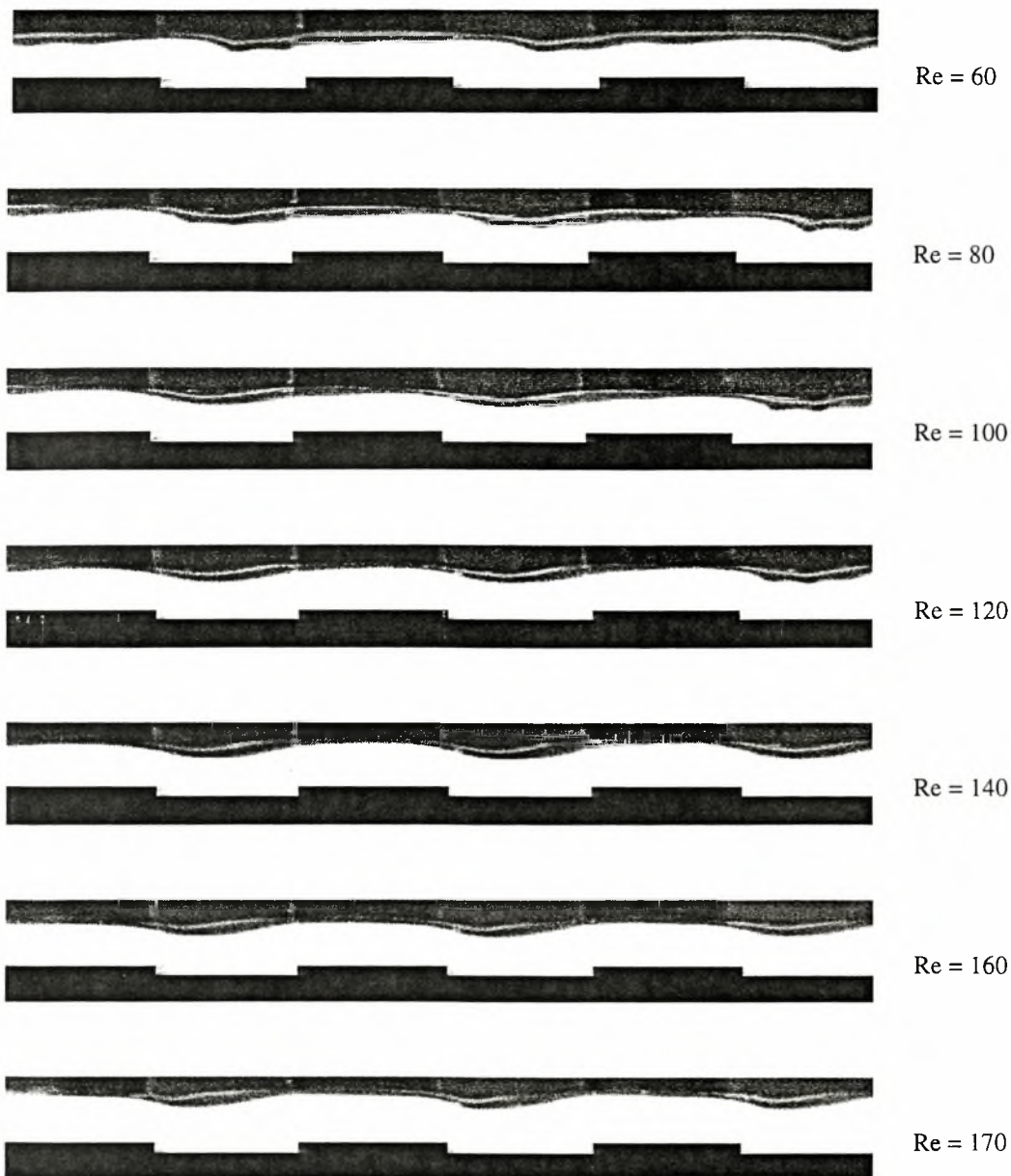
IV. Γωνία κλίσης 7°

Το προφίλ του υμένα για γωνία κλίσης 7° παρουσιάζει μια εντελώς διαφορετική εικόνα, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1.4. Ήδη, από χαμηλούς σχετικά αριθμούς Reynolds εμφανίζονται περισσότερες καμπυλότητες σε ένα μήκος κύματος. Για $Re = 60$ είναι ορατές τέσσερις καμπυλότητες, από τις οποίες οι δύο πρώτες είναι μεγαλύτερου μήκους, ενώ οι δύο που ακολουθούν έχουν μικρότερο μήκος.

Το φαινόμενο δεν έχει την ίδια εξέλιξη με τις προηγούμενες περιπτώσεις. Η αύξηση του αριθμού Reynolds οδηγεί σε ομαλοποίηση της καμπυλότητας. Οι τέσσερις σιγά-σιγά εξαφανίζονται, και δίνουν τη θέση τους σε μια μεγάλη πλάτους καμπυλότητα, η οποία έχει το ίδιο μήκος κύματος με το τοίχωμα. Το πλάτος της είναι με σημαντική διαφορά μεγαλύτερο από τις προηγούμενες περιπτώσεις και έχει έντονη καμπυλότητα. Η μορφή αυτή ενδεχομένως είναι αποτέλεσμα της επίδρασης πολλών αρμονικών.

Σε αριθμό $Re = 100$ έχει ήδη σχηματιστεί η εν λόγω καμπυλότητα. Η επιπλέον αύξηση του Reynolds έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση του πλάτους της και όχι το 'σπάσιμό' της, όπως είδαμε να συμβαίνει σε προηγούμενες περιπτώσεις. Η μορφή διατηρείται ίδια μέχρι και τον αριθμό $Re = 160$, όπου για πρώτη φορά βλέπουμε μια μείωση του πλάτους της καμπυλότητας αυτής ενώ παράλληλα παίρνει μια πιο επίπεδη μορφή.

Η μετάβαση στη δυναμική περιοχή έχει ήδη γίνει όταν ο αριθμός Reynolds έχει φτάσει την τιμή 170. Τότε η καμπυλότητα έχει δώσει τη θέση της σε μια σχεδόν επίπεδη επιφάνεια, η οποία ξεχωρίζει σε κάθε μήκος κύματος από απαλά βαθουλώματα.



Σχήμα 4.1.4 : Εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση του αριθμού Re , για κλίση 7° .

V. Γωνία κλίσης 10°

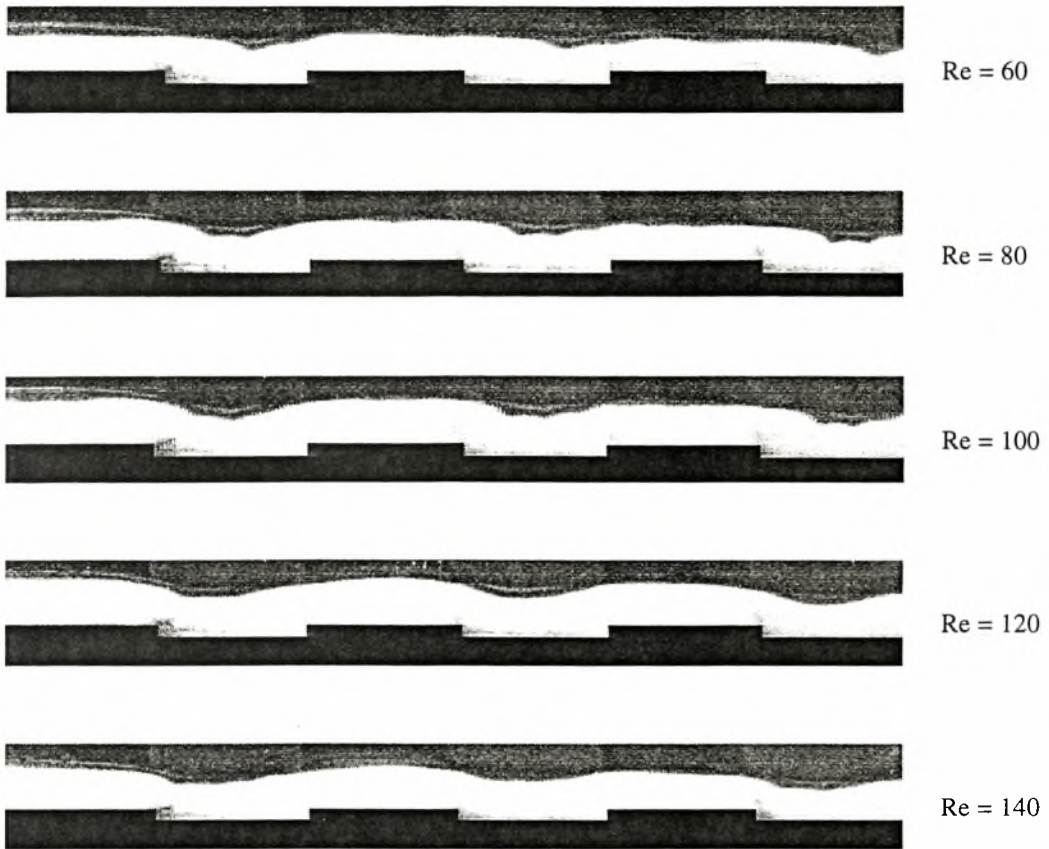
Σε γωνία κλίσης 10° παρατηρούμε ότι ο υμένας έχει μια συμπεριφορά παρόμοια με την περίπτωση των 7° , με τη διαφορά ότι όλα τα φαινόμενα εξελίσσονται πολύ γρηγορότερα, σε ένα μικρό εύρος τιμών του αριθμού Reynolds.

Στις εικόνες που φαίνονται στο σχήμα 4.1.5 βλέπουμε για αριθμό $Re = 60$ ότι στο σχηματισμό του προφίλ του υμένα επιδρούν τρεις αρμονικές. Σε κάθε μια αρμονική αντιστοιχεί μια καμπυλότητα, οπότε αντιστοιχούν τρεις καμπυλότητες της ελεύθερης επιφάνειας σε ένα μήκος κύματος του τοιχώματος. Κάθε μια από αυτές έχει διαφορετικό μήκος κύματος και πλάτος.

Σε αριθμό $Re = 80$ οι τρεις καμπυλότητες έχουν αντικατασταθεί από τέσσερις. Το γεγονός αυτό δείχνει ότι το πλήθος των αρμονικών που συμμετέχουν στη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα αυξάνεται σημαντικά γρηγορότερα με την αύξηση του αριθμού Re όταν ο υμένας βρίσκεται υπό μεγάλη κλίση.

Με επιπλέον αύξηση του αριθμού Re αρχίζει να ομαλοποιείται η ελεύθερη επιφάνεια και σιγά-σιγά οι πολλές καμπυλότητες δίνουν και πάλι τη θέση τους σε μια μεγάλη. Σε $Re = 120$, είναι ορατή η μεγάλη καμπυλότητα, η οποία έχει όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1.5 πολύ μεγάλο πλάτος. Μπορούμε και σε αυτή την περίπτωση να υποθέσουμε ότι το μεγάλο πλάτος και η έντονη καμπυλότητα οφείλονται στη συμμετοχή πολλών αρμονικών στο σχηματισμό της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα.

Τέλος ο υμένας εισέρχεται στη δυναμική περιοχή, και σε αριθμό $Re = 140$ παρατηρείται μετακίνηση της διαμορφωμένης ελεύθερης επιφάνειας. Η έντονη καμπυλότητα φαίνεται πλέον πιο ομαλή.



Σχήμα 4.1.5 : Εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση του αριθμού Re , για κλίση 10° .

VI. Γωνία κλίσης 15°

Σε γωνία κλίσης 15° δεν έγινε δυνατή η λήψη εικόνων του προφίλ του υμένα, διότι από πολύ χαμηλούς αριθμούς Re η ροή εισέρχεται στη δυναμική περιοχή. Έτσι δεν υπάρχει ακίνητη, στατική διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας προς μελέτη.

VII. Γενικές Παρατηρήσεις

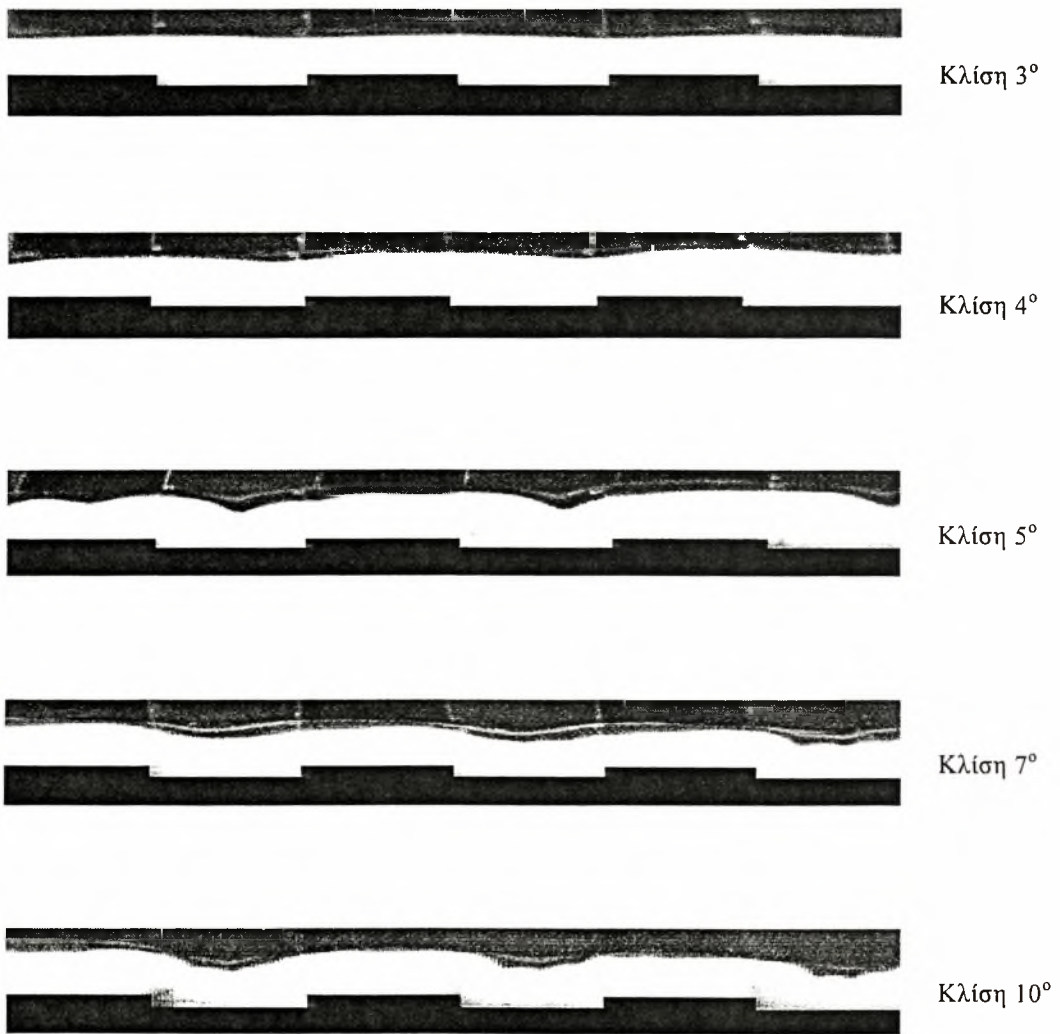
Μετά την παρουσίαση των επιμέρους αποτελεσμάτων μπορούμε να αναφερθούμε και σε κάποιες πρόσθετες συγκριτικές παρατηρήσεις, σχετικά με το σχηματισμό της ελεύθερης επιφάνειας και την εξέλιξη αυτής με την αύξηση της κλίσης.

Ενδεικτικά παρουσιάζεται στο σχήμα 4.1.6 η εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση της κλίσης, για σταθερό αριθμό $Re = 100$. Παρατηρείται λοιπόν ότι η αύξηση της κλίσης ακολουθείται από μια ταυτόχρονη αύξηση του αριθμού των αρμονικών που επιδρούν στη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας. Είναι επίσης χαρακτηριστικό, ότι οδηγούμαστε σε μια εντατικοποίηση των φαινομένων, μια και κάθε μεταβολή που παρατηρείται συμβαίνει νωρίτερα, όσο αυξάνεται η γωνία κλίσης.

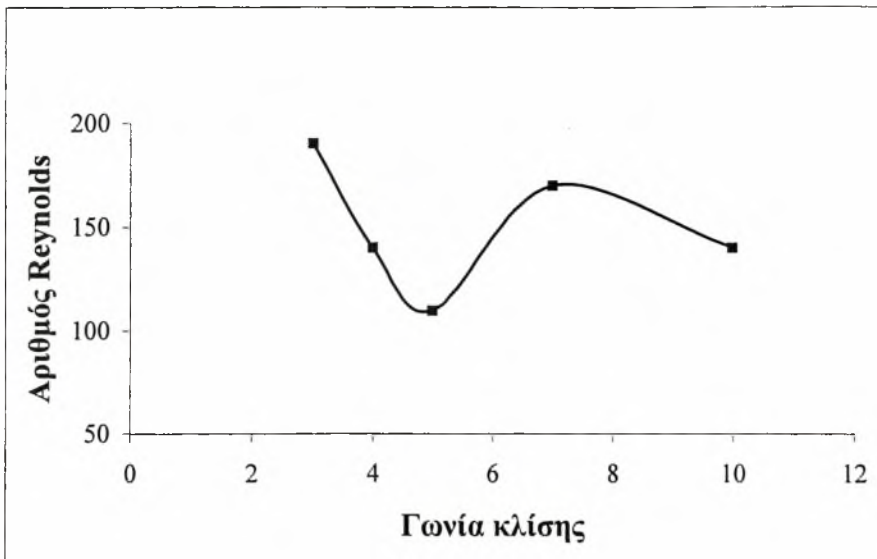
Γίνεται ακόμα αντιληπτό ότι η αύξηση της κλίσης έχει σαν αποτέλεσμα την μετακίνηση κάθε μήκους κύματος της διαμορφωμένης ελεύθερης επιφάνειας προς την κατεύθυνση της ροής (αριστερά όπως βλέπουμε το σχήμα). Το γεγονός αυτό μπορεί να ερμηνευτεί φυσικά. Η συνιστώσα της βαρυτικής δύναμης γίνεται μεγαλύτερη όσο αυξάνει η

γωνία κλίσης. Επομένως στην ίδια μάζα του υγρού επιδρά μεγαλύτερη δύναμη, η οποία την ωθεί τελικά 'χαμηλότερα'.

Στο διάγραμμα που φαίνεται στο σχήμα 4.1.7 απεικονίζεται ο αριθμός Reynolds που απαιτείται για τη μετάβαση στη δυναμική περιοχή, σαν συνάρτηση της γωνίας κλίσης. Ουσιαστικά πρόκειται για μια σύνοψη των πειραματικών αποτελεσμάτων. Αρχικά βλέπουμε ότι όταν η κλίση του καναλιού είναι μικρή, η μετάβαση πραγματοποιείται σε μεγάλους αριθμούς Reynolds. Όσο η κλίση αυξάνεται, παρατηρείται μείωση του κρίσιμου αριθμού Reynolds. Για γωνία κλίσης 5° η καμπύλη παρουσιάζει ελάχιστο που αντιστοιχεί σε τιμή $Re = 110$. Η επιπλέον αύξηση της κλίσης οδηγεί σε αύξηση και του αναγκαίου αριθμού Reynolds. Σε γωνία κλίσης 7° η καμπύλη παρουσιάζει ένα δεύτερο μέγιστο, το οποίο αντιστοιχεί σε τιμή $Re = 170$. Από το σημείο αυτό και πέρα παρατηρείται συνεχής μείωση, μέχρι και για γωνία κλίσης 15° , όπου η τιμή μετάβασης είναι τόσο μικρή που δεν ήταν δυνατό να μετρηθεί με τον υπάρχοντα εξοπλισμό. Ενδεχομένως βέβαια, σε τόσο μεγάλες κλίσεις να μην υφίσταται καν στατική περιοχή.



Σχήμα 4.1.6 : Η εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση της κλίσης, για αριθμό $Re = 100$.



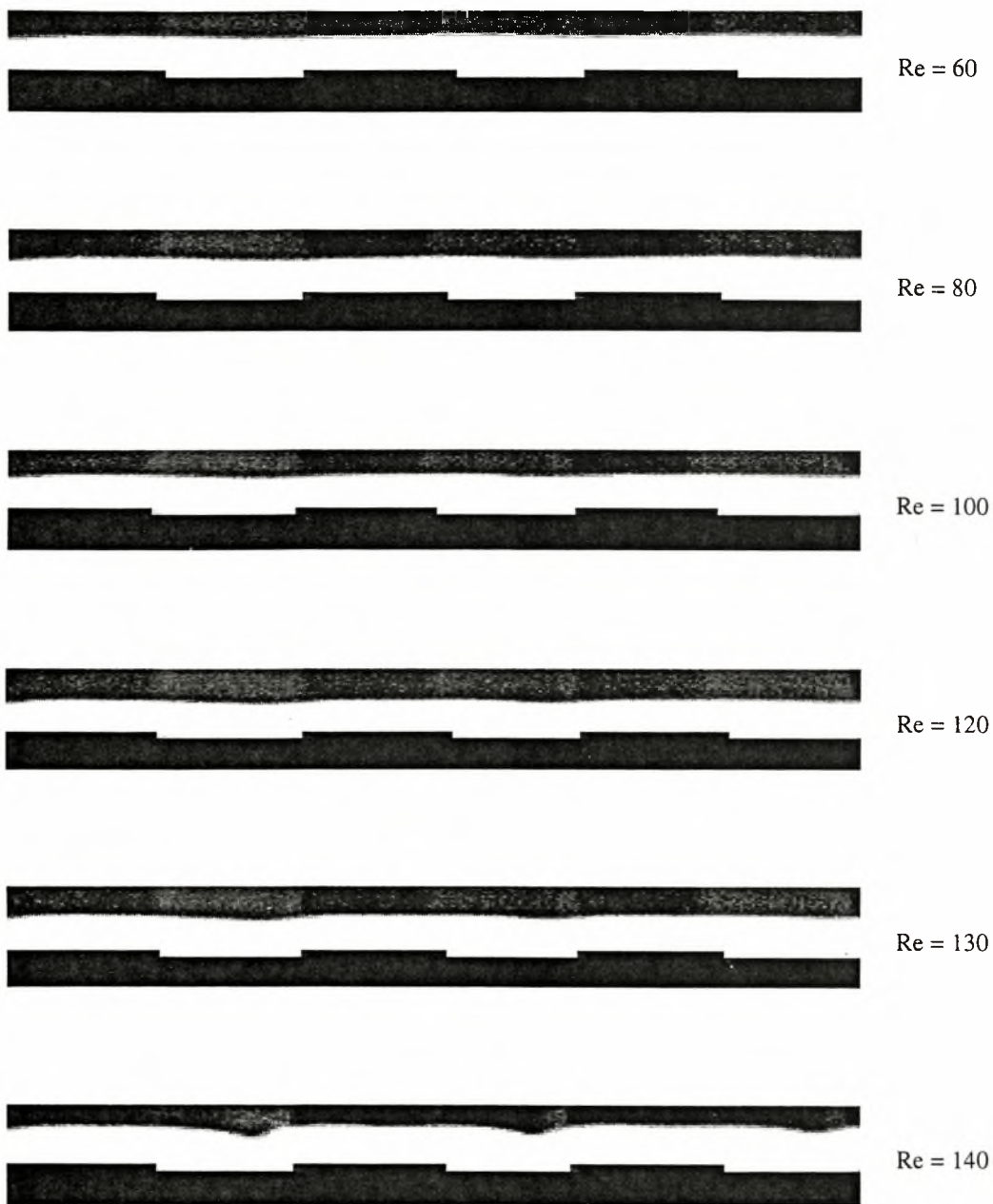
Σχήμα 4.1.7 : Η καμπύλη μετάβασης στη δυναμική περιοχή.

VIII. Επίδραση του ιξώδους

Για την γωνία κλίσης των 4° έγιναν δύο πειράματα, με στόχο τη μελέτη της επίδρασης του ιξώδους στη ροή, καθώς επίσης και στη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας. Στο πρώτο έχουμε ροή νερού, ενώ στο δεύτερο ροή διαλύματος γλυκερίνης 26%. Οι εικόνες από τη ροή διαλύματος γλυκερίνης φαίνονται στο σχήμα 4.1.8.

Συγκρίνοντας τις εικόνες των δύο περιπτώσεων παρατηρούμε αρχικά ότι η διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας είναι σαφώς εντονότερη όταν το ιξώδες είναι μικρότερο, στην περίπτωση δηλαδή του νερού.

Μια άλλη σημαντική παρατήρηση είναι ότι η μετάβαση στη δυναμική περιοχή είναι εξάρτηση μόνο του αριθμού Re . Φαίνεται ότι το ιξώδες δεν επηρεάζει αυτό το φαινόμενο.



Σχήμα 4.1.8 : Εξέλιξη του προφίλ του υμένα με την αύξηση του αριθμού Re για κλίση 4° και ροή διαλύματος γλυκερίνης 26%.

4.2. Η ελεύθερη επιφάνεια του υμένα

Κατά τη διεξαγωγή των πειραμάτων έγινε βιντεοσκόπηση της ροής του υμένα. Κύριος στόχος της διαδικασίας αυτής ήταν η παρατήρηση της διαμόρφωσης της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα. Ταυτόχρονα μελετήθηκε η εξέλιξη αυτής, κατά τη μεταβολή παραμέτρων, όπως ο αριθμός Reynolds και η γωνία κλίσης.

Τα δεδομένα που προέκυψαν από την πειραματική διαδικασία είναι ουσιαστικά ακολουθίες εικόνων στις οποίες φαίνονται τα δημιουργούμενα κύματα και η εξέλιξή τους στο χώρο και το χρόνο.

Στην πρώτη ενότητα παρουσιάζονται αποτελέσματα πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν με ροή καθαρού νερού, για γωνίες κλίσης 3° , 5° , 7° , 10° και 15° , στο εύρος των αριθμών Reynolds κατά το οποίο το προφίλ του υμένα είναι στατικό, σύμφωνα με το διάγραμμα του σχήματος 4.1.7. Στη δεύτερη ενότητα παρουσιάζονται κάποιες ποιοτικές παρατηρήσεις για τη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα σε γωνίες κλίσης 2° και 4° , για ροές υμένα που έχουν ξεπεράσει κατά πολύ τη στατική περιοχή.

Παρακάτω ακολουθεί η παρουσίαση των εικόνων και παράλληλα δίνονται κάποια σχόλια και επεξηγήσεις. Συζητάται αρχικά η εξέλιξη της διαμόρφωσης της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα με την αύξηση του αριθμού Reynolds για κάθε γωνία κλίσης χωριστά. Στο τέλος αναφέρονται κάποιες γενικότερες παρατηρήσεις και συμπεράσματα σχετικά με την εξέλιξη του φαινομένου.

4.2.1. Πειράματα στη στατική περιοχή

I. Γωνίες κλίσης 3° και 5°

Τα πειράματα στη στατική περιοχή του υμένα έδειξαν ότι σε τόσο μικρές μοίρες ο υμένας είναι επίπεδος, χωρίς να εμφανίζονται διαταραχές στην επιφάνεια. Αυτό βέβαια δε σημαίνει ότι είναι και ευσταθής, αφού η οποιαδήποτε εξωτερικά επιβαλλόμενη διαταραχή δεν αποσβένεται, αλλά ενισχύεται κατάντη της ροής. Έτσι κρίνεται ανούσια η παράθεση εικόνων της επιφάνειας του υμένα από αυτές τις γωνίες κλίσης, αφού παρουσιάζεται ακριβώς ίδια εικόνα σε όλους τους αριθμούς Reynolds, χωρίς καμία διαμόρφωση.

II. Γωνία κλίσης 7°

Η μελέτη της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα ξεκινάει από τις χαμηλότερες δυνατές τιμές του αριθμού Reynolds που μπορούμε με τις δυνατότητες του εξοπλισμού μας να πετύχουμε, δηλαδή περίπου κοντά στην τιμή 50. Στην προκειμένη περίπτωση, για γωνία κλίσης 7° και αριθμό $Re = 50$, η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας ομοιάζει κατά πολύ με αυτή που βλέπουμε και σε αριθμό $Re = 60$. Έτσι στο σχήμα 4.2.1, έχουμε την εικόνα της ελεύθερης επιφάνειας όταν ο αριθμός Reynolds της ροής έχει την τιμή 60.

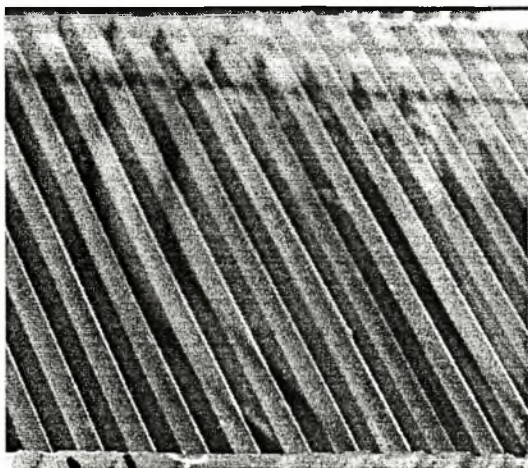
Παρατηρούμε ότι εμφανίζονται μοναχικά, περιοδικά κύματα, σαν αυτά που δημιουργούνται στην τρίτη περιοχή σύμφωνα με την περιγραφή του Chang [7]. Η παράκαμψη των δύο πρώτων περιοχών συμβαίνει εξαιτίας του διαμορφωμένου περιοδικού τοιχώματος του καναλιού μας. Το μήκος κύματος του τοιχώματος και επομένως και της

επιβαλλόμενης διαταραχής είναι μεγαλύτερο από το θεωρητικό μήκος κύματος των περιοδικών κορεσμένων κυμάτων της δεύτερης περιοχής. Το γεγονός αυτό εμποδίζει τη δημιουργία τέτοιων κυμάτων, με αποτέλεσμα να παρουσιάζονται απ' ευθείας τα μοναχικά περιοδικά κύματα του σχήματος 4.2.1.

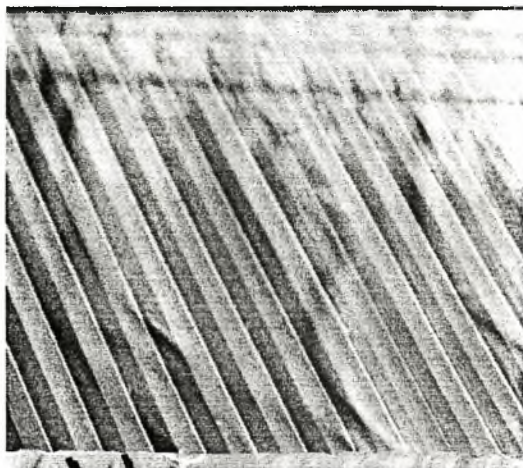
Στο σχήμα 4.2.2, το οποίο αντιστοιχεί σε αριθμό $Re = 80$, κάνουν την εμφάνισή τους τρισδιάστατα κύματα. Αιτία δημιουργίας τους ενδεχομένως είναι οι δευτερεύουσες διδιάστατες υποαρμονικές και πλευρικές αστάθειες οι οποίες σύμφωνα με τη θεωρία χαρακτηρίζουν το σύστημα [14]. Οι εν λόγω αστάθειες έχουν μεγαλύτερη επίδραση στο σύστημα όταν το ιξώδες είναι μικρό, όταν αυξάνονται οι αδρανειακές δυνάμεις, καθώς επίσης και όταν αυξάνεται το μήκος κύματος της επιβαλλόμενης διαταραχής. Έτσι λοιπόν με την αύξηση του αριθμού Re , γεγονός το οποίο προφανώς σημαίνει αύξηση των αδρανειακών δυνάμεων, η επίδραση των ασταθειών μεγαλώνει και τα φαινόμενα εντατικοποιούνται.

Στα σχήματα 4.2.3, 4.2.4 και 4.2.5, τα οποία αναφέρονται σε αριθμούς Reynolds 100, 110 και 130 αντίστοιχα, φαίνεται η εντονότερη επίδραση των ασταθειών με την αύξηση του αριθμού Reynolds, καθώς επίσης και το αποτέλεσμά τους στη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας. Μπορεί κανείς να διακρίνει τα μοναχικά κύματα και τα μικρότερα τρισδιάστατα που ακολουθούν.

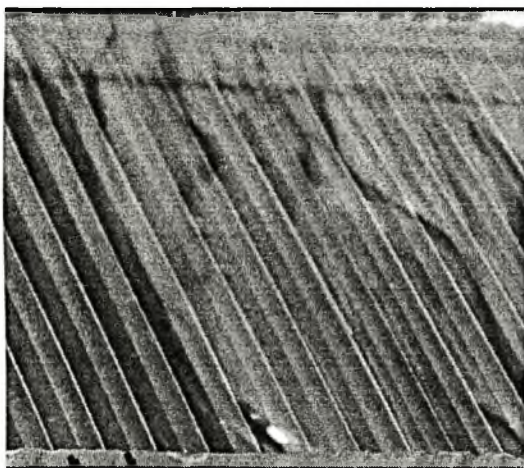
Τα κύματα αυτά εξαιτίας της αστάθειας του συστήματος αλληλεπιδρούν μεταξύ τους. Παρατηρούνται φαινόμενα όμοια με αυτά που περιέγραψαν άλλοι ερευνητές για ροές υμένα σε επίπεδο τοίχωμα με εξωτερικά επιβαλλόμενες διαταραχές, όπως η απομάκρυνση και η συνένωση [15]. Αποτέλεσμα είναι τελικά η δημιουργία μεγάλων μοναχικών κυμάτων με ρυτιδώσεις μπροστά από το μέτωπο τους. Τέτοιου είδους κύματα φαίνονται στο σχήμα 4.2.6.



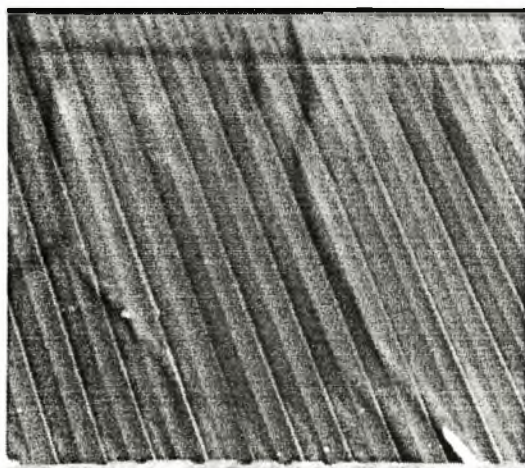
Σχήμα 4.2.1 : $Re = 60$



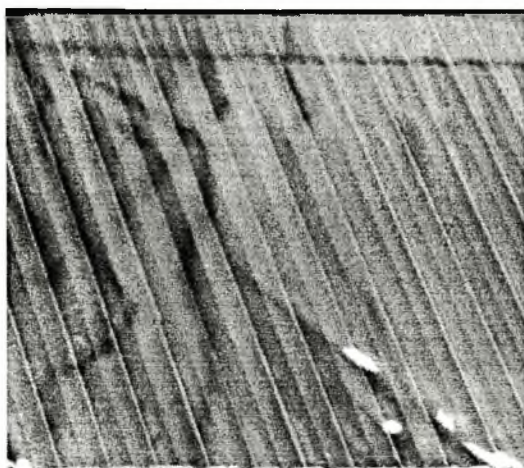
Σχήμα 4.2.2 : $Re = 80$



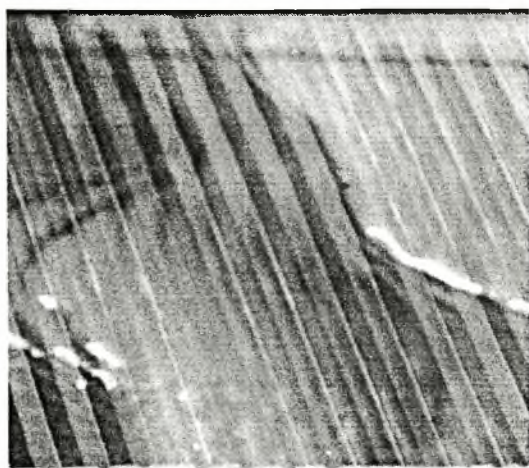
Σχήμα 4.2.3 : $Re = 100$



Σχήμα 4.2.4 : $Re = 110$



Σχήμα 4.2.5 : $Re = 130$



Σχήμα 4.2.6 : $Re = 140$

Αν παρατηρήσει κανείς το δεύτερο κύμα στην εικόνα του σχήματος 4.2.6, εύκολα θα διαπιστώσει ότι το μέτωπό του παρουσιάζει δύο κορυφές. Μελετώντας και τις επόμενες εικόνες στα σχήματα 4.2.7 και 4.2.8, οι οποίες αναφέρονται σε αριθμό Reynolds 160 και 190 αντίστοιχα, φαίνεται ότι η αύξηση του αριθμού Reynolds προκαλεί το 'σπάσιμο' του κύματος σε περισσότερες από μια κορυφές.

Το 'σπάσιμο' του κύματος συμβαίνει, σύμφωνα με τη θεωρία, στις περιοχές μέγιστης καμπυλότητας. Επομένως υπάρχουν δύο ενδεχόμενες περιοχές δημιουργίας του, η κορυφή και η βάση του κύματος, είναι όμως πολύ δύσκολο να εντοπίσουμε σε κάθε περίπτωση την ακριβή περιοχή στην οποία εμφανίζεται τελικά το 'σπάσιμο'.

Το φαινόμενο αυτό κατά πάσα πιθανότητα είναι αποτέλεσμα των πλευρικών ασταθειών που υπάρχουν στην εγκάρσια προς τη ροή κατεύθυνση. Είναι φανερό ότι η κάθε κορυφή δεν αναπτύσσεται το ίδιο. Υπάρχουν κάποιες μεγαλύτερες και κάποιες μικρότερες. Υποθέτουμε ότι οι μεγαλύτερες βρίσκονται στην περιοχή, στην οποία η δευτερεύουσα αστάθεια έχει μεγαλύτερη ένταση.

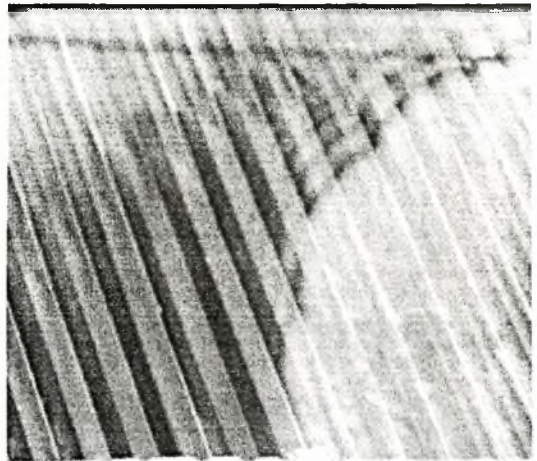
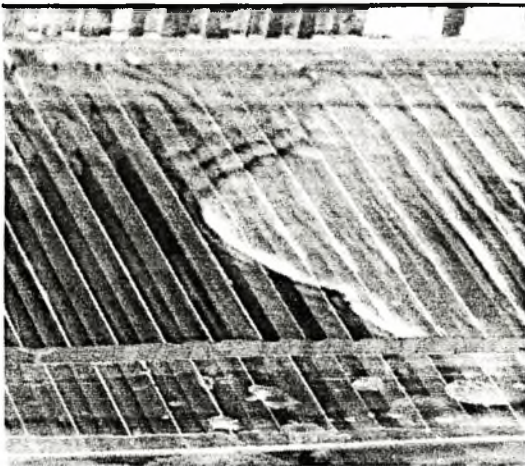
Μια επίσης αξιοσημείωτη παρατήρηση είναι το γεγονός ότι η περιοχή μεγαλύτερης έντασης δεν βρίσκεται σε σταθερό σημείο. Αντίθετα, βλέπουμε ότι κάθε κύμα έχει διαφορετική συμπεριφορά από το προηγούμενό του. Σε μεγάλους αριθμούς Reynolds έχουμε 'σπάσιμο' σε πολλές κορυφές, η μεγαλύτερη όμως από αυτές είναι κάθε φορά σε διαφορετική περιοχή του κύματος.

Είναι χαρακτηριστικό και συνεχώς επαναλαμβανόμενο το φαινόμενο κατά το οποίο το κυρίως κύμα περιστρέφεται περιοδικά, σχηματίζοντας με την εγκάρσια προς στη ροή κατεύθυνση γωνία, η οποία κυμαίνεται περίπου μεταξύ των -45° και 45° .

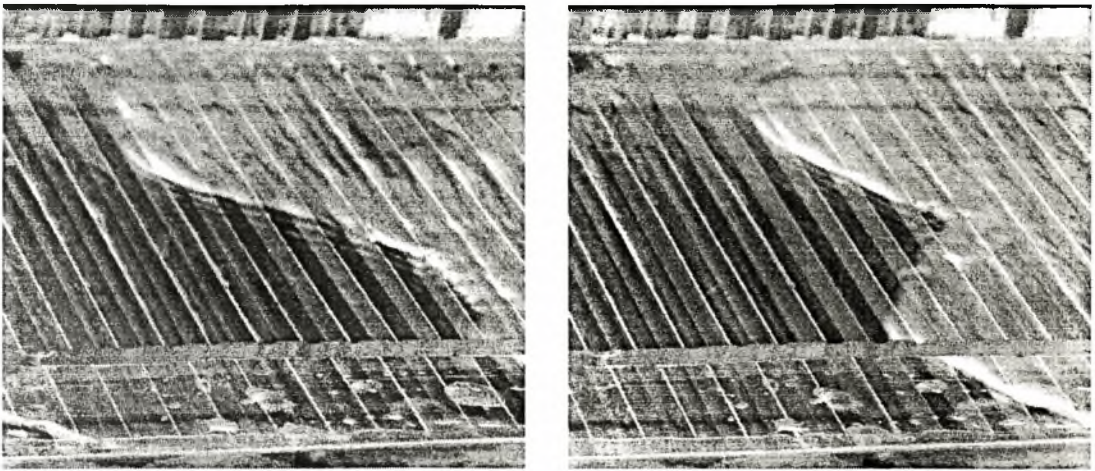
Στις παρακάτω εικόνες φαίνεται καθαρά η περιστροφή του κύματος. Στο σχήμα 4.2.7 έχουμε δύο στιγμιότυπα της ροής για αριθμό

$Re = 160$. Στην πρώτη εικόνα βλέπουμε το κύμα, με μια μεγάλη στη μέση και δύο μικρότερες στις άκρες κορυφές, να είναι παράλληλο με τη ροή, ενώ κάποια δευτερόλεπτα μετά, το κύμα που ακολουθεί έχει πολλές μικρές κορυφές και έχει περιστραφεί.

Όμοια και στο σχήμα 4.2.8, σε αριθμό $Re = 190$ βλέπουμε δύο φάσεις της ίδιας ροής. Στην πρώτη το κύμα έχει μια μεγάλη κορυφή και πολλές μικρές πάνω στο μέτωπό της και βρίσκεται υπό γωνία, ενώ στη δεύτερη βλέπουμε ένα ακόλουθο κύμα, το οποίο έχει σπάσει σε δύο μεγάλες κορυφές. Οι κορυφές αυτές είναι ακριβώς κάθετες στη ροή. Με προσεκτική παρατήρηση διακρίνονται και επιμέρους σπασίματα στο μέτωπο της καθεμιάς.



Σχήμα 4.2.7 : $Re = 160$



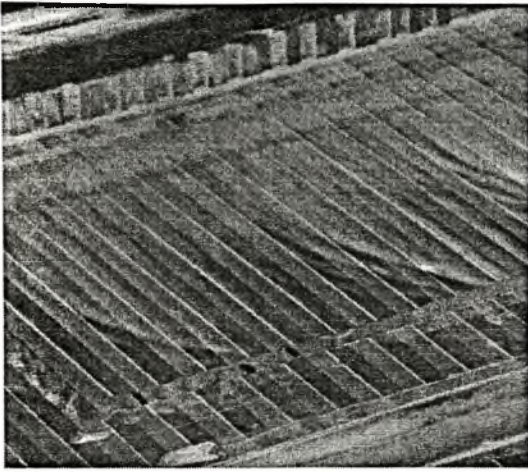
Σχήμα 4.2.8 : $Re = 190$

III. Γωνία κλίσης 10°

Στην περίπτωση των 10° η γενική εξέλιξη του φαινομένου είναι όμοια με την προηγούμενη περίπτωση με βασική διαφορά ότι κάθε επιμέρους φαινόμενο συμβαίνει πολύ γρηγορότερα. Βασική αιτία της επιτάχυνσης αυτής είναι η αύξηση της γωνίας κλίσης, η οποία συνεπάγεται αύξηση των αδρανειακών δυνάμεων και κατά συνέπεια, αύξηση της έντασης των υφιστάμενων ασταθειών.

Παρατηρείται λοιπόν, μια πολύ γρήγορη μετάβαση στην περιοχή των μεγάλων μοναχικών κυμάτων χωρίς να εμφανίζεται καθόλου η περιοχή των ασταθειών.

Στην εικόνα του σχήματος 4.2.9 βλέπουμε για αριθμό $Re = 50$ τα μικρά μοναχικά περιοδικά κύματα, ενώ στην εικόνα του σχήματος 4.2.10 παρατηρείται το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης τους για ροή αριθμού Reynolds μόλις 60. Φαίνονται δηλαδή μεγαλύτερα μοναχικά κύματα με ρυτιδώσεις μπροστά από το μέτωπό τους, ενώ πολύ αχνά αρχίζουν να διαγράφονται τα πρώτα σπασίματα.



Σχήμα 4.2.9 : $Re = 50$



Σχήμα 4.2.10 : $Re = 60$

Στη συνέχεια τα φαινόμενα εντατικοποιούνται και τα σπασίματα πολλαπλασιάζονται όπως φαίνεται στην εικόνα του σχήματος 4.2.11, η οποία αντιστοιχεί σε αριθμό $Re = 70$. Παρατηρούνται επίσης μεγάλα κύματα με πολλές κορυφές, όπως αυτό στο σχήμα 4.2.12, όπου πρόκειται για ροή αριθμού $Re = 80$. Και σε αυτήν την περίπτωση οι κορυφές δεν έχουν το ίδιο μέγεθος.



Σχήμα 4.2.11 : $Re = 70$



Σχήμα 4.2.12 : $Re = 80$

Η επιπλέον αύξηση του αριθμού Reynolds προκαλεί περισσότερα σπασίματα στο κύμα και μεγάλη διαφοροποίηση στο μέγεθος των κορυφών, όπως δείχνει η εικόνα του σχήματος 4.2.13 για αριθμό $Re = 90$.

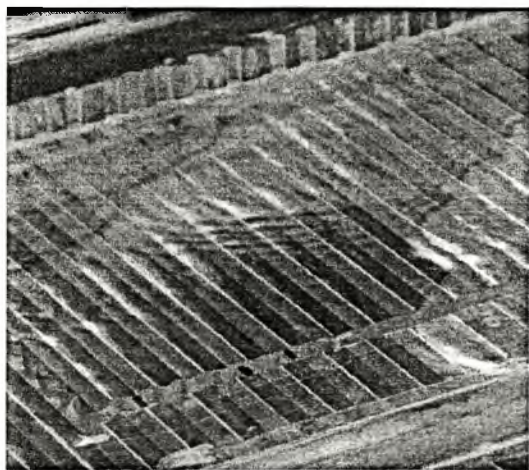
Είναι φανερό ότι οι μεγαλύτερες κορυφές κινούνται με μεγαλύτερη ταχύτητα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα ένα φαινόμενο το οποίο δεν παρατηρήθηκε στην περίπτωση της γωνίας κλίσης 7° , το οποίο είναι η διακοπή της συνέχειας του κύματος και το σπάσιμό του, όχι πλέον σε κορυφές, αλλά σε ανεξάρτητα μικρότερα κύματα. Η εικόνα του σχήματος 4.2.14, η οποία αντιστοιχεί σε αριθμό $Re = 100$ παρουσιάζει το προστάδιο αυτού του φαινομένου, το οποίο γίνεται καλύτερα αντιληπτό στην αμέσως επόμενη. Έτσι στο σχήμα 4.2.15 το οποίο αντιστοιχεί σε ροή αριθμού $Re = 110$ βλέπουμε το μεγάλο κύμα να χωρίζεται σε δύο μικρότερα, το καθένα από τα οποία έχει πολλές μικρές κορυφές. Στην εικόνα του σχήματος 4.2.16 και σε αριθμό $Re = 120$ η κατάσταση είναι περίπου ίδια.



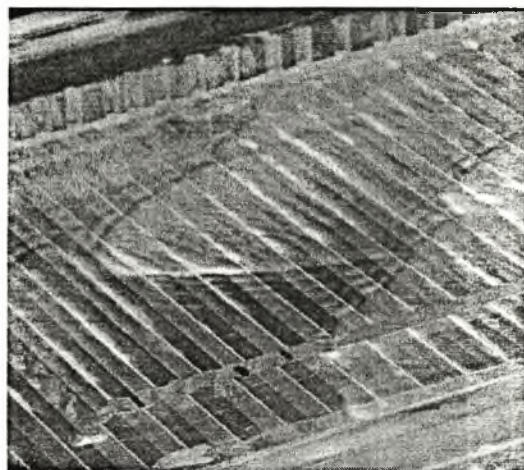
Σχήμα 4.2.13 : $Re = 90$



Σχήμα 4.2.14 : $Re = 100$



Σχήμα 4.2.15 : $Re = 110$

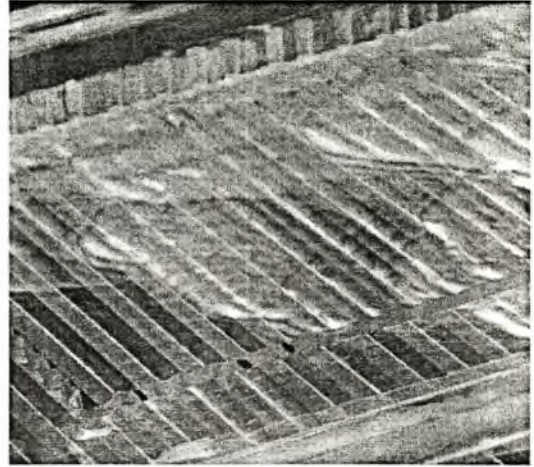


Σχήμα 4.2.16 : $Re = 120$

Στη συνέχεια παρατηρείται εντατικοποίηση του φαινομένου η οποία οδηγεί σε πολλά μικρά κύματα όπως χαρακτηριστικά φαίνονται στην εικόνα του τελευταίου σχήματος. Η ροή σε μεγάλους αριθμούς Reynolds αποκτάει χαοτική δομή και τίποτα δεν επαναλαμβάνεται όμοιο με πριν. Έτσι βλέπουμε πολλά κύματα, άλλα μικρότερα και άλλα μεγαλύτερα, με πολλές κορυφές το καθένα, όπως δείχνουν οι εικόνες στα σχήματα 4.2.17 και 4.2.18 για αριθμούς Re 130 και 140 αντίστοιχα.



Σχήμα 4.2.17 : $Re = 130$



Σχήμα 4.2.18 : $Re = 140$

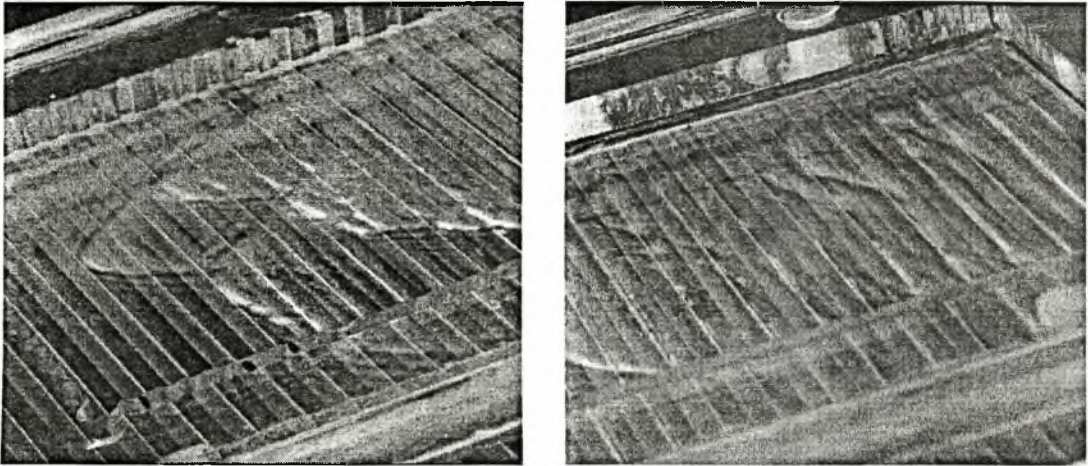
IV. Γωνία κλίσης 15°

Στην περίπτωση που η γωνία κλίσης είναι 15° παρατηρούμε ακόμα πιο γρήγορα τα φαινόμενα που περιγράφηκαν στις προηγούμενες παραγράφους. Αυτό φυσικά συμβαίνει διότι η μεγαλύτερη κλίση προκαλεί αύξηση των αδρανειακών δυνάμεων και άρα της έντασης των ασταθειών.

Για μια πιο ολοκληρωμένη αντίληψη της εξέλιξης των κυμάτων παρουσιάζονται παρακάτω για κάθε αριθμό Reynolds δύο εικόνες. Η δεξιά εικόνα αναπαριστά την περιοχή κοντά στην υπερχείλιση, όπου διακρίνονται τα φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα στα πρώτα μήκη κύματος. Η αριστερή εικόνα δείχνει την εξέλιξη των κυμάτων που δημιουργούνται στην αρχή και το πώς τελικά διαμορφώνονται στην περιοχή εξόδου.

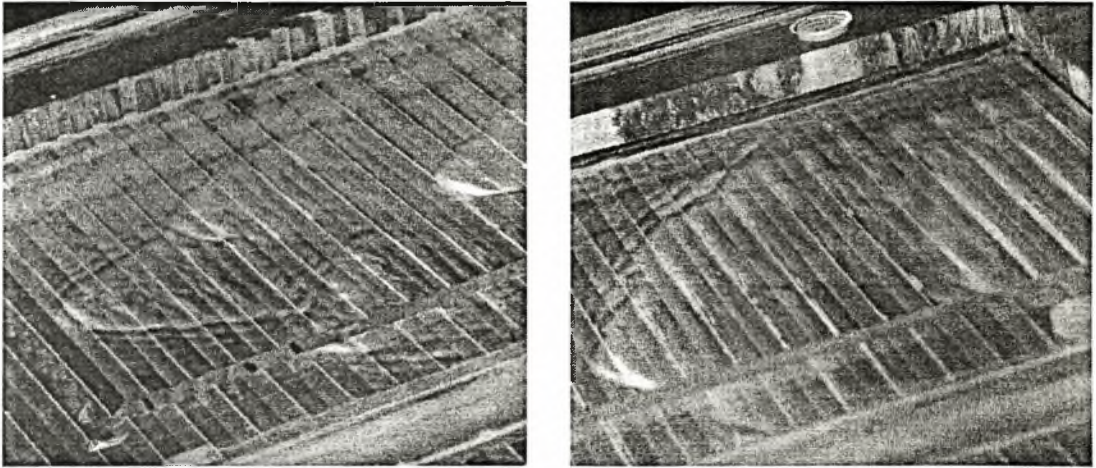
Στο σχήμα 4.2.19 έχουμε ροή με αριθμό $Re = 50$. Στα πρώτα μήκη κύματος παρατηρούμε μοναχικά κύματα, τα οποία πολύ γρήγορα

δημιουργούν κορυφές και αμέσως παρακάτω σπάνε σε πολλά μικρότερα κύματα, τα οποία συνοδεύονται επίσης από πολλές κορυφές, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στην αριστερή εικόνα.



Σχήμα 4.2.19 : $Re = 50$

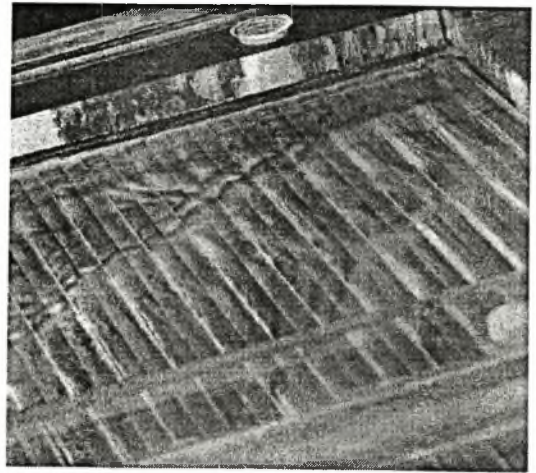
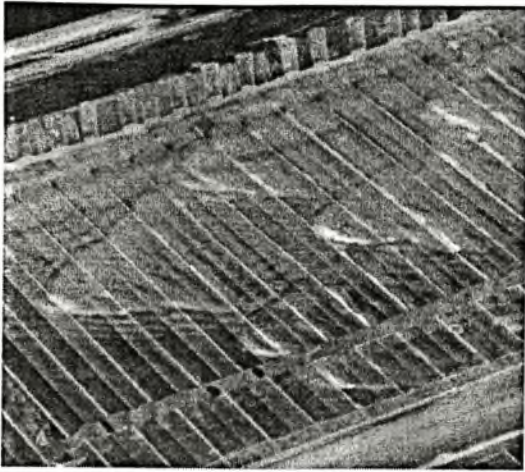
Στο σχήμα 4.2.20 η εξέλιξη είναι ταχύτατη. Σε αριθμό $Re = 60$ μόλις, η ροή έχει ήδη παρακάμψει την περιοχή αλληλεπίδρασης όπου υπάρχουν φαινόμενα όπως η συνένωση και η απομάκρυνση και από την περιοχή υπερχείλισης παρουσιάζονται μεγάλα μοναχικά κύματα με ρυτιδώσεις και πολλά σπασίματα με κορυφές. Στην αριστερή εικόνα δεν έχουν αλλάξει πολλά πράγματα. Η ροή έχει χαοτική δομή, τα κύματα είναι πολλά και έχουν διαφορετική, τυχαία θα μπορούσαμε να πούμε, μορφή το καθένα.



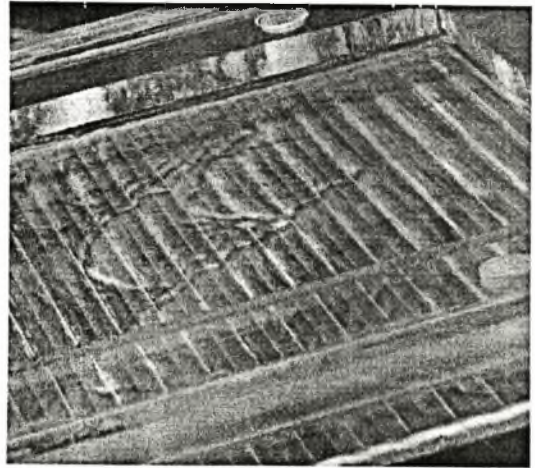
Σχήμα 4.2.20 : $Re = 60$

Τα φαινόμενα συνεχίζουν να εντατικοποιούνται στην περιοχή εισόδου όταν αυξάνεται ο αριθμός Reynolds. Στο σχήμα 4.2.21, για αριθμό $Re = 70$ βλέπουμε τη δημιουργία κυμάτων με πολλές κορυφές, τα οποία σπάνε πάρα πολύ σύντομα.

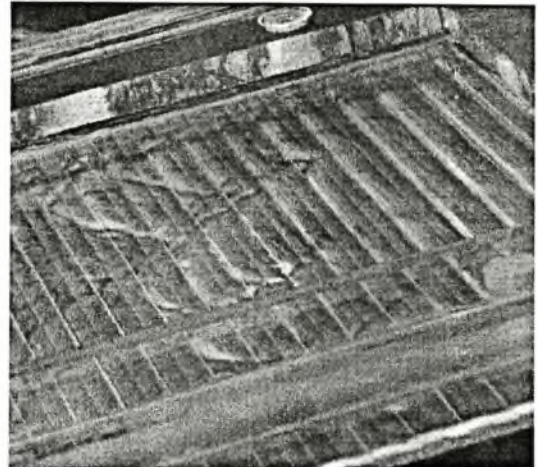
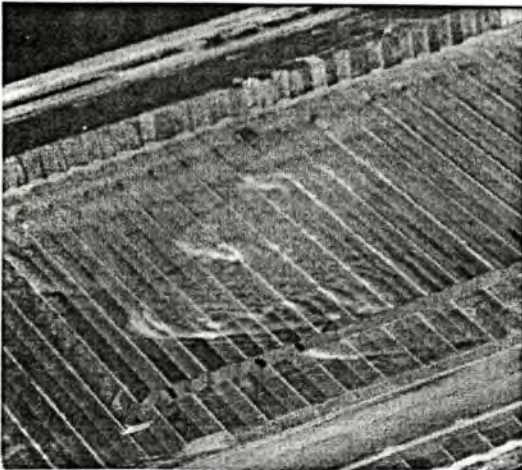
Στις εικόνες των σχημάτων 4.2.22 και 4.2.23, οι οποίες αντιστοιχούν σε αριθμούς Reynolds 80 και 90 αντίστοιχα, οι παρατηρήσεις δεν αλλάζουν. Μπορούμε μόνο να επισημάνουμε την ολοένα και μεγαλύτερη ένταση στην εξέλιξη των φαινομένων.



Σχήμα 4.2.21 : $Re = 70$



Σχήμα 4.2.22 : $Re = 80$



Σχήμα 4.2.23 : $Re = 90$

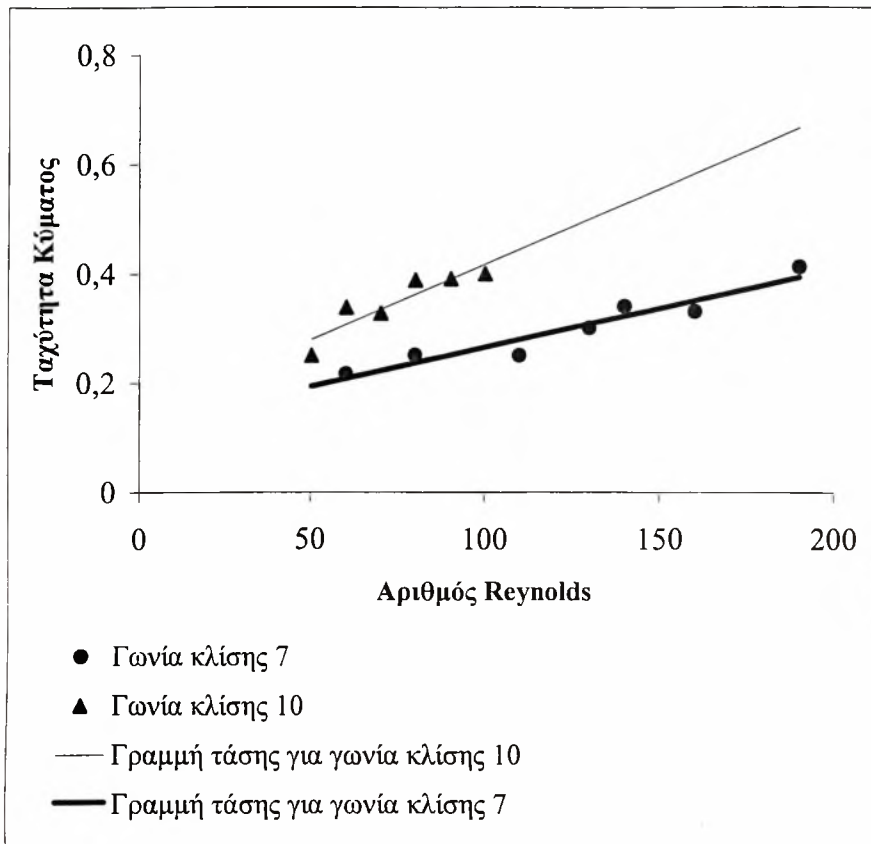
V. Γενικές Παρατηρήσεις

Κλίνοντας την παρουσίαση των αποτελεσμάτων για τη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα, μπορούμε να αναφερθούμε και σε κάποιες γενικότερες παρατηρήσεις που σχετίζονται με τα παρατηρούμενα φαινόμενα.

Έτσι σαν πρώτο και σημαντικότερο συμπέρασμα θα μπορούσαμε να πούμε ότι η αύξηση της κλίσης εντατικοποιεί σημαντικά τα φαινόμενα αστάθειας και συντελεί στην εμφάνιση διακυμάνσεων στην ελεύθερη επιφάνεια. Είναι χαρακτηριστικό ότι στις πολύ μικρές γωνίες κλίσης, ο υμένας είναι επίπεδος όσο βρισκόμαστε στη στατική περιοχή. Στην περίπτωση των 7° και 10° τα πράγματα αλλάζουν. Έχουμε την εμφάνιση μοναχικών κυμάτων και στη συνέχεια την εξέλιξή τους σε ακατάστατες τρισδιάστατες δομές εξαιτίας της επίδρασης των διδιάστατων υποαρμονικών και πλευρικών ασταθειών. Για γωνία κλίσης 15° η ακαταστασία στη δομή είναι βασικό χαρακτηριστικό της ροής από πολύ χαμηλούς αριθμούς Reynolds.

Ένα δεύτερο σημαντικό αποτέλεσμα που προκύπτει από την παρατήρηση των αποτελεσμάτων είναι η επίδραση του αριθμού Reynolds στην διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας. Βλέπουμε ότι, όπως είναι αναμενόμενο, η αύξηση του αριθμού Reynolds προκαλεί την εμφάνιση αρχικά και την εντατικοποίηση στη συνέχεια, της τρισδιάστατης δομής.

Τέλος από την επεξεργασία των ακολουθιών των εικόνων προέκυψαν κάποια συμπεράσματα σχετικά με την ταχύτητα των δημιουργούμενων κυμάτων. Τα αποτελέσματα της μελέτης αυτής συνοψίζονται στο διάγραμμα του σχήματος 4.2.24.



Σχήμα 4.2.24 : Η ταχύτητα των κυμάτων σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds για γωνίες κλίσης 7° και 10° .

Σύμφωνα με το διάγραμμα του παραπάνω σχήματος, η ταχύτητα των κυμάτων αυξάνεται με την αύξηση και των δύο παραμέτρων που μελετήθηκαν, δηλαδή της γωνίας κλίσης και του αριθμού Reynolds. Πρόκειται για μετρήσεις στη στατική περιοχή, γι'αυτό και εμφανίζονται λιγότερα σημεία στην περίπτωση των 10° .

Και οι δύο επιδράσεις είναι λογικές και αναμενόμενες. Τόσο η αύξηση της γωνίας κλίσης, όσο και η αύξηση του αριθμού Reynolds, αφού ουσιαστικά σημαίνει αύξηση παροχής, έχουν σαν αποτέλεσμα την αύξηση των αδρανειακών δυνάμεων και επομένως επιτάχυνση της ροής. Έτσι οδηγούμαστε σε επιτάχυνση και των επιφανειακών κυμάτων.

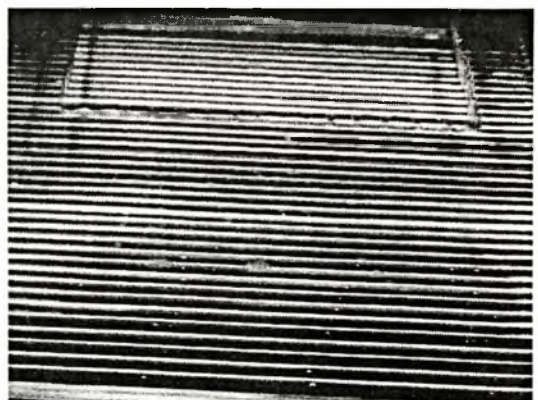
4.2.2. Πειράματα στη δυναμική περιοχή

I. Γωνία κλίσης 2°

Όπως αναφέρθηκε και στην αρχή της παρούσας ενότητας, όταν η γωνία κλίσης είναι 2°, ο υμένας παραμένει επίπεδος για πολύ μεγάλους αριθμούς Reynolds. Η εικόνα που παρουσιάζει είναι σαν και αυτή του σχήματος 4.2.25 και παραμένει η ίδια μέχρι και λίγο πριν τον αριθμό $Re = 220$. Τότε εμφανίζονται για πρώτη φορά αστάθειες στην περιοχή κοντά στην έξοδο, είναι όμως ακόμα πολύ αμυδρές και δε γίνονται ορατές με την κάμερα. Τελικά οι αστάθειες γίνονται ευδιάκριτες για ροή με αριθμό $Re = 245$, όπως φαίνεται στην εικόνα του σχήματος 4.2.26.



Σχήμα 4.2.25 : $Re = 130$



Σχήμα 4.2.26 : $Re = 246$

Στην φάση αυτή οι τρισδιάστατες αστάθειες έχουν ήδη καλύψει ολόκληρη την επιφάνεια του υμένα. Φαίνεται δηλαδή πως πρόκειται για μια απόλυτη αστάθεια η οποία εμφανίζεται σε ένα μικρό εύρος αριθμών Reynolds, μεταξύ 220-250, και καλύπτει πολύ γρήγορα ολόκληρη την επιφάνεια του υμένα.

Στην περιοχή κοντά στην έξοδο αρχίζουν να εμφανίζονται

αστάθειες με τρισδιάστατη δομή. Φαίνονται δηλαδή σαν βαθουλώματα τα οποία μετακινούνται κατά την εγκάρσια στη ροή διεύθυνση. Αυτή η μορφή αστάθειας είναι αντίθετα με την προηγούμενη μεταδιδόμενη (convective), δηλαδή εντατικοποιείται κατάντη της ροής. Μετακινείται επίσης σταδιακά με την αύξηση του αριθμού Reynolds από την περιοχή εξόδου στην περιοχή εισόδου

Καθώς αυξάνεται ο αριθμός Reynolds τα βαθουλώματα εξαπλώνονται σε μεγαλύτερο μέρος της επιφάνειας του υμένα, όπως φαίνεται και στην εικόνα του σχήματος 4.2.27.

Σε αριθμό $Re = 282$ η τρισδιάστατη αστάθεια με μορφή βαθουλωμάτων έχει μετακινηθεί ακόμα ψηλότερα. Ταυτόχρονα η ίδια αυτή δομή εντατικοποιείται σε όλη την επιφάνεια του υμένα. Τα βαθουλώματα γίνονται εντονότερα και μετακινούνται κατά την εγκάρσια διεύθυνση γρηγορότερα, σχηματίζοντας μια εικόνα τρισδιάστατης δομής τύπου 'ψαροκόκαλου', η οποία θυμίζει πολύ έντονα την τρισδιάστατη δομή που περιέγραψαν άλλοι ερευνητές σε περίπτωση ροής υμένα σε επίπεδο τοίχωμα με εξωτερικά επιβαλλόμενη διαταραχή μεγάλης συχνότητας [16]. Μια άποψη της δομής ψαροκόκαλου φαίνεται στο σχήμα 4.2.28.



Σχήμα 4.2.27 : $Re = 256$

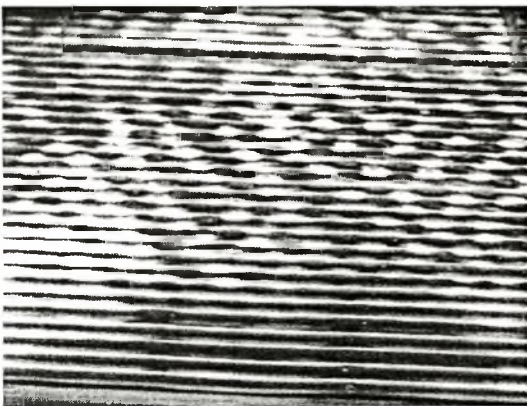


Σχήμα 4.2.28 : $Re = 282$

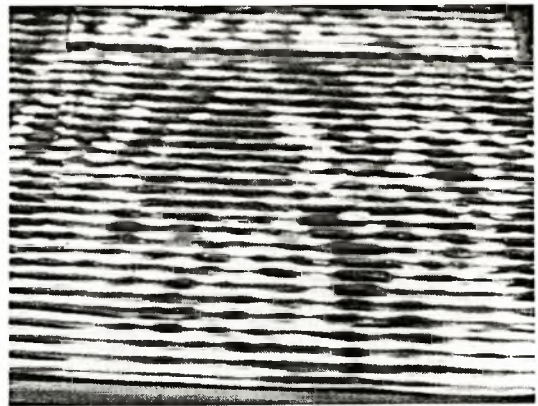
Η τρισδιάστατη δομή τελικά εξαπλώνεται σε όλο και μεγαλύτερη έκταση της επιφάνειας του καναλιού. Στην εικόνα του σχήματος 4.2.28 φαίνεται ότι υπάρχουν στα πρώτα μήκη κύματος μεγάλα βαθουλώματα σε όλο το πλάτος του υμένα, τα οποία είναι ακίνητα και δε σπάνε σε άλλα μικρότερα, όπως συμβαίνει στη επόμενη περιοχή της επιφάνειας του υμένα.

Στο σχήμα 4.2.29, το οποίο αντιστοιχεί σε ροή με αριθμό $Re = 303$, βλέπουμε ότι η τρισδιάστατη δομή έχει μετακινηθεί προς την περιοχή εισόδου. Σε αυτό το σημείο μόνο η κεντρική περιοχή των 6 πρώτων μηκών κύματος έχει μείνει ανεπηρέαστη από την εξάπλωση των ασταθειών. Η δομή τύπου ‘ψαροκόκαλο’ είναι ακόμα πιο ευδιάκριτη και έντονη.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.30 η τρισδιάστατη δομή είναι πλέον ορατή σε ολόκληρη την επιφάνεια του υμένα για αριθμό $Re = 356$. Η δομή τύπου ‘ψαροκόκαλο’ είναι πλήρως ανεπτυγμένη και όχι τόσο συμμετρική. Η εικόνα που παρουσιάζει η επιφάνεια του υμένα θα μπορούσε να χαρακτηριστεί χαοτική.



Σχήμα 4.2.29 : $Re = 303$



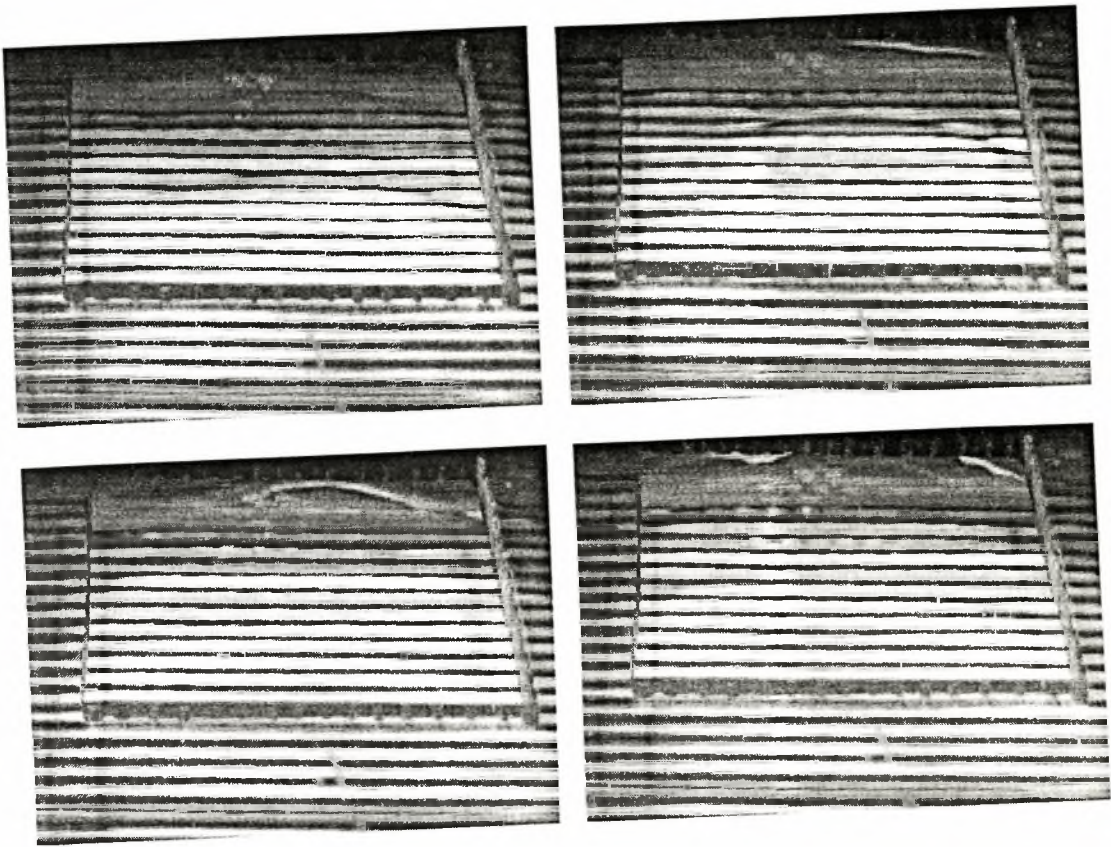
Σχήμα 4.2.30 : $Re = 356$

II. Γωνία κλίσης 4°

Σύμφωνα με το διάγραμμα του σχήματος 4.1.7, όταν το κανάλι βρίσκεται υπό 4° κλίση, η μετάβαση στην δυναμική περιοχή συμβαίνει για αριθμό $Re = 160$. Για μεγάλο εύρος τιμών του αριθμού Reynolds, πριν την τιμή 160, ο υμένας είναι επίπεδος. Οι πρώτες δευτερεύουσες διδιάστατες πλευρικές και υποαρμονικές αστάθειες αρχίζουν να επιδρούν στη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα με αποτέλεσμα να δημιουργούν μοναχικά κύματα στην στατική ακόμα περιοχή.

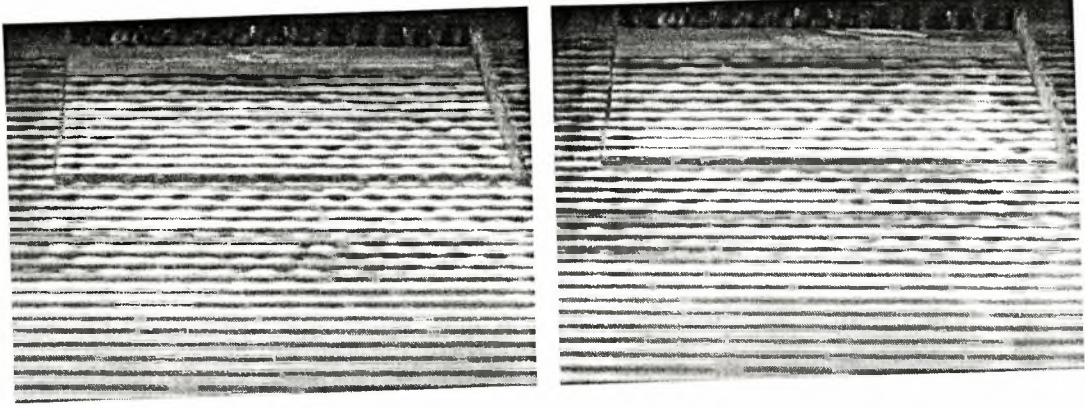
Τα μοναχικά περιοδικά κύματα, με επιπλέον αύξηση του αριθμού Reynolds, αφού ξεπεραστεί το όριο της στατικής περιοχής, αρχίζουν να εμφανίζουν ρυτιδώσεις μπροστά από το μέτωπό τους. Σε αριθμό $Re = 180$ παρατηρείται μια σημαντική εξάπλωση των διδιάστατων ασταθειών, αφού τα κύματα εμφανίζονται νωρίς και λίγο πριν αφήσουν το κανάλι δημιουργούν τις προαναφερθείσες ρυτιδώσεις μπροστά από το μέτωπό τους.

Σε αριθμό $Re = 193$ τα κύματα εμφανίζονται ακόμη νωρίτερα. Σε αυτό το σημείο, παράλληλα με τα μοναχικά κύματα, γίνεται για πρώτη φορά ορατή η τρισδιάστατη δομή τύπου 'ψαροκόκαλο' [16] στην περιοχή κοντά στην έξοδο. Η δομή αυτή, όπως περιγράφεται και στην προηγούμενη παράγραφο, δημιουργείται από βαθουλώματα τα οποία μετακινούνται σε διεύθυνση εγκάρσια στη ροή. Στο σχήμα 4.2.31 φαίνεται μια ακολουθία εικόνων, στην οποία ξεχωρίζει η πορεία ενός μοναχικού κύματος, ενώ παράλληλα διακρίνονται και τα τρισδιάστατα βαθουλώματα. Η δομή ψαροκόκαλο δεν είναι ακόμα ιδιαίτερα ευδιάκριτη.



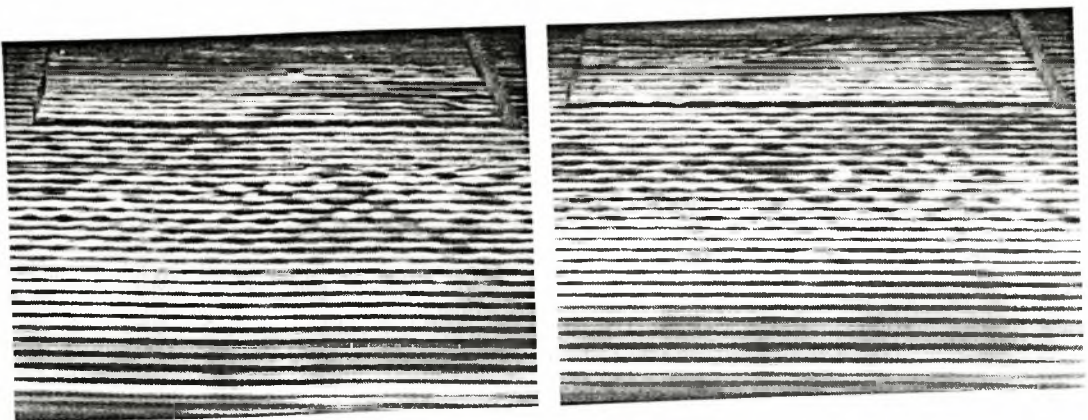
Σχήμα 4.2.31 : $Re = 193$

Σε αριθμό $Re = 213$ η τρισδιάστατη δομή 'ψαροκόκαλο' εμφανίζεται νωρίτερα και εντονότερα. Τα βαθουλώματα είναι πιο μικρότερα και κινούνται με μεγαλύτερη ταχύτητα κατά την εγκάρσια προς τη ροή κατεύθυνση. Τα διδιάστατα κύματα εξακολουθούν να υπάρχουν και να αναπτύσσουν ρυτιδώσεις (ripples) κοντά στην έξοδο. Στο σχήμα 4.2.32 φαίνονται δύο φάσεις της ροής σε αριθμό $Re = 213$. Στο βάθος της δεξιάς εικόνας διακρίνεται το κύμα και οι ρυτιδώσεις του.



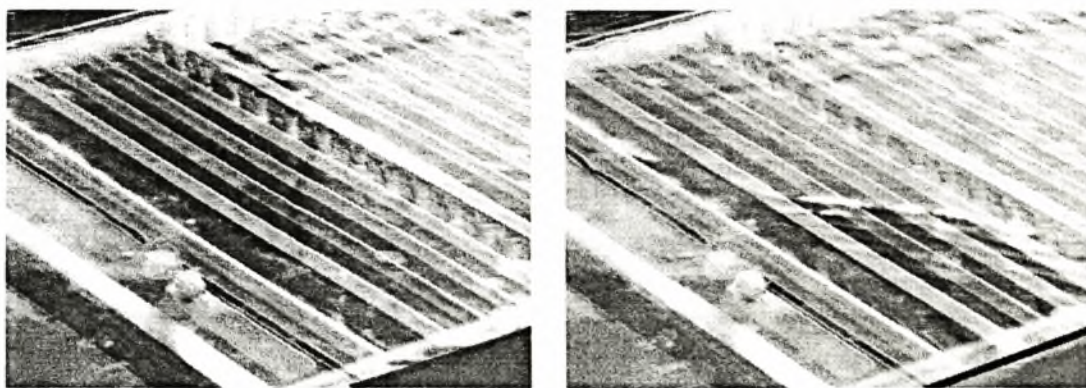
Σχήμα 4.2.32 : $Re = 213$

Σε αριθμό $Re = 240$ η τρισδιάστατη δομή έχει εξαπλωθεί σε ολόκληρο σχεδόν το κανάλι εκτός από μια μικρή περιοχή κοντά στην είσοδο. Εκεί είναι ορατά διαμήκη βαθουλώματα σε όλο το πλάτος του καναλιού, τα οποία όμως είναι ακίνητα και δεν σπάνε σε μικρότερα, όπως συμβαίνει στην υπόλοιπη επιφάνεια. Ταυτόχρονα τα κύματα μεγαλώνουν, καθώς επίσης και το πλήθος των ρυτιδώσεων. Στο σχήμα 4.2.33 διακρίνεται η εξάπλωση της δομής ψαροκόκαλου, τα στατικά βαθουλώματα στα πρώτα μήκη κύματος και ιδιαίτερα στη δεξιά εικόνα, οι ρυτιδώσεις μπροστά από το μεγάλο κύμα.



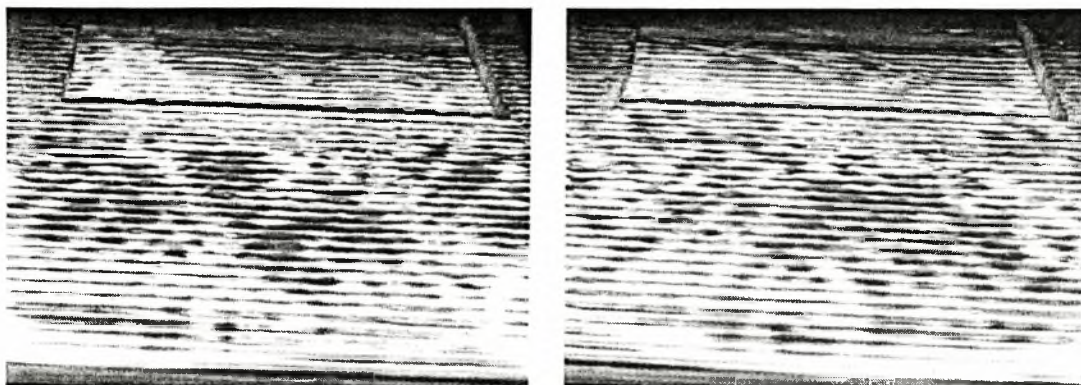
Σχήμα 4.2.33 : $Re = 240$

Το πλήθος των κυμάτων που προηγείται του μεγάλου μοναχικού κύματος αυξάνεται όσο αυτά πλησιάζουν στην έξοδο. Το αξιοσημείωτο χαρακτηριστικό τους είναι ότι από τον αριθμό $Re = 260$ και πάνω, η γωνία κλίσης τους με την οριζόντιο μεταβάλλεται περιοδικά, όπως χαρακτηριστικά φαίνεται στις εικόνες του σχήματος 4.2.34. Σε κάθε περίοδο εμφανίζονται 22 μοναχικά κύματα με την προπορευόμενη ακολουθία ρυτιδώσεων, κάθε μία από τις οποίες έχει διαφορετική γωνία κλίσης (-45° έως 45°). Παρόμοιο φαινόμενο παρατηρήθηκε και σε γωνία κλίσης 7° στη στατική περιοχή.



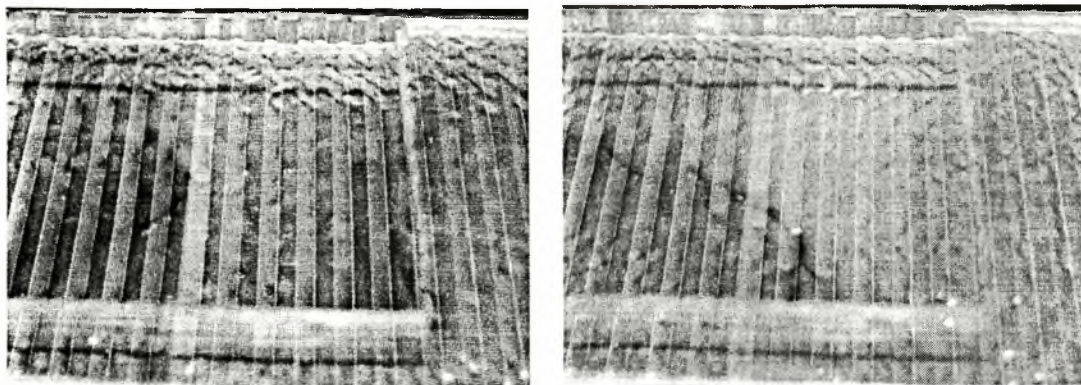
Σχήμα 4.2.34 : $Re = 260$

Σε αριθμό $Re = 290$ η τρισδιάστατη δομή ‘ψαροκόκαλο’ έχει εντατικοποιηθεί σημαντικά και έχει γίνει ακατάστατη, σχεδόν χαοτική, ενώ τα βαθουλώματα έχουν πια χάσει την προηγούμενη μορφή τους. Οι ρυτιδώσεις μπροστά από το μοναχικό κύμα γίνονται αντιληπτές πολύ νωρίτερα ακολουθώντας ακόμα την ίδια περιοδική περιστροφή. Στο σχήμα 4.2.35 παρουσιάζονται χαρακτηριστικές εικόνες της ροής για αριθμό $Re = 290$.



Σχήμα 4.2.35 : $Re = 290$

Οι ρυτιδώσεις μπροστά από τα μοναχικά κύματα όταν η ροή έχει φτάσει σε αριθμό $Re = 313$ εμφανίζονται ήδη από την αρχή του καναλιού. Συνεχίζεται επίσης και το φαινόμενο της αλλαγής της κλίσης τους, αν και τελικά παρατηρείται ότι σε κάθε περίοδο υπάρχουν μόνο 19 δέσμες, οι περισσότερες αχνές ενώ κάποιες πολύ έντονες, όπως φαίνεται στις δυο εικόνες του σχήματος 4.2.36, στις οποίες αποτυπώνονται δύο στιγμιότυπα της εν λόγω ροής. Το γεγονός αυτό ενδεχομένως συμβαίνει διότι η ταχύτητά τους είναι αυξημένη, λόγω μεγαλύτερου Re , και επομένως είναι δυνατό να παρουσιάζονται αλληλεπιδράσεις, όπως συνένωση κάποιων γειτονικών ακολουθιών μεταξύ τους.



Σχήμα 4.2.36 : $Re = 313$

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5^ο : Συμπεράσματα

Από τη μελέτη της ροής λεπτού υγρού υμένα σε κεκλιμένο περιοδικό τοίχωμα προέκυψαν τα ακόλουθα συμπεράσματα:

Σε χαμηλούς αριθμούς Reynolds και για μικρές γωνίες κλίσης υπάρχει μια περιοχή, περίπου από τρία μέχρι δέκα μήκη κύματος, στην οποία παρατηρείται στατική μορφή της ελεύθερης επιφάνειας του υμένα με μήκος κύματος ίσο με αυτό του τοιχώματος.

Η αύξηση της γωνίας κλίσης έχει σαν αποτέλεσμα την εντατικοποίηση των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα. Παρατηρείται δηλαδή, αύξηση στον αριθμό των αρμονικών που συμμετέχουν στη διαμόρφωση της ελεύθερης επιφάνειας και επομένως περισσότερες καμπύλες σε κάθε μήκος κύματος. Το πλάτος της διαταραχής αυξάνεται επίσης, ενώ η διαφορά φάσης που υπάρχει μεταξύ των διαταραχών του τοιχώματος και της επιφάνειας μεταβάλλεται. Τέλος δεν είναι ξεκάθαρη η επίδραση που έχει η αύξηση της γωνίας κλίσης, στην περιοχή των τιμών του αριθμού Reynolds, στον οποίο πραγματοποιείται η μετάβαση στη δυναμική περιοχή.

Η επίδραση της αύξησης του αριθμού Reynolds, σε σταθερή γωνία κλίσης, είναι παρόμοια με την επίδραση της αύξησης της γωνίας κλίσης. Παρατηρείται και σε αυτήν την περίπτωση αύξηση του αριθμού των αρμονικών που συμμετέχουν στην ελεύθερη επιφάνεια, καθώς και αύξηση του πλάτους των διαταραχών, αν και γενικότερα παρουσιάζεται αύξηση του πάχους του υμένα.

Τέλος παρατηρήθηκε ότι η αύξηση του ιξώδους προκαλεί μείωση στην ένταση των φαινομένων. Αξίζει όμως να σημειωθεί, ότι το ιξώδες δεν παίζει κανένα ρόλο στο σημείο μετάβασης στη δυναμική περιοχή.

Στην περίπτωση της μελέτης της διαμόρφωσης της ελεύθερης επιφάνειας παρατηρήθηκε ότι για χαμηλούς αριθμούς Reynolds και για μικρές γωνίες κλίσης, ο υμένας είναι επίπεδος.

Γενικά η αύξηση του αριθμού Reynolds οδηγεί στην εμφάνιση μοναχικών κυμάτων. Η ταχύτητα των κυμάτων αυξάνεται με την αύξηση της γωνίας κλίσης και του αριθμού Reynolds.

Τα μοναχικά περιοδικά κύματα αλληλεπιδρούν και παρατηρούνται οπτικά, φαινόμενα συνένωσης και απομάκρυνσης, τα οποία οφείλονται στην επίδραση διδιάστατων ασταθειών. Η επιπλέον αύξηση του αριθμού Re οδηγεί σε ενίσχυση των διαταραχών, με αποτέλεσμα τα διδιάστατα μοναχικά κύματα να μεταπίπτουν σε τρισδιάστατη δομή και να παρουσιάζουν ‘σπασίματα’. Η αύξηση του αριθμού Re σε μεγαλύτερες κλίσεις οδηγεί στη δημιουργία πολλών μικρών κυμάτων, τα οποία παρουσιάζουν στο μέτωπό τους ρυτιδώσεις αντίστοιχες με του μοναχικού. Τα κύματα αυτά προκύπτουν από τα ‘σπασίματα’ του μετώπου, του αρχικού, μεγάλου μοναχικού κύματος.

Η αύξηση της γωνίας κλίσης έχει σαν αποτέλεσμα την σημαντική εντατικοποίηση των φαινομένων. Ειδικά σε πολύ μεγάλες κλίσεις (15°), το αρχικό στάδιο δημιουργίας μοναχικών περιοδικών κυμάτων υπερπηδάται και έχουμε απ’ ευθείας εμφάνιση τρισδιάστατων κυμάτων.

Μια σημαντική παρατήρηση που προέκυψε από την παρούσα μελέτη είναι η ‘περιστροφή’ του μετώπου των μεγάλων μοναχικών κυμάτων κατά περιοδικό τρόπο. Ενώ κανονικά τα μοναχικά κύματα εμφανίζονται κάθετα στη ροή, στην περίπτωση των 7° παρατηρήθηκε ότι τα κύματα αυτά, σε αριθμό Re περίπου 160 και πάνω, περιστρέφονται περιοδικά με συστηματικό τρόπο, σχηματίζοντας γωνίες από -45° έως 45° με την κάθετη στη ροή διεύθυνση. Το ίδιο φαινόμενο παρατηρήθηκε και στην περίπτωση ροής στη δυναμική περιοχή, σε πολύ μεγάλους αριθμούς Reynolds (από 260 και πάνω), για γωνία κλίσης 4° .

Κατά τη μελέτη της συμπεριφοράς του υμένα στη δυναμική περιοχή, σε μικρές γωνίες κλίσης, παρατηρήθηκε η εμφάνιση τρισδιάστατης δομής. Η δομή αυτή χαρακτηρίζεται από μικρά βαθουλώματα, τα οποία κινούνται στην εγκάρσια κατεύθυνση. Η αύξηση του αριθμού Reynolds έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση του πλάτους τους, την αύξηση του πλήθους τους και την αύξηση της ταχύτητάς τους. Η δομή αυτού του είδους ομοιάζει πολύ με τη τρισδιάστατη δομή τύπου ‘ψαροκόκαλο’, η οποία αναφέρεται από άλλους ερευνητές. Είναι επίσης χαρακτηριστική η δημιουργία διδιάστατων μοναχικών κυμάτων μέσα στην κυρίαρχη τρισδιάστατη δομή που περιγράφηκε.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Shetty, L. and Cerro, R. L. (1992) Flow of a thin film over a periodic surface. *Int. J. Multiphase Flow* **18**, 495-516.
2. Bontozoglou, V., and Papapolymerou, G. (1997) Laminar flow down a wavy incline. *Int. J. Multiphase Flow*. **23**, 69-79
3. Fair, J. R., Bravo, J. R. (1990) Distillation columns containing structure packing. *Chem. Eng. Prog.* **86**, 19-29.
4. Pozrikidis, C. (1988) The flow of a liquid film along a periodic wall. *J. Fluid Mech.* **188**, 275-300.
5. Kapitza, P. L. and Kapitza, S. P. (1949) Wave flow of thin layers of liquid. *Collected Works of P. L. Kapitza*, ed. D. Ter Haar. Pergamon, Oxford.
6. Fulford, G. D. (1964) The flow of liquids in thin films. *Adv. Chem. Engng* **5**, 151-236.
7. Chang, H. -C. (1994) Wave evolution on a falling film. *Ann. Rev. Fluid Mech.* **26**, 103-136.
8. Wang, C.-Y. (1981) Liquid film flowing slowly down a wavy inclined. *AIChE J.* **27**, 207-212.
9. Zhao, L. and Cerro, R. L. (1993) Experimental characterization of viscous film flows over complex surfaces. *Int. J. Multiphase Flow* **18**, 495-516.

10. Malamataris N. A. and Bontozoglou V. (1999) Computer aided analysis of viscous film flow along an inclined wavy wall. *J. of Computational Physics* **154**, 372-392.
11. Nakoryakov, V. E., Pokusaev, B. G. and Alekseenko, S. V., (1976) Stationary two-dimensional rolling waves on a vertical film of fluid. *Inzh-Fiz.* **30**, 780-785.
12. Alekseenko S.V., Nakoryakov V.Ye., Pokusaev B.G., (1985) Wave formation on a vertical falling liquid film. *AIChE Journal* **31**, No. 9, 1446-1460.
13. Pozrikidis C., (1997) Introduction to theoretical and computational fluid dynamics. *Oxford University press*.
14. Liu J., Paul J.D., Gollub J.P., (1993) Measurements of the primary instabilities of film flows *J. Fluid Mechanics* **250**, 69-101.
15. Liu J., Gollub J.P., (1994) Solitary wave dynamics of film flows. *Phys. Fluids* **6**, No. 5, 1702-1711.
16. Liu J., Schneider J.B., Gollub J.P., (1994) Three-dimensional instabilities of film flows. *Phys. Fluids* **7**, No. 1, 55-67.
17. Παπαϊωάννου, Α., (1993) Μηχανική των ρευστών. Τόμος Α & Β, Δ. Μαυρομάτη.
18. Καραγιάννης, Κ., (1999) Ανάπτυξη οπτικής τεχνικής για τη μελέτη της ροής λεπτού υγρού υμένα. *Διπλωματική Εργασία Π.Θ.*



