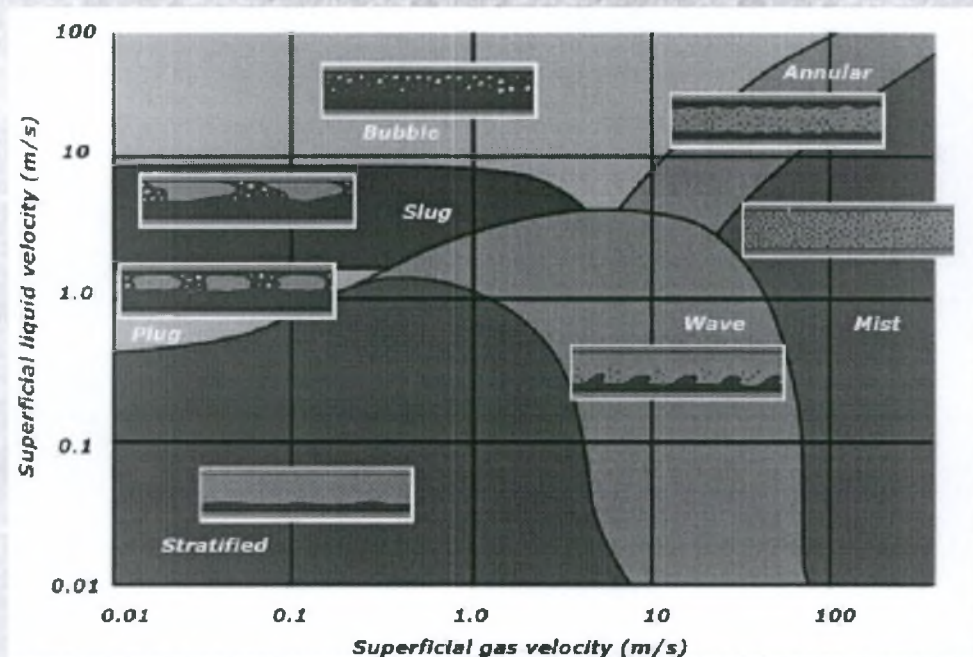


ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ  
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΦΥΣΙΚΩΝ & ΧΗΜΙΚΩΝ ΔΙΕΡΓΑΣΙΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ ΑΕΡΑ-ΝΕΡΟΥ ΣΕ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟ Ή ΣΧΕΔΟΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΟ ΑΓΩΓΟ

ΑΖΗΖ ΕΡΣΑΝ



ΕΠΙΒΛΕΠΟΝΤΕΣ ΚΑΘΗΓΗΤΕΣ: Δρ. ΝΙΚΟΛΑΟΣ ΑΝΔΡΙΤΣΟΣ &  
Δρ. ΜΙΧΑΛΗΣ ΒΛΑΧΟΓΙΑΝΝΗΣ

ΒΟΛΟΣ 2006



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

Αριθ. Εισ.: 3645/1  
Ημερ. Εισ.: 07-11-2006  
Δωρεά: Συγγραφέα  
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ – ΜΜΒ  
2006  
AZH

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η παρούσα διπλωματική εργασία έχει σκοπό την πληρέστερη κατανόηση των καθεστώτων διφασικής ροής αέρα-νερού σε οριζόντιο και σχεδόν οριζόντιο αγωγό και της επίδρασης της ροής προς τα κάτω στα χαρακτηριστικά της διφασικής ροής.

Για την υλοποίηση των παραπάνω στόχων χρησιμοποιήθηκε μια ήδη πειραματική διάταξη στο Εργαστήριο Φυσικών και Χημικών Διεργασιών, η οποία όμως τροποποιήθηκε ριζικά. Το τμήμα στο οποίο έγιναν οι πειραματικές μελέτες αποτελείται από έναν οριζόντιο αγωγό από plexiglas μήκους 11,5 m και διαμέτρου 2.54 cm, ο οποίος μπορεί να παίρνει μικρές θετικές ή και αρνητικές κλίσεις όσον αφορά το οριζόντιο επίπεδο. Σε αυτήν την εργασία έγιναν πειράματα στον οριζόντιο αγωγό και για κλίση του αγωγού  $\theta = -0,7^\circ$ . Το διφασικό μίγμα που χρησιμοποιήθηκε στο αγωγό ήταν αέρας-νερό. Η ταυτοποίηση των καθεστώτων ροής έγινε με οπτική παρατήρηση και τεκμηριώθηκε με φωτογράφιση.

Αρχικά στη Διπλωματική αυτή Εργασία περιγράφονται τα διάφορα σύμβολα και οι παράμετροι που χρησιμοποιούνται στη διφασική ροή. Επίσης περιγράφονται οι ορισμοί των διαφόρων καθεστώτων ροής. Έπειτα παρουσιάζονται χάρτες καθεστώτων διφασικής ροής σε οριζόντιο αγωγό και για την ροή προς τα κάτω (αρνητική κλίση του αγωγού). Ακόμα παρουσιάζονται τα κυριότερα μοντέλα ανάλυσης της διφασικής ροής υγρού-αέρα και περιγράφεται η διαδικασία πρόβλεψης των βασικών παραμέτρων. Επίσης γίνεται αναφορά στους κυριότερους μηχανισμούς μετάβασης των καθεστώτων ροής.

Στα δυο τελευταία κεφαλαία γίνεται η περιγραφή του πειραματικού εξοπλισμού και η διαδικασία μέτρησης που ακολουθείται για το σχεδιασμό του χάρτη ροής για το οριζόντιο αγωγό και για την κλίση  $\theta = -0,7^\circ$  του αγωγού (προς τα κάτω ροή). Στη συνέχεια γίνεται μέτρηση της υγρής στιβάδας με τη άμεση μέθοδο, μια αρκετά σημαντική παράμετρος της διφασικής ροής. Τέλος, παρουσιάζονται τα συμπεράσματα και οι προτάσεις για περαιτέρω μελέτη της διφασικής ροής. Στο παράρτημα που υπάρχει στο τέλος της εργασίας παρουσιάζονται οι βαθμονομήσεις των ροόμετρων και οι τιμές της υγρής στιβάδας για την οριζόντια ροή και για την ροή προς τα κάτω.

## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Πρώτα από όλα θέλω να ευχαριστήσω τους επιβλέποντες της διπλωματικής εργασίας μου, Επικ. Καθηγητή κ. Νικόλαο Ανδρίτσο και το Δρ. Μιχάλη Βλαχογιάννη για την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγηση τους κατά τη διάρκεια της εργασίας μου. Επίσης θέλω να ευχαριστήσω τον Καθηγητή κ. Βασίλη Μποντόζογλου για την βοήθεια, και τις πολύτιμες συμβουλές του.

Πολλά ευχαριστώ χρωστάω στους υποψήφιους διδάκτορες Χριστίνα Τζώτζη και Βλάση Λεοντίδη καθώς επίσης στον Μιχάλη Ασλανίδη για τη βοήθεια που μου πρόσφεραν για την εκπόνηση της διπλωματικής μου εργασίας.

Πάνω απ' όλα είμαι ευγνώμων στους γονείς μου, Μπαχρή και Φατμέ Αζήζ για την ολόψυχη αγάπη και υποστήριξη τους, ηθική και οικονομική, όλα αυτά τα χρόνια. Αφιερώνω αυτή την εργασία στον πατέρα μου και στην μητέρα μου καθώς και στην αδελφή μου Εσμά.

Αζήζ Ερσάν

# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b> .....	1
1.2 Μοντέλα ανάλυσης διφασικής ροής ρευστών.....	2
1.3 Σύμβολα - Παράμετροι της διφασικής ροής.....	2
<b>2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ</b> .....	5
2.1 ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΡΟΗΣ.....	5
2.1.1 ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ ΡΟΗ.....	5
2.1.2 ΡΟΗ ΣΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ.....	8
2.2 ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΩΝ.....	8
2.3 ΠΑΡΑΓΟΝΤΕΣ ΠΟΥ ΕΠΗΡΕΑΖΟΥΝ ΤΑ ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΡΟΗΣ.....	9
2.4 ΧΑΡΤΕΣ ΠΕΡΙΟΧΩΝ ΡΟΗΣ.....	11
<b>3. ΜΕΤΑΠΤΩΣΕΙΣ ΠΕΡΙΟΧΩΝ</b> .....	18
3.1 ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΑΠΟ ΣΤΡΩΜΑΤΟΠΟΙΗΜΕΝΗ ΣΕ ΔΙΑΛΕΙΠΟΥΣΑ ΡΟΗ.....	18
3.2 ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΑΠΟ ΛΕΙΑ ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΗ ΣΕ ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΗ ΜΕ ΚΥΜΑΤΑ.....	21
3.3 ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΑΠΟ ΤΗ ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΗ ΡΟΗ ΣΤΗ ΔΙΑΛΕΙΠΟΥΣΑ ΚΑΙ ΣΤΗ ΔΑΚΤΥΛΙΟΕΙΔΗ ΡΟΗ.....	23
<b>4. ΒΑΣΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ</b> .....	25
4.1 Εισαγωγή.....	25
4.2 ΟΜΟΓΕΝΕΣ ΜΟΝΤΕΛΟ.....	26
4.3 ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΟ ΜΟΝΤΕΛΟ.....	29
4.4 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΣΤΡΩΜΑΤΩΜΕΝΗΣ ΡΟΗΣ.....	33
4.5 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΔΙΑΛΕΙΠΟΥΣΑΣ ΡΟΗΣ.....	34
4.6 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΔΑΚΤΥΛΙΟΕΙΔΗΣ ΡΟΗΣ.....	39
<b>5. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΤΗΣ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ</b> .....	42
5.1 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ.....	42
5.1.1 Οπτική παρατήρηση.....	42
5.1.2 Αγωγιμομετρική μέθοδος.....	42
5.2 ΠΤΩΣΗ ΠΙΕΣΗΣ.....	43
5.3 ΣΥΜΠΑΡΑΣΥΡΜΟΣ (Entrainment).....	44
5.4 ΣΥΓΚΡΑΤΗΣΗ (Hold-up).....	45
5.5 ΠΑΧΟΣ ΥΓΡΗΣ ΣΤΙΒΑΔΑΣ.....	47
5.5.1 ΜΕΘΟΔΟΙ ΚΑΙ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΠΑΧΟΥΣ ΥΓΡΗΣ ΣΤΙΒΑΔΑΣ.....	48
5.5.2 ΜΕΤΡΗΣΗ ΜΕ ΤΗΝ ΑΜΕΣΗ ΜΕΘΟΔΟ.....	49
<b>6. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΙΚΗ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ</b> .....	50
6.1 ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΡΟΟΜΕΤΡΩΝ.....	52

6.2 ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΓΙΑ ΤΗΝ ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΤΩΝ ΧΑΡΤΩΝ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΛΗΞΗ ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΩΝ.....	55
<b>7. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ.....</b>	<b>57</b>
7.1 ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΡΟΗΣ.....	57
7.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΜΕΤΑΒΑΣΕΙΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ.....	57
7.2.1 Για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες νερού .....	57
7.2.2 Για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου .....	58
7.3 ΡΟΗ ΠΡΟΣ ΤΑ ΚΑΤΩ, ΚΛΙΣΗ $\theta = -0,7^\circ$ ΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ.....	59
7.4 ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΕΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ ΡΟΗ.....	63
7.5 ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΕΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΡΟΗ ΠΡΟΣ ΤΑ ΚΑΤΩ ( $\theta = -0,7^\circ$ ).....	65
7.6 ΠΑΧΟΣ ΥΓΡΗΣ ΣΤΙΒΑΔΑΣ .....	67
7.6.1 Διαγράμματα υγρής στιβάδας για την οριζόντια ροή .....	67
7.6.2 Διαγράμματα υγρής στιβάδας για την ροή προς τα κάτω ( $\theta = -0,7^\circ$ ) .....	70
<b>8. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ.....</b>	<b>73</b>
<b>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ .....</b>	<b>74</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ .....</b>	<b>78</b>

## 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

---

Οι διφασικές ροές εμφανίζονται συχνά στη φύση και σε ένα πλήθος βιομηχανικών διεργασιών. Η διφασική ροή αερίου-υγρού σε οριζόντιους ή σε κεκλιμένους αγωγούς τα τελευταία 40 χρόνια έχει αποκτήσει ιδιαίτερη σημασία. Αυτό οφείλεται στο μεγάλο πλήθος των εφαρμογών στις οποίες συναντάται, όπως σε συστήματα διακίνησης των γεωθερμικών ρευστών και των προϊόντων πετρελαίου, στη λειτουργία πυρηνικών και χημικών αντιδραστήρων καθώς και στα συστήματα ψύξης και θέρμανσης. Η μελέτη της διφασικής ροής δεν έχει μόνο ακαδημαϊκό ενδιαφέρον, αλλά μπορεί να βοηθήσει στον καλύτερο σχεδιασμό ποικίλων συσκευών. Αν και πολλές σημαντικές έρευνες έχουν γίνει στο παρελθόν, οι προσπάθειες να γίνει κατανοητή η θεμελιώδης συμπεριφορά και οι μηχανισμοί της διφασικής ροής είναι προφανώς μια συνεχιζόμενη διαδικασία.

Στη διφασική ροή οι δυο φάσεις (για παράδειγμα αέρας και νερό) κατανέμονται στον αγωγό ή στη συσκευή με ποικίλους τρόπους, με αποτέλεσμα την εμφάνιση διαφόρων τύπων ή καθεστώτων ροής. Οι εξισώσεις που περιγράφουν τις διφασικές ροές είναι πολύπλοκες με αποτέλεσμα να είναι δυσχερής η ακριβής μαθηματική τους έκφραση, αφού η κάθε φάση επηρεάζεται από τις δικές της ιδιότητες και συνθήκες, ενώ συγχρόνως επηρεάζεται και επηρεάζεται από την άλλη φάση.

Το κύριο χαρακτηριστικό της ροής διφασικού μίγματος σε οριζόντιο ή κεκλιμένο αγωγό είναι η μορφή της διεπιφάνεια αερίου-υγρού. Με βάση αυτό το χαρακτηριστικό, όταν αέριο και υγρό ρέουν ταυτόχρονα σε έναν κεκλιμένο ή οριζόντιο αγωγό σχηματίζουν διάφορα **καθεστώτα ή περιοχές ροής** (flow patterns ή flow regimes). Οι κυριότερες περιοχές που εμφανίζονται σε οριζόντιο και ελαφρώς κεκλιμένο αγωγό είναι: η διαχωρισμένη ροή με ή χωρίς κύματα (smooth/wavy stratified flow), η διαλείπουσα ροή (slug flow) και η δακτυλιοειδής ροή (annular flow).

Η γνώση των χαρακτηριστικών της οριζόντιας και ελαφρώς κεκλιμένης διφασικής ροής είναι απαραίτητη στον σχεδιασμό των προαναφερθέντων συστημάτων ως και άλλων συσκευών διεργασιών. Τα κυριότερα από αυτά είναι το πάχος της υγρής στιβάδας (film), η πτώση πίεσης και ο συμπαρασυρμός (entrainment), δηλαδή το κλάσμα του υγρού που μεταφέρεται από την αέρια φάση, με τη μορφή των σταγονιδίων.

Ο γενικός τρόπος εξέτασης των καθεστώτων ροής γίνεται με την κατασκευή χαρτών ροής. Οι χάρτες ροής είναι λογαριθμικά διαγράμματα που στον άξονα των  $x$  έχουν την φαινομενική ταχύτητα του αερίου και στον άξονα των  $y$  την φαινομενική ταχύτητα του υγρού. Η κατασκευή ενός τέτοιου χάρτη περιοχών ροής είναι δύσκολη αφού μια μικρή αλλαγή κυρίως στη διάμετρο, στην κλίση ή στο ιξώδες επιφέρει και αλλαγή στο χάρτη ροής που έχει το διφασικό μείγμα.

Στην παρούσα εργασία το ενδιαφέρον έχει επικεντρωθεί στην μελέτη επίδρασης της κλίσης του αγωγού στα καθεστώτα ροής. Το διφασικό μείγμα που χρησιμοποιήθηκε στη παρούσα εργασία είναι νερό- αέρας.

## 1.2 Μοντέλα ανάλυσης διφασικής ροής ρευστών

Η ανάλυση της διφασικής ροής στηρίζεται κυρίως σε πειραματικά δεδομένα καθώς και σε απλά ή σύνθετα αναλυτικά μοντέλα τα οποία μπορούν να ταξινομηθούν ως οι εξής (Ανδρίτσος & Μποντόζογλου, 2006):

**1. Εμπειρικές Σχέσεις.** Στηρίζονται σε πειραματικές μετρήσεις και δίνονται με τη μορφή εξισώσεων. Δεν μπορούν να εφαρμοστούν σε όλες τις περιπτώσεις, επειδή προέκυψαν από πειράματα σε συγκεκριμένες συνθήκες.

**2. Απλά Αναλυτικά Μοντέλα.** Μοντέλα τα οποία δεν παίρνουν υπόψη τους τις λεπτομέρειες της ροής, αν και μερικές φορές μπορούν να δώσουν ικανοποιητικά αποτελέσματα στη πρόβλεψη διαφόρων παραμέτρων. Σε αυτά τα μοντέλα γίνεται χρήση των γενικευμένων εξισώσεων συνέχειας, ορμής και ενέργειας. Στο πιο απλό μοντέλο, στο *μοντέλο ομογενούς ροής (homogeneous flow model)*, τα δύο ρευστά περιγράφονται ως ένα ρευστό με κατάλληλα σταθμισμένες τιμές των φυσικών ιδιοτήτων και το οποίο υπακούει στους νόμους της μονοφασικής ροής. Η ακρίβεια των αποτελεσμάτων του είναι μικρή, αφού δεν λαμβάνει υπόψη τη διαφορά ταχύτητας μεταξύ των δυο φάσεων. Στο *μοντέλο διαχωρισμένης ροής (separated flow model)* οι δύο φάσεις θεωρούνται ότι ρέουν η μία χωριστά από την άλλη και οι βασικές εξισώσεις γράφονται ξεχωριστά για κάθε φάση.

**3. Σύνθετα Μοντέλα.** Προσπάθεια για ανάπτυξη σχέσεων για ορισμένες παραμέτρους, όπως η κατανομή της ταχύτητας και της συγκέντρωσης, ή για συγκεκριμένα καθεστώτα ροής ξεκινώντας από κατάλληλες διαφορικές εξισώσεις. Η περιγραφή του μοντέλου της ροής είναι ακριβής, όμως παρουσιάζεται αυξημένη δυσκολία στην επίλυση των εξισώσεων.

## 1.3 Σύμβολα - Παράμετροι της διφασικής ροής

Αρκετές παράμετροι της διφασικής ροής είναι συνέπεια του γεγονότος ότι λόγω της διαφοράς πυκνότητας των δύο φάσεων η ελαφρότερη φάση ρέει ταχύτερα. Μερικές από τις ποσότητες που συναντιούνται σε ένα κείμενο διφασικής ροής και είναι χρήσιμες στο σχεδιασμό μιας συσκευής ή διεργασίας είναι οι εξής:

### *Συγκράτηση υγρού και Κλάσμα κενού*

Επειδή η αέρια φάση διαφέρει αισθητά από την υγρή ως προς την πυκνότητα και το ιξώδες, η αέρια φάση ρέει με μεγαλύτερη μέση ταχύτητα από την υγρή, φαινόμενο που χαρακτηρίζεται ως «συγκράτηση» ή «ολίσθηση» της μιας φάσης ως προς την άλλη. Ως *συγκράτηση υγρού (R, holdup)* ορίζεται ο μέσος χρονικά όγκος που



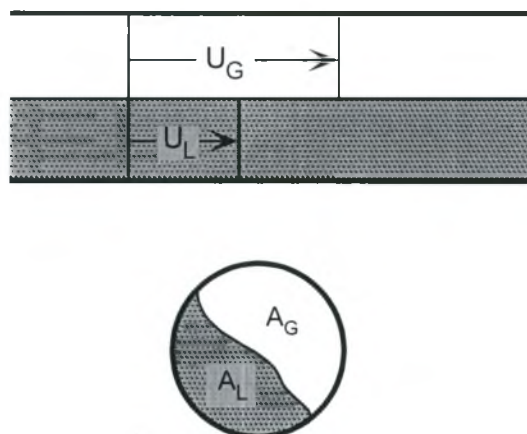
καταλαμβάνει το υγρό στον αγωγό σε ορισμένο τμήμα του. **Κλάσμα κενού ( $\alpha$ , void fraction)** είναι ο μέσος χρονικά όγκος που καταλαμβάνει το αέριο στον αγωγό σε ορισμένο τμήμα του. Εάν το εμβαδόν της διατομής του αγωγού είναι  $A$  και τα εμβαδά της διατομής που καλύπτονται από την αέρια και τη υγρή φάση αντίστοιχα είναι  $A_G$  και  $A_L$ , τότε

$$\alpha = \frac{A_G}{A}$$

όπου  $A = A_G + A_L$ .

Τα δύο αυτά μεγέθη αυτά είναι σημαντικά επειδή προσδιορίζουν το χρόνο παραμονής των ρευστών στο σύστημα (μέγεθος συσκευών) και επειδή χρησιμοποιούνται στον υπολογισμό της πτώσης πίεσης, συνδέονται δε μεταξύ τους με τη σχέση:

$$R + \alpha = 1$$



Σχήμα 1.1. Απλοποιημένη εικόνα της διφασικής ροής υγρού-αερίου σε κυλινδρικό αγωγό.

### **Μαζικές Ροές (total mass flow)**

Η συνολική μαζική ροή ορίζεται ως το άθροισμα της μαζικής παροχής του υγρού ( $G_L$ ) και του αερίου ( $G_G$ ) σε kg/s:

$$G = G_L + G_G$$

### **Ποιότητα**

Στη θεώρηση φαινομένων όπου συμβαίνει αλλαγή φάσης είναι καταλληλότερη τις περισσότερες φορές η χρήση του όρου της ποιότητας ( $x$ , quality), η οποία ορίζεται ως το κλάσμα μάζας της αέριας φάσης:

$$x = \frac{\dot{m}_G}{G} = \frac{\dot{m}_G}{\dot{m}_G + \dot{m}_L}$$

όπου  $\dot{m}_G$  και  $\dot{m}_L$  είναι οι μαζικές παροχές των δύο φάσεων. Θα πρέπει να τονιστεί εδώ, ότι οι δείκτες L και G εκφράζουν την υγρή και την αέρια φάση αντίστοιχα.

### **Φαινομενικές Ταχύτητες Φάσεων**

Σαν μέτρο της παροχής των δυο φάσεων συνηθίζεται να χρησιμοποιούνται στη διεθνή βιβλιογραφία οι **φαινομενικές ταχύτητες** (superficial velocities) που ορίζονται από τις σχέσεις:

Η φαινομενική ταχύτητα αέριας φάσης ορίζεται ως

$$U_{GS} = \frac{Q_G}{A} = \frac{\dot{m}_G \rho_G}{A}$$

και η φαινομενική ταχύτητα υγρής φάσης ορίζεται ως

$$U_{LS} = \frac{Q_L}{A} = \frac{\dot{m}_L \rho_L}{A}$$

όπου  $Q_G$  είναι η ογκομετρική παροχή της αέριας φάσης,  $Q_L$  η ογκομετρική παροχή της υγρής φάσης και  $\rho$  η πυκνότητα.

### **Μέσες πραγματικές ταχύτητες των φάσεων (Average Phase Velocities):**

Η μέση πραγματική ταχύτητα αέριας φάσης ορίζεται ως:

$$U_G = \frac{Q}{A\alpha} = \frac{G_G}{\rho_G A \alpha} = \frac{U_{GS}}{\alpha}$$

και η μέση πραγματική ταχύτητα υγρής φάσης γράφεται:

$$U_L = \frac{Q}{A\alpha} = \frac{G_L}{\rho_L A \alpha} = \frac{U_{LS}}{\alpha}$$

όπου  $\alpha$  είναι το κλάσμα κενού.

Ακόμη, μπορεί να γραφεί και μία μέση πραγματική ταχύτητα ρευστού (υγρής + αέριας φάσης) ως εξής:

$$U_M = \frac{Q_G + Q_L}{A} = U_{GS} + U_{LS}$$

### **Ταχύτητα Ολίσθησης, S (Slip Ratio):**

Η ταχύτητα ολίσθησης, S (Slip Ratio), εκφράζει τη σχετική ταχύτητα της αέριας φάσης ( $U_G$ ) ως προς την υγρή ( $U_L$ ).

$$S = \frac{U_G}{U_L} = \frac{G_G \rho_L A_L}{G_L \rho_G A_G} = \left( \frac{x}{1-x} \right) \left( \frac{\rho_L}{\rho_G} \right) \left( \frac{1-\alpha}{\alpha} \right)$$

## 2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

---

### 2.1 ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΡΟΗΣ

Ένα από τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά της διφασικής ροής αερίου-υγρού είναι ότι η διεπιφάνεια αερίου-υγρού μπορεί να λάβει ένα μεγάλο αριθμό γεωμετρικών μορφών, οι οποίες είναι γενικά γνωστές με το όνομα *πρότυπα ή περιοχές ροής (flow patterns, flow regimes)*. Τα καθεστώτα ροής εξαρτώνται από τη γεωμετρία του συστήματος, τις παροχές και τις ιδιότητες των ρευστών. Η δημιουργία ενός συγκεκριμένου καθεστώτος ροής εξαρτάται από τις συνθήκες της ροής (παροχές, πίεση) και της μεταφοράς θερμότητας, από τις φυσικές ιδιότητες των δύο φάσεων (πυκνότητες, ιξώδη, διατμητική τάση), καθώς και από τη γεωμετρία του αγωγού (Σχήμα διατομής, κλίση, ισοδύναμη διάμετρος).

Οι πρώτες εργασίες στον προσδιορισμό των περιοχών ροής βασίζονταν κυρίως σε οπτικές παρατηρήσεις. Αργότερα ο προσδιορισμός αυτός βοηθήθηκε με φωτογράφιση και με πλήθος από πειραματικές μεθόδους. Οι κυριότερες από αυτές τις μεθόδους παρουσιάζονται σε επόμενο κεφάλαιο.

Στη βιβλιογραφία απαντάται μεγάλος αριθμός ονομάτων περιοχών ροής, που προφανώς αποτελεί συνέπεια της υποκειμενικής φύσης των ορισμών. Άλλοι λόγοι για τη σύγχυση που επικρατεί είναι τα πολλά ονόματα για την ίδια περιοχή και η ύπαρξη υβριδικών καθεστώτων ροής, καθεστώτων δηλαδή που βρίσκονται στο στάδιο μετάπτωσης από ένα καθεστώς σε άλλο.

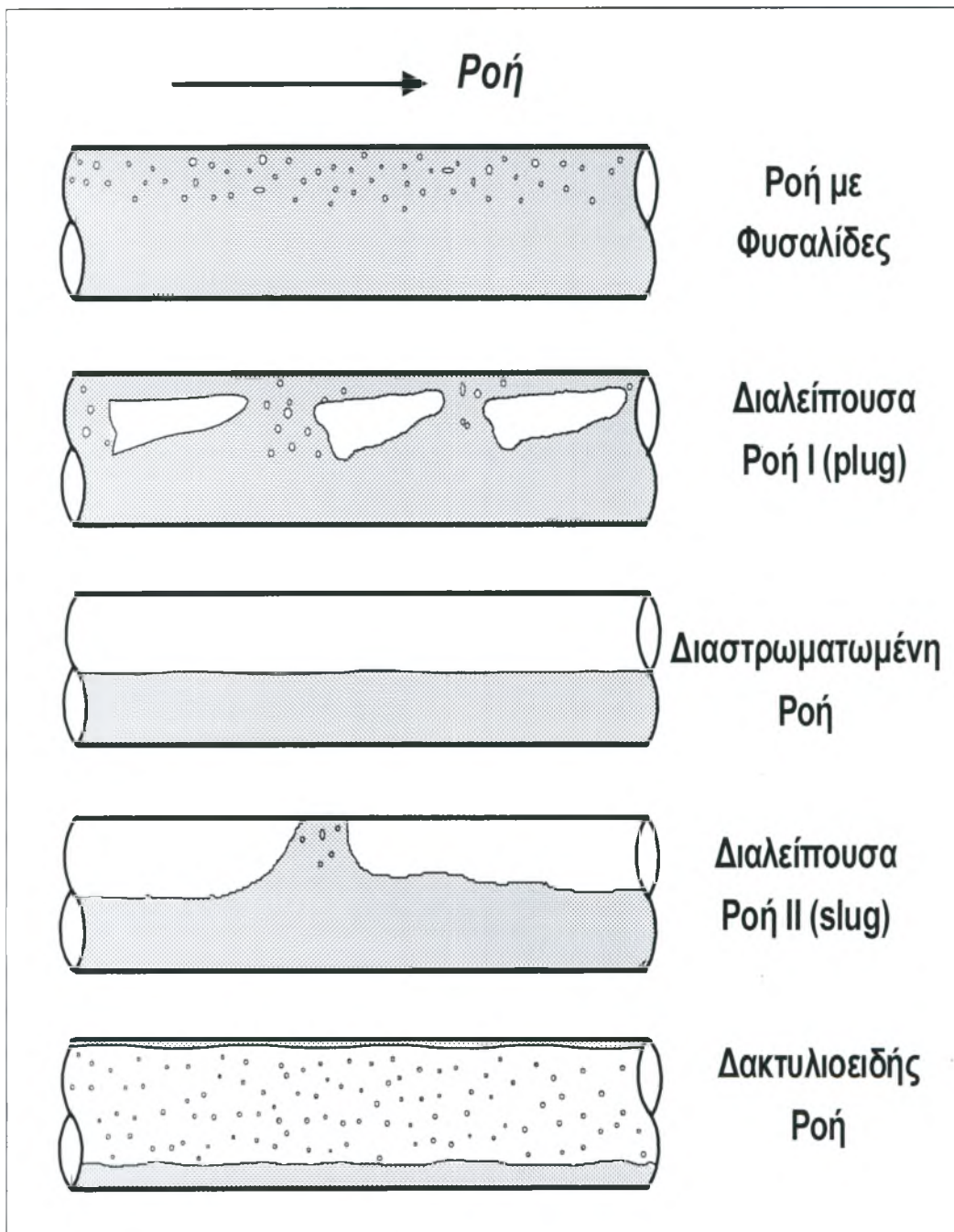
#### 2.1.1 ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ ΡΟΗ

Μία πληθώρα περιοχών ροής έχουν αναγνωρισθεί στη βιβλιογραφία σε οριζόντια διφασική ροή. Οι πλέον αποδεκτές περιοχές ροής που παρουσιάζονται στο Σχήμα 2.1, είναι οι εξής:

- i. **Διαστρωματωμένη ροή (Stratified flow):** Σχηματίζεται για μικρές παροχές των ρευστών. Το υγρό ρέει στον πυθμένα του αγωγού και το αέριο στον πάνω μέρος του. Η διεπιφάνεια μπορεί να είναι *λεία* (smooth) ή να καλύπτεται με *κύματα* (wavy), κάτι που εξαρτάται κυρίως από την παροχή της αέριας φάσης. Σε χαμηλές ταχύτητες υγρού και αερίου παρατηρούνται δισδιάστατα κύματα μικρού πλάτους, με αδιατάρακτη επιφάνεια, που επεκτείνονται σε όλο το πλάτος του σωλήνα. Με την αύξηση της παροχής του αερίου, εμφανίζονται κύματα μεγάλου πλάτους (roll waves ή disturbance ή Kelvin-Helmholtz waves), η επιφάνεια των κυμάτων γίνεται τραχεία, και το υγρό μπορεί να αναρριχάται στα τοιχώματα του σωλήνα, χωρίς όμως να διαβρέχει ολόκληρη την περίμετρο του. Με περαιτέρω αύξηση της ταχύτητας (παροχής) του αερίου σταγόνες από το υγρό αρχίζουν να κτυπούν στο

πάνω μέρος του αγωγού, χαρακτηριστικό του φαινομένου που είναι γνωστό σαν ροή με εκνέφωση (atomization).

- ii. **Διαλείπουσα ροή** (Slug ή Intermittent flow): Χαρακτηρίζεται από την περιοδική διέλευση υγρών μαζών (slugs) στον αγωγό, που κινούνται σχεδόν με την ταχύτητα της αέριας φάσης. Οι υγρές αυτές μάζες μπορεί να περιέχουν και να παρασύρουν πολυάριθμες φυσαλίδες αερίου. Η διαλείπουσα ροή είναι ανεπιθύμητη επειδή προκαλεί ανεπιθύμητες διακυμάνσεις της πίεσης με αποτέλεσμα να δονούνται οι σωληνώσεις, απαιτούνται μεγάλοι διαχωριστές και αυξάνει ο ρυθμός μηχανικής διάβρωσης.
- iii. **Ροή με φυσαλίδες** (Dispersed Bubble flow): Χαρακτηρίζεται από την ύπαρξη διεσπαρμένων φυσαλίδων αερίου στην συνεχή υγρή φάση, οι οποίες τείνουν να συγκεντρωθούν στο πάνω μέρος του αγωγού και σε ορισμένες συνθήκες εμφανίζονται σαν αφρός. Η υγρή φάση είναι συνεχής και μια διασπορά φυσαλίδων ρέει στο υγρό μέσο. Αυτή η περιοχή ροής δεν παρατηρήθηκε στα πειραματικά μας γιατί απαιτεί μεγάλη παροχή του υγρού.
- iv. **Δακτυλιοειδής ροή** (Annular flow): Χαρακτηρίζεται από την ύπαρξη ενός υγρού δακτυλίου που σχηματίζεται στην περιφέρεια του αγωγού και δεν είναι γενικά συμμετρικός λόγω βαρύτητας. Το υγρό ρέει στα τοιχώματα του σωλήνα με την μορφή φιλμ και η αέρια φάση ρέει στο κέντρο. Συνήθως ένα μέρος της υγρής φάσης εισέρχεται στο χώρο της αέριας φάσης με τη μορφή σταγονιδίων. Το είδος αυτό της ροής εμφανίζεται για μεγάλες παροχές του αερίου και όσο μεγαλύτερες είναι αυτές οι παροχές τόσο μειώνεται και ασυμμετρία του υγρού δακτυλίου.
- v. **Ψευδο-διαλείπουσα** (Pseudo-slug): Το είδος αυτό της ροής μοιάζει αφενός με την δακτυλιοειδή ροή, στο ότι το υγρό σχηματίζει μια συνεχή στιβάδα στην περιφέρεια του αγωγού και αφετέρου με τη διαλείπουσα ροή, στο ότι παρουσιάζονται υγρές μάζες που μοιάζουν με «slugs». Οι τελευταίες δεν ρέουν με την ταχύτητα του αερίου και έτσι δεν προκαλούν απότομες μεταβολές πίεσης. Η παρουσία υγρής στιβάδας μεγάλου πάχους στον πυθμένα του σωλήνα δίνει την εντύπωση διαχωρισμένης ροής με κυματισμούς.
- vi. **Ομιχλώδης ροή ή Ροή με Υγρασία** (wispy-annular flow): Καθώς αυξάνεται η ταχύτητα της υγρής φάσης, η συγκέντρωση σταγονιδίων στο χώρο της αέριας φάσης μεγαλώνει. Σαν συνέπεια έχουμε την συνένωση σταγονιδίων με την μορφή δεσμών ή ραβδώσεων. Η ροϊκή αυτή κατάσταση είναι χαρακτηριστική για ροές με μεγάλη ροή μάζας. Αυτή η περιοχή ροής δεν παρατηρήθηκε στα πειραματικά μας γιατί απαιτεί μεγάλη παροχή του υγρού



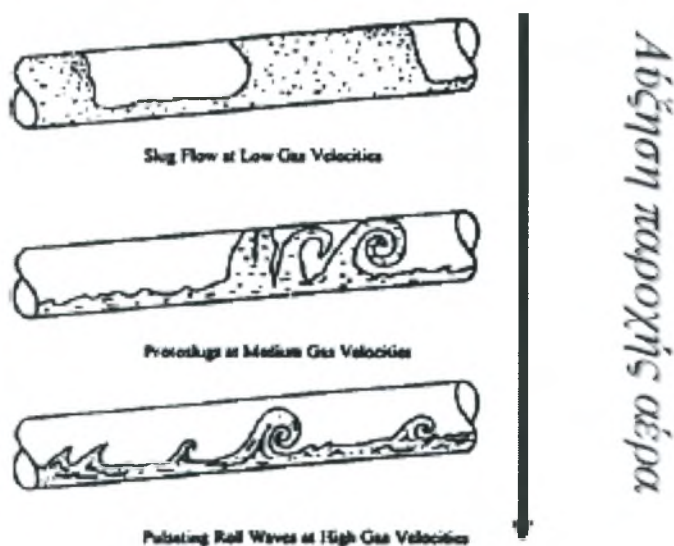
Σχήμα 2.1: Χάρτης περιοχών ροής σε οριζόντια διφασική ροή αερίου-υγρού

## 2.1.2 ΡΟΗ ΣΕ ΚΕΚΛΙΜΕΝΟΥΣ ΑΓΩΓΟΥΣ

Σε έναν οριζόντιο σωλήνα όταν αυξάνεται η γωνία του οι δυνάμεις βαρύτητας που ενεργούν στο υγρό γίνονται σημαντικότερες προκαλώντας αύξηση ή μείωση στην ταχύτητα του υγρού, ανάλογα με την κατεύθυνση της ροής.

**Τα κυριότερα συμπεράσματα από μελέτες σε αγωγούς με κλίση είναι:**

- Η μετάπτωση από τη διαχωρισμένη στη διαλείπουσα ροή είναι εξαιρετικά ευαίσθητη στην κλίση του αγωγού.
- Η μετάπτωση από τη διαλείπουσα στη δακτυλιοειδή ροή και στη ροή με φυσαλίδες επηρεάζονται ελάχιστα από την κλίση του αγωγού.

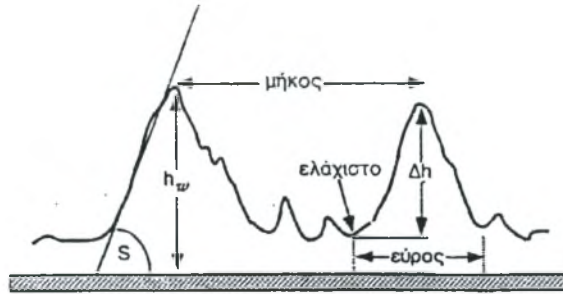


Σχήμα 2.2. Περιοχές ροής σε κεκλιμένο σωλήνα (μεταβάσεις περιοχών ροής που παρατηρούνται καθώς αυξάνεται η αέρια φαινομενική ταχύτητα)

## 2.2 ΓΕΩΜΕΤΡΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΚΥΜΑΤΩΝ

Η μορφή των κυμάτων χαρακτηρίζει σε πολύ μεγάλο βαθμό τη διεπιφάνεια αερίου και υγρού και συνδέεται άμεσα με φαινόμενα μεταφοράς και με την πτώση πίεσης που παρουσιάζει το διφασικό μίγμα κατά μήκος του σωλήνα.

Ένα από τα κυριότερα χαρακτηριστικά των κυμάτων είναι το πλάτος του κύματος (wave amplitude), που ορίζεται ως το μισό της υψομετρικής διαφοράς, Δh, μεταξύ ενός ελάχιστου και του άμεσου επόμενου μεγίστου της υγρής στιβάδας (Nencini & Andreussi, 1982). Σαν ύψος του κύματος  $h_w$  ορίζεται η απόσταση της κορυφής του από το τοίχωμα του αγωγού. Το μήκος κύματος  $\lambda$  όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.3 είναι η απόσταση μεταξύ δυο διαδοχικών κορυφών κυμάτων.



Σχήμα 2.3. Γεωμετρικά χαρακτηριστικά κυμάτων (Παράς, 1990)

Από την γνωστή σχέση της κινηματικής:

$$\lambda = \frac{u_c}{f} \quad (2.1)$$

όπου  $f$  η χαρακτηριστική συχνότητα των κυμάτων, μπορούμε να συνδέσουμε το μήκος κύματος με την ταχύτητα του κύματος  $u_c$ . Το εύρος του κύματος  $\Delta L$  είναι η οριζόντια απόσταση δυο διαδοχικών ελαχίστων της υγρής στιβάδας μεταξύ των οποίων ορίζεται το κύμα διαταραχής. Μια ακόμη παράμετρος που περιγράφει το Σχήμα των κυμάτων διαταραχής είναι η αιχμηρότητα  $S$  που ορίζεται από τη σχέση:

$$S = \arctan \frac{\Delta L}{2\Delta h} \quad (2.2)$$

## 2.3 ΠΑΡΑΓΟΝΤΕΣ ΠΟΥ ΕΠΗΡΕΑΖΟΥΝ ΤΗ ΡΟΗ

Πρωταρχικά ο στόχος είναι να μπορούμε να προβλέψουμε την περιοχή ροής που εμφανίζεται κάτω από τις αντίστοιχες συνθήκες λειτουργίας (παροχές, ιδιότητες, γεωμετρία κλπ). Οι παράγοντες που επηρεάζουν τη ροή είναι κυρίως οι παροχές των ρευστών, το ιξώδες, η πυκνότητα των ρευστών, η επιφανειακή τάση, η κλίση του αγωγού και η διάμετρος του αγωγού.

Το ιξώδες ή συνεκτικότητα (viscosity) είναι χαρακτηριστική ιδιότητα των ρευστών και είναι το αίτιο εμφάνισης της διατμητικής εντατικής κατάστασης στη μάζα τους. Ιξώδες είναι η ιδιότητα των ρευστών να ανθίσταται στην διάτμηση τους, δηλαδή στην κίνηση ενός στοιχείου ως προς το διπλανό του. Το ιξώδες επηρεάζει την αναρρίχηση του υγρού στα τοιχώματα του σωλήνα. Μια άλλη επίδραση του ιξώδους είναι το γεγονός ότι καθώς αυξάνεται το ιξώδες, χρειάζεται μεγαλύτερη παροχή αερίου για να ξεκινήσουν τα κανονικά δισδιάστατα κύματα. Επιπλέον, με αύξηση πάλι του ιξώδους, μικραίνει η περιοχή των δισδιάστατων κυμάτων. Ο Andritsos (1986), στη διδακτορική του διατριβή, κάνοντας έρευνα στη διφασική ροή σε

οριζόντιους σωλήνες διαμέτρων 2,52, 5,08 και 9,53 cm και για υγρά με διαφορετικά ιξώδη έκανε τις παρακάτω παρατηρήσεις:

Η αύξηση του ιξώδους επιφέρει αύξηση στο μήκος κύματος των κυμάτων της διεπιφάνειας. Για σταθερή διάμετρο η μετάπτωση σε κύματα μεγάλου πλάτους είναι ανεξάρτητη από το ιξώδες.

Η πυκνότητα του αερίου διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στη μορφή της διεπιφάνειας αερίου υγρού. Όσο πιο μεγάλη είναι η τιμή της τόσο ισχυρότερα επηρεάζει τη μεταφορά των κυμάτων και περισσότερο αυτών που έχουν μεγάλο πλάτος. Σε μεγάλες πυκνότητες αερίου τα πρώτα κύματα που θα παρατηρηθούν θα είναι ακανόνιστα μεγάλου πλάτους κάτι που παρατηρείται στα υγρά μεγάλου ιξώδους. Αν αλλάξει η πυκνότητα του υγρού δε παρατηρείται σημαντική αλλαγή κατά την μετάπτωση σε δακτυλιοειδή ροή. Όμως η μετάπτωση από τη διαχωρισμένη σε διαλείπουσα ροή παρατηρείται ότι γίνεται σε μεγάλες παροχές υγρού. Επίσης η μετάπτωση από διαστρωματωμένη σε διαστρωματωμένη με κύματα εμφανίζεται σε μεγαλύτερες παροχές αερίου (Weisman et al. 1979).

Με μείωση της επιφανειακής τάσης παρατηρείται ότι δεν υπάρχουν σημαντικές αλλαγές για μετάπτωση σε δακτυλιοειδή ροή και για μετάπτωση από διαχωρισμένη σε διαλείπουσα. Η σημαντική αλλαγή που παρατηρείται είναι από διαστρωματωμένη σε διαστρωματωμένη με κύματα και εμφανίζεται σε μεγαλύτερες παροχές αερίου (Weisman et al. 1979).

Ο βαθμός που το υγρό «αναρριχάται» περιφερειακά στα τοιχώματα του σωλήνα εξαρτάται από τη διάμετρο του σωλήνα. Μικρή διάμετρος και υγρό με χαμηλό ιξώδες του δίνουν μεγαλύτερη «αναρριχτικότητα» στο υγρό. Με αύξηση της διαμέτρου του σωλήνα παρατηρείται ότι η μετάπτωση σε δακτυλιοειδή ροή γίνεται σε μεγαλύτερες παροχές αερίου και η μετάπτωση σε διαλείπουσα σε μεγαλύτερες παροχές υγρού. Επιπλέον, η περιοχή ψευτοδιαλείπουσας ροής μικραίνει καθώς μεγαλώνει η διάμετρος του σωλήνα (Lin and Hantatty 1986).

Η σημαντική επίδραση της κλίσης στα σχέδια ροής παρατηρείται στη μετάβαση μεταξύ της διαστρωματωμένης και της διαλείπουσας ή δακτυλιοειδούς ροής. Σε έναν κεκλιμένο σωλήνα όταν αυξάνεται η γωνία, οι δυνάμεις βαρύτητας που ενεργούν στο υγρό γίνονται σημαντικότερες προκαλώντας μια αύξηση ή μια μείωση στην ταχύτητα του υγρού, ανάλογα με την κατεύθυνση της ροής. Για προς τα πάνω κλίση του αγωγού παρατηρούμε ότι η υγρή στιβάδα γίνεται λεπτότερη, με αποτέλεσμα να σχηματίζονται δυσκολότερα τα slugs. Ενώ για την κλίση του αγωγού προς τα κάτω η υγρή στιβάδα γίνεται παχύτερη.



## 2.4 ΧΑΡΤΕΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ

Η πιο συνηθισμένη πρακτική για την παρουσίαση των καθεστώτων ροής είναι να σχεδιαστούν τα δεδομένα στους λεγόμενους «χάρτες καθεστώτων ροής» (flow regime maps). Οι άξονες των χαρτών αυτών περιλαμβάνουν παροχές ή και ιδιότητες φάσεων, καθώς και τη διάμετρο ή και γεωμετρία του αγωγού (π.χ. κλίση).

Οι διάφοροι χάρτες καθεστώτων ροής που έχουν εμφανιστεί στη βιβλιογραφία συζητούνται εν συντομία παρακάτω κατά τη χρονολογική σειρά:

Οι Bergelin και Gazley (1949) πρότειναν έναν από τους πρώτους χάρτες καθεστώτων ροής. Το διάγραμμά τους βασίστηκε σε δεδομένα στο σύστημα αέρα-νερού σε σωλήνα 1 in. Ως συντεταγμένες χρησιμοποίησαν τις μαζικής ροές του υγρού και του αερίου, ( $M_L$ ) και ( $M_G$ ), αντίστοιχα.

Οι Johnson και Abou-Sabe (1955) πρότειναν ένα χάρτη ροής που είναι παρόμοιος με αυτόν των Bergelin και Gazley και είναι βασισμένος στο σύστημα αέρα/νερού σε σωλήνα με διάμετρο 0,87 in.

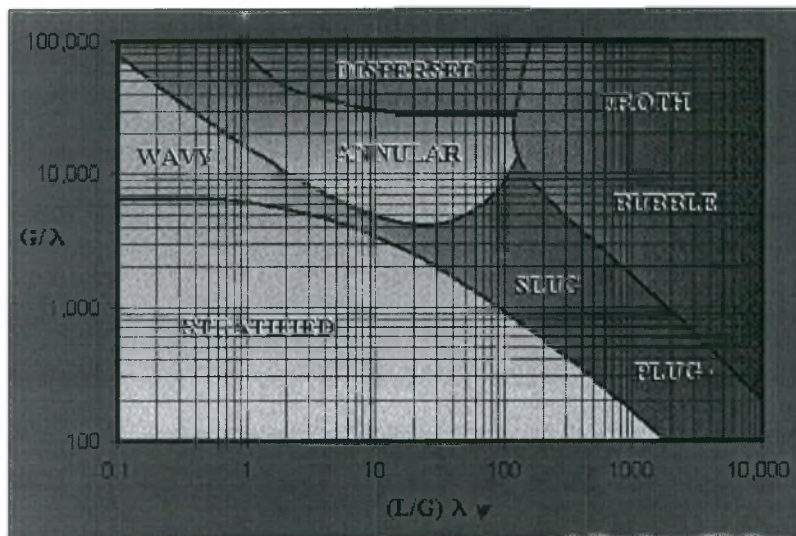
Ο Alves (1954) πρότεινε έναν χάρτη βασισμένο σε παρατηρήσεις για μίγματα αέρα-νερού και αέρα-λαδιού σε σωλήνα διαμέτρου 1 in. Ως συντεταγμένες χρησιμοποίησαν τις φαινομενικές ταχύτητες υγρού και αερίου αντίστοιχα, ( $U_{SL}$ ) και ( $U_{SG}$ ). Και τα δύο αυτά συστήματα μπορούσαν να σχεδιαστούν σε έναν ενιαίο χάρτη.

Έναν από τους πλέον γνωστούς και πρωτοποριακούς γενικευμένους χάρτες ροής σε οριζόντιο αγωγό πρότεινε ο Baker (1954). Βασισμένος σε δεδομένα παλαιότερων ερευνητών που αναφέρονται στο σύστημα αέρα-νερό, σχεδίασε τον όρο  $G/\lambda$  ως προς τον όρο  $L\psi/G$ . Για το σύστημα αέρα/ νερό, η παραπάνω συσχέτιση είναι ισοδύναμη με αυτή της μαζικής ταχύτητας αερίου,  $G$ , ως προς την κλίση της μαζικής ταχύτητας αερίου,  $L/G$ . Ο Baker έκανε εισαγωγή των ακολούθων παραμέτρων διόρθωσης των φυσικών ιδιοτήτων των ρευστών:

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{\rho_G}{0.075} \cdot \frac{\rho_L}{62.3}\right)} \quad (2.3)$$

$$\psi = \left(\frac{73}{\sigma}\right) \left[\mu_L \left(\frac{62.3}{\rho_L}\right)^2\right]^{0.333} \quad (2.4)$$

όπου  $\rho_G$  και  $\rho_L$  οι πυκνότητες του αερίου και υγρού αντίστοιχα,  $\mu_L$  το ιξώδες του υγρού και  $\sigma$  η επιφανειακή τάση.



Σχήμα 2.4. Χάρτης καθεστώτων ροής σε οριζόντιο αγωγό τύπου Baker

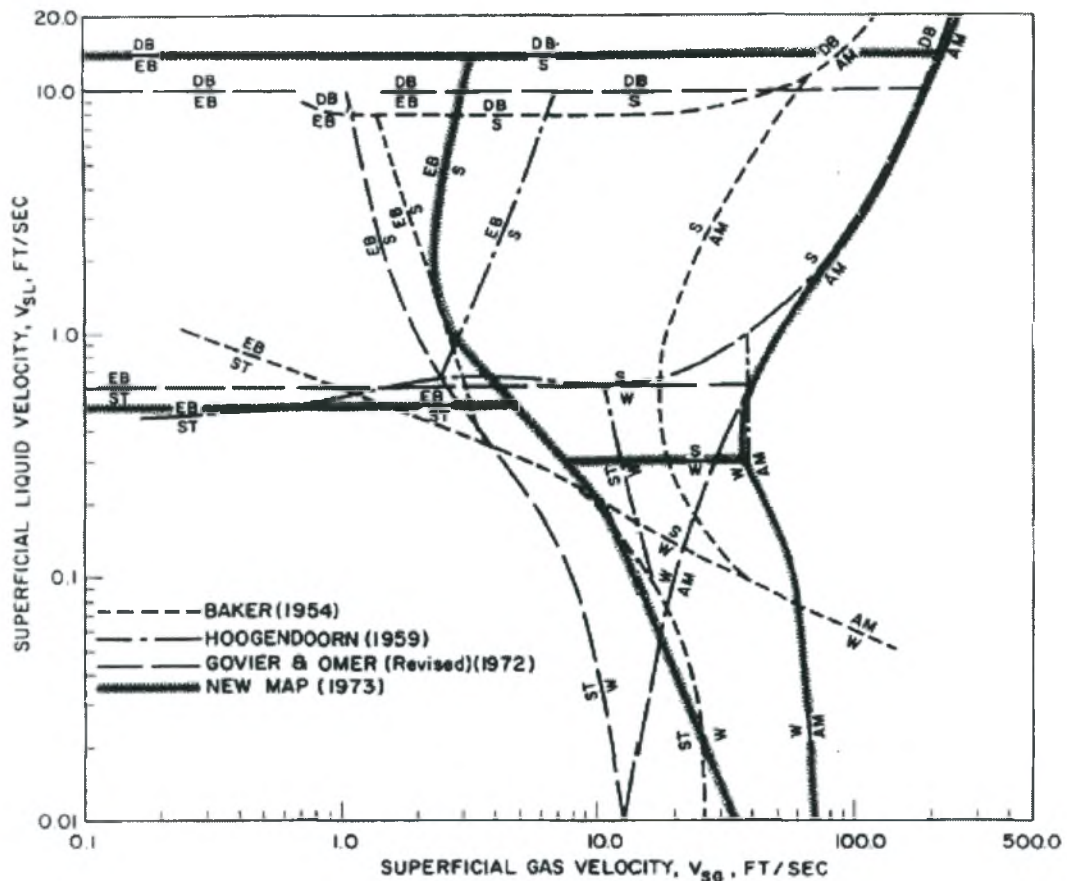
Κύριο μειονέκτημα του παραπάνω χάρτη είναι ότι δεν παίρνει υπόψη του την επίδραση της διαμέτρου του αγωγού, πράγμα που οδήγησε στη δημιουργία άλλων εμπειρικών χαρτών.

Οι White και Huntington (1955) πρότειναν ένα χάρτη καθεστώτων ροής βασισμένο στα δεδομένα που πήραν μέσα σε αγωγούς 1, 1 1/2, και 2 in και για μίγματα όπως φυσικό αέριο-πετρέλαιο, αέρας-πετρέλαιο και αέρας-νερό. Χρησιμοποίησαν τις μαζικές ταχύτητες υγρού και αερίου,  $L$  και  $G$ , σαν συντεταγμένες.

Ο Hoogendoorn (1959) έκανε χρήση την ταχύτητα του μίγματος,  $V_M$ , και το κλάσμα όγκου αερίου εισαγωγής,  $C_G$ , ως συντεταγμένες, όπως είχε υποδειχθεί προηγουμένως από το Kosterin (1949) σε έναν χάρτη καθεστώτων ροής που είναι βασισμένος σε αρκετά συστήματα όπως αέρας-πετρέλαιο και αέρας-νερό. Ο Hoogendoorn παρατήρησε μικρές επιδράσεις της διαμέτρου των αγωγών και του ιξώδους του υγρού για ιξώδες μικρότερο από 50 cp.

Οι Govier και Omer (1962) παρουσίασαν ένα χάρτη βασισμένο στα δεδομένα τους για το σύστημα αέρας-νερό σε αγωγό 1,026 in. Οι μαζικές ταχύτητες υγρού και αερίου,  $L$  και  $G$ , χρησιμοποιήθηκαν ως συντεταγμένες στο χάρτη.

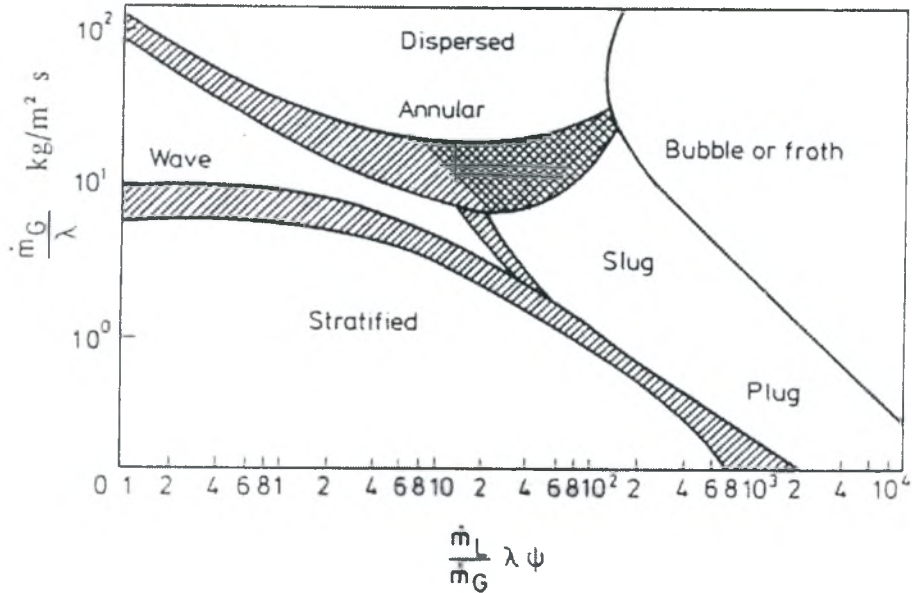
Ο Scott (1963) τροποποίησε το χάρτη του Baker χρησιμοποιώντας τα δεδομένα του Hoogendoorn ο οποίος μελέτησε τη διφασική ροή αέρα- νερού και αέρα διαλυμάτων ελαίων σε οριζόντιους αγωγούς. Δεν υπάρχει ακριβής θέση των συνόρων της μιας περιοχής ροής από την άλλη, στη θέση τους υπάρχει μια ευρεία «ταινία» ανάμεσα στις διάφορες περιοχές ροής.



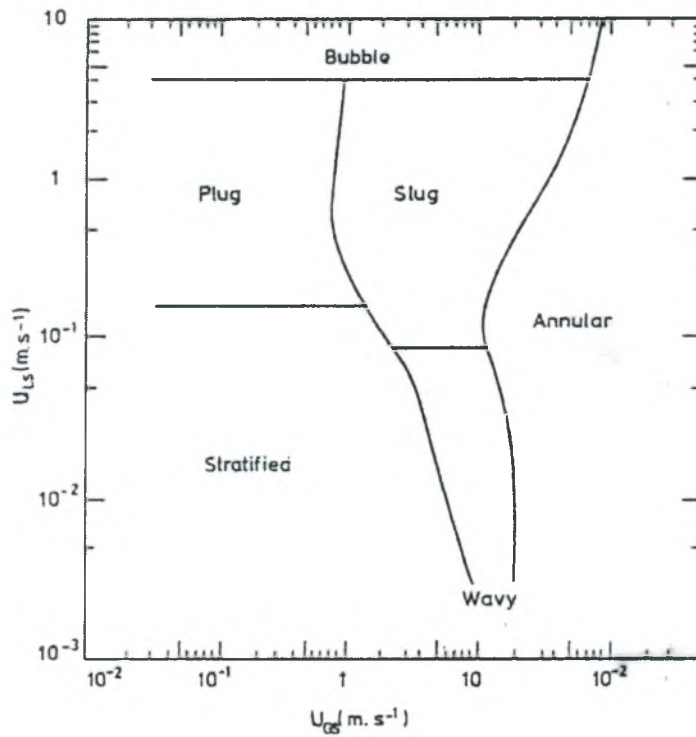
Σχήμα 2.5: Σύγκριση του προτεινόμενου χάρτη καθεστώτων ροής των Mandhane et al (1974) με άλλους που χρησιμοποιήθηκαν από πολλούς ερευνητές όπως, Baker, Hoogenoord και Gover & Omer (revised). Όπου EB Bubble, elongated bubble flow; ST Stratified flow; W Wave flow; S Slug flow; AM Annular, annular-mist flow; DB Dispersed bubble flow.

Στα μέσα της δεκαετίας του '70 οι Mandhane et al (1974) μελέτησαν τη διαφασική ροή αέριο-νερό σε οριζόντιους αγωγούς και παρουσίασαν ένα γενικευμένο χάρτη καθεστώτων ροής. Οι συντεταγμένες του χάρτη είναι οι φαινομενικές ταχύτητες υγρού και αερίου και αναφέρονται στο σύστημα αέρας-νερό.

Ο Gould (1974) μελέτησε τα καθεστώτα ροής σε έναν αγωγό με κλίση +45° καθώς επίσης και στις οριζόντιες και κατακόρυφες θέσεις. Σχεδίασε τα αποτελέσματά χρησιμοποιώντας τους αριθμούς ταχύτητας υγρού και αερίου όπως προτείνονται από τους Duns και Ros (1963). Καθόρισαν τρία καθεστώτα ροής που αντιστοιχούν στη φυσαλίδα (υγρό συνεχής), διαλείπουσα ροή (και οι δύο φάσεις συνεχείς) και δακτυλιοειδή ροή (φάση αερίου συνεχής).



Σχήμα 2.6. Χάρτης περιοχών ροής σε οριζόντιο αγωγό του Baker (1954) όπως τροποποιήθηκε από τον Scott (1963).

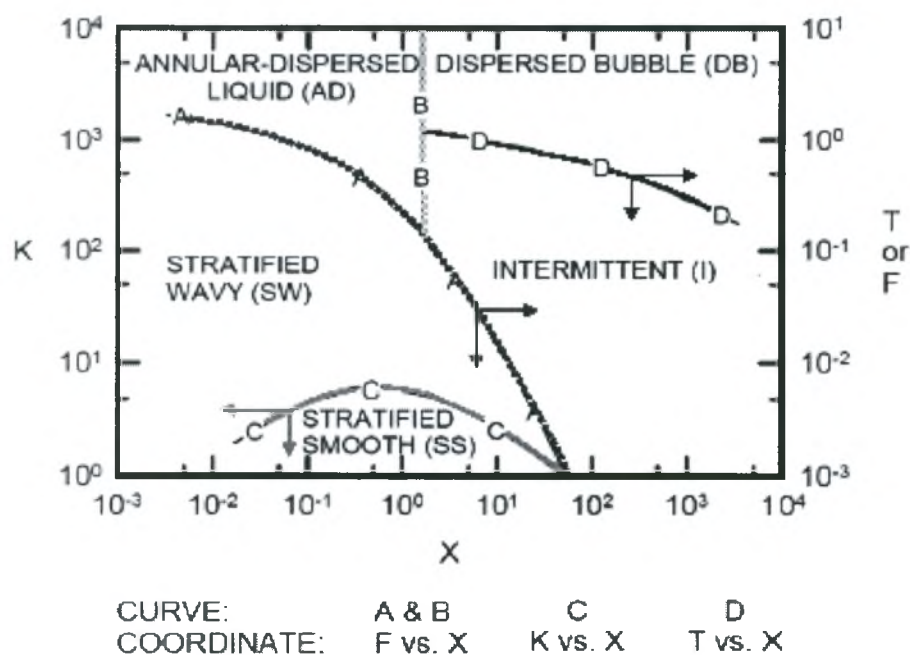


Σχήμα 2.7. Εμπειρικός χάρτης περιοχών ροής σε οριζόντιο αγωγό των Mandhane et al (1974).

Ο Mukherjee (1979) παρουσίασε χάρτες καθεστώτων ροής για ολόκληρη σειρά κλίσεων ενός αγωγού και πρότεινε εμπειρικούς συσχετισμούς για τα όρια μετάβασης. Μια παρόμοια μέθοδος χρησιμοποιήθηκε από τους Spedding και Nguyen (1980).

οποίοι καθόρισαν τους χάρτες καθεστώτων ροής για πειράματα αέρα-νερού σε έναν σωλήνα διαμέτρου 40 mm.

Οι Weisman και Kang (1981) παρουσίασαν δεδομένα για τα συστήματα αέρας-νερό και αέρας-γλυκερίνη σε ελαφρώς κεκλιμένους σωλήνες και για ένα σύστημα ενός συστατικού (φρέον) για μεγαλύτερες γωνίες. Εμπειρικές εξισώσεις προτάθηκαν για όλες τις μεταπτώσεις. Πειράματα πραγματοποιήθηκαν επίσης σε οριζόντιο και ελαφρώς κεκλιμένο σωλήνα στο σύστημα αέρας-νερό από τους Barnea et al (1980). Για τις μεταπτώσεις καθεστώτων ροής σε κεκλιμένους σωλήνες προτάθηκε ένα μοντέλο από τους Barnea et al. (1982) (προς τα κάτω κεκλιμένοι σωλήνες) και Barnea et al. (1985) (ανοδικοί κεκλιμένοι σωλήνες). Αυτά τα μοντέλα είναι επεκτάσεις των προηγούμενων αναπτυγμένων μοντέλων των Taitel και Dukler (1976) για τους οριζόντιους και ελαφρώς κεκλιμένους σωλήνες και των Taitel et al (1980) για την κατακόρυφη προς τα πάνω ροή. Επίσης έγινε σύγκριση πειραματικών δεδομένων στο σύστημα αέρα-νερού με τις προβλέψεις των μοντέλων.

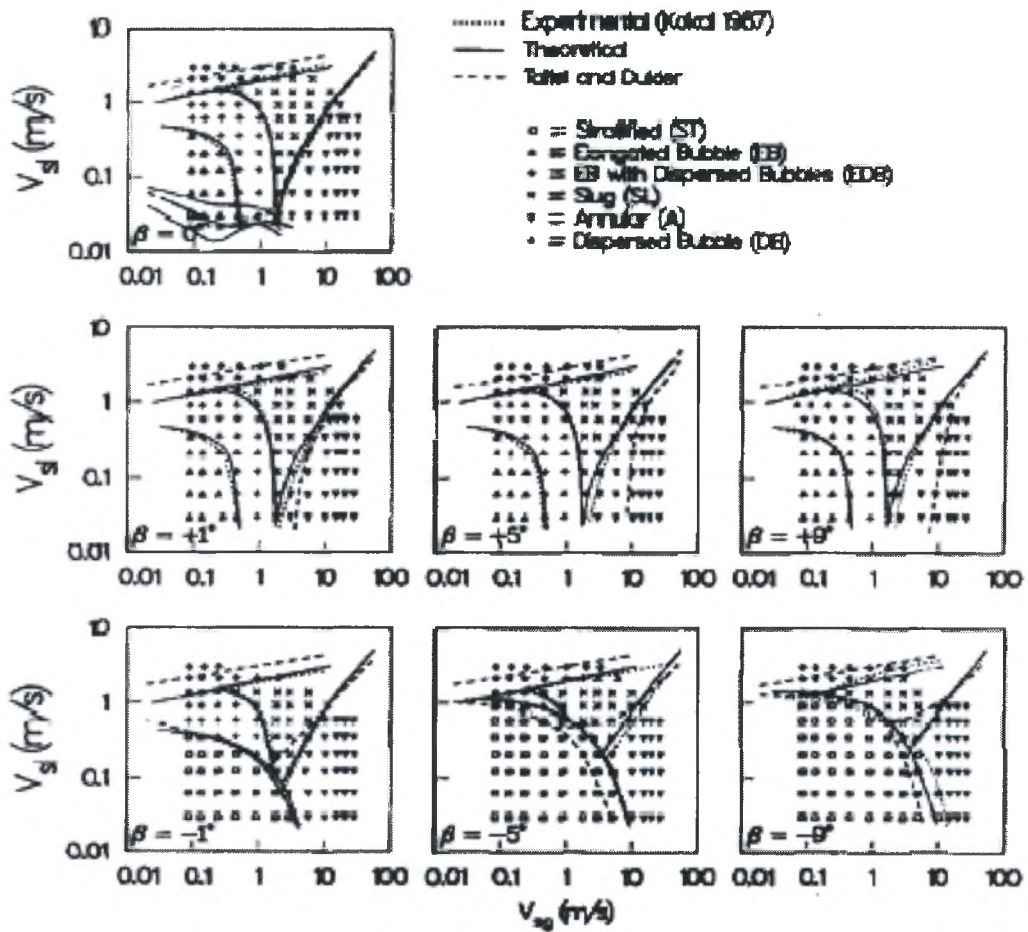


Σχήμα 2.8. Μηχανιστικός χάρτης περιοχών ροής σε οριζόντιο αγωγό των Taitel & Dukler (1976),

$$\text{όπου L-M parameter: } X = \left[ \frac{\left( \frac{dP}{dx} \right)_L}{\left( \frac{dP}{dx} \right)_G} \right]^{1/2}, \quad K = \left[ \frac{\rho_G u_{SG}^2 u_{SL}}{(\rho_L - \rho_G) g v_L \cos \alpha} \right]^{1/2}$$

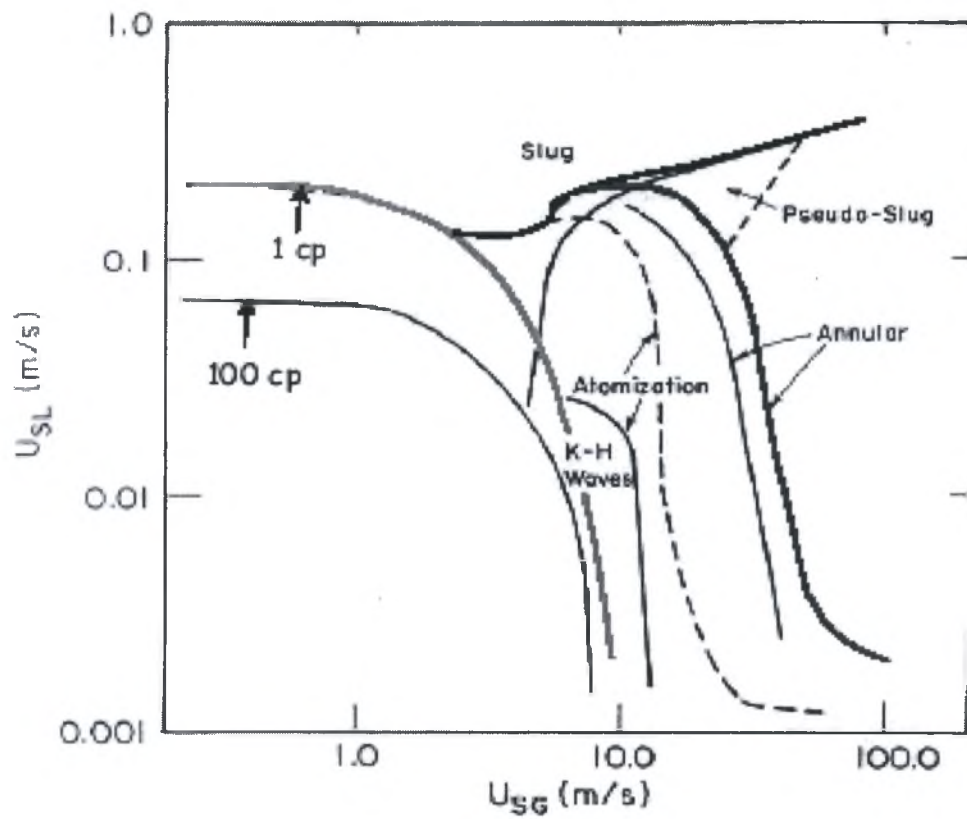
$$F = \sqrt{\frac{\rho_G}{(\rho_L - \rho_G)}} \frac{u_{SG}}{\sqrt{Dg \cos \alpha}}, \quad T = \left[ \frac{\left( \frac{dP}{dx} \right)_L}{(\rho_L - \rho_G) g \cos \alpha} \right]^{1/2}$$

Στο Σχήμα 2.9 παρουσιάζονται χάρτες καθεστώτων ροής για διάφορες κλίσεις του αγωγού όσον αφορά τον οριζόντιο αγωγό.



Σχήμα 2.9. Χάρτης σχεδίων ροής για διάφορες κλίσεις του σωλήνα σε διάμετρο 25,8 mm

Οι Andritsos & Hanratty (1987) έδειξαν ότι η θεωρία της γραμμικής ευστάθειας μπορεί να δώσει φυσική ερμηνεία στο φαινόμενο της δημιουργίας των κυμάτων, καθώς και να προβλέψει τις συνθήκες όπου παρατηρείται η πρώτη δημιουργία κυμάτων. Στα τέλη της δεκαετίας του '80 οι Andritsos et al. (1989) εξέτασαν την επίδραση του ιξώδους στις μεταβολές από διαχωρισμένη στη διαλείπουσα ροή, όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10. Χάρτης των Andritsos et al (1989) για τα καθεστώτα ροής σε σύστημα νερό + γλυκερίνη-αέρας σε αγωγό διαμέτρου 9,5 cm.

### 3. ΜΕΤΑΠΤΩΣΕΙΣ ΠΕΡΙΟΧΩΝ

#### 3.1 ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΑΠΟ ΣΤΡΩΜΑΤΟΠΟΙΗΜΕΝΗ ΣΕ ΔΙΑΛΕΙΠΟΥΣΑ ΡΟΗ

Οι Taitel και Dukler (1976) πρότειναν μια ανάλυση της μετάπτωσης από τη στρωματοποιημένη στη διαλείπουσα ροή. Η ανάλυση είναι βασισμένη στην ισορροπία της διαστρωματωμένης ροής (Σχήμα 3.1). Ένα ισοζύγιο ορμής σε κάθε φάση δίνει:

$$-A_L \frac{\Delta P}{dx} - \tau_L S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \theta = 0 \quad (3.1)$$

$$-A_G \frac{\Delta P}{dx} - \tau_G S_G + \tau_i S_i - \rho_G A_G g \sin \theta = 0 \quad (3.2)$$

όπου  $\tau_{wG}$ ,  $\tau_{wL}$ , είναι διατμητικές τάσεις του αέριο και υγρού στο τοίχωμα, αντίστοιχα, και  $\tau_i$  η διεπιφανειακή διατμητική τάση. Το  $S_L$  και το  $S_G$  είναι τα τμήματα της περιμέτρου των σωλήνων σε επαφή με το υγρό και της αέριας φάσης, αντίστοιχα, ενώ  $S_i$  είναι η χορδή που σχηματίζει η διεπιφάνεια. Εξισώνοντας τις σχέσεις (3.1) και (3.2), η πτώση πίεσης ( $\Delta P/dx$ ) απαλείφεται από τις σχέσεις (3.1),(3.2) και παίρνουμε:

$$\tau_G \frac{S_G}{A_G} - \tau_L \frac{S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left( \frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) - (\rho_L - \rho_G) g \sin \beta = 0 \quad (3.3)$$

Οι διατμητικές τάσεις μπορούν να γραφούν ως εξής:

$$\tau_L = \frac{f_L \rho_L U_L^2}{2} \quad (3.4a)$$

$$\tau_G = \frac{f_G \rho_G U_G^2}{2} \quad (3.4b)$$

$$\tau_i = \frac{f_i \rho_G U_G^2}{2} \quad (3.4c)$$

όπου  $U_L$  και  $U_G$  είναι οι *πραγματικές* ταχύτητες, και  $f_L$ , και  $f_G$ , οι συντελεστές τριβής, οι οποίοι αποτελούν συνάρτηση του αριθμού Reynolds της υγρής και του αέριας φάσης, αντίστοιχα

$$f_L = f \left( \frac{D_L U_L \rho_L}{\mu_L} \right) \quad (3.5a)$$

$$f_G = f \left( \frac{D_G U_G \rho_G}{\mu_G} \right) \quad (3.5b)$$

Οι ισοδύναμες διάμετροι  $D_L$  και το  $D_G$  για τις φάσεις υγρού και αερίου ορίζονται ως:

$$D_L = \frac{4A_L}{S_L} \quad (3.6a)$$



$$D_G = \frac{4A_G}{S_G + S_i} \quad (3.6b)$$

Οι συντελεστές τριβής υπολογίζονται με τη χρησιμοποίηση της εξίσωσης Chen (1979):

$$\frac{1}{\sqrt{f}} = -4.0 \log \left\{ \frac{\varepsilon}{3.7065D} - \frac{5.0452}{\text{Re}} \times \log \left[ \frac{1}{2.8257} \left( \frac{\varepsilon}{D} \right)^{1.1098} + \frac{5.8506}{\text{Re}^{0.8981}} \right] \right\} \quad (3.7)$$

Μια απλουστευμένη εξίσωση για το συντελεστή τριβής δίνεται επίσης από Chen (1984). Οι εξισώσεις μετασχηματίστηκαν στην αδιάστατη μορφή χρησιμοποιώντας τις ποσότητες αναφοράς:  $D$  για το μήκος,  $D^2$  για την περιοχή, και  $U_{SG}$  και  $U_{SL}$  για τις ταχύτητες υγρού και αερίου.

Θέτοντας τις αδιάστατες μεταβλητές στην εξίσωση (3.3) θα πάρουμε:

$$X^2 \frac{f_L}{f_{SL}} \frac{\bar{v}_L^2 \bar{S}_L}{\bar{A}_L} - \frac{f_G}{f_{SG}} \frac{\bar{v}_{GL}^2 \bar{S}_G}{\bar{A}_G} - \frac{f_L}{f_{SG}} \bar{v}_{SG}^2 \left( \frac{\bar{S}_L}{\bar{A}_L} + \frac{\bar{S}_L}{\bar{A}_G} \right) + 4Y = 0 \quad (3.8)$$

όπου το  $X$  είναι η παράμετρος Lockhart-Martinelli:

$$X^2 = \frac{\frac{4}{D} f_{SL} \frac{\rho_L U_{SL}^2}{2}}{\frac{4}{D} f_{SG} \frac{\rho_{GL} U_{SG}^2}{2}} \quad (3.9)$$

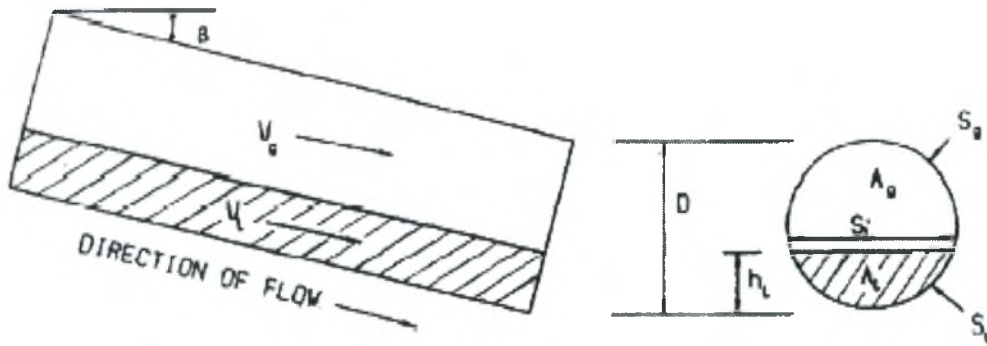
και το  $Y$  ορίζεται ως:

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_G) \sin \beta}{\left( \frac{dP}{dx} \right)_{SG}} \quad (3.10)$$

Η παράμετρος  $X$  μπορεί να υπολογιστεί εύκολα από τις παροχές του υγρού και του αερίου, τις ιδιότητες των ρευστών και τη διάμετρο σωλήνων. Η παράμετρος  $Y$  αντιπροσωπεύει μια αναλογία των δυνάμεων βαρύτητας και πίεσης. Στις παραπάνω εξισώσεις,  $f_{SL}$  και  $f_{SG}$  είναι οι μονοφασικοί συντελεστές τριβής υγρού και αερίου βασισμένοι στις φαινομενικές ταχύτητες. Ο διεπιφανειακός συντελεστής τριβής,  $f_i$ , υπολογίζεται χρησιμοποιώντας το συσχετισμό των Ellis και Gay (1959):

$$f_i = 1.3 \text{Re}_G^{-0.57} \quad (3.11)$$

Οι Taitel και Dukler (1976) υπέθεσαν ότι το  $f_i = f_G$



Σχήμα 3.1. Στρωματοποιημένη ροή σε κεκλιμένο σωλήνα.

Όλες οι αδιάστατες ποσότητες είναι συνάρτηση του  $\bar{h}_L = h_L/D$  ως εξής:

$$\bar{A}_L = 0.25 \left[ \pi - \cos^{-1}(2\bar{h}_L - 1) + (2\bar{h}_L - 1) \sqrt{1 - (2\bar{h}_L - 1)^2} \right] \quad (3.12)$$

$$\bar{A}_G = 0.25 \left[ \pi - \cos^{-1}(2\bar{h}_L - 1) - (2\bar{h}_L - 1) \sqrt{1 - (2\bar{h}_L - 1)^2} \right] \quad (3.13)$$

$$\bar{S}_L = \pi - \cos^{-1}(2\bar{h}_L - 1) \quad (3.14)$$

$$\bar{S}_G = \cos^{-1}(2\bar{h}_L - 1) \quad (3.15)$$

$$\bar{S}_i = \sqrt{1 - (2\bar{h}_L - 1)^2} \quad (3.16)$$

$$\bar{v}_L = \bar{A} / \bar{A}_L \quad (3.17)$$

$$\bar{v}_L = \bar{A} / \bar{A}_G \quad (3.18)$$

Οι τρεις μεταβλητές στην εξίσωση (3.8) είναι το πάχος του υγρού,  $\bar{h}_L$ , και οι παράμετροι X και Y [εξίσωση (3.9) και (3.10)]. Εάν το X και το Y δίνονται, η εξίσωση (3.8) μπορεί να λυθεί ως προς το  $\bar{h}_L$ . Βασισμένοι στη θεωρία αστάθειας Kelvin-Helmholtz, οι Taitel και Dukler (1976) πρότειναν το εξής κριτήριο για τη μετάπτωση από διαστρωματομένη σε διαλείπουσα ροής:

$$F_r = (1 - \bar{h}_L) \left[ \frac{\bar{A}_G}{\bar{v}_G^2 \frac{d\bar{A}_L}{d\bar{h}_L}} \right]^{1/2} \quad (3.19)$$

όπου  $F_r$  είναι ένας τροποποιημένος αριθμός Froude που ορίζεται ως:

$$F_r = \left( \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right)^{1/2} \frac{U_{SG}}{\sqrt{Dg \cos \beta}} \quad (3.20)$$

και

$$d\bar{A}_L / d\bar{h}_L = \sqrt{1 - (2\bar{h}_L - 1)^2} \quad (3.21)$$

Οι μεταβλητές της εξίσωσης (3.19) είναι η φαινομενική ταχύτητα αερίου και το πάχος του υγρού  $\bar{h}_L$ . Η μετάπτωση καθορίζεται έτσι από τις τρεις αδιάστατες ομάδες,

X, Y και  $F_r$ . Για σταθερό Y, η μετάβαση καθορίζεται από το X και  $F_r$  μόνο. Κατά συνέπεια, για μια δεδομένη φαινομενική ταχύτητα αερίου, οι εξισώσεις (3.8) και (3.19) λύνονται ταυτόχρονα για το  $U_{SL}$ , και  $\bar{h}_L$ .

### 3.2 ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΑΠΟ ΛΕΙΑ ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΗ ΣΕ ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΗ ΜΕ ΚΥΜΑΤΑ

Όπως αναφέρεται από τον Andritsos (1986), αναφορές στη βιβλιογραφία σχετικά με την παραγωγή των κυμάτων παρουσιάζονται αρχικά από τους Hershman (1960) & Cohen (1964). Ο δεύτερος στην εργασία του παρουσιάζει με λεπτομέρειες το μοντέλο των Miles και Benjamin (Miles, 1957, 1959a, 1962a, 1962b, Benjamin 1959), το οποίο εστιάζεται σε αποτελέσματα που προέρχονται από την αλληλεπίδραση μεταξύ της ταχύτητας του αερίου και της επιφάνειας με κύματα ενός υγρού με χαμηλό ιξώδες.

Ο Cohen (1964) ερεύνησε θεωρητικά και πειραματικά την ανάπτυξη των δισδιάστατων και τρισδιάστατων κυμάτων. Ο Craik (1968) προέκτεινε τη δουλειά του Cohen (1964) για να συμπεριλάβει μεγάλες στιβάδες υγρού. Ο Tatterson (1975) τροποποίησε την ανάλυση του Craik στο να μην καθοριστεί λεπτομερώς η κύρια κατανομή της ταχύτητας. Ο Frederick (1982) επανεξέτασε τα πειραματικά αποτελέσματα των Cohen, Gottifredi & Jameson (1970) χρησιμοποιώντας διάφορα μοντέλα για την επιφανειακή τάση.

Ο Miles (1959b) πρότεινε ότι η δημιουργία των κυμάτων σε πολύ παχύρρευστα υγρά είναι αποτέλεσμα της «στατικής» αστάθειας λόγω διακυμάνσεων της πίεσης στην επιφάνεια των κυμάτων. Τροποποίησε την ανάλυση Kelvin-Helmoltz για να συμπεριλάβει διακυμάνσεις στην ταχύτητα του αερίου και το ιξώδες του υγρού. Τόνισε ότι το τροποποιημένο K-H μοντέλο εξηγεί ικανοποιητικά τις αστάθειες σε παχύρρευστα υγρά.

Στην περίπτωση της διαχωρισμένης ροής η ταχύτερη αέρια φάση μεταφέρει ενέργεια στη βραδύτερη υγρή φάση. Η μετάπτωση από λεία σε διαχωρισμένη με κύματα ροή συμβαίνει όταν τα ταχύτητα του αερίου είναι ικανή να προκαλέσει ανάπτυξη των κυμάτων, αλλά χαμηλότερη απ' ότι απαιτείται για την ταχύτερη ανάπτυξη τους που θα προκαλούσε μετάβαση στη διαλείπουσα ή την δακτυλιοειδή ροή.

Το φαινόμενο της ανάπτυξης των κυμάτων είναι σύνθετο και όχι απόλυτα κατανοητό. Είναι γενικά παραδεκτό ότι το κύμα αναπτύσσεται όταν η πίεση που ενεργεί σ' αυτό μπορεί να τις ενισχύσει λόγω ιξώδους. Παρόλα αυτά υπάρχει αμφιβολία σχετικά με τον τρόπο που γίνεται η μεταφορά της ενέργειας.

Οι Taitel & Dukler προτείνουν την ακόλουθη συσχέτιση για την μετάπτωση ανάμεσα στις δυο περιοχές:

$$U_G > \left[ \frac{4\nu_L (\rho_L - \rho_G) g \cos \beta}{s \rho_G U_L} \right]^{1/2} \quad (3.42)$$

όπου  $s$ =συντελεστής «προστασίας» ( $s=0,01$ ).

Η συσχέτιση αυτή μπορεί να εκφραστεί σε αδιάστατη μορφή ως:

$$K > \frac{2}{\sqrt{\tilde{U}_L} \sqrt{\tilde{U}_G} \sqrt{s}} \quad (3.43)$$

όπου:  $\tilde{U}_G$  &  $\tilde{U}_L$  είναι οι αδιάστατοι όροι που ορίζονται από συνδυασμό σχέσεων του θεωρητικού μοντέλου Taitel & Dukler,  $K$  τροποποιημένος αριθμός Froude και της τετραγωνικής ρίζας του φαινομενικού αριθμού Reynolds για το υγρό,

$$K^2 = F^2 \text{Re}_{Ls} = \frac{\rho_G (U_{GS})}{(\rho_L - \rho_G) D_g \cos \beta} \cdot \frac{DU_{LS}}{\nu} \quad (3.44)$$

Η ανίσωση των Taitel & Dukler δεν έχει νόημα για υγρά με υψηλό ιξώδες και κυρίως για υγρά με μεγαλύτερο από 20 cp από τηνστιγμή που τα 2-D κύματα δεν εμφανίζεται στην περίπτωση αυτή. Όπως έχει αναφερθεί η εξίσωση K-H είναι μια καλή πρώτη προσέγγιση για την ταχύτητα του αερίου που απαιτείται για την έναρξη των ακανόνιστων κυμάτων μεγάλου πλάτους. Αυτή αναφέρεται ως  $U_{H-K}$  και ορίζεται για ροές υγρού αερίου ως:

$$(U_{K-H} - U_L)^2 \geq \left[ \frac{kb}{\rho_G} + \frac{\rho_L g}{\rho_G k} \right] \tanh(k\tilde{H}) \quad (3.45)$$

Για εύρος του  $H$  που χρησιμοποιείται συνήθως σε πειράματα, η K-H θεωρία λέει ότι η μικρότερη τιμή της  $U_{H-K}$  επιτυγχάνεται για κυματικό αριθμό:

$$k_m = \sqrt{\frac{\rho_L g}{\sigma}} \quad (3.46)$$

Ένα καλύτερο κριτήριο από την προηγούμενη εξίσωση για το ξεκίνημα των ακανόνιστων κυμάτων μεγάλου πλάτους και το οποίο λαμβάνει υπ' όψιν μικρή επίδραση του ύψους της υγρούς στιβάδας και του ιξώδους του υγρού είναι (Andritsos, 1986):

$$U_{GS} = U_{K-H} \left( \frac{\theta_w}{\theta} \right) \left( \frac{1}{\tan \left( \frac{k_m h}{10} \right)} \right)^{0.1} \cdot \sigma^{-1} \quad (3.47)$$

Ο αδιάστατος αριθμός  $\theta$  χρησιμοποιήθηκε από τον Taylor (1963), λαμβάνει υπ' όψιν την επίδραση του ιξώδους, και ορίζεται ως:

$$\theta = \frac{\rho_L \sigma^2}{\rho_G \mu^2 U_G^2} \quad (3.48)$$

Το  $\theta_w$  είναι η τιμή του  $\theta$  εάν υγρό είναι νερό. Η ταχύτητα  $U_{GS}$  είναι η φαινομενική ταχύτητα του αερίου για το ξεκίνημα των κυμάτων μεγάλου πλάτους και  $\alpha$  το κλάσμα κενού. Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι η εξίσωση (3.45) λαμβάνει υπόψη την επίδραση της πυκνότητας του αερίου. Ένα καλό κριτήριο για το ξεκίνημα της εκνέφωση είναι:  $U_{GS}=1,8$  ( $U_{GS}$  από εξίσωση (3.47)).

### 3.5 ΜΕΤΑΠΤΩΣΗ ΑΠΟ ΤΗ ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΗ ΡΟΗ ΣΤΗ ΔΙΑΛΕΙΠΟΥΣΑ ΚΑΙ ΣΤΗ ΔΑΚΤΥΛΙΟΕΙΔΗ ΡΟΗ

Σύμφωνα με τους Taitel and Dukler (1976) θεωρείται ότι η *αστάθεια Kelvin-Helmholtz* είναι υπεύθυνη γι' αυτή τη μετάπτωση. Μια σύντομη φυσική ερμηνεία της αστάθειας αυτής είναι: η παρουσία κυμάτων στη διεπιφάνεια προκαλεί τοπική αύξηση της αέριας ταχύτητας στη κορυφή του κύματος και μείωση στον πυθμένα. Έτσι σύμφωνα με την εξίσωση Bernoulli δημιουργείται υποπίεση στη κορυφή. Αν αυτές οι αποσταθεροποιητικές δυνάμεις είναι μεγαλύτερες από τις σταθεροποιητικές δυνάμεις της βαρύτητας και της επιφανειακής τάσης (για μικρά μήκη κύματος), τότε το κύμα μεγαλώνει με αποτέλεσμα η υγρή μάζα να φράξει τη διατομή του αγωγού. Ακολουθώντας την κλασική θεωρία των Kelvin-Helmholtz οι Taitel & Dukler (1976) προτείνουν την παρακάτω σχέση για τη μετάπτωση.

$$U_G > \left(1 - \frac{h}{D}\right) \left[ \frac{g(U_L - U_G)\alpha}{U_G S_i} \right]^{0.5} \quad (3.49)$$

όπου  $h$  είναι το ύψος της υγρής στιβάδας από το πυθμένα αγωγού διαμέτρου  $D$  και  $S_i$  είναι το πλάτος της διεπιφάνειας.

$$\text{Οι όροι της εξίσωσης } \psi = \frac{\sigma_w}{\sigma} \left[ \frac{\mu_L}{\mu_w} \left( \frac{\rho_w}{\rho_L} \right)^2 \right]^{1/3} \text{ μπορούν να αδιαστατοποιηθούν}$$

και να δώσουν μία σχέση μεταξύ της παραμέτρου Lockhart-Martinelli  $X$  και του τροποποιημένου αριθμού Froude,  $F$ , όπως δίνεται στο (Σχήμα 2.8 στους χάρτες ροής). Η παράμετρος  $X$  ορίζεται ως ο λόγος της πτώσης πίεσης της αέριας φάσης αν έρεε μόνη της στον αγωγό ως προς την αντίστοιχη της υγρής φάσης, ενώ ο αριθμός Froude δίνεται ως εξής:

$$Fr = \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \frac{U_{GS}^2}{D g \cos \beta} \quad (3.50)$$

όπου  $\beta$  η κλίση του αγωγού, για μικρές κλίσεις από το οριζόντιο επίπεδο. Οι Taitel και Dukler υποστηρίζουν ότι αν η υγρή στιβάδα είναι μεγαλύτερη από το μισό της διαμέτρου τότε υπάρχει μετάπτωση από τη διαχωρισμένη ροή στη διαλείπουσα, ενώ στην αντίθετη περίπτωση η μετάπτωση οδηγεί στην δακτυλιοειδή ροή. Το δεύτερο φαίνεται αρκετά αυθαίρετο αν αναλογιστεί κανείς τη τόσο διαφορετική κατανομή του ρευστού στην διαχωρισμένη και στη δακτυλιοειδή ροή και ότι η δακτυλιοειδής ροή είναι αποτέλεσμα ενός συνδυασμού μηχανισμών, μεταξύ των οποίων η εναπόθεση σταγονιδίων, η εξάπλωση των κυμάτων στα τοιχώματα του αγωγού και η δευτερεύουσα ροή του αερίου.

Αν και η προσπάθεια των Taitel και Dukler είναι αξιόλογη, εν τούτοις αρκετά πειραματικά δεδομένα δεν συμφωνούν με τις προβλέψεις που δίνει το μοντέλο τους. Μερικές από τις ανεπάρκειες του μοντέλου αυτού είναι:

- (i) Το μοντέλο προβλέπει μεγάλη επίδραση του ιξώδους του υγρού στη μετάπτωση στη διαλείπουσα ροή, πράγμα που δεν έχει επαληθευτεί σε πειράματα άλλων ερευνητών.
- (ii) Όπως γίνεται φανερό, από τον αριθμό  $F$ , η μετάπτωση στη δακτυλιοειδή ροή φαίνεται σαν συνάρτηση της διαμέτρου του αγωγού, σε αντίθεση με πειραματικά δεδομένα που δείχνουν ελάχιστη εξάρτηση.

Σύμφωνα με τους Andritsos et al (1989) αυτό οφείλεται στην υπόθεση ότι η αστάθεια προέρχεται από διαταραχές μεγάλου μήκους κύματος. Οι τελευταίοι μάλιστα υποστηρίζουν ότι η μετάπτωση που προκύπτει για  $(h/D) < 0,5$  οδηγεί στα λεγόμενα Kelvin-Helmholtz κύματα και όχι σε δακτυλιοειδή ροή.

## 4. ΒΑΣΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

---

### 4.1 Εισαγωγή

Για τον υπολογισμό των παραμέτρων διαφασικής ροής αερίου-υγρού στα τελευταία 40 χρόνια στη βιβλιογραφία έχουν προταθεί διάφορα μοντέλα που βασίζονται σε απλοποιητικές παραδοχές για την κατανομή και τον τρόπο κίνησης των δύο φάσεων. Τέτοια μοντέλα είναι το μοντέλο της **ομογενούς** και το μοντέλο της **διαχωρισμένης ροής**. Αμέσως παρακάτω θα αναπτύξουμε τα δυο αυτά,, ενώ θα γίνει αναφορά για την μοντελοποίηση συγκεκριμένων περιοχών ροής όπως της στρωματωμένης και της δακτυλιοειδούς.

Στο πρώτο μοντέλο γίνεται η υπόθεση ότι οι δύο φάσεις αναμιγνύονται καλά και ρέουν με την ίδια πραγματική ταχύτητα,  $U_G=U_L$ . Αντίθετα, στη διαχωρισμένη ροή οι δύο φάσεις κινούνται με διαφορετικές ταχύτητες. Και στα δύο μοντέλα, οι δύο φάσεις θεωρούνται σε εμβολική ροή και αγνοούνται φαινόμενα κατανομής ταχυτήτων στη διατομή της ροής. Είναι διαισθητικά φανερό ότι το ομογενές μοντέλο μπορεί να περιγράψει τη ροή φυσαλίδων ή σταγονιδίων, ενώ το διαχωρισμένο μοντέλο είναι καταλληλότερο για την περιγραφή ροών όπως της στρωματωμένης και της δακτυλιοειδούς.

Το κλάσμα κενού μπορεί να υπολογιστεί και για τα δύο μοντέλα από απλά ισοζύγια μάζας.

Για την αέρια φάση ισχύει:

$$AG_g = AGx = \rho_g u_g A_g = \rho_g u_g \alpha A \quad (4.1)$$

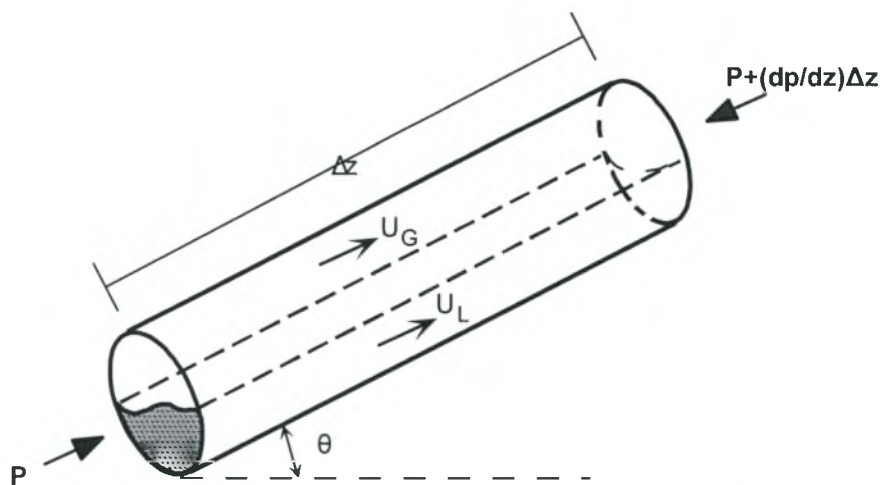
και για την υγρή

$$AG_l = AG(1-x) = \rho_l u_l A_l = \rho_l u_l (1-\alpha) A \quad (4.2)$$

Διαιρώντας κατά μέλη τις (4.1) και (4.2) προκύπτει

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left( \frac{u_g}{u_l} \frac{\rho_g}{\rho_l} \frac{1-x}{x} \right)} \quad (4.3)$$

Η υπόλοιπη ανάλυση διαφοροποιείται ανάμεσα στα δύο μοντέλα. Αντιπροσωπευτικός όγκος ελέγχου για τα ισοζύγια μάζας και ορμής των δύο μοντέλων φαίνεται στο Σχήμα 4.1.



Σχήμα 4.1. Όγκος ελέγχου για το ισοζύγιο ορμής στο ομογενές και το διαχωρισμένο μοντέλο διαφασικής ροής.

Όσον αφορά τον πειραματικό προσδιορισμό των βασικών παραμέτρων, το κλάσμα κενού μετράται με διάφορους τρόπους. Μέση τιμή μπορεί να ληφθεί με σύστημα δύο βανών ταχείας απόκρισης, ενώ λεπτομερείς τοπικές τιμές λαμβάνονται με μεθόδους ηλεκτρικής αγωγιμομετρίας ή μέτρησης διαπερατότητας ακτίνων γάμμα. Η ολική πτώση πίεσης μετράται με κλασικά ή ηλεκτρονικά μανόμετρα και η συνεισφορά των τριβών (που είναι συχνά η κυρίαρχη) υπολογίζεται αφαιρώντας τις καλύτερες εκτιμήσεις για την πτώση πίεσης λόγω επιτάχυνσης και λόγω βαρύτητας.

## 4.2 ΟΜΟΓΕΝΕΣ ΜΟΝΤΕΛΟ

Το ομογενές μοντέλο (homogeneous model) θεωρεί την ροή των δυο φάσεων σαν ένα ψευδορευστό το οποίο έχει τις μέσες ιδιότητες του μίγματος και υπακούει στις εξισώσεις που διέπουν τη μονοφασική ροή. Σε αυτό το μοντέλο υποτίθεται ότι οι δύο φάσεις αναμιγνύονται καλά και επομένως ρέουν στις πραγματικές ταχύτητες.

Οι βασικές αρχές πάνω στις οποίες στηρίζεται το μοντέλο είναι οι παρακάτω:

- Θερμοδυναμική ισορροπία μεταξύ των δυο φάσεων του διαφασικού μίγματος,
- Ίσες ταχύτητες αερίου και υγρού και
- Χρήση κατάλληλου συντελεστή τριβής για τη διαφασική ροή.

Οι βασικές εξισώσεις που διέπουν την μονοδιάστατη ομογενή ροή έχουν την παρακάτω φόρμα:

$$\text{Συνέχειας: } m = A\bar{\rho}\bar{u} = \sigma\alpha\theta. \quad (4.4)$$

$$\text{Ορμής: } m \frac{du}{dz} = -A \frac{dp}{dz} - P\tau_w - A\bar{\rho}g \cos \theta \quad (4.5)$$

$$\text{Ενέργειας: } \frac{dq}{dz} - \frac{dw}{dz} = m \frac{d}{dz} \left( h + \frac{\bar{u}^2}{2} + gz_g \right) \quad (4.6)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις  $\bar{\rho}$  και  $\bar{u}$  είναι η μέση πυκνότητα και ταχύτητα του ομογενούς ρευστού,  $P$  η περίμετρος του σωλήνα,  $\tau_w$  η μέση τιμή της διατμητικής



τάσης στο τοίχωμα,  $\vartheta$  η κλίση του σωλήνα ως προς την οριζόντιο άξονα και  $z_g$  η κατακόρυφη απόσταση των άκρων του σωλήνα. Για οριζόντιο σωλήνα  $\vartheta = z_g = 0$ .

Ο μέσος ειδικός όγκος  $\bar{v}$  ( $m^3/kg$ ) ορίζεται ως ο λόγος της συνολικής ογκομετρικής περιοχής  $Q$  ( $m^3/s$ ) προς την συνολική μαζική παροχή  $m$  ( $kg/s$ ).

Έτσι έχουμε:

$$\bar{v} = \frac{Q}{m} = [xv_G + (1-x)v_L] = [v_L + xv_{LG}] = \frac{J}{G} = \frac{1}{\bar{\rho}} \quad (4.7)$$

όπου  $x = \frac{m_G}{m_G + m_L}$ , η ποιότητα μάζας (mass quality)

$$\bar{\rho} = \frac{GA}{\frac{GAx}{\rho_G} + \frac{GA(1-x)}{\rho_L}} \quad (4.8)$$

$$G = \frac{m}{A} = \rho u = \frac{u}{v} [kg / m^2 s] \text{ (συνολικά μαζική ροή)} \quad (4.9)$$

και  $j = \frac{Q}{A} [m/s]$  (volumetric flux or superficial velocity) (4.10)

Με βάση την υπόθεση ότι η ταχύτητα του αερίου είναι ίση με την ταχύτητα του υγρού στο ομογενές μοντέλο θα έχουμε:

$$u_f = u_g = \bar{u} \quad (4.11)$$

οπότε

$$\bar{u} = G\bar{v} = j \quad (4.12)$$

και

$$\alpha = \frac{xv_G}{\bar{v}} = \beta \quad (1-\alpha) = \frac{(1-x)v_L}{\bar{v}} = (1-\beta)$$

$$\alpha = \frac{A_G}{A} \text{ και } (1-\alpha) = \frac{A_L}{A} \text{ Ως α ορίζουμε το κλάσμα κενού} \quad (4.13)$$

$$\beta = \frac{Q_G}{Q} \text{ και } (1-\beta) = \frac{Q_L}{Q} \text{ όπου } \beta \text{ volumetric quality} \quad (4.14)$$

Η μέση διατμητική τάση που ασκείται από το τοίχωμα του σωλήνα στο ψευδορευστό είναι:

$$\tau_w = f_{TP} \left( \frac{\bar{\rho} \bar{u}^2}{2} \right) \quad (4.15)$$

Με συνδυασμό των εξισώσεων (4.6) & (4.7) η πτώση πίεσης μπορεί να γραφεί ως:

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{P}{A} \tau_w - \frac{m}{A} \frac{du}{dz} - \bar{\rho} g \cos \vartheta = \left( \frac{dp}{dz} \right)_F + \left( \frac{dp}{dz} \right)_A + \left( \frac{dp}{dz} \right)_G \quad (4.16)$$

Οι όροι στο δεξιό μέλος εκφράζουν την πτώση πίεσης λόγω τριβής, λόγω επιτάχυνσης και λόγω βαρύτητας. Η πτώση πίεσης λόγω επιτάχυνσης θεωρείται συνήθως αμελητέα. Έτσι για κυκλική διατομή σωλήνα όπου  $P/A=4/D$  η πτώση πίεσης λόγω τριβής είναι:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_F = \frac{4}{D} f_{TP} \left(\frac{\bar{\rho} \bar{v}^2}{2}\right) = \frac{4}{D} f_{TP} \left(\frac{1}{2} \bar{u}^2\right) \quad (4.17)$$

και η πτώση πίεσης λόγω βαρύτητας είναι

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_G = -\bar{\rho} g \cos \theta = -\frac{1}{D} g \cos \theta \quad (4.18)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (4.9) στην (4.17) εξίσωση θα έχουμε:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_F = \frac{2 f_{TP} G \bar{u}}{D} \quad (4.19)$$

Από την εξίσωση (4.8),(4.9) και (4.19) έχουμε:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_F = \frac{2 f_{TP} G^2}{D} (x v_G + (1-x) v_L) \quad (4.20)$$

Από την παραπάνω εξίσωση όλοι οι όροι είναι καθορισμένοι εκτός από τον συντελεστή τριβής των δύο φάσεων  $f_{TP}$ . Για να χρησιμοποιηθεί το ομογενές μοντέλο είναι απαραίτητο να καθοριστεί ένας μονοφασικός συντελεστής τριβής για το διφασικό μίγμα.

Ένας τρόπος για να καθορίσουμε τον  $f_{TP}$  είναι να τον συσχετίσουμε με το συντελεστή τριβής του υγρού  $f_{f_0}$  όταν έχει μαζική παροχή (G) που είναι ίση με αυτή του ψευδορευστού. Έτσι η (4.19) θα πάρει την μορφή:

$$-\left(\frac{dp}{dz}\right)_F = \frac{2 f_{TP} G^2}{D} (x v_G + (1-x) v_L) = \frac{2 f_{f_0} G^2 v_L}{D} \Phi_{f_0}^2 = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_{f_0} \Phi_{f_0}^2 \quad (4.21)$$

όπου ο  $\Phi_{f_0}^2$  ονομάζεται πολλαπλασιαστής.

Το ιξώδες του μίγματος θα πρέπει να είναι  $\bar{\mu} = \mu_L$  όταν  $x=0$  και  $\bar{\mu} = \mu_G$  όταν  $x=1$ . Μερικές από τις εκφράσεις για το ιξώδες του ψευδορευστού που έχουν προταθεί είναι:

$$\frac{1}{\bar{\mu}} = \frac{x}{\mu_G} + \frac{1-x}{\mu_L} \quad \text{Mc Adams} \quad (4.22)$$

$$\bar{\mu} = x \mu_G + (1-x) \mu_L \quad \text{Cicchitti} \quad (4.23)$$

$$\bar{\mu} = \bar{\rho} [x v_G \mu_G + (1-x) v_L \mu_L] \quad \text{Dukler} \quad (4.24)$$

Υποθέτουμε ότι ο συντελεστής τριβής του ψευδορευστού για τυρβώδη ροή δίνεται από την εξίσωση Blasius και θα έχουμε:

$$f_{TP} = 0.079 \left(\frac{GD}{\bar{\mu}}\right)^{-1/4} \quad (4.25)$$

Ο συντελεστής τριβής του υγρού για την ίδια μαζική παροχή με αυτή του μίγματος θα είναι:

$$f_{TP} = 0.079 \left( \frac{GD}{\bar{\mu}_L} \right)^{-1/4} \quad (4.26)$$

Στη συνέχεια αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (4.22) και (4.25) στην (4.21) θα έχουμε:

$$-\left( \frac{dp}{dz} \right)_F = -\left( \frac{dp}{dz} \right)_{fo} \left[ 1 + x \left( \frac{v_G + v_L}{v_L} \right) \right] \left[ 1 + x \left( \frac{\mu_G - \mu_L}{\mu_L} \right) \right] \quad (4.27)$$

### 4.3 ΔΙΑΧΩΡΙΣΜΕΝΟ ΜΟΝΤΕΛΟ

Το διαχωρισμένο μοντέλο από το 1944, όταν οι Lockhart & Martinelli δημοσίευσαν την μελέτη τους σε διφασική ροή, εξελίσσεται συνεχώς. Η διαφορά του με το ομογενές είναι πως δέχεται την ύπαρξη δυο φάσεων όπου υγρό και αέριο ρέουν ξεχωριστά έχοντας σταθερή ταχύτητα. Στην περίπτωση όμως όπου οι ταχύτητες είναι ίσες το μοντέλο μας απλοποιείται σε αυτό του ομογενούς.

Οι βασικές αρχές στις οποίες στηρίζεται είναι:

- Σταθερές, αλλά όχι υποχρεωτικά ίσες ταχύτητες για την υγρή και αέρια φάση.
- Θερμοδυναμική ισορροπία μεταξύ των φάσεων του διφασικού μίγματος και
- Χρήση εμπειρικών σχέσεων που συσχετίζουν τους πολλαπλασιαστές ( $\Phi^2$ ) και το κλάσμα κενού ( $\alpha$ ) με τις ανεξάρτητες μεταβλητές ροής.

Οι βασικές εξισώσεις που διέπουν τη μονοδιάστατη διφασική ροή είναι:

$$\text{Συνέχειας : } m = m_G + m_L = \sigma \tau \alpha \theta . \quad (4.28)$$

$$\text{Ορμής } \left\{ \begin{array}{l} -\frac{dp}{dz} \delta z \frac{\pi d^2}{4} - \tau_w \delta z \pi d - \frac{\pi d^2}{4} \delta z [\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l] g \sin \theta = \\ \frac{\pi d^2}{4} \frac{d}{dz} [\alpha \rho_g u_g^2 + (1-\alpha) \rho_l u_l^2] \delta z \end{array} \right. \quad (4.29)$$

$$\text{Ενέργειας : } \frac{1}{m} \left( \frac{dq}{dz} - \frac{dw}{dz} \right) = \frac{d}{dz} [x h_g + (1-x) h_l] + \frac{d}{dz} \left[ x \frac{v_G^2}{2} + (1-x) \frac{u_L^2}{2} \right] \quad (4.30)$$

Η γενική εξίσωση για το κλάσμα κενού  $\alpha$  είναι:

$$\alpha = \frac{1}{1 + \left( \frac{u_g}{u_l} \frac{1-x}{x} \frac{\rho_g}{\rho_l} \right)}$$

με τον λόγο ταχυτήτων (αέρα/υγρού)  $u_g / u_l$ , που καλείται συχνά λόγος ταχύτητας S ολίσθησης. Έτσι, για την ομογενή ροή το S είναι ίσο με τη μονάδα. Για τη διαχωρισμένη ροή το S δεν είναι ίσο με την μονάδα: είναι συνήθως μεγαλύτερο από το ένα, μια που το αέριο κινείται γρηγορότερα από την υγρή φάση.

Μια περιεκτική ανασκόπηση των διαχωρισμένων μοντέλων έχει παρασχεθεί από τον Chisholm (1983).

Πτώση πίεσης λόγω επιτάχυνσης + Πτώση πίεσης λόγω πίεσης + Πτώση πίεσης λόγω βαρύτητας : Ορμή

Και έτσι

$$-\frac{dp}{dz} \delta z \frac{\pi d^2}{4} - \tau_w \delta z \pi d - \frac{\pi d^2}{4} \delta z [\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l] g \sin \theta = \frac{\pi d^2}{4} \frac{d}{dz} [\alpha \rho_g u_g^2 + (1-\alpha) \rho_l u_l^2] \delta z \quad (4.31)$$

Τώρα, χρησιμοποιώντας τις σχέσεις:

$$u_g = \frac{xG}{\alpha \rho_g}$$

$$u_l = \frac{(1-x)G}{(1-\alpha) \rho_l}$$

$$\rho_g u_g^2 = \frac{x^2 G^2}{\alpha^2 \rho_g}$$

$$\rho_l u_l^2 = \frac{(1-x)^2 G^2}{(1-\alpha)^2 \rho_g}$$

$G = \frac{m}{A}$  : ειδική μαζική ροή (kg/m<sup>2</sup>s) = συνολική μαζική ροή/διατομή της ροής..

Η εξίσωση (4.26) γίνεται

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{4\tau_w}{D} + [\alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l] g \sin \theta + G^2 \frac{d}{dz} \left[ \frac{x^2}{\alpha \rho_g} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \rho_l} \right] \quad (4.32)$$

Μπορεί να σημειωθεί ότι:

1. Όπως με την ομογενή ροή, η συνολική πτώση πίεσης διαιρείται σε τρία μέρη: την πτώση πίεσης λόγω της τριβής, λόγω βαρύτητας και λόγω επιτάχυνσης.
2. Οι όροι της βαρύτητας και της επιτάχυνσης απαιτούν γνώση του κενού μέρους α.
3. Για την εφαρμογή των παραπάνω εξισώσεων απαιτούνται επιπλέον σχέσεις για τη διατμητική τάση στο τοίχωμα.

Ένας εναλλακτικός τρόπος επίλυσης είναι οι ημιεμπειρικές σχέσεις που ανέπτυξαν οι Lockhart & Martinelli (1949). Βασιζόμενοι σε πειραματικά δεδομένα που καλύπτουν σχεδόν όλες τις περιοχές ροής που εμφανίζονται στην οριζόντια διφασική ροή όρισαν τους πολλαπλασιαστές  $\Phi_G^2$  και  $\Phi_L^2$  που εκφράζουν το λόγο της πτώσης πίεσης του μίγματος στο σωλήνα ως προς την πτώση πίεσης κάθε ρευστού όταν ρέει μόνο του.

$$\Phi_G^2 = \frac{dp/dz}{(dp/dz)_G} \quad (4.33)$$

$$\Phi_L^2 = \frac{dp/dz}{(dp/dz)_L} \quad (4.34)$$

$$X^2 = \frac{(dp/dz)_L}{(dp/dz)_G} \quad (4.35)$$

Οι πολλαπλασιαστές  $\Phi_G^2$  και  $\Phi_L^2$  μπορούν να συσχετιστούν με την παράμετρο  $X^2$  με βάση τις παρακάτω σχέσεις (Chisholm, 1973):

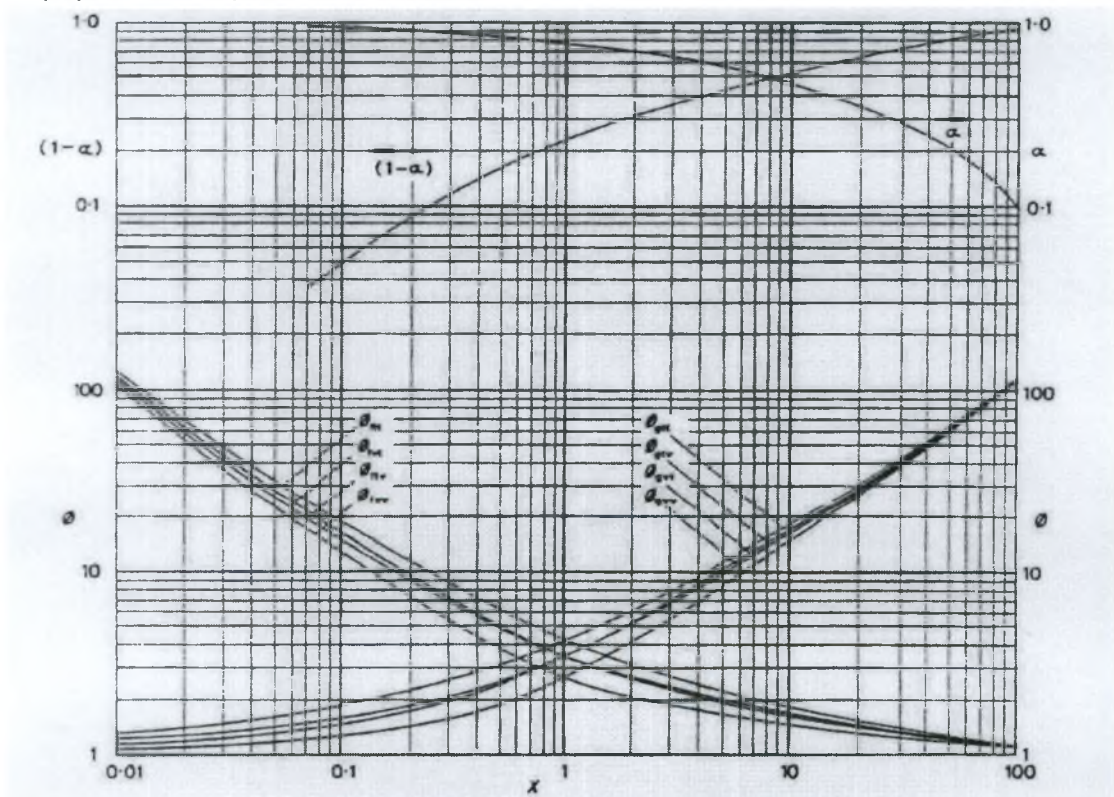
$$\Phi_G^2 = 1 + CX + X^2 \text{ και}$$

$$\Phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}$$

όπου C μια σταθερά η οποία μπορεί να πάρει τις παρακάτω τιμές:

Αέριο	Υγρό	C
τυρβώδης	τυρβώδης	20
τυρβώδης	στρωτή	12
στρωτή	τυρβώδης	10
στρωτή	Στρωτή	5

Επίσης στο Σχήμα 4.2 παρουσιάζεται η συσχέτιση μεταξύ X και Φ από πολλά πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 4.2. Η συσχέτιση των Lockhart-Martinelli

Μια πιθανόν ακριβέστερη εμπειρική σχέση είναι η συσχέτιση του Friedel (1979), η οποία προέκυψε από ελαχιστοποίηση του σφάλματος για μεγάλη βάση

πειραματικών δεδομένων πτώσης πίεσης. Ο πολλαπλασιαστής ως προς τη συνολική παροχή,  $\varphi_{Lo}^2$ , δίνεται από τη σχέση

$$\varphi_{Lo}^2 = A_1 + \frac{3,2A_2A_3}{Fr^{0,045}We^{0,035}} \quad (4.36)$$

όπου

$$A_2 = x^{0,78}(1-x)^{0,224} \quad (4.37\beta)$$

$$A_3 = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G}\right)^{0,91} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0,19} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L}\right)^{0,7} \quad (4.37\gamma)$$

$$Fr = \frac{G^2}{gD\rho^{-2}} \quad (4.37\delta)$$

$$We = \frac{G^2D}{\rho\sigma} \quad (4.37\epsilon)$$

Οι συντελεστές τριβής  $f_{Lo}$  και  $f_{Go}$  υπολογίζονται από τη συσχέτιση της μονοφασικής ροής για τη συνολική παροχή,  $G$ , ως υγρό και αέριο αντίστοιχα.  $D$  είναι η διάμετρος (ή η ισοδύναμη διάμετρος για μη-κυκλική διατομή),  $\sigma$  η επιφανειακή τάση και  $\bar{\rho}$  η μέση πυκνότητα του ομογενούς μοντέλου, όπως ορίζεται από την εξ. (4.8).

#### 4.4 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΣΤΡΩΜΑΤΩΜΕΝΗΣ ΡΟΗΣ

Στα τέλη της δεκαετίας του εξήντα πολλοί ερευνητές ασχολήθηκαν με την μοντελοποίηση της στρωματωμένης ροής.

Το 1972 ο Johannessen ήταν ο πρώτος που παρουσίασε μια θεωρία για τη χρήση των παραμέτρων L-M στη στρωματωμένη ροή.

Το κύριο μειονέκτημα της ανάλυσης του ήταν ότι δεν έλαβε υπ' όψιν την διεπιφανειακή διατμητική τάση. Αργότερα το 1976 οι Taitel & Dukler επέκτειναν το μοντέλο του Johannessen εισάγοντας και τη διεπιφανειακή διατμητική τάση αυτή την φορά.

Ο καθορισμός της σταθερότητας του στρωματοποιημένου καθεστώτος ροής απαιτεί τον υπολογισμό του πάχους υγρού, το οποίο μπορεί να υπολογιστεί από τις εξισώσεις που περιγράφουν την ισορροπία των δύο φάσεων, όπως έγινε από τους Taitel & Dukler

Εφαρμόζοντας την εξίσωση διατήρησης της ορμής για τις δυο φάσεις ισχύουν οι παρακάτω σχέσεις:

$$-A_L \frac{\Delta P}{dx} - \tau_{wL} S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \theta = 0 \quad (4.38)$$

$$-A_G \frac{\Delta P}{dx} - \tau_{wG} S_G + \tau_i S_i - \rho_G A_G g \sin \theta = 0 \quad (4.39)$$

όπου  $A$  η επιφάνεια κάθε φάσης,  $\tau_{wG}$ ,  $\tau_{wL}$ , είναι διατμητικές τάσεις το αέριο, υγρό αντίστοιχα και  $\tau_i$  η διεπιφανειακή διατμητική τάση. Το  $S_L$  και το  $S_L$ , είναι οι

περίμετροι σωλήνων σε επαφή με το υγρό και της αέριας φάσης, αντίστοιχα, ενώ  $S_i$  είναι η ενδιάμεση περίμετρος. Εξισώνοντας τις σχέσεις (4.38) και (4.39), η πτώση πίεσης ( $\Delta P/\Delta x$ ) απαλείφεται από τις σχέσεις (4.38),(4.39) και παίρνουμε:

$$\tau_{wG} \frac{S_G}{A_G} - \tau_{wL} \frac{S_L}{A_L} + \tau_i S_i \left( \frac{1}{A_L} + \frac{1}{A_G} \right) - (\rho_L - \rho_G) g \sin \beta = 0 \quad (4.40)$$

Οι Taitel & Dukler για τις παραπάνω ποσότητες πρότειναν της εξής σχέσεις:

$$\tau_{wG} = f_G \frac{\rho_G U_G^2}{2}, \quad \tau_{wL} = f_L \frac{\rho_L U_L^2}{2}, \quad \tau_i = f_i \frac{\rho_G (U_G - U_L)^2}{2}$$

Οι συντελεστές  $f_G$  και  $f_L$  μπορούν να προσδιοριστούν με καλή προσέγγιση από την εξίσωση του Blasius:

$$F_{(G \text{ ή } L)} = 16/Re \quad \text{για} \quad Re_{(G \text{ ή } L)} < 2000 \quad (4.41)$$

$$F_{(G \text{ ή } L)} = 0.046 Re^{-0.2} \quad \text{για} \quad Re_{(G \text{ ή } L)} > 2000 \quad (4.42)$$

Η δυσκολία έγκειται στον προσδιορισμό του διεπιφανειακού συντελεστή  $f_i$ .

Στην βιβλιογραφία προτείνεται μεγάλος αριθμός σχέσεων ωστόσο εμείς θα αναφερθούμε τον προσδιορισμό του Andritsos (1986).

#### Σε γαμηλές πιέσεις

$$f_i = f_g \quad \text{για} \quad u_{GS} \leq 5 \text{ m/s} \quad (4.43)$$

$$f_i = f_g \left[ 1 + 15 \left( \frac{h}{D} \right)^{0.5} \left( -1 + \frac{u_{GS}}{5} \right) \right] \quad \text{για} \quad u_{GS} > 5 \text{ m/s} \quad (4.44)$$

#### Σε υψηλές πιέσεις

$$f_i = f_g \quad \text{για} \quad \left( \frac{k_m \rho_g}{g \rho_l} \right)^{0.5} \cdot u_{GS} \leq 1 \text{ m/s} \quad (4.45)$$

$$\frac{f_i}{f_g} = 1 + 15 \left( \frac{h}{D} \right)^{0.5} \left[ \left( \frac{k_m \rho_g}{g \rho_l} \right)^{0.5} u_{GS} - 1 \right] \quad \text{για} \quad \left( \frac{k_m \rho_g}{g \rho_l} \right)^{0.5} \cdot u_{GS} > 1 \text{ m/s} \quad (4.46)$$

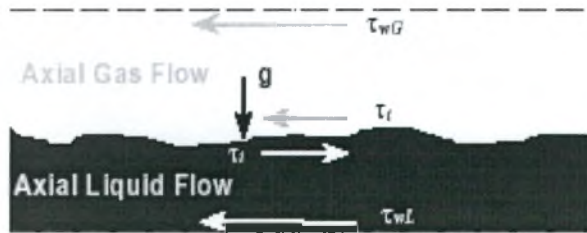
Μετρώντας το πάχος τη υγρής στιβάδας από τις παρακάτω γεωμετρικές σχέσεις βρίσκουμε τα εμβαδά  $A_G$  και  $A_L$ :

$$\gamma = 2 \cos^{-1} \left[ 1 - 2 \left( \frac{h}{D} \right) \right] \quad (4.47)$$

$$\frac{A_L}{A} = \frac{1}{2\pi} (\gamma - \sin \gamma) \quad (4.48)$$

$$\frac{A_G}{A} = 1 - \frac{A_L}{A} \quad (4.49)$$

και έτσι από την εξίσωση (4.38) ή (4.39) υπολογίζουμε την πτώση πίεσης του διαφασικού μίγματος.



Σχήμα 4.3. Στρωματομένη ροή

#### 4.5 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΔΙΑΛΕΙΠΟΥΣΑΣ ΡΟΗΣ

Ως διαλείπουσα ροή εδώ εννοείται η ροή με υγρές μάζες (slugs) και η ροή με επιμήκεις φυσαλίδες (plugs). Χαρακτηρίζεται από την εναλλαγή των υγρών μαζών που ακολουθούνται από τις επιμήκεις φυσαλίδες του αερίου. Οι υγρές μάζες μπορούν να περιέχουν και διασκορπισμένες φυσαλίδες, ενώ κάτω από τις φυσαλίδες αερίου υπάρχει συνήθως μια υγρή στιβάδα.

Όπως αναφέρεται από τους Petalas and Aziz (2000), μετάπτωση από τη ροή με φυσαλίδες στη διαλείπουσα ροή εμφανίζεται όταν το κλάσμα υγρού στο «slug» υπερβαίνει την τιμή που αντιστοιχεί στην μέγιστη ογκομετρική πυκνότητα των διασκορπισμένων φυσαλίδων (Γραμμή I1 στο Σχήμα 4.7). Ο ίδιος μηχανισμός μπορεί να εμφανιστεί για χαμηλές παροχές υγρού όταν το υγρό δεν επαρκεί για τη δημιουργία των «slugs». Για αυτή την περίπτωση, ορίζεται ως κριτήριο μετάπτωσης (γραμμή I4 στον Σχήμα 4.7) η σχέση

$$E_L \leq 0.24 \quad (4.57)$$

Το κλάσμα όγκου του υγρού που υπολογίζεται για τη ροή των υγρών μαζών συζητείται παρακάτω. Αν και δεν αναφερόμαστε χωριστά για το καθεστώς ροής με plugs, η ροή αυτή ορίζεται ως το τμήμα της διαλείπουσας ροής για την οποία η υγρή μάζα δεν περιέχει διασκορπισμένες φυσαλίδες. Αυτή ο ορισμός παρουσιάζεται με αυθαίρετο τρόπο για την περιοχή όπου ισχύει:

$$E_L \geq 0.90 \quad (4.58)$$

Το κλάσμα όγκου του υγρού μπορεί να υπολογιστεί γράφοντας ένα συνολικό ισοζύγιο της μάζας του υγρού σε ένα τμήμα υγρών μαζών-φυσαλίδων. Υποθέτοντας ότι η ροή είναι ασυμπίεστη και ότι το πάχος της υγρής στιβάδας είναι ομοιόμορφο προκύπτει ότι:

$$E_L = \frac{E_{Ls}V_t + V_{Gdb}(1 - E_{Ls}) - V_{SG}}{V_t} \quad (4.59)$$

όπου το  $V_{Gdb}$  αντιπροσωπεύει την ταχύτητα των διασκορπισμένων φυσαλίδων,  $V_t$  είναι η ταχύτητα του slug, και  $E_{Ls}$  είναι το κλάσμα όγκου του υγρού στο slug, η οποία



δίνεται από τη σχέση  $E_{Ls} = \frac{1}{1 + \left(\frac{V_m}{8.66}\right) 1.39}$ . Όλες αυτές οι ποσότητες πρέπει να

προσδιοριστούν από εμπειρικούς συσχετισμούς.

Η ταχύτητα των επιμηκών φυσαλίδων δίνεται από Bendiksen (1984) ως:

$$V_t = C_o V_m + V_d \quad (4.60)$$

όπου το  $C_o$  είναι ένας συντελεστής κατανομής που σχετίζεται με την ταχύτητα και την κατανομή της συγκέντρωσης στα διασκορπισμένα συστήματα. Σε ειδικές περιπτώσεις σχετίζεται με το αντίστροφο του παράγοντα  $K$  του Bankoff. Οι Zuber και Findlay (1965) έχουν επιβεβαιώσει εμπειρικά την εφαρμογή του σε άλλα καθεστώτα ροής, συμπεριλαμβανομένων της διαλείπουσας και της δακτυλοειδούς ροής. Οι Nicklin et al, στη μελέτη τους για τη ταχύτητα ανόδου φυσαλίδων Taylor, έχουν βρει ότι για αριθμούς Reynolds του υγρού μεγαλύτερους από 8.000,  $C_o=1.2$ , ενώ για χαμηλότερους αριθμούς Reynolds η παράμετρος πλησιάζει το 2.0. Οι Petalaw and Aziz (2000) χρησιμοποιούν την παρακάτω εμπειρική σχέση:

$$C_o = (1.64 + 0.12 \sin \theta) \text{Re}_{mL}^{-0.031} \quad (4.61)$$

Ο τροποποιημένος αριθμός Reynolds στη σχέση (4.34) βασίζεται στην ταχύτητα του μίγματος και στις ιδιότητες του υγρού:

$$\text{Re}_{mL} = \frac{\rho_L V_m D}{\mu_L} \quad (4.62)$$

Η ταχύτητα ολίσθησης (drift velocity) των επιμηκών φυσαλίδων,  $V_d$ , μπορεί να υπολογιστεί από το συσχετισμό του Zuboski:

$$V_d = f_m V_{d\infty} \quad (4.63)$$

όπου  $f_m = 0.316 \sqrt{\text{Re}_{\infty}}$  για  $f_m < 1$ , διαφορετικά  $f_m = 1$  και

$$\text{Re}_{\infty} = \frac{\rho_L V_{d\infty} D}{2\mu_L} \quad (4.64)$$

Ο Bendiksen δίνει την ταχύτητα ολίσθησης των επιμηκών φυσαλίδων σε υψηλούς αριθμούς Reynolds ως:

$$V_{d_x} = V_{dh_x} \cos \theta + V_{dv\infty} \sin \theta \quad (4.65)$$

Η ταχύτητα ολίσθησης των επιμηκών φυσαλίδων σε ένα οριζόντιο σύστημα σε μεγάλους αριθμούς Reynolds δίνεται από Weber ως:

$$V_{dh_x} = \left[ 0.54 - \frac{1.76}{Bo^{0.56}} \right] \sqrt{\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \quad (4.66)$$

όπου ο αριθμός Bond ορίζεται ως:  $Bo = \frac{(\rho_L - \rho_G)}{\sigma} gD^2$

Η ταχύτητα ολίσθησης των επιμηκών φυσαλίδων σε ένα κατακόρυφο σύστημα σε υψηλούς αριθμούς Reynolds επιτυγχάνεται από μια τροποποιημένη μορφή του συσχετισμού του Wallis (1969):

$$V_{dv_{\infty}} = 0.345(1 - e^{-\beta}) \sqrt{\frac{gD(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L}} \quad (4.67)$$

Ο συντελεστής  $\beta$ , δίνεται από:

$$\beta = Boe^{(3.278 - 1.424 \ln Bo)} \quad (4.68)$$

Τέλος, το κλάσμα όγκου του υγρού (σχέση 4.59) μπορεί να υπολογιστεί από την ταχύτητα των διασκορπισμένων φυσαλίδων στο slug:

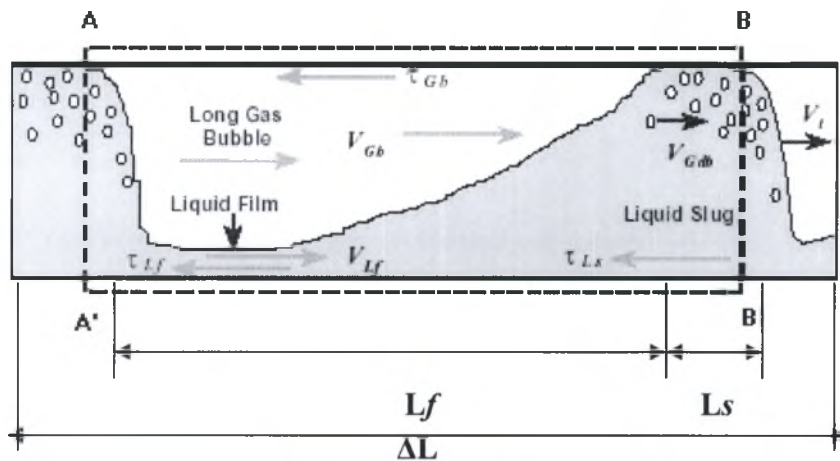
$$V_{Gdb} = C_o V_m + V_b \quad (4.69)$$

Η παράμετρος  $C_o$  στην σχέση (4.69) υπολογίζεται από την σχέση (4.61) και η ταχύτητα ανόδου των διασκορπισμένων φυσαλίδων από τη σχέση του Harmathy:

$$V_b = 1.53 \left[ \frac{g(\rho_L - \rho_G)\sigma}{\rho_L^2} \right]^{\frac{1}{4}} \sin \theta \quad (4.70)$$

Η εμπειρική φύση των συσχετισμών που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό του κλάσματος όγκου του υγρού απαιτεί την επιβολή ορίων στις υπολογιζόμενες τιμές. Ο πρώτος περιορισμός αναφέρεται στην εξ. (4.69), όπου είναι δυνατό, για ορισμένες συνθήκες ροής προς τα κάτω, η τιμή της  $V_{Gdb}$  να γίνει αρνητική. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η  $V_{Gdb}$  λαμβάνεται μηδέν. Σε άλλες περιπτώσεις, είναι δυνατό να υπολογιστούν τιμές για  $E_L$  μεγαλύτερες από 1,0. Σε αυτές τις περιπτώσεις, η  $E_L$  τίθεται ίση με το  $C_1$ .

Όταν κανένα από τα κριτήρια μετάπτωσης που απαριθμούνται παραπάνω δεν ικανοποιείται, το καθεστώς ροής ορίζεται ως "αφρός" (froth), υπονοώντας μια μεταβατική κατάσταση μεταξύ άλλων καθεστώτων ροής.



Σχήμα 4.5. Διαλείπουσα ροή (slug flow)

### Υπολογισμός της πτώσης πίεσης και το κλάσμα όγκου του υγρού

Ο υπολογισμός για το κλάσμα όγκου του υγρού και για τη διαλείπουσα ροή έχει περιγραφεί ήδη στη σχέση (4.32). Η πτώση πίεσης μπορεί να ληφθεί γράφοντας ένα ισοζύγιο ορμής σε ένα ζεύγος υγρών μαζών-φυσαλίδων:

$$-\left(\frac{dp}{dL}\right) = \rho_m \frac{g}{g_c} \sin \theta + \frac{1}{L_u} \left[ L_s \left( \frac{\tau_{Ls} \pi D}{A} \right) + L_f \left( \frac{\tau_{Lf} S_{Lf} + \tau_{Gdb} S_{Gdb}}{A} \right) \right] \quad (4.71)$$

Δυστυχώς, καμία αξιόπιστη μέθοδος δεν υπάρχει για τον υπολογισμό του μήκους των υγρών μαζών  $L_S$ , ούτε για το μήκος της περιοχής φυσαλίδων  $L_f$ . Επιπλέον, αν και είναι γνωστό ότι η διατμητική τάση στη φυσαλίδα αερίου είναι κανονικά μικρή έναντι αυτής στον υγρό, καμία αξιόπιστη μέθοδος δεν είναι διαθέσιμη για τον υπολογισμό τους. Οι Xiao *et al* έχουν εξετάσει την περιοχή φυσαλίδων και έχουν υποθέσει ότι είναι ανάλογη με τη στρωματοποιημένη ροή. Παίρνοντας υπόψη αυτές τις αβεβαιότητες, η ακόλουθη απλή σχέση μπορεί να γραφτεί:

$$-\left(\frac{dp}{dL}\right) = \rho_m \frac{g}{g_c} \sin \theta + \eta \left(\frac{dp}{dL}\right)_{f_{SL}} + (1-\eta) \left(\frac{dp}{dL}\right)_{f_{AM}} \quad (4.72)$$

Η ποσότητα  $\eta$  είναι ένας εμπειρικά καθορισμένος παράγοντας στάθμισης, σχετικός με την αναλογία του μήκους υγρών μαζών στο συνολικό μήκος μονάδων υγρών μαζών,  $\frac{L_s}{L_u}$ , και υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\eta = C_L^{(0.75-E_L)} \quad (4.73)$$

με τον όρο αυτό  $\eta \leq 1.0$

Η πτώση πίεσης για το τμήμα των υγρών μαζών υπολογίζεται από:

$$\left(\frac{dp}{dL}\right)_{f_{SL}} = 2 \frac{f_{mL} V_m^2 \rho_m}{gD} \quad (4.74)$$

Ο συντελεστής τριβής  $f_{mL}$ , υπολογίζεται από τις τυποποιημένες μεθόδους χρησιμοποιώντας την τραχύτητα των σωλήνων και τον αριθμό Reynolds που δίνεται από τη σχέση:  $Re_{mL} = \frac{D \rho_L V_m}{\mu_L}$

Ο όρος που πρέπει ακόμα να καθοριστεί στη σχέση (4.72) είναι η πτώση πίεσης που υπολογίζεται για την δακτυλιοειδή-υδρονέφουσα ροή. Αυτό επιτυγχάνεται με τη χρησιμοποίηση του κλάσματος όγκου του υγρού που δίνεται από τη σχέση (4.72) για να υπολογιστεί το πάχος της υγρής στιβάδας, με την υπόθεση ότι έχουμε δακτυλιοειδή- υδρονέφουσα ροή.

Κατά συνέπεια, από τη σχέση  $E_L = 1 - (1 - 2\tilde{\delta}_L)^2 \frac{V_{SG}}{V_{SG} + FEV_{SL}}$

$$\tilde{\delta}_L = \frac{1}{2} \left[ 1 - \sqrt{\left( 1 - E_L \frac{(FEV_{SL} + V_{SG})}{V_{SG}} \right)} \right] \quad (4.75)$$

Η πτώση πίεσης βασισμένη στη δακτυλιοειδής-υδρονέφουσα ροή υπολογίζεται έπειτα από:

$$\left(\frac{dp}{dL}\right)_{f_{AM}} = \frac{4\tau_{wL}}{D} \quad (4.76)$$

Η διατμητική τάση  $\tau_{wL}$ , υπολογίζεται από τη σχέση:

$$\tau_{wL} = \frac{f_f \rho_L V_f^2}{2}$$

Όταν το υπολογισμένο πάχος της υγρής στιβάδας στη σχέση (4.75) είναι λιγότερο από  $(1 \times 10^{-4})$ , τότε χρησιμοποιείται ένα απλό ομογενές μοντέλο με ολίσθηση:

$$\left( \frac{dp}{dL} \right)_{fr,sl} = \frac{2f_m V_m^2 \rho_m}{g_c D} \quad (4.77)$$

Ο συντελεστής τριβής,  $f_m$ , υπολογίζεται από τις τυποποιημένες μεθόδους χρησιμοποιώντας την τραχύτητα του αγωγού και τον αριθμό Reynolds που δίνεται από σχέση:

$$Re_m = \frac{D \rho_m V_m}{\mu_m}$$

Η πυκνότητα και το ιξώδες του μίγματος λαμβάνονται από σχέσεις αντίστοιχα.

$$\rho_m = E_L \rho_L + E_G \rho_G$$

$$\mu_m = E_L \mu_L + E_G \mu_G$$

#### 4.6 ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΔΑΚΤΥΛΙΟΕΙΔΟΥΣ ΡΟΗΣ

Η διερεύνηση του καθεστώτος της δακτυλιοειδούς ροής είναι παρόμοια με την προσέγγιση που χρησιμοποιείται για τη στρωματοποιημένη ροή και είναι βασισμένη στην εργασία των Taitel και Dukler (1976) και των Oliemans et al. (1987). Το μοντέλο υποθέτει ένα σταθερό πάχος της υγρής στιβάδας και αγνοεί το συμπαρασυρμό των σταγονιδίων. Η ισορροπία ορμής στον πυρήνα και στην υγρή στιβάδα δίνει

$$-A_f \left( \frac{dp}{dL} \right) - \tau_{wL} S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_f g \sin \theta = 0 \quad (4.78)$$

$$-A_c \left( \frac{dp}{dL} \right) - \tau_i S_i - \rho_c A_c g \sin \theta = 0 \quad (4.79)$$

Οι γεωμετρικές παράμετροι μπορούν να εκφραστούν μέσω ενός αδιάστατου πάχους της υγρής στιβάδας  $\tilde{\delta}_L = \delta_L / D$ , και το κλάσμα του υγρού που παρασύρεται από το αέριο FE (συμπαρασυρμός). Οι διατμητικές τάσεις δίνονται από:

$$\tau_{wL} = \frac{f_f \rho_L V_f^2}{2g_c}$$

$$\tau_i = \frac{f_i \rho_c (V_c - V_f) |V_c - V_f|}{2g_c}$$

Ο συντελεστής τριβής για την υγρή στιβάδα υπολογίζεται χρησιμοποιώντας οποιοδήποτε από τους τυποποιημένους συσχετισμούς με την τραχύτητα σωλήνων και στιβάδας από τον αριθμό Reynolds όπως εκφράζεται από:

$$\text{Re}_f = \frac{D_f \rho_L V_f}{\mu_L}$$

Προκειμένου να λυθούν οι σχέσεις (4.78) και (4.79), δύο πρόσθετοι συντελεστές πρέπει να καθοριστούν: ο διεπιφανειακός συντελεστής τριβής ( $f_i$ ) και το FE. Αυτοί υπολογίζονται από τις εμπειρικές σχέσεις:

$$\frac{FE}{1-FE} = 0.735 N_B^{0.074} \left( \frac{V_{SG}}{V_{SL}} \right)^{0.2} \quad (4.80)$$

$$\frac{f_i}{f_c} = 0.24 \left\{ \frac{\sigma}{\rho_c V_c^2 D_c} \right\}^{0.085} \text{Re}_f^{0.305} \quad (4.81)$$

όπου ο αδιάστατος αριθμός  $N_B$  ορίζεται ως:

$$N_B = \frac{\mu_L^2 V_{SG}^2 \rho_G}{\sigma^2 \rho_L}$$

Η Barnea (1986) παρουσίασε ένα μοντέλο για τη μετάπτωση από τη δακτυλιοειδή ροή βασισμένη σε δύο όρους. Η πρώτη μετάβαση που προτείνεται είναι βασισμένη στην παρατήρηση ότι η ελάχιστη διατμητική τάση συνδέεται με μια αλλαγή στην κατεύθυνση της ταχύτητας μέσα στην υγρή στιβάδα. Όταν κατανομή ταχύτητας γίνεται αρνητική, η σταθερή δακτυλιοειδής ροή δεν μπορεί να διατηρηθεί και συμβαίνει μετάπτωση στη διαλείπουσα ροή. Αυτός ο μηχανισμός μετάπτωσης αφορά μόνο την ροή προς τα πάνω. Ο ελάχιστος όρος της διατμητικής τάσης μπορεί να καθοριστεί από τη συνθήκη  $\frac{\partial \tau_i}{\partial \tilde{\delta}_L} = 0$

$$2f_f \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_c} \frac{V_{sl}^2 (1-FE)^2}{gD \sin \theta} = \frac{E_f^2 \left( 1 - \frac{2}{3} E_f \right)}{2 - \frac{3}{2} E_f} \quad (4.82)$$

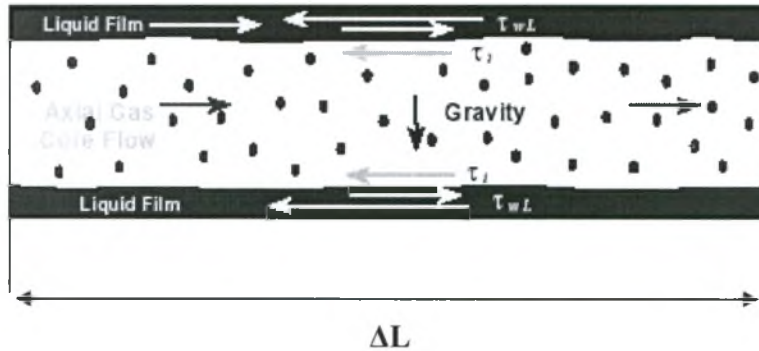
και το κλάσμα υγρού στην στιβάδα δίνεται από:

$$E_f = \frac{A_f}{A} = 4\tilde{\delta}_L (1 - \tilde{\delta}_L) \quad (4.83)$$

Η σχέση (4.82) μπορεί να λυθεί χρησιμοποιώντας μια επαναληπτική διαδικασία για να καθοριστεί το πάχος της υγρής στιβάδα στο οποίο η ελάχιστη διατμητική τάση εμφανίζεται στο  $\tilde{\delta}_{L_{\min}}$ . (Γραμμή A1 Σχήμα 4.7).

Ο δεύτερος μηχανισμός που προτείνεται από τη Barnea για τη αστάθεια της δακτυλιοειδούς ροής εμφανίζεται όταν ο εφοδιασμός του υγρού στην στιβάδα είναι επαρκής για να προκαλέσει την παρεμπόδιση του αερίου στο πυρήνα με το γεφύρωμα του σωλήνα. Ως εκ τούτου, η μετάβαση από τη δακτυλιοειδή ροή εμφανίζεται όταν (γραμμή A2 στο Σχήμα 4.7):

$$E_L \geq \frac{1}{2}(1 - 0.52) \text{ ή } E_L \geq 0.24 \quad (4.84)$$



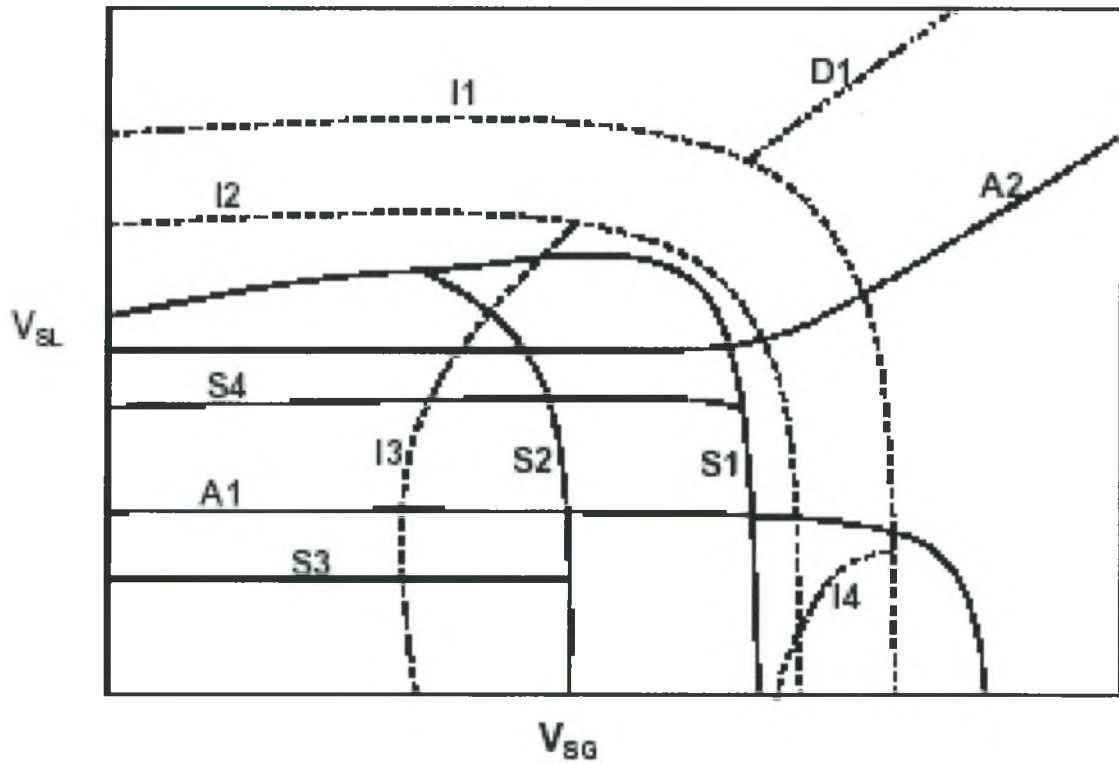
Σχήμα 4.6: Δακτυλιοειδής-Υδρονέφωση ροής

### Υπολογισμός της πτώσης πίεσης και το κλάσμα της παροχής υγρού

Ο συμπαρασυρμός,  $E$ , κατά τη διάρκεια της δακτυλιοειδούς ροής μπορεί να υπολογιστεί από τις γεωμετρικές σχέσεις όταν είναι γνωστό το πάχος της υγρής στιβάδας:

$$E_L = 1 - \left(1 - 2\tilde{\delta}_L\right)^2 \frac{V_{SG}}{V_{SG} + FE \cdot V_{SL}} \quad (4.85)$$

Επομένως η πτώση πίεσης μπορεί να υπολογιστεί από τις σχέσεις (4.78) ή (4.79).



Σχήμα 4.7. Μεταπτώσεις που χρησιμοποιούνται στον προσδιορισμό καθεστώτων ροής (Petalas and Aziz, 2000).

## 5. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΩΝ ΤΗΣ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ

### 5.1 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ

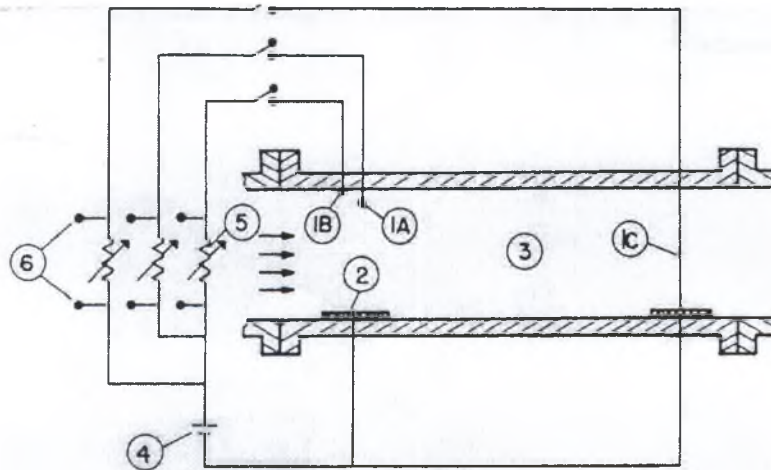
#### 5.1.1 Οπτική παρατήρηση

Οι οπτικές παρατηρήσεις σε ένα διαφανές τμήμα του αγωγού είναι ο απλούστερος τρόπος ανίχνευσης των μορφών της διφασικής ροής. Στην περίπτωση ταχύτατα εξελισσομένων φαινομένων, όπου η απλή παρατήρηση δεν είναι αρκετή, η χρήση φωτογραφικής μεθόδου μεγάλης ταχύτητας (high-speed photography) ή η φωτογράφιση αξονικής διατομής (axial view photography) είναι επιβεβλημένη (Hewitt & Roberts, 1969).

Η μέθοδος δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε περιπτώσεις που είναι αδύνατη η οπτική επαφή με το εσωτερικό του αγωγού (π.χ. αδυναμία χρήσης διαφανούς σωλήνα λόγω υψηλής πίεσης).

#### 5.1.2 Αγωγιμομετρική μέθοδος

Χρησιμοποιείται μόνον όταν η υγρή φάση είναι (ή μπορεί να γίνει) αγωγίμη. Βασίζεται στη χρήση μετρητικού (probe), που όταν βρίσκεται σε επαφή με την υγρή φάση δίνει υψηλό σήμα εξόδου ενώ σε επαφή με την αέρια δίνει σχεδόν μηδενικό. Για τον προσδιορισμό των καθεστώτων ροής έχουν προταθεί από διάφορους ερευνητές (Barnea et al, 1980) κατάλληλοι συνδυασμοί ηλεκτροδίων (Σχήμα 5.1).



Σχήμα 5.1. Διάταξη ανίχνευσης καθεστώτων ροής (Barnea et al., 1980).



## 5.2 ΠΤΩΣΗ ΠΙΕΣΗΣ

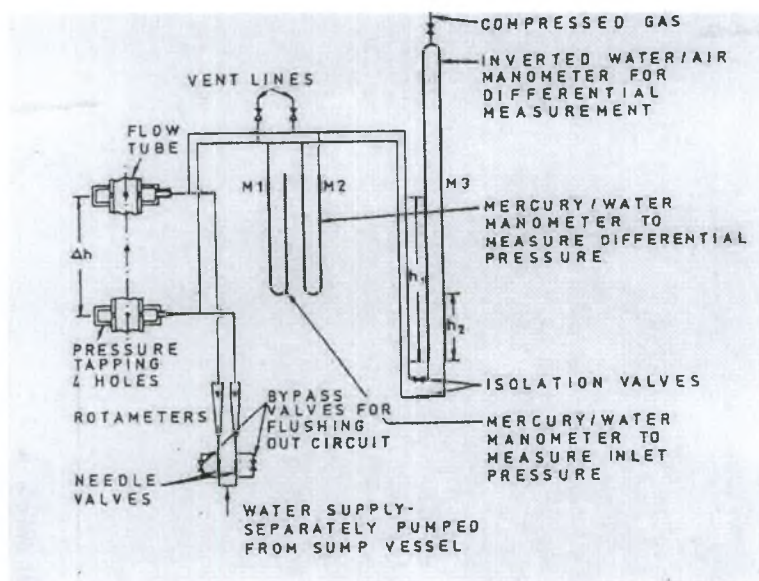
Είναι προφανής η σημασία της καθώς ρυθμίζει την αντλητική ισχύ του συστήματος. Η μέτρησή της μπορεί να γίνει με κλασικά μανόμετρα υγρού ή με ηλεκτρονικούς μετατροπείς διαφορικής πίεσης (differential pressure transducers).

Μετρώντας με τα μανόμετρα, τα προβλήματα που συνήθως παρουσιάζονται είναι η αλλοίωση των μετρήσεων (αλλαγή της πυκνότητας του μανομετρικού υγρού) και δραστική μείωση της απόκρισης του συστήματος μέτρησης που προκαλεί η είσοδος της αντίθετης φάσης από εκείνη που πληροί τις γραμμές σύνδεσης του μετρητικού με τον κυρίως αγωγό (αέριες φυσαλίδες στο υγρό ή σταγόνες στο αέριο). Επίσης συμπύκνωση του αερίου ή αποσυμπίεση του υγρού είναι δυνατόν να έχουν τα ίδια αποτελέσματα.

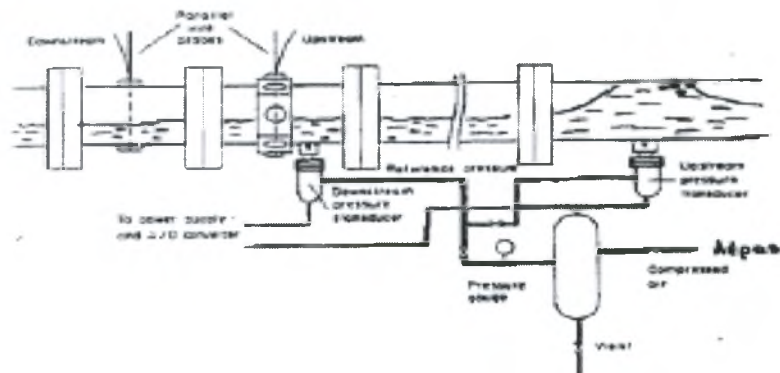
Συνήθως οι γραμμές σύνδεσης γεμίζονται με την υγρή φάση και πρέπει, αν είναι δυνατόν, να είναι διαφανείς, ώστε να φαίνεται η κατάσταση του ρευστού μέσα σ' αυτές (φυσαλίδες κλπ). Σε αυτή την περίπτωση ένα σύστημα απομάκρυνσης των φυσαλίδων όπως αυτό του Σχήματος 5.3 λύνει το πρόβλημα.

Στην περίπτωση των μετατροπέων πίεσης (pressure transducers) τα συνηθέστερα προβλήματα είναι:

1. Η παγίδευση φυσαλίδων στις γραμμές σύνδεσης με αποτέλεσμα τη μείωση της συχνότητας απόκρισης (όμοια με τα κοινά μανόμετρα)
2. Η αδυναμία μέτρησης μικρών τιμών  $\Delta P$  (κοντά στο "offset" του οργάνου)
3. Η αλλοίωση των μετρήσεων από δονήσεις της συσκευής (ιδιαίτερα στη διαλείπουσα περιοχή)
4. Η συχνή βαθμονόμηση των μετρητικών



Σχήμα 5.2. Σύστημα καθαρισμού των γραμμών σύνδεσης για μετρήσεις πτώσης πίεσης (Hewitt et al., 1962).



Σχήμα 5.3. Μέτρηση πτώσης πίεσης διαφορικής ροής σε οριζόντιο αγωγό

### 5.3 ΣΥΜΠΑΡΑΣΥΡΜΟΣ (Entrainment)

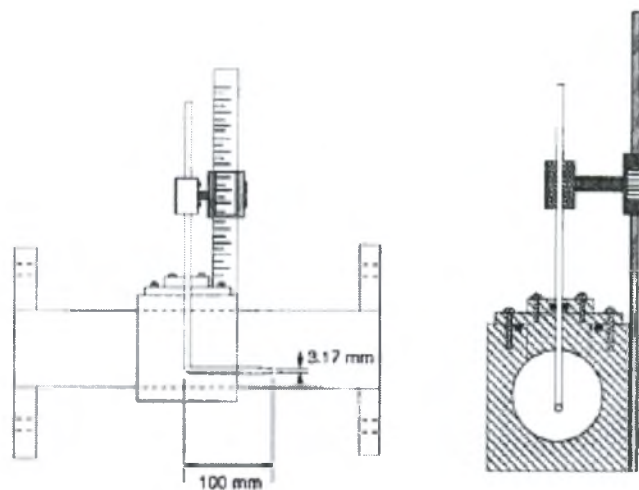
Ένα από τα βασικά χαρακτηριστικά της διαφασικής ροής είναι ο **συμπαρασυρμός (Entrainment)**. Ο συμπαρασυρμός είναι το κλάσμα της περιοχής του υγρού που βρίσκεται στον αέριο πυρήνα με μικρών σταγονιδίων ως προς τη συνολική υγρή παροχή και ορίζεται ως:

$$E = \frac{W_{LE}}{W_L} = \frac{W_L - W_{LF}}{W_L} \quad (5.1)$$

όπου  $W_L$  η συνολική παροχή,  $W_{LE}$  η παροχή της διασποράς υγρής φάσης και  $W_{LF}$  η παροχή της υγρής στιβάδας. Ο συμπαρασυρμός επηρεάζεται από ένα δυο βασικές διεργασίες, την **εκνέφωση**, δηλαδή την παραγωγή σταγονιδίων από την επιφάνεια των κυμάτων, και την **εναπόθεση** των σταγονιδίων στην υγρή στιβάδα. Ο συμπαρασυρμός σε πλήρως ανεπτυγμένη ροή (που συμβαίνει σε απόσταση μερικών διαμέτρων από το σημείο ανάμιξης) αποκτά σταθερή τιμή και ο ρυθμός της εκνέφωσης γίνεται ίσος με το ρυθμό της εναπόθεσης.

Στην διεθνή βιβλιογραφία συναντώνται τρεις πειραματικές μέθοδοι μετρήσεις του συμπαρασυρμού (**E**):

1) Η μέτρηση του συμπαρασυρμού γίνεται με ισοκινητική δειγματοληψία, διαχωρισμό των φάσεων και προσδιορισμό του υγρού κλάσματος. Στο Σχήμα 5.4 φαίνεται μια συσκευή δειγματοληψίας. Η μέτρηση σε διάφορα σημεία της διατομής και η ολοκλήρωση σε όλη την επιφάνεια του αερίου δίνει το ποσοστό της υγρής φάσης, που είναι διασπαρμένη μέσα στην αέρια.



Σχήμα 5.4. Πειραματική διάταξη μέτρησης του συμπαρασυρμού σε οριζόντιο αγωγό (Παράς, 1991).

2) Απομάκρυνση με εφαρμογή κενού της υγρής στιβάδας μέσω ειδικής διατάξεως (π.χ. τμήμα αγωγού με πορώδες τοίχωμα). Ο συμπαρασυρμός προκύπτει από τη διαφορά μεταξύ της συνολικής παροχής του υγρού και της παροχής της υγρής στιβάδας που απομακρύνεται (Whalley et al 1973, Dallman 1978, Laurinat 1982).

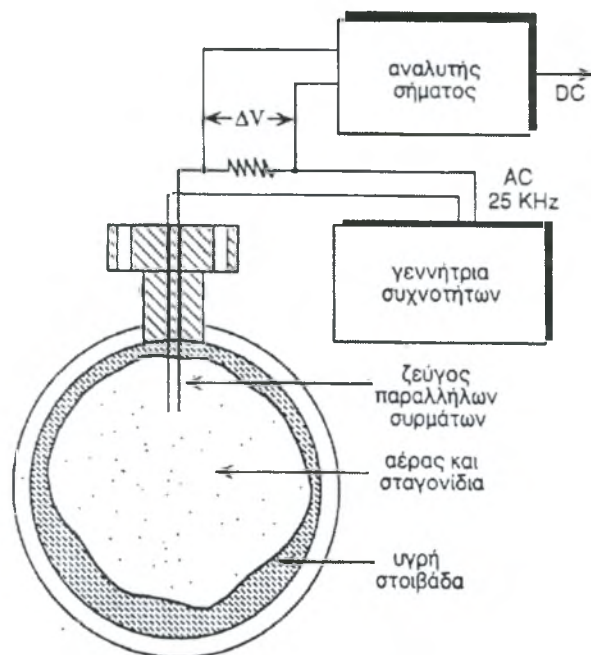
3) Συνεχής ιχνοθέτηση της υγρής στιβάδας (π.χ. με αλάτι) και μέτρηση της συγκέντρωσης του ιχνηθέτη στο υγρό σε μια απόσταση από το σημείο έγχυσης. Ο συμπαρασυρμός υπολογίζεται με την εφαρμογή ισοζυγίου μάζας (Schadel 1988). Θα πρέπει επίσης να επισημάνουμε πως έχει παρατηρηθεί ότι υπάρχει ένα όριο στην παροχή της υγρής στιβάδας, το λεγόμενο WLFC (Critical film flow rate), κάτω από το οποίο δεν προκαλείται εκνέφωση, ανεξάρτητα από την αύξηση της ταχύτητας του αερίου (Dallman 1978, Παράς 1991).

## 5.4 ΣΥΓΚΡΑΤΗΣΗ (Hold-up)

### *Αγωγιμομετρική μέθοδος*

Το ύψος των κυμάτων και το στιγμιαίο ή μέσο πάχος της υγρής στιβάδας στη διφασική ροή μπορούν να μετρηθούν με την αγωγιμομετρική μέθοδο εφόσον η υγρή φάση είναι ή μπορεί γίνει αγωγή. Η μέθοδος στηρίζεται στο γεγονός ότι η αγωγιμότητα μεταξύ δύο παραλλήλων λεπτών μεταλλικών συρμάτων εξαρτάται από το ύψος του υγρού που βρίσκεται μεταξύ τους.

Για τη μέτρηση του πάχους της υγρής φάσης χρησιμοποιείται μια πειραματική διάταξη, η μορφή της οποίας φαίνεται στο Σχήμα 5.5. Τα μετρητικά στοιχεία έχουν τη μορφή «βύσματος» (plug), τα οποία μπορούν να τοποθετούνται σε κατάλληλα διαμορφωμένες υποδοχές. Το κάτω μέρος τους έχει υποστεί ειδική επεξεργασία σε τόρνο έτσι ώστε να μη διαταράσσεται η εσωτερική διάμετρος του σωλήνα.



**Σχήμα 5.5.** Μετρητική διάταξη παράλληλων συρμάτων για τη μέτρηση του πάχους της υγρής στιβάδας (Παράς, 1991).

Κάθε ζεύγος συρμάτων κατασκευάζεται από μεταλλικά σύρματα διαμέτρου περίπου 0,5 mm και απέχουν μεταξύ τους 2-5 mm. Στο Σχήμα 5.5 φαίνεται επίσης ένα μετρητικό στοιχείο με ζεύγος παραλλήλων συρμάτων. Η τοποθέτηση μετρητικών ζευγών συρμάτων σε μια δεύτερη σειρά είναι απαραίτητη όταν απαιτούνται χαρακτηριστικά των κυμάτων, όπως είναι η ταχύτητα τους.

Τα μετρητικά στοιχεία για τις αγωγιμομετρικές μετρήσεις συνδέονται σε ηλεκτρονικό κύκλωμα (αναλυτής), που μετρά την αντίσταση της υγρής στιβάδας που περιέχεται μεταξύ των συρμάτων και παράγει ένα σήμα DC που αντιστοιχεί στο ύψος της υγρής στιβάδας. Είναι απόλυτα αναγκαίο να γίνει βαθμονόμηση της συσκευής πριν από κάθε σειρά πειραμάτων και να καταγράφεται η αγωγιμότητα της υγρής φάσης (ή η θερμοκρασία της) για τις αναγκαίες διορθώσεις.

Τέλος, η συγκράτηση ( $\epsilon$ ) αυξάνεται με: με μείωση της αέριας παροχής και αυξήσει της παροχής υγρής φάσης. Όπως φαίνεται στο παρακάτω διαγράμματα.

## 5.5 ΠΑΧΟΣ ΥΓΡΗΣ ΣΤΙΒΑΔΑΣ

Στα προηγούμενα χρόνια έγινε μια σοβαρή προσπάθεια να ερευνηθούν οι συνθήκες και τα χαρακτηριστικά της ροής υγρής στιβάδας πάνω σε οριζόντιο στέρεο τοίχωμα. Ιστορικά οι ερευνητικές προσπάθειες ξεκίνησαν με τη δημιουργία εμπειρικών συσχετισμών, αλλά σύντομα στράφηκαν στη μελέτη των φαινομένων που έχουν σαν αποτέλεσμα των σχηματισμό κυμάτων και των μηχανισμών που τροφοδοτούν την υγρή στιβάδα αντισταθμίζοντας τις απώλειες υγρού λόγω

βαρύτητας. Το πάχος της υγρής στιβάδας και η κατανομή του στην περιφέρεια του αγωγού είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος που παίζει μεγάλο ρόλο στη διφασική ροή. Μερικές από τις πιο σημαντικές εφαρμογές της είναι να εκφράζει την ταχύτητα του υγρού ή το ποσοστό του όγκου που καταλαμβάνει το αέριο ή το υγρό μέσα στον σωλήνα. Μπορεί ακόμη να δώσει στοιχεία για την πτώση πίεσης και την συνολική επιφάνεια εναλλαγής του υγρού ή του αερίου μέσα στο σωλήνα της διφασικής ροής.

Ο πρώτος εμπειρικός συσχετισμός που προτάθηκε για την κατανομή του πάχους της υγρής στιβάδας είναι αυτός του McManus (1961). Ο συσχετισμός αυτός προέκυψε από πειραματικές μετρήσεις σε οριζόντιους αγωγούς διαμέτρου 2,54 cm, 5,08 cm και 7,62 cm για μίγματα νερού και διαλυμάτων γλυκερίνης + νερού με αέρα και δίνεται από την σχέση:

$$\frac{h}{D} = e^K \frac{(Re_{sL})^a}{(Re_{sG})^b} \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^c \left( \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^d \quad (5.2)$$

όπου,  $Re_{sG}$ ,  $Re_{sL}$  είναι ο αριθμός Reynolds αέριας και υγρής φάσης αντίστοιχα.

$\rho_G$ ,  $\rho_L$  είναι η πυκνότητα αέριας και υγρής φάσης αντίστοιχα.

$\mu_G$ ,  $\mu_L$  είναι το δυναμικό ιξώδες (dynamic viscosity) αέριας και υγρής φάσης αντίστοιχα.

Οι εκθέτες  $K$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $c$ ,  $d$  προσδιορίζονται εμπειρικά και εξαρτώνται από τις παροχές των δυο φάσεων.

Σημαντικός είναι ο εμπειρικός συσχετισμός του Martinelli για χαμηλές πιέσεις και οριζόντια διφασική ροή. Η εξίσωση που παρουσίασε είναι:

$$\alpha = (1 + x^{0.8})^{-0.378} \quad (5.3)$$

όπου  $\alpha$  το κλάσμα κενού και  $x$  κάποιος παράγοντας ροής. Ανάλογα με το είδος της ροής, το κλάσμα κενού μπορεί να συσχετιστεί με το πάχος της υγρής στιβάδας.

Οι Laurinat et al (1984) κάνοντας πειράματα σε αγωγούς 2,54 cm και 5,08 cm με νερό και αέρα την τροποποίησαν κατάλληλα και συσχέτισαν τον παράγοντα ροής  $F_H$  (flow factor) με δεδομένα της μέσης τιμής  $\langle h \rangle$  του πάχους της υγρής στιβάδας:

$$\frac{\langle h \rangle}{D} = \frac{6.59 F_H}{[2.3^5 + (90 F_H)^5]^{0.2}} \quad (5.4)$$

όπου

$$F_H = \frac{\gamma}{Re_{sG}^{0.9}} \frac{\mu_L}{\mu_G} \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.5} \quad (5.5)$$

### 5.5.1 ΜΕΘΟΔΟΙ ΚΑΙ ΤΕΧΝΙΚΕΣ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΩΝ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΠΑΧΟΥΣ ΥΓΡΗΣ ΣΤΙΒΑΔΑΣ

Οι μέθοδοι και οι τεχνικές μετρήσεων για την μέτρηση πάχους στιβάδας όπως εμφανίζονται στη βιβλιογραφία, χωρίζονται σε δυο μεγάλες κατηγορίες:

- i. *Άμεσες μέθοδοι και*
- ii. *Έμμεσες μέθοδοι*

#### i) *Άμεσες μέθοδοι*

Ως άμεσες μέθοδοι χαρακτηρίζονται αυτές που χρησιμοποιούν κατάλληλα μικρόμετρα σε απευθείας επαφή με το υγρό. Τέτοια μέθοδο χρησιμοποιήσε στο παρελθόν ο Kirkdride (1934) και άλλοι. Όταν εφαρμόζεται προσεκτικά και με ακρίβεια είναι χρήσιμη για τιμές πάχους σε στρωτή ροή χωρίς κύματα, όταν όμως αρχίσουν οι κυματισμοί τότε εισάγει σφάλμα. Μια τροποποιημένη εφαρμογή είναι αυτή που μια λεπτή βελόνα στηριγμένη με μικρόμετρο τοποθετείται κατάλληλα.

#### ii) *Έμμεσες μέθοδοι*

Επιγραμματικά αναφέρουμε τις παρακάτω μεθόδους:

- Μέθοδος αποχέτευσης η κατακράτησης
- Φωτογραφίες σκιών
- Ραδιενεργοί ιχνοθέτες
- Μέθοδος εξισορροπητικού υγρού
- Φωτομετρικές μέθοδοι-Μέθοδοι οπτικής παρεμβολής
- Μέθοδος ηλεκτρικής αντίστασης και ηλεκτρικής χωρητικότητας (αγωγιμομετρική μέθοδος)

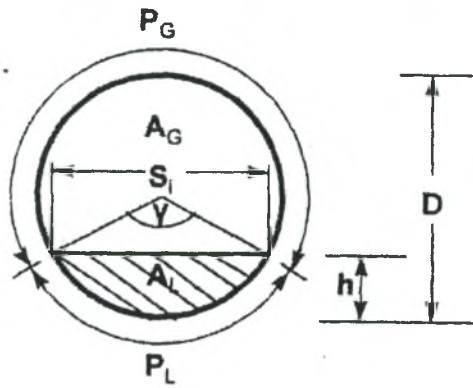
### 5.5.2 ΜΕΤΡΗΣΗ ΜΕ ΤΗΝ ΑΜΕΣΗ ΜΕΘΟΔΟ

Για την μέτρηση της υγρής στιβάδας, χρησιμοποιήθηκε μια κατάλληλα βαθμονομημένη «μεζούρα» για τις περιοχές λεία διαχωρισμένη, διαχωρισμένη με δισδιάστατα κύματα και κύματα μεγάλου πλάτους. Αφού μετρήσαμε την υγρή περιφέρεια του αγωγού με τη μεζούρα, μετατρέψαμε τα αποτελέσματα σε ύψος υγρής στιβάδας με του παρακάτω τύπους.

$$P_L = \frac{\pi}{180^\circ} r \cdot \gamma \quad (5.6)$$

$$\gamma = 2 \cos^{-1} \left[ 1 - 2 \left( \frac{h}{D} \right) \right] \quad (5.7)$$

$$\frac{h}{D} = \frac{1 - \cos \left( \frac{\gamma}{2} \right)}{2} \quad (5.8)$$



Σχήμα 5.7. Γεωμετρία υπολογισμού του υγρού ύψους

$$\frac{A_L}{A} = \frac{1}{2\pi} (\gamma - \sin \gamma) \quad (5.9)$$

$$\frac{A_G}{A} = 1 - \frac{A_L}{A} \quad (5.10)$$

$$\frac{S_l}{D} = \sin\left(\frac{\gamma}{2}\right) \quad (5.11)$$

## 6. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΟΣ ΕΞΟΠΛΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΤΕΧΝΙΚΗ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

---

Η πειραματική διάταξη στην οποία πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις φαίνεται στο Σχήμα 6.1. Για τις ανάγκες αυτής της Διπλωματικής Εργασίας, αλλά για άλλες εργασίες στο Εργαστήριο Φυσικών και Χημικών Διεργασιών αναβαθμίστηκε υπάρχον σύστημα μελέτης διφασικών ροών διαμέτρου 0,025 m. Η αναβάθμιση περιελάμβανε αλλαγή της θέσης του συστήματος, επιμήκυνση του αγωγού στα 11,5 m, και δυνατότητα του συστήματος να αλλάζει κλίση. Ο σωλήνας μέσα στο οποίο λαμβάνει χώρα η διφασική ροή αποτελείται από 6 τμήματα Plexiglas με εσωτερική διάμετρο 2,54 cm. Ο αγωγός μπορεί να δέχεται ελαφρές κλίσεις (προς τα κάτω και προς τα πάνω)  $\pm 1^\circ$ , όσον αφορά στην οριζόντια θέση. Ο αγωγός περιλαμβάνει το τμήμα εισόδου, το τμήμα ανάπτυξης της ροής, το τμήμα μετρήσεων και το τμήμα εξόδου. Τα τμήματα συνδέονται με φλάντζες και έτσι μας δίνεται η δυνατότητα τοποθέτησης και εναλλαγής των διαφόρων μετρητικών διατάξεων στο σύστημα. Ιδιαίτερη φροντίδα δόθηκε στις ενώσεις των τμημάτων του σωλήνα, για να μην υπάρχει ανωμαλία στη ροή. Για τη στεγανοποίηση χρησιμοποιήθηκαν ειδικά ελαστικά δακτυλίδια (o-rings), τοποθετημένα έτσι ώστε να ελαχιστοποιηθεί το διάκενο μεταξύ δυο σωλήνων.

Το τμήμα ανάμιξης των δυο φάσεων είναι ένα απλό «Y» όπου οι δύο φάσεις, αέρας και νερό, εισάγονται υπό γωνία  $-35^\circ$ ,  $+35^\circ$  ως προς την οριζόντια. Η απόσταση μεταξύ του τμήματος ανάμιξης και του τμήματος όπου ήταν τοποθετημένη η κάμερα είναι 6 m ή περίπου 250 διάμετροι.

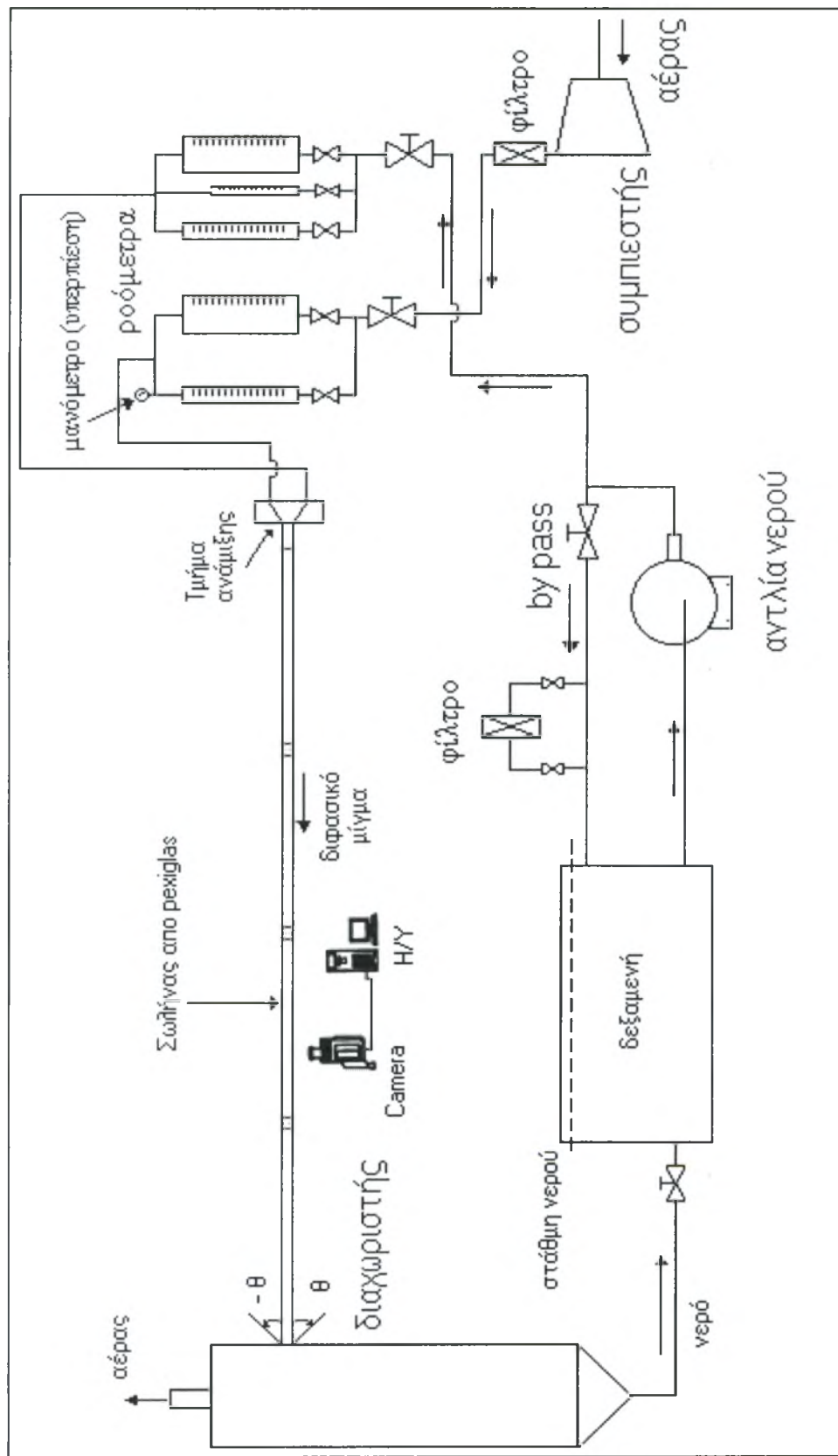
Η επιλογή του Plexiglas έγινε για δυο λόγους:

- Επιτρέπει οπτικές παρατηρήσεις και λήψη φωτογραφιών.
- Επεξεργάζεται αρκετά καλά στον τόρνο και κολλάει εύκολα με χλωροφόρμιο.

Στο τέλος του σωλήνα η ροή εισάγεται εφαιπτομενικά σε δοχείο διαχωρισμού φάσεων κατασκευασμένο από φύλλο ανοξείδωτου χάλυβα. Ο αέρας εκρέει στην ατμόσφαιρα από την κορυφή του διαχωριστή και το νερό από τον πυθμένα του διαχωριστή για ανακύκλωση στη δεξαμενή νερού. Το νερό από τη δεξαμενή ανακυκλώνεται με τη βοήθεια φυγοκεντρικής αντλίας.

Το νερό που χρησιμοποιήθηκε στην διάταξη ήταν νερό του δικτύου ύδρευσης. Η ρύθμιση της παροχής του νερού γίνεται από μια βάνα και η μέτρηση της παροχής γίνεται από τρία ροόμετρα ένα μικρό για μικρές παροχές, ένα μεσαίο για λίγο πιο μεγάλες παροχές και ένα μεγάλο ροόμετρο για μεγάλες παροχές υγρού. Για αποφυγή στραγγαλισμού της αντλίας στην έξοδο της υπάρχει ένα by-pass που οδηγεί το επιπλέον νερό στη δεξαμενή νερού.





Σχήμα 6.1: Πειραματική διάταξη

Η τροφοδοσία του αέρα γίνεται από συμπιεστή και στη συνέχεια υφίσταται μερική ξήρανση και καθαρισμό. Η παροχή του αέρα ρυθμίζεται από μια βάνα τύπου διαφράγματος. Η μέτρηση της παροχής γίνεται από δύο ροόμετρα, ένα μικρό και ένα μεγάλο, στα οποία έχει τοποθετηθεί ένα μανόμετρο που μετράει την πίεση του αέρα στον αγωγό εξόδου. Η μέγιστη ογκομετρική παροχή αέρα (με  $P=1$  bar και  $T=0^{\circ}\text{C}$ ) που μπορεί να περάσει από το μικρό ροόμετρο είναι  $14 \text{ m}^3/\text{h}$  και από το μεγάλο ροόμετρο  $84 \text{ m}^3/\text{h}$ .

Μεγάλη προσοχή δόθηκε στην οριζοντιοποίηση του σωλήνα. Αυτό έγινε με ένα αλφαδολάστιχο. Πρώτα το γεμίζουμε καλά με νερό (έτσι ώστε να μην έχει κενό αέρα) και στην συνέχεια με το ένα άκρο του αλφαδολάστιχου περνάμε ένα σημείο από την αρχική θέση στο οποίο στηριζόταν ο σωλήνα, έχοντας ως σημείο αναφοράς τη θέση αυτή βρίσκουμε και τα άλλα σημεία με το άλλο άκρο του αλφαδολάστιχο στις υπόλοιπες στηρίξεις. Για να μην κάνει καμπύλη ο σωλήνας, λόγω του μήκους του χρειάστηκαν να τοποθετηθούν κάποια επιπλέον στηρίγματα για την οριζοντιοποίηση του σωλήνα. Επίσης μεγάλη δυσκολία αντιμετωπίσαμε στη διαδικασία αλλαγής της γωνίας του αγωγού. Χρησιμοποιήθηκαν δυο τρόποι για την επιβεβαίωση του ότι ο σωλήνας είναι στη γωνία που του θέτουμε κάθε φορά για της πειραματικές μας μετρήσεις. Ο πρώτος τρόπος που χρησιμοποιήθηκε ήταν ο ακολούθος: μετρώντας την απόσταση από το σημείο μηδέν για κάθε στήριγμα και με απλή γεωμετρία βρίσκουμε την γωνία που χρειάζεται να σηκωθεί ο αγωγός από το σημείο αναφοράς, σε κάθε στήριγμα μέχρι το τέλος του αγωγού που είναι το τμήμα ανάμιξης. Δεύτερος τρόπος που χρησιμοποιήθηκε ήταν: κλίνουμε την έξοδο του αγωγού και το γεμίζουμε σιγά-σιγά με νερό, στη συνέχεια μετράμε την υγρή περιφέρεια του αγωγού και μετρώντας την απόσταση από το σημείο μηδέν μέχρι το σημείο που μετράμε την υγρή περιφέρεια του αγωγού βρίσκουμε με απλή γεωμετρία την γωνία του αγωγού.

## 6.1 ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΗ ΡΟΟΜΕΤΡΩΝ

Για το σύστημα αέρα-νερού πρέπει να γίνει βαθμονόμηση των ροόμετρων υγρού. Για τη διαδικασία βαθμονόμησης των ροόμετρων υγρού απομονώνεται ο αγωγός από το διαχωριστή στο τέλος του σωλήνα και οδηγείται στην δεξαμενή με εύκαμπτο πλαστικό σωλήνα που εφαρμόζεται στο τέλος του σωλήνα. Έτσι, έχουμε τη δυνατότητα να μετράμε το βάρος του υγρού και το χρόνο.

Η ογκομετρική παροχή του υγρού υπολογίζεται ως:

$$Q = \frac{V}{t} \text{ [m}^3/\text{s]} \quad (6.1)$$

όπου  $V$  σε  $\text{m}^3$  και  $t$  σε sec

Η φαινομενική ταχύτητα του υγρού υπολογίζεται θεωρώντας ότι όλη η διατομή του αγωγού καλύπτεται από το υγρό και ισούται με:

$$U_{LS} = \frac{Q}{A} \text{ [m/s]} \quad (6.2)$$

Στη συνέχεια σε ορθοκανονικό σύστημα αξόνων παριστάνεται η φαινομενική ταχύτητα του υγρού ως προς την ένδειξη του ροόμετρου. Συνήθως η σχέση μεταξύ της φαινομενικής ταχύτητας και της ένδειξης του ροόμετρου είναι γραμμική.

Για τη βαθμονόμηση των ροόμετρων του αέρα χρησιμοποιήθηκε μια ειδική συσκευή μέτρησης όγκου του αέρα. Για τη διαδικασία αυτή απομονώνεται ο αγωγός του αέρα από το τμήμα ανάμιξης και συνδέεται με τη συσκευή, έτσι έχουμε τη δυνατότητα να μετράμε τον όγκο του αέρα που διέρχεται από τη συσκευή και το χρόνο.

Η ογκομετρική παροχή του αέρα υπολογίζεται από την ίδια σχέση που υπολογίσαμε την ογκομετρική παροχή του υγρού:

$$Q = \frac{V}{t} \text{ [m}^3\text{/s]} \quad (6.3)$$

Για την ογκομετρική παροχή του αέρα, γίνεται μια διόρθωση που δίνεται από την σχέση:

$$Q_{act} = \frac{Q_{mesur.}}{\sqrt{(P_{rotameters} + 1)}} \text{ [m}^3\text{/s]} \quad (6.4)$$

Όπου  $Q_{mesur.}$  είναι η ογκομετρική παροχή του αέρα που υπολογιστική από την σχέση (3) και  $P_{rotameters}$  είναι η πίεση που δείχνει το ροόμετρο κάθε φορά που αλλάζουμε την ένδειξη του ροόμετρου.

Η φαινομενική ταχύτητα του υγρού υπολογίζεται θεωρώντας ότι όλη η διατομή του αγωγού καλύπτεται από το υγρό και ισούται με:

$$U_{LG} = \frac{Q_{act}}{A} \text{ [m/s]} \quad (6.5)$$

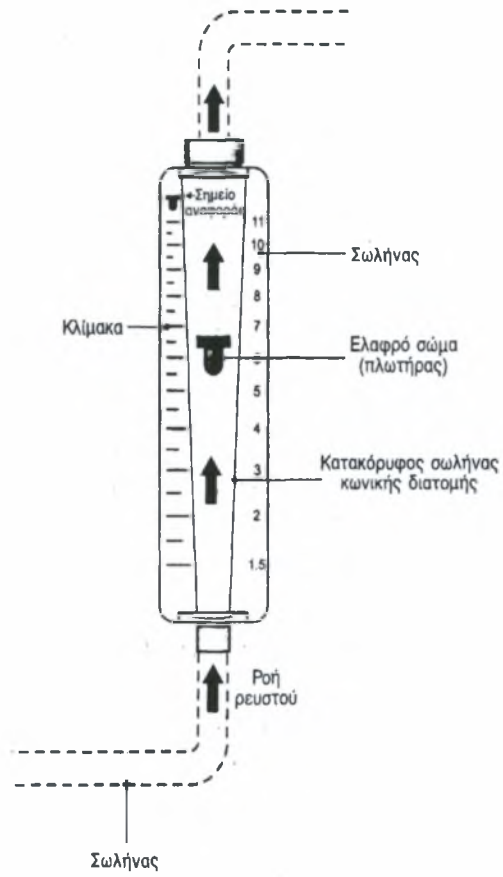
Η βαθμονόμηση όλων των ροόμετρων, για το σύστημα αέρας-νερό, παρουσιάζονται στο παράρτημα.

Τα ροόμετρα (rotameters) που χρησιμοποιούνται στην πειραματική διάταξη είναι απλές και γερές κατασκευές που περιέχουν στο εσωτερικό τους έναν πλωτήρα ο οποίος ανυψώνεται ανάλογα με την παροχή του υγρού ή του αερίου και σταθεροποιείται μέχρι να επέλθει ισορροπία μεταξύ των δυνάμεων βαρύτητας άνωσης και αντίστασης του πλωτήρα.

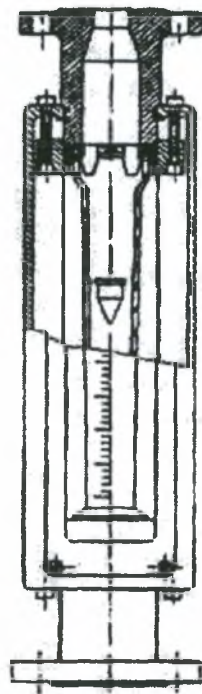
$$\rho_b g V_b = \rho g V_b + F_d \quad (6.6)$$

βάρος = άνωση + αντίσταση

Στις συσκευές αυτές η πτώση πίεσης είναι μικρή. Η παροχή είναι ανάλογη του ύψους του πλωτήρα και υπολογίζεται απλά, διαβάζοντας την ένδειξη του ροόμετρου στην οποία έχει φτάσει ο πλωτήρας. Χρησιμοποιώντας δυο ροόμετρα για το υγρό και δυο για το αέρα, για μεγάλες και μικρές παροχές αντίστοιχα. Στα Σχήματα 6.2 και 6.3 φαίνεται ο τύπος του ροόμετρου που χρησιμοποιήθηκαν.



Σχήμα 6.2. Μικρό ροόμετρο υγρού.



Σχήμα 6.3. Ροόμετρο που χρησιμοποιήθηκε στην πειραματική διάταξη για τον αέρα και για το υγρό.

## 6.2 ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ ΓΙΑ ΤΗ ΣΧΕΔΙΑΣΗ ΤΩΝ ΧΑΡΤΩΝ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ ΚΑΙ ΛΗΨΗ ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΩΝ

Όπως έχει τονιστεί, κύριος στόχος της εργασίας είναι η διερεύνηση της επίδρασης της κλίσης του οριζόντιου αγωγού στα καθεστώτα ροής. Στα πειράματα γίνονται λήψεις φωτογραφιών για τα καθεστώτα ροής που παρατηρήθηκαν.

Για τη διαδικασία μετρήσεων ακολουθούνται τα παρακάτω στάδια με τη σειρά που αναφέρονται:

- ✓ Γίνεται πρώτα η βαθμονόμηση των τριών ροόμετρων του υγρού και των δυο ροόμετρων του αέρα που καλύπτουν την περιοχή των φαινομενικών ταχυτήτων που μας ενδιαφέρουν.
- ✓ Αφού κάνουμε πρώτα τις βαθμονομήσεις, αλλάζουμε την κλίση του αγωγού (αρνητική κλίση του αγωγού, ροή προς τα κάτω). Πριν ανοίξουμε την αντλία, ανοίγουμε μέχρι την μέση την βάνα επιστροφής του υγρού που είναι συνδεδεμένη λίγο μετά την αντλία και λίγο πριν την δεξαμενή, έτσι ώστε να μπορούμε να στέλνουμε το υγρό προς δυο κατευθύνσεις, προς τα ροόμετρα υγρού και προς τη δεξαμενή. (Αν το νερό που στέλνει η αντλία πάει κατευθείαν στα ροόμετρα μπορεί να μας δημιουργήσει πρόβλημα, π.χ. διαρροές κτλ.).
- ✓ Ανοίγουμε τις βάνες τροφοδοσίας του νερού και του αερίου. Το υγρό και το αέριο περνάνε πρώτα από το ροόμετρο. Πρέπει η τιμή της υπερπίεσης στα ροόμετρα του αέρα να μην ξεπερνάει τα 2 bar. Η περιοχή των φαινομενικών ταχυτήτων που μας ενδιαφέρει, καλύπτεται από δυο ροόμετρα αέρα και δυο ροόμετρα τα οποία λειτουργούν ανεξάρτητα το ένα από τα άλλα. Το μικρό ροόμετρο αερίου και υγρού χρησιμοποιούνται για μικρές παροχές και το μεγάλο για μεγάλες παροχές αερίου και υγρού και τα οποία είναι μόνιμα συνδεδεμένα.
- ✓ Καθορίζονται τα ζεύγη των φαινομενικών ταχυτήτων που καλύπτουν την περιοχή που μας ενδιαφέρει. Στη συνέχεια κρατάμε σταθερή την παροχή του υγρού και αυξάνεται σταδιακά την περιοχή του αέρα παρατηρώντας και σημειώνοντας κάθε φορά το καθεστώς ροής στο οποίο βρισκόμαστε. Αφού καλύψουμε αρκετές περιοχές του αέρα στο ένα ροόμετρο κάνουμε το ίδιο και για το δεύτερο ροόμετρο. Στη συνέχεια αυξάνουμε την υγρή παροχή και επαναλαμβάνουμε την παραπάνω διαδικασία.
- ✓ Την ίδια διαδικασία ακολουθούμε κρατώντας την παροχή του αέρα σταθερή και μεταβάλλοντας την παροχή του υγρού. Με αποτέλεσμα να καλύπτουν και αλλαγές καθεστώτων ροής που ίσως να μην αντιλαμβανόμαστε καλά έχοντας μόνο την παροχή του υγρού σταθερή. Πρέπει να τονισθεί ότι απαιτείται κάποιο χρονικό διάστημα 2 min έως 10 min περίπου ανάλογα με την περιοχή ροής που απαιτείται μέχρι το σύστημα να φτάσει σε ισορροπία, όταν μεταβάλλεται η ροή στο κάθε ροόμετρο. Τότε η παρατήρηση που γίνεται είναι έγκυρη. Ο προσδιορισμός των καθεστώτων ροής γίνεται οπτικά σε τμήμα που απέχει 6 m

από το τμήμα εισόδου αέρα - νερού. Αφού έχουμε όλα τα ζεύγη φαινομενικών ταχυτήτων, μπορούμε να δημιουργήσουμε τους χάρες καθεστώτων ροής.

- ✓ Οι μεταπτώσεις περιοχών καταγράφονται με μια κάμερα, η οποία είναι τοποθετημένη σε απόσταση 7 m από το τμήμα ανάμιξης των δυο φάσεων όπου έγιναν και οι οπτικές μας παρατηρήσεις. Η κάμερα είναι συνδεδεμένη με το υπολογιστή στο οποίο μπορούμε να επεξεργαστούμε τις φωτογραφίες και τα video που παίρναμε.

## 7. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΑΝΑΛΥΣΗ

---

### 7.1 ΚΑΘΕΣΤΩΤΑ ΡΟΗΣ

Ο χάρτης καθεστώτων ροής για την οριζόντια ροή παρουσιάζεται στο Σχήμα 7.1 και ο χάρτης καθεστώτων ροής για την ροή προς τα κάτω ( $\theta=-0,7^\circ$ ) στο Σχήμα 7.2. Οι χάρτες καθεστώτων ροής είναι τύπου Mandhane, έχει σαν άξονες τις φαινομενικές ταχύτητες της αέριας και υγρής φάσης αντίστοιχα, και οι άξονες είναι σε λογαριθμική κλίμακα. Η αναγνώριση των καθεστώτων ροής έγινε οπτικά.

Τα πρώτα συμπεράσματα που μπορούν να παρατηρηθούν από το χάρτη καθεστώτων ροής για την οριζόντια ροή είναι: όσο αυξάνεται η ταχύτητα του νερού χρειάζεται μικρότερη παροχή αέρα για να αρχίσουν τα δισδιάστατα κύματα. Σε χαμηλές παροχές νερού απαιτείται μεγάλη παροχή του αέρα για να παρατηρηθούν τα δισδιάστατα κύματα και κύματα μεγάλου πλάτους. Ενώ για την κλίση προς τα κάτω τα συμπεράσματα που μπορούν να αναχθούν είναι: η μετάπτωση μεταξύ της διαχωρισμένης και διαλείπουσας ροής πραγματοποιείται σε σχετικά υψηλές ταχύτητες υγρού. Σε μεγαλύτερη λεπτομέρεια παρουσιάζονται παρακάτω.

Ακολουθεί η περιγραφή των κυμάτων, οι μεταπτώσεις των καθεστώτων ροής για την ροή προς τα κάτω ( $\theta=-0,7^\circ$ ) και οι μετρήσεις για το πάχος της υγρής στιβάδας.

### 7.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΜΕΤΑΒΑΣΕΙΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ

#### 7.2.1 Για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες νερού

Σε χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου και νερού εμφανίζεται η διαχωρισμένη ροή στην οποία το νερό ρέει στον πυθμένα του σωλήνα και ακριβώς από πάνω το αέριο, κάτι που οφείλεται προφανώς στη διαφορά πυκνότητας. Σε χαμηλή φαινομενική ταχύτητα του νερού και με αύξηση της φαινομενικής ταχύτητας του αερίου έχουμε το σχηματισμό των πρώτων δισδιάστατων κυμάτων στη διεπιφάνεια αερίου-νερού, που εκτείνονται σε όλο το πλάτος του σωλήνα. Τα κύματα αυτά εμφανίζονται συνήθως με μορφή ακολουθίας και φαίνεται ότι το μήκος και το πλάτος τους είναι αυξάνονται με τη φαινομενική ταχύτητα του αέρα. Σε χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου, η διφασική ροή δεν είναι πλήρως ανεπτυγμένη και τα κύματα αυξάνουν συνεχώς σε πλάτος και μήκος κύματος όσο απομακρύνονται από το σημείο εισόδου. Για περαιτέρω αύξηση της φαινομενικής ταχύτητας του αερίου παρατηρείται ότι κάποια κύματα έχουν μεγαλύτερη ταχύτητα από κάποια άλλα προκαλώντας κύματα μεγάλου πλάτους, χωρίς όμως να διαβρέχουν την κορυφή του σωλήνα. Τα κύματα αυτά στην αρχή συνυπάρχουν με τα δισδιάστατα κύματα και ρέουν πάνω σε αυτά αφού έχουν αρκετά μεγαλύτερη ταχύτητα. Επίσης παρατηρείται ότι τα το μήκος κύματος στην αρχή του σωλήνα είναι μικρό, και μεγαλώνει προς την

έξοδο. Καθώς αυξάνει η αέρια φαινομενική ταχύτητα μικραίνει το μήκος κύματος τους ενώ μεγαλώνει η συχνότητα εμφάνισης τους. Η περαιτέρω αύξηση της φαινομενικής ταχύτητας του αερίου το υγρό αρχίζει να σκαρφαλώνει στα τοιχώματα του αγωγού και σιγά-σιγά σταγόνες αποσπώνται από τη διεπιφάνεια και συμπαρασύρονται από την αέρια φάση και αποτίθενται στα πλευρικά τοιχώματα του σωλήνα, όποτε έχει αρχίσει και το φαινόμενο της εκνέφωσης. Σε αυτό το είδος της ροής υπάρχει έντονη παρουσία ~~αδιάστατων~~ κυμάτων μικρού πλάτους που προσδίδουν στη διεπιφάνεια πολύ μεγάλη τραχύτητα. Καθώς προχωράει η εκνέφωση σταγόνες που έχουν εναποτεθεί και συσσωρεύονται στα τοιχώματα του σωλήνα συμπαρασύρονται από το αέρα και σχηματίζουν ρυάκια μέχρι να συναντήσουν το νερό στον πυθμένα του σωλήνα. Περιοδική διέλευση των λεγόμενων «κυμάτων διαταραχής» μεγάλου πλάτους που αναρριχώνται στα πλευρικά τοιχώματα του αγωγού, όπως φαίνεται στις φωτογραφίες στο Σχήμα, προετοιμάζει την εισαγωγή στη δακτυλιοειδή ροή.

Σε πολύ μεγάλες φαινομενικές ταχύτητες αερίου (περίπου  $U_{GS} > 21$  m/s) μπαίνουμε στη δακτυλιοειδή ροή όπου το νερό σχηματίζει μια συνεχή υγρή στιβάδα σε όλη την περιφέρεια του αγωγού. Το πάχος της υγρής στιβάδας δεν είναι σταθερό σε όλη την περίμετρο λόγω της βαρύτητας, αλλά είναι συμμετρικό ως προς την κατακόρυφη, η τιμή του είναι ελάχιστη στην κορυφή και αυξάνει συνέχεια παίρνοντας μέγιστη τιμή στο πάτο του σωλήνα. Στις πάρα πολύ μεγάλες αέριες παροχές το πάχος της υγρής στιβάδας παρατηρείται να είναι σχεδόν σταθερό σε όλη την περίμετρο του σωλήνα. Ο συμπαρασυρμός (E) σε αυτές τις συνθήκες παίρνει τις μεγαλύτερες τιμές του και η ροή μπορεί να χαρακτηριστεί ως «ομιχλώδης» δακτυλιοειδής ροή.

### **7.2.2 Για υψηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου**

Σε υψηλές παροχές νερού σχηματίζεται η διαλείπουσα ροή. Αυτή η ροή χαρακτηρίζεται από την περιοδική διέλευση υγρών μαζών (slugs) που κλίνουν όλη την διατομή του αγωγού για κάποια εκατοστά μήκους συμπαρασύροντας πολυάριθμες φυσαλίδες στην κορυφή και κινούνται με την ταχύτητα του αερίου. Αξίζει να σημειωθεί ότι η διέλευση υγρών μαζών επιφέρει απότομες και μεγάλες αλλαγές στην τιμή της πίεσης μέσα στο σωλήνα με αποτέλεσμα να έχουμε δόνηση του αγωγού. Καθώς αυξάνει η ογκομετρική παροχή του νερού όλο και μειώνεται η φαινομενική ταχύτητα του αέρα που απαιτείται για την εισαγωγή στη διαλείπουσα ροή.

Στις χαμηλές παροχές αερίου (της διαλείπουσας ροής) η διασπαστική ροή ακολουθεί την παρακάτω διαδικασία. Ξεκινώντας από τελείως οριζόντια διεπιφάνεια με την παρέλευση του χρόνου εμφανίζονται δισδιάστατα κύματα που έχουν μικρό πλάτος που συνεχώς αυξάνει σαν να έχουμε ένα είδος εξαναγκασμένης ταλάντωσης του νερού μέχρι την εμφάνιση ενός slug στο κέντρο περίπου του σωλήνα, που πολύ σύντομα ακολουθείται από ένα άλλο slug που ξεκινάει από το σημείο ανάμιξης των



δυο φάσεων. Ενώ στις μεγάλες παροχές του αέρα τα slugs εμφανίζονται σε πολύ μικρή απόσταση από το σημείο ανάμιξης των δυο φάσεων.

Επίσης, οι υγρές μάζες παρασύρουν μεγάλη μάζα υγρού και έτσι αφήνουν ένα λεπτό υγρό στρώμα πίσω τους, αυτό έχει ως αποτέλεσμα να αργούν να σχηματιστούν οι επόμενες υγρές μάζες. Μετά το πέρας της υγρής μάζας η αμέσως επόμενη υγρή μάζα μπορεί να σχηματιστεί στην αρχή του τμήματος ανάμιξης η και σε απόσταση περίπου 175 και 200 διαμέτρους από το τμήμα ανάμιξης, κάτι το οποίο εξαρτάται από την υγρή στιβάδα. Σε σχετικά μεγάλες φαινομενικές ταχύτητες υγρού και μικρή ταχύτητα του αερίου, μετά το πέρας της υγρής μάζας το ύψος της υγρής στιβάδας που παραμένει είναι μεγαλύτερο από ότι σε μεγάλες φαινομενικές ταχύτητες αερίου, Σε αυτή την περίπτωση σχηματίζονται δυο ή και τρία slugs τα οποία έχουν διαφορετικό μήκος κύματος και συχνότητα εμφάνισης τους.

Περαιτέρω αύξηση της αέριας φαινομενικής ταχύτητας εισάγει το μίγμα στη λεγόμενη «ψευδοδιαλείπουσα» ροή που αποτελεί και το ποιο συγκεκριμένο είδος ροής, αφού μοιάζει στις μικρές αέριες παροχές πιο πολύ με τη διαλείπουσα. Η παροχή αυτή χαρακτηρίζεται από την εμφάνιση μεγάλων κυμάτων που μοιάζουν με slugs, αλλά δεν κινούνται με τόσο υψηλές ταχύτητες, δεν προκαλούν απότομες μεγάλες μεταβολές στην πίεση και έχουν πολύ μεγαλύτερη συχνότητα εμφάνισης από αυτή που έχουν τα slugs. Στις μεγάλες παροχές αερίου, η ψευδοδιαλείπουσα μοιάζει με τη δακτυλιοειδή ροή στο ότι το υγρό σχηματίζει μια υγρή στιβάδα στην περιφέρεια του αγωγού, η ύπαρξη της οποίας οφείλεται κυρίως στο ξέπλυμα των κυμάτων.

Τελος, το διφασικό μίγμα εισάγεται στη δακτυλιοειδή ροή, που έχει κάποιες μικρές διαφορές με την δακτυλιοειδή ροή που εμφανίζονται στις μικρές παροχές νερού, κάτι που άλλωστε είναι αναμενόμενο. Στις μεγάλες παροχές υπάρχει έντονη παρουσίαση κυμάτων μεγάλου πλάτους, μερικά από τα οποία περιοδικά κλίνουν όλη την διατομή. Τα κύματα στην δακτυλιοειδή ροή έχουν, στις μικρές παροχές, μορφή δακτυλίου κάθετου στο σωλήνα. Ο δακτύλιος αυτός αποτελείται από ένα νέφος σταγονιδίων πολύ μικρής διαμέτρου. Στις μεγάλες παροχές υγρού τα κύματα μεγάλου πλάτους ρέουν στο πυθμένα του σωλήνα και έχουν ακανόνιστη μορφή. Γενικά η ψευδοδιαλείπουσα ροή μοιάζει με τη διαλείπουσα ροή για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου και με δακτυλιοειδή για υψηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου. Για το μίγμα νερού-αέρα παρατηρήθηκε ότι στις μεγάλες περιοχές όπου υπάρχει διασπασμένη ροή ο αέρας μπορεί να φτάσει στον κορεσμό σε σχετικά μικρό μήκος σωλήνα..

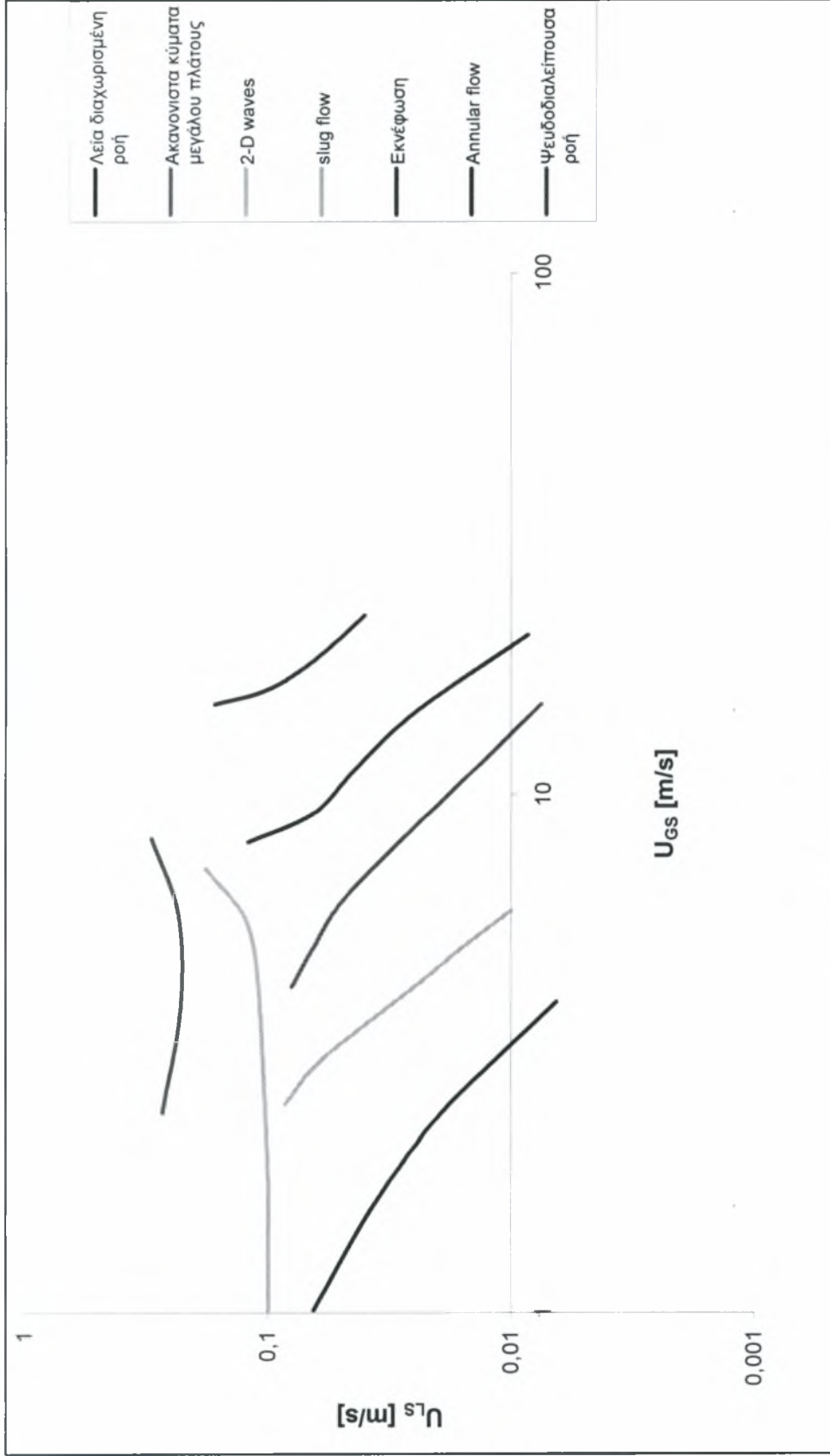
### 7.3 ΡΟΗ ΠΡΟΣ ΤΑ ΚΑΤΩ, ΚΛΙΣΗ $\theta = -0,7^\circ$ ΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ

Όπως είναι αναμενόμενο για την ροή προς τα κάτω (κλίση  $\theta = -0,7$  του αγωγού) είναι αναμενόμενο ότι η υγρή στιβάδα είναι λεπτότερη σε σχέση με την οριζόντια ροή στις ίδιες φαινομενικές ταχύτητες υγρού, λόγω της δύναμης βαρύτητας που προκαλεί μια αύξηση στην ταχύτητα του υγρού, με αποτέλεσμα να έχουμε επίδραση στα καθεστώτα ροής σε χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου. Η ανύψωση του νερού

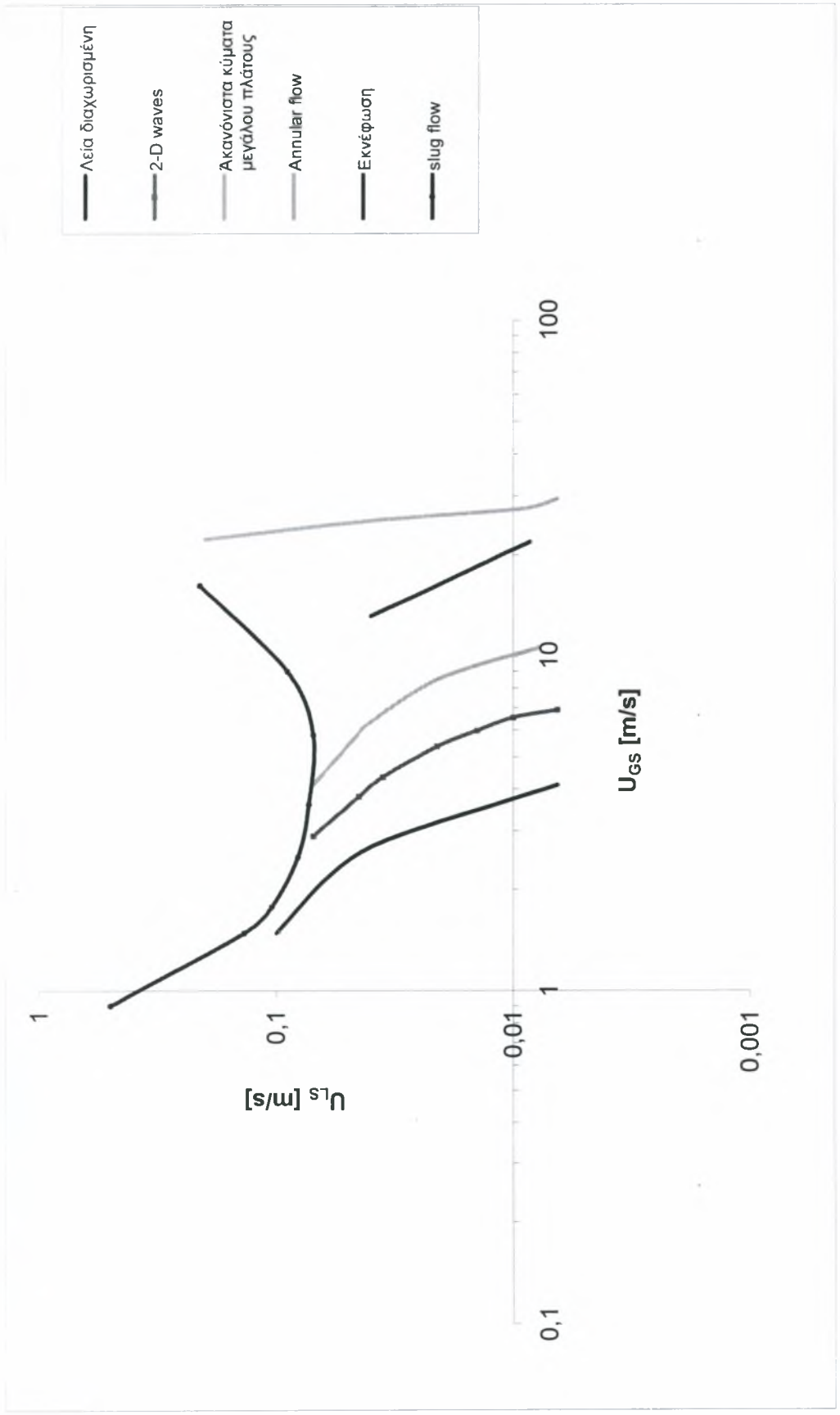
στην κορυφή του σωλήνα γίνεται όλο και πιο δύσκολη, καθώς αυξάνει η υγρή παροχή. Ο λόγος του πάχους της υγρής στιβάδας στον πυθμένα προς την κορυφή είναι φθίνουσα συνάρτηση της υγρής παροχής.

Στις υψηλότερες ταχύτητες αερίου, το ύψος της υγρής στιβάδας δεν διαφέρει σημαντικά από αυτό στην οριζόντια ροή. Στην ουσία αυτό σημαίνει ότι το υγρό διατρέχει ευκολότερα στο σωλήνα. Ακόμη για την ροή προς τα κάτω, η φυσική αστάθεια της διεπιφάνειας εμφανίζεται ως αποτέλεσμα της ροής λόγω της βαρύτητας ακόμη και αν δεν υπάρχει αέρια φάση. Κάτι το οποίο δεν συμβαίνει στη οριζόντια ροή και στις ανοδικές κλίσης του αγωγού. Για την μετάβαση από λεία διαχωρισμένη σε διαχωρισμένη με κύματα δεν μπορεί ακριβώς να καθοριστεί για το λόγο που αναφέραμε παραπάνω.

Η σημαντικότερη επίδραση της κλίσης στα καθεστώτα ροής παρατηρείται στη μετάπτωση μεταξύ της διαχωρισμένης και της διαλείπουσας ροής, η οποία συμβαίνει σε υψηλές φαινομενικές ταχύτητες υγρού. Στην περιοχή της διαλείπουσας ροής μετά το πέρας της πρώτης υγρής μάζας, η αμέσως επόμενη υγρή μάζα μπορεί να σχηματιστεί στην αρχή του τμήματος ανάμιξης περίπου 75 και 100 ισοδύναμες διαμέτρους του αγωγού από το τμήμα ανάμιξης, κάτι το οποίο δεν συμβαίνει στη οριζόντια ροή, εκεί όπου εμφανίζονται σε περισσότερες ισοδύναμες διαμέτρους του αγωγού από το τμήμα ανάμιξης. Ενώ η διαχωρισμένη-δακτυλιοειδής μετάπτωση εμφανίζεται σε υψηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου. Ο χάρτης καθεστώτων ροής για την ροή προς τα κάτω, ( $\theta = -0,7^\circ$  κλίση του αγωγού) δίνεται στο Σχήμα 6.2. Σύμφωνα με το χάρτη καθεστώτων ροής (Barnea et al 1982), η διαχωρισμένη ροή στην για κλίσεις σωλήνων προς τα κάτω είναι πάντα κυματοειδής, κάτι που παρατηρείται και στα πειράματα μας (Σχήμα 6.5α). Επίσης για φαινομενικές ταχύτητες του αερίου πάνω από 9 m/s δεν έχουμε καμία διαφοροποίηση με την οριζόντια ροή. Οι μετάπτωση από την διαλείπουσα ροή στη δακτυλιοειδή ροή επηρεάζεται ελάχιστα από την κλίση του αγωγού. Από πειράματα που έχουν γίνει (Barnea et al 1982), στις προς τα κάτω απότομες κλίσεις, η μετάβαση από τη στρωματοποιημένη στη δακτυλιοειδής παρατηρείται ακόμη και στις πολύ χαμηλές παροχές αερίου.



Σχήμα 7.1 . Χάρτης καθεστώτων ροής για τον οριζόντιο αγωγό



Σχήμα 7.2. Χάρτης καθεστώτων ροής για την προς τα κάτω ροή ( $\theta = -0,7^\circ$ )

## 7.4 ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΕΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ ΡΟΗ

Για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες νερού και αλλάζοντας την παροχή του αέρα σχηματίζονται καθεστώτα ροής που παρουσιάζονται στις παρακάτω φωτογραφίες.

Κατεύθυνση διφασικής ροής



(α)  $U_{LS}=0,165$  m/s και  $U_{GS}=1,373$ m/s- Λεία διαχωρισμένη ροή



(β)  $U_{LS}=0,165$  m/s και  $U_{GS}=3,09$ m/s- 2D κύματα



(γ)  $U_{LS}=0,19$  m/s και  $U_{GS}=10,8$ m/s- Ακανόνιστα κύματα



(δ)  $U_{LS}=0,02$  m/s και  $U_{GS}=10,6$ m/s- Κ-Η κύματα



(ε)  $U_{LS}=0,02$  m/s και  $U_{GS}=16,7$ m/s - εκνέφωση



(ζ)  $U_{LS}=0,035$  m/s και  $U_{GS}=26,5$ m/s- δακτυλιοειδής ροή

Σχήμα 7.3: Μορφές κυμάτων

Για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου και αλλάζοντας την παροχή του νερού σχηματίζονται καθεστώτα ροής που φαίνονται στις παρακάτω φωτογραφίες.

Κατεύθυνση διφασικής ροής



(α)  $U_{LS}=0,165$  m/s και  $U_{GS}=5,8$ m/s - Αρχή σχηματισμού του slug



(β)  $U_{LS}=0,165$  m/s και  $U_{GS}=5,8$ m/s- Slug



(γ)  $U_{LS}=0,165$  m/s και  $U_{GS}=5,8$ m/s - Μετά το πέρασμα του slug



(δ)  $U_{LS}=0,03$  m/s και  $U_{GS}=14,765$ m/s: ψευδοδιαλεπυσα

Σχήμα 7.4: Μορφές κυμάτων

## 7.5 ΦΩΤΟΓΡΑΦΙΕΣ ΚΑΘΕΣΤΩΤΩΝ ΡΟΗΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΡΟΗ ΠΡΟΣ ΤΑ ΚΑΤΩ ( $\theta = -0,7^\circ$ )

Για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες νερού και αλλάζοντας την παροχή του αέρα σχηματίζονται καθεστώτα ροής που φαίνονται στις παρακάτω φωτογραφίες.

Κατεύθυνση διφασικής ροής



(α)  $U_{LS}=0,09$  m/s και  $U_{GS}=0$  m/s - Διαχωρισμένη ροή με μικρή διαταραχή στη διεπιφάνεια



(β)  $U_{LS}=0,1$  m/s και  $U_{GS}=2,9$  m/s - 2D κύματα



(γ)  $U_{LS}=0,09$  m/s και  $U_{GS}=10,8$  m/s - Ακανόνιστα κύματα ή K-H



(δ)  $U_{LS}=0,09$  m/s και  $U_{GS}=9,18$  m/s - Ακανόνιστα κύματα μεγάλου πλάτους



(ε)  $U_{LS}=0,09$  m/s και  $U_{GS}=17,38$  m/s - Εκνέφωση



(στ)  $U_{LS}=0,1$  m/s και  $U_{GS}=26,15$  m/s - Δακτυλιοειδής ροή.

**Σχήμα 7.5. Μορφές κυμάτων**

Για χαμηλές φαινομενικές ταχύτητες αερίου και αλλάζοντας την παροχή του νερού σχηματίζονται καθεστώτα ροής που φαίνονται στις παρακάτω φωτογραφίες.



(α)  $U_{LS}=0,2$  m/s και  $U_{GS}=3,09$ m/s  
Αρχή σχηματισμού του slug



(α)  $U_{LS}=0,2$  m/s και  $U_{GS}=3,09$ m/s  
Slug



(γ)  $U_{LS}=0,165$  m/s και  $U_{GS}=5,8$ m/s  
Τέλος του slug

**Σχήμα 7.6. Μορφές κυμάτων**



## 7.6 ΠΑΧΟΣ ΥΓΡΗΣ ΣΤΙΒΑΔΑΣ

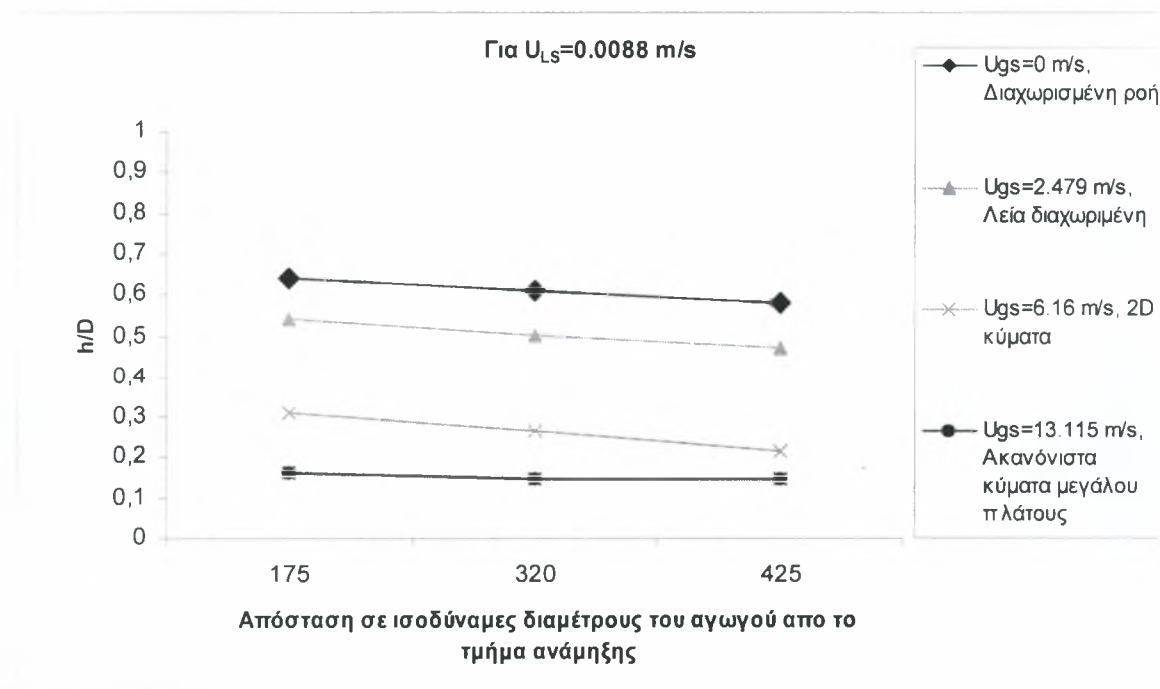
Όπως αναφέραμε στα πρώτα κεφαλαία το ύψος της υγρής στιβάδας και η κατανομή του στην περιφέρεια του αγωγού είναι μια πολύ σημαντική παράμετρος που παίζει μεγάλο ρόλο στη διαφασική ροή.

Στα Σχήματα 7.7 έως 7.17 απεικονίζεται το ύψος της υγρής στιβάδας σε σχέση με τις ισοδύναμους διαμέτρους του αγωγού από το τμήμα ανάμιξης, για τις μεταπτώσεις της λείας διαχωρισμένης ροής σε 2D κύματα και κύματα μεγάλου πλάτους στον οριζόντια αγωγό και στην κλίση του αγωγού.

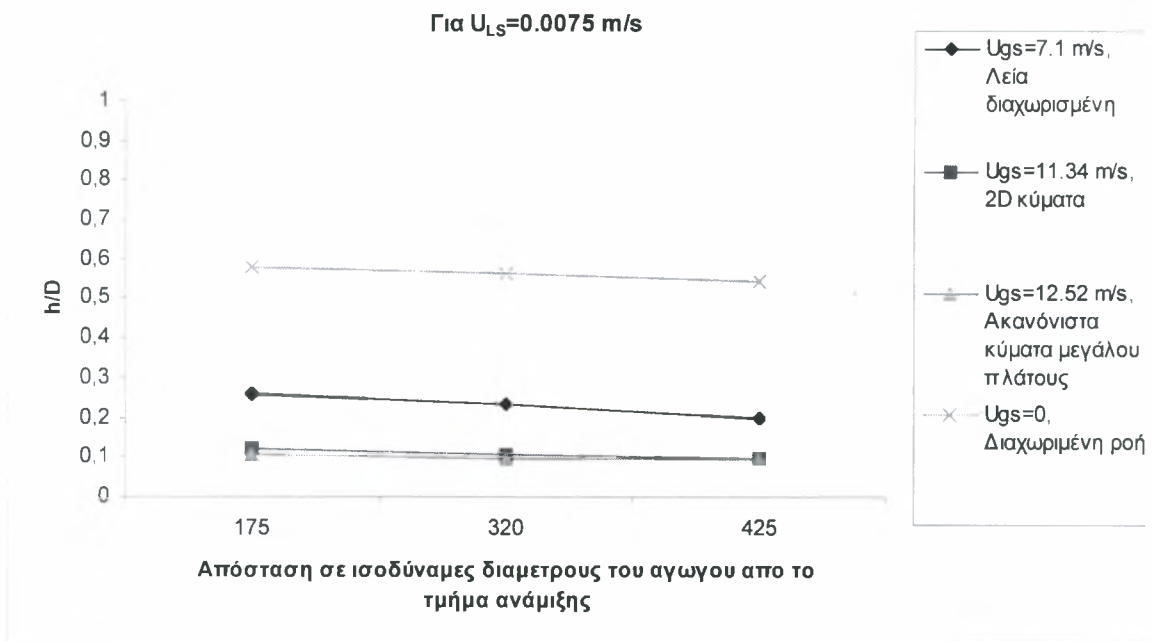
Το κυρίως συμπέρασμα που παρατηρείται στα διαγράμματα αυτά είναι ότι για την ίδια φαινομενική ταχύτητα υγρού στη οριζόντια ροή και προς κάτω ροή, όπως είναι αναμενόμενο, το ύψος της υγρής στιβάδας είναι μικρότερο στην προς τα κάτω ροή απ' ότι το ύψος της υγρής στιβάδας στην οριζόντια ροή.

Επίσης, κάτι το οποίο παρατηρείται στην οριζόντια ροή και προς τα κάτω ροή ( $\theta = -0,7^\circ$ ) είναι ότι το ύψος της υγρής στιβάδας μειώνεται κάπως όσο πλησιάζουμε προς το τέλος του σωλήνα και όσο μεγαλώνει η ταχύτητα του αερίου μικραίνει το ύψος της υγρής στιβάδας λόγω της δύναμης που ασκεί η αέρια φάση στο υγρό

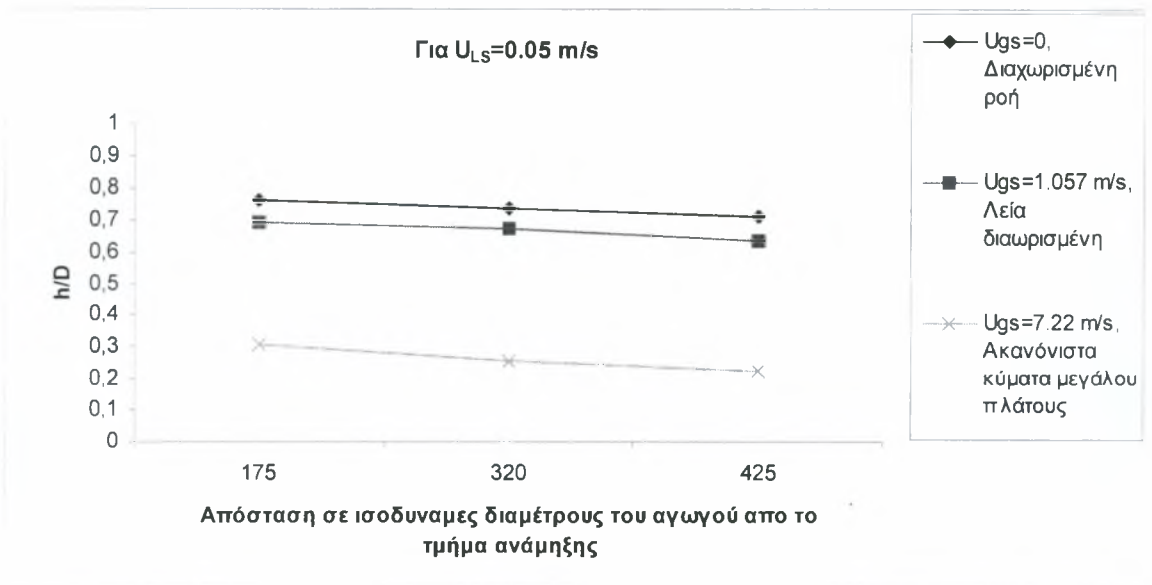
### 7.6.1 Διαγράμματα υγρής στιβάδας για την οριζόντια ροή



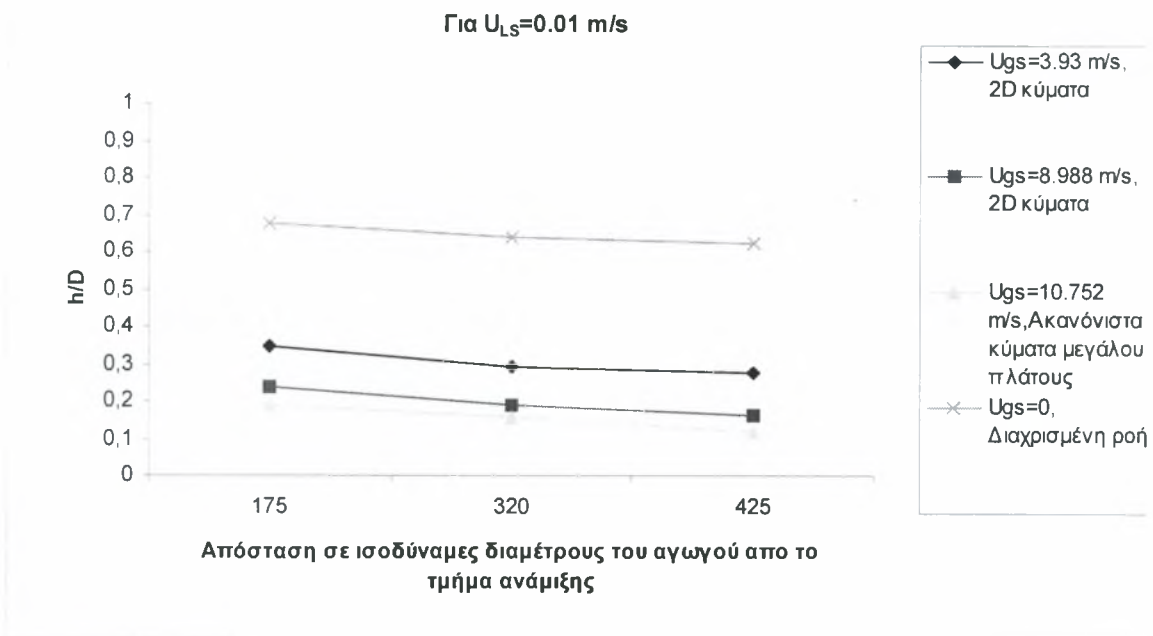
Σχήμα 7.7: Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.



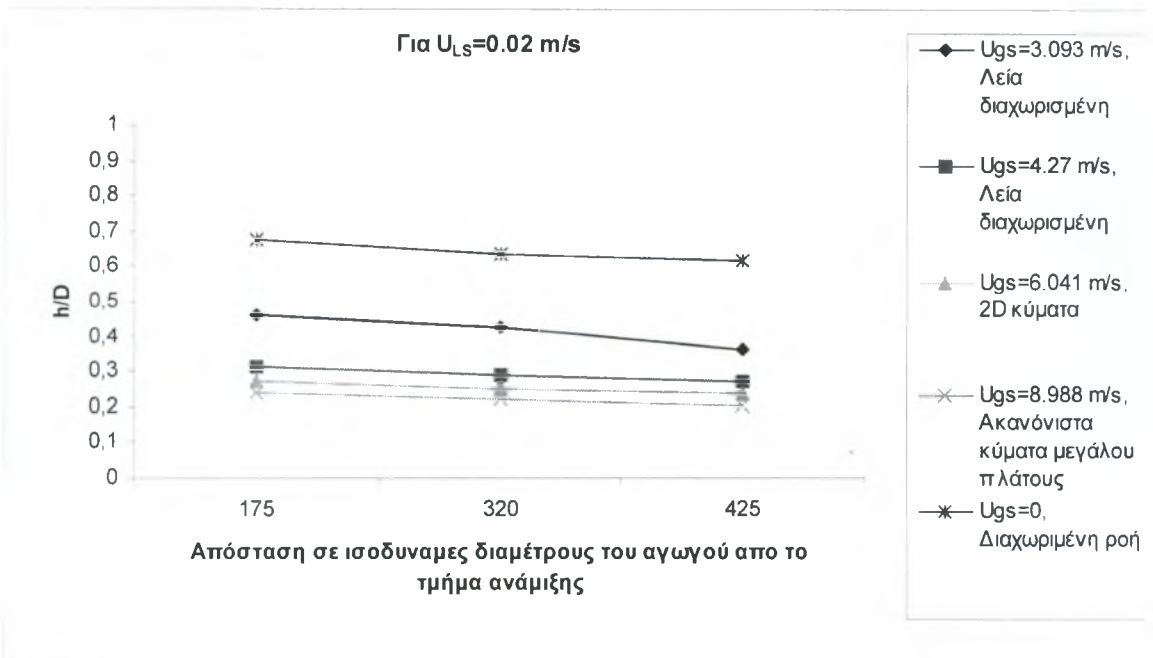
**Σχήμα 7.8:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.



**Σχήμα 7.9:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.

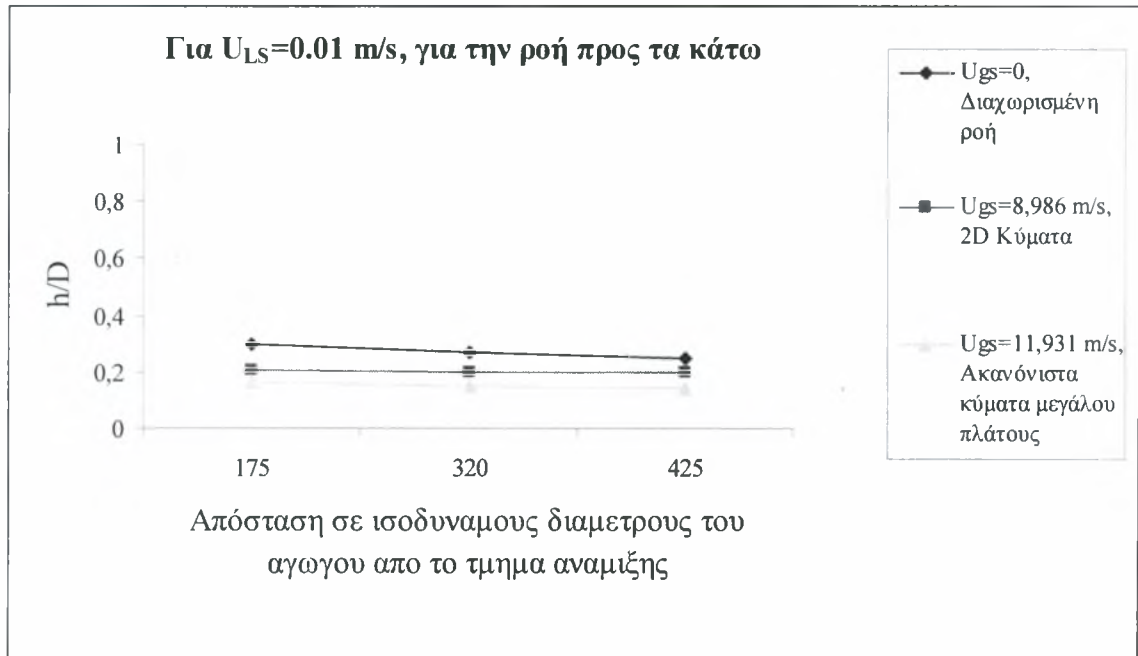


**Σχήμα 7.10:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.

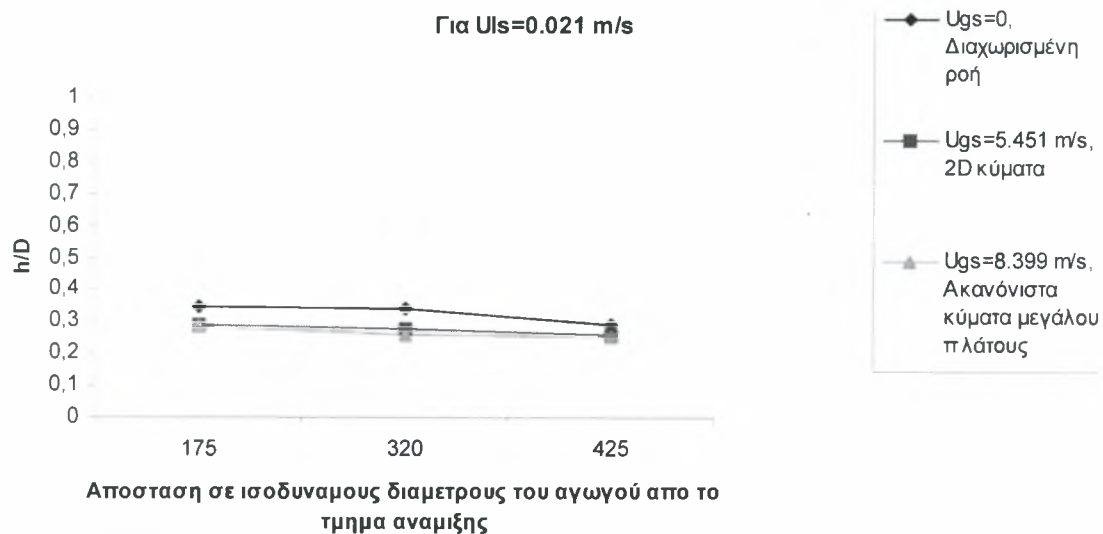


**Σχήμα 7.11:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.

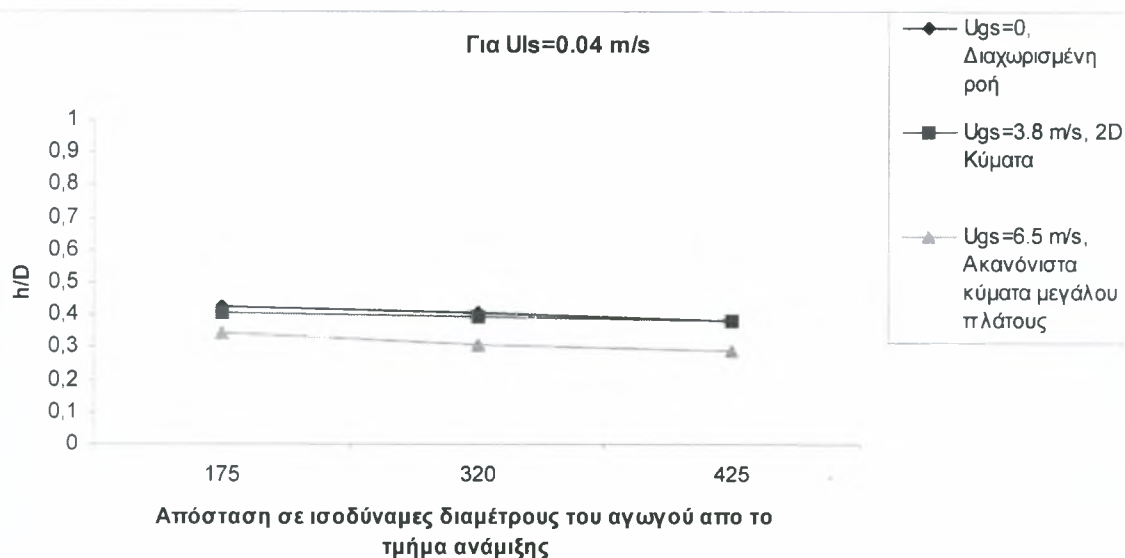
### 7.6.2 Διαγράμματα υγρής στιβάδας για την ροή προς τα κάτω ( $\theta=-0,7^\circ$ )



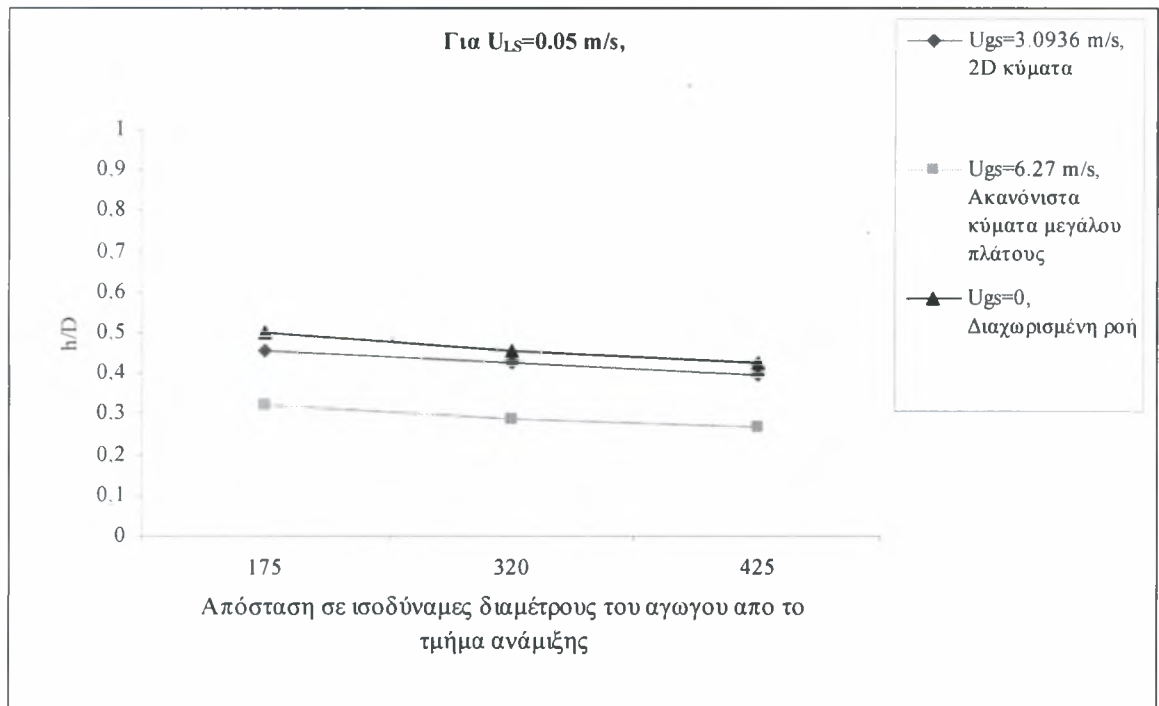
Σχήμα 7.12: Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.



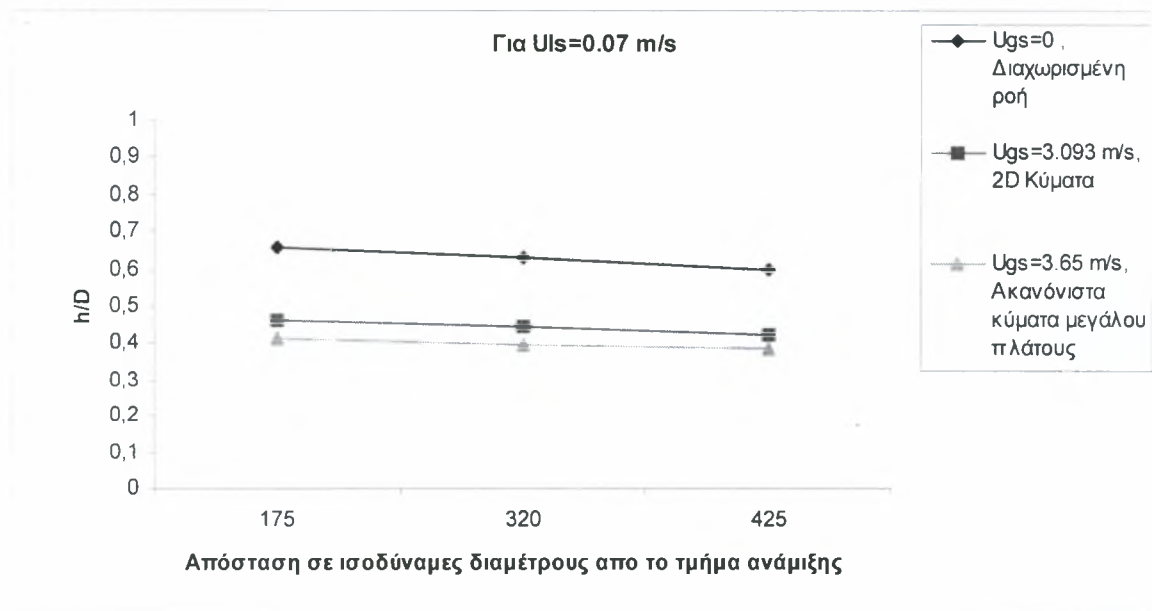
**Σχήμα 7.13:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.



**Σχήμα 7.14:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.



**Σχήμα 7.15:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.



**Σχήμα 7.16:** Για σταθερή παροχή υγρού και αυξάνοντας τη παροχή του αέρα, οι μεταβολές που παρατηρούνται στο ύψος της υγρής στιβάδας.

## 8. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

---

Η παρούσα διπλωματική εργασία έχει σκοπό να εξετάσει την επίδραση της μικρής κλίσης του αγωγού στα καθεστώτα ροής για διφασική ροή αέρα-νερού και στη πληρέστερη κατανόηση των καθεστώτων ροής.

Για κάθε κλίση ( $0^\circ$  και  $-0,7^\circ$ ) του αγωγού κατασκευάστηκαν χάρτες καθεστώτων ροής και διαγράμματα του πάχους του υγρού σε σχέση με τη θέση της μέτρησης (σε ισοδύναμες διαμέτρους του αγωγού από το τμήμα ανάμιξης) για τις μεταπτώσεις από λεία διαχωρισμένη σε διαχωρισμένη και σε ακανόνιστα κύματα μεγάλου πλάτους.

Τα πρώτα συμπεράσματα που μπορούν να συναχθούν από το χάρτη καθεστώτων ροής για την οριζόντια ροή είναι: όσο αυξάνεται η ταχύτητα του νερού χρειάζεται μικρότερη παροχή αέρα για να αρχίσουν τα δισδιάστατα κύματα. Σε χαμηλές παροχές νερού απαιτείται μεγάλη παροχή του αέρα για να παρατηρηθούν τα δισδιάστατα κύματα και κύματα μεγάλου πλάτους. Ακόμη, στη διαστρωματωμένη ροή και για μικρές αέριες φαινομενικές ταχύτητες, η διφασική ροή δεν είναι πλήρως αναπτυγμένη και τα κύματα αυξάνουν συνεχώς σε πλάτος και μήκος κύματος όσο απομακρύνονται από το σημείο έναρξης τους.

Σύμφωνα με τον χάρτη καθεστώτων ροής και τα διαγράμματα του πάχους της υγρής στιβάδας για την κλίση του αγωγού προς τα κάτω είναι ότι το πάχος του υγρού είναι λεπτότερο απ' ό,τι την οριζόντια ροή στις ίδιες φαινομενικές ταχύτητες υγρού. Η ανύψωση διαταραχών της διεπιφάνειας προς το πάνω μέρος του σωλήνα γίνεται όλο και πιο δύσκολη (και επομένως και η μετάπτωση στη διαλείπουσα ροή) καθώς αυξάνει η υγρή παροχή. Ο λόγος του πάχους της υγρής στιβάδας προς την κορυφή του σωλήνα είναι φθίνουσα συνάρτησης της υγρής παροχής. Για την ροή προς τα κάτω, η φυσική αστάθεια της διεπιφάνειας εμφανίζεται ως αποτέλεσμα της ροής λόγω της βαρύτητας ακόμη και αν δεν υπάρχει αέρια φάση. Κάτι το οποίο δεν συμβαίνει στη οριζόντια ροή και στις ανοδικές κλίσης του αγωγού. Η μετάβαση από διαχωρισμένη ροή σε διαλείπουσα πραγματοποιείται σε μεγάλες ταχύτητες υγρού. Ενώ η μετάπτωση μεταξύ διαχωρισμένη και δακτυλιοειδούς ροής παρατηρείται στις ίδιες υψηλές ταχύτητες αερίου όπως και στην οριζόντια ροή. Επίσης για φαινομενικές ταχύτητες του αερίου πάνω από  $U_{GS}=9$  m/s δεν έχουμε καμία διαφοροποίηση με την οριζόντια ροή. Η μετάπτωση από τη διαλείπουσα ροή στη δακτυλιοειδή ροή επηρεάζεται ελάχιστα από την κλίση του αγωγού. Για την μετάπτωση από τη λεία διαχωρισμένη σε διαχωρισμένη με κύματα δεν μπορεί να καθοριστεί όπως στην οριζόντια ροή, γιατί τα κύματα ανάλογα την κλίση μπορεί να αποκτήσουν ταχύτητες μεγάλες με αποτέλεσμα να σχηματίσουν κύματα χωρίς την δύναμη της αέριας φάσης.

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον θα είχε να γίνουν μετρήσεις για τον ύψος της υγρής στιβάδας με την αγωγιμομετρική μέθοδο για διάφορες κλίσης του αγωγού. Επίσης να γίνει η μέτρηση της πτώσης πίεσης για διάφορες κλίσης του αγωγού. Μια άλλη πρόταση για μελλοντική διπλωματική εργασία θα ήταν να γίνει η μελέτη της επίδρασης του ιζώδους στα καθεστώτα ροής για διάφορες κλίσης του αγωγού.

## BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

---

- Ανδρίτσος Ν. και Μποντόζογλου Β., «Σημειώσεις: Διφασική Ροή και Μεταφορά Θερμότητας», Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας Παν. Θεσσαλίας, 2006.
- Αστερής, Γ.Θ. «Μελέτη διφασικής ροής σε οριζόντιο αγωγό με χρήση αγωγιμομετρικής διάταξης». Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας Παν. Θεσσαλίας, 1998.
- Καραμάνος, Κ. «Διφασική ροή αέρα-νερού σε οριζόντιο αγωγό». Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας Παν. Θεσσαλίας, 1996.
- Παράς, Σ.Β. “Μελέτη δακτυλιοειδούς διφασικής ροής σε οριζόντιο αγωγό”. Διδακτορική Διατριβή, Τμήμα Χημ. Μηχ. Α.Π.Θ., 1991.
- Πλιάτσος Π. «Μελέτη της επίδρασης του ιξώδους στα χαρακτηριστικά της οριζόντιας διφασικής ροής». Διπλωματική Εργασία, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας Παν. Θεσσαλίας, 2004.
- A.E. Dukler, M. Wicks and R.G. Cleveland, *AIChE J.*, 10 (1964) 44.
- Agrawal, S.S., G.A. Gregory and G.W. Govier, *Can. J. Chem. Eng.*, **51**, 280, 1973.
- Al-Sheikh, J.N., Prediction of Flow Patterns in Horizontal Two-Phase Pipe Flow. *Can J Chem Engng*, **48**, pp 21-29, 1970.
- Alves, G.E. Cocurrent Liquid-Gas Flow in a Pipeline Contractor. *Chem Engng Prog*, **50**, pp 449-456, 1954.
- Andritsos, N, and T.J. Hanratty, Interfacial of interfacial waves in stratified gas-liquid flow. *AIChE J*, **33**, 444-454, 1987.
- Andritsos, N., “Effect of pipe diameter and liquid viscosity on horizontal stratified flow”, Ph.D. Thesis, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1986.
- Baker, O. Simultaneous Flow in Oil and Gas. *Oil and Gas J.*, 53, 185- 195, 1954.
- Barnea, D. “Transition from annular flow and from dispersed bubble flow-unified models for the whole range of pipe inclinations”, *Int. J. Multiphase Flow* **12**, pp. 733-744, 1986.
- Barnea, D., O. Shoham, Y. Taitel Flow pattern Characterization in to two phase flow by electrical conductance probe. *Int. J. Multiphase Flow*, **6**, 387-397, 1980.
- Barnea, D., Shoham, O. and Taitel, Y., “Flow pattern transition for downward Inclined two phase flow; Horizontal to Vertical”, *Chemical Engineering Science*, **37**, pp 735-740, 1982.
- Barnea, D., Shoham, O., Taitel, Y. and Dukler, A.E. Flow pattern transition for gas-liquid flow in horizontal and inclined pipes. *Int. J. Multiphase Flow*, **6**, pp. 217-225, 1979.
- Bergelin, O.P. and C. Gazley, Cocurrent Gas-Liquid Flow, I. Flow in Horizontal Tubes. *Proc Heat Transfer and Fluid Mech. Inst.*, pp 5-18, Berkeley CA, 1949.
- Bonnecaze, R.H., W. Erskine, JR., and E. J. Greskovich, “Holdup and Pressure Drop for Two-Phase Slug Flow in Inclined Pipelines”, *AIChE J.*, **17**, pp 1109-1113, 1971.
- Friedel, L. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two-phase pipe flow. European Two Phase Flow Group Meet., Ispra, Italy, paper E2, 1979.
- Govier, G. W. and Omer, M. M. Horizontal Pipeline Flow of Air-Water Mixture. *Can. J. Chemical Engineering*, 40 (3), pp. 93-104, 1962.



- Govier, G. W. and Aziz, K. "The Flow of Complex Mixtures in Pipes," Van Nostrand, 1972.
- Gregory, G. A., Nicholson, M.K. and Aziz, K. Correlation of the Liquid Volume Fraction in the Slug for Horizontal Gas-Liquid Slug Flow. *Int. J. Multiphase Flow*, **4**, pp. 33-39, 1978.
- Hewitt, G.F., and D.N. Roberts "Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography." Rept AERE-M2159, UKAEA, Harwell, 1969.
- Hewitt, G.F., and D.N. Roberts (1969). "Studies of two-phase flow patterns by simultaneous X-ray and flash photography". Rept AERE-M2159, UKAEA, Harwell
- Hoogendoorn, C.J. Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes. *Chem Engng Sci*, **9**, pp 205-217, 1959.
- Hubbard, M.G. and A.E. Dukler, paper presented at 65th Nat. Mtg. of A.I.Ch.E., Tampa, Fla., May 1968.
- Johnson, H.A. and A.H. Abou-Sabe. Heat Transfer and Pressure Drop for Turbulent Flow of Air-Water Mixtures in a Horizontal Pipe. *Trans ASME*, **74**, pp 977-987, 1952.
- Kokal, S. L. and Stanislav, J. F. An experimental study of two-phase flow in slightly inclined pipes - I. Flow patterns", *Chem. Eng. Sci*, **44**, pp. 681-693, 1989.
- Kosterin, S.I. An Investigation of the Influence of Diameter and Inclination of a Tube on the Hydraulic Resistance and Flow Structure of Gas-Liquid Mixtures. *Izvest. Akad. Nauk. USSR*, **12**, pp 1824-1830, 1949.
- Laurinat, J.E. "Studies of the effect of pipe size on horizontal annular two-phase flows", Ph.D. Dissertation, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1982.
- Laurinat, J.E., Hanratty, T.J., and J.C. Dallman, Pressure drop and film height measurements for annular gas liquid flow. *Int. J Multiphase Flow*, **10**, 341-356, 1984.
- Lin, P.Y. , and T.J. Hanratty Effects of pipes diameter on flow patterns for air-water flow in horizontal pipes. *Int. J. Multiphase Flow*, **13**, 549-563 1987.
- Lin, P.Y. and T.J. Hanratty Detection of slug flow from pressure measurements. *Int. J. Multiphase Flow*, **13**, 13-21, 1987.
- Lockhart, R.W. and R.C. Martinelli. Proposed correlation of data for isothermal two phase, two-component flow in pipes. *Chem. Eng. Progr.*, **45**, pp. 39-48, 1949.
- Mandhane, J.M., Gregory, G.A. and Aziz, K. "A flow pattern map for gas-liquid flow in horizontal pipes", *Int. J. Multiphase Flow*, **1**, pp. 537-553, 1974.
- Nencini, F., and Andreussi, P. Studies of the behaviour of disturbance waves in annular two-phase flow. *Can. J. Chem. Eng.*, **60** (4), pp. 459-465, 1982.
- Oliemans, R. V. A., Pots, B. F., and Trope, N. Modeling of Annular Dispersed Two-Phase Flow in Vertical Pipes. *Int. J. Multiphase Flow*, **12**, 711-732, 1986.
- Ouyangand, L-B, and Aziz, K. A mechanistic model for gas-liquid flow in horizontal wells with radial influx or outflux. *Petroleum Science and Technology*, 20(1&2), 191-222, 2002.
- Petalas, N. and Aziz, K., "A mechanistic model for multiphase flow in pipes", *J. Can. Pet. Technol.*, **39**, pp. 43-55, 2000.
- Sanchez, F. and J. M. Alvarez. Developments in geothermal energy in Mexico part twenty-four: Two-Phase flow-pressure drop in inclined pipes for geothermal applications. *Heat Recovery Systems & CHP*, **9**, pp. 343-355, 1989.
- Scott, D.S. "Properties of co-current gas liquid flow." In Advances in Chemical Engineering, Vol. 4, Academic Press, New York, p. 200, 1963.

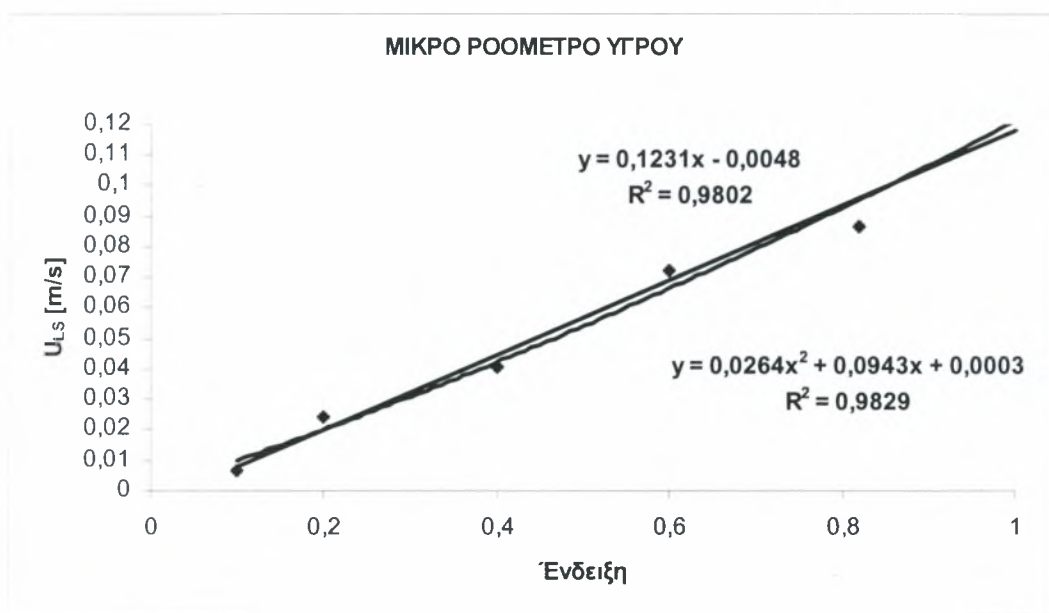
- Spedding, P. L., Chen, J. J. J. and Nguyen, V.T., "Pressure drop in two phase gas-liquid flow in inclined pipes.", *Int. J. Multiphase Flow*, 8, pp. 407-431, 1982.
- Taitel, Y and Dukler, A.E. A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow". *AIChE J*, 26, 47-55, 1976.
- Wallis, G. B. *One-dimensional Two-phase Flow*. McGraw-Hill, New York, 1969.
- Weber, M. E, Drift in Intermittent Two-Phase Flow in Horizontal Pipes," *Can. J. Chem. Eng.*, 59, pp. 398-399, June 1981.
- Weisman, J. and Kang, S. Y. "Flow pattern transitions in vertical and upwardly inclined lines". *Int. J. Multiphase Flow* 7, 271-291, 1981.
- Weisman, J., Dunkan, D., Gibson, J. and Crawford, Z. Effect of fluid properties and pipe diameter on two phase flow patterns in horizontal lines. *Int. J. Multiphase Flow* 5, 437-461, 1979.
- Whalley, P. B. "*Two-Phase Flow and Heat Transfer*", Oxford University, 1996.
- Wong, T.N. and Yau, Y.K. Flow patterns in two-phase air-water flow. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 24, pp. 111-118, 1997.
- White, P.D. and R.L. Huntington, Horizontal Co-Current Two-Phase Flow of Fluid in Pipe Lines. *The Petroleum Engineer*, 27(9), p 40, 1958.
- Xiao, J. J., Shoham, O., Brill, J. P. A Comprehensive Mechanistic Model for Two- Phase Flow in Pipelines. Paper SPE 20631, 65th ATC&E of SPE, New Orleans, September 23-26, 1990.
- Zuber, N., and Findlay, J.A., "Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems. *J. Heat. Transfer, Trans. ASME*, Ser. C, 87, pp. 453-468 (1965).



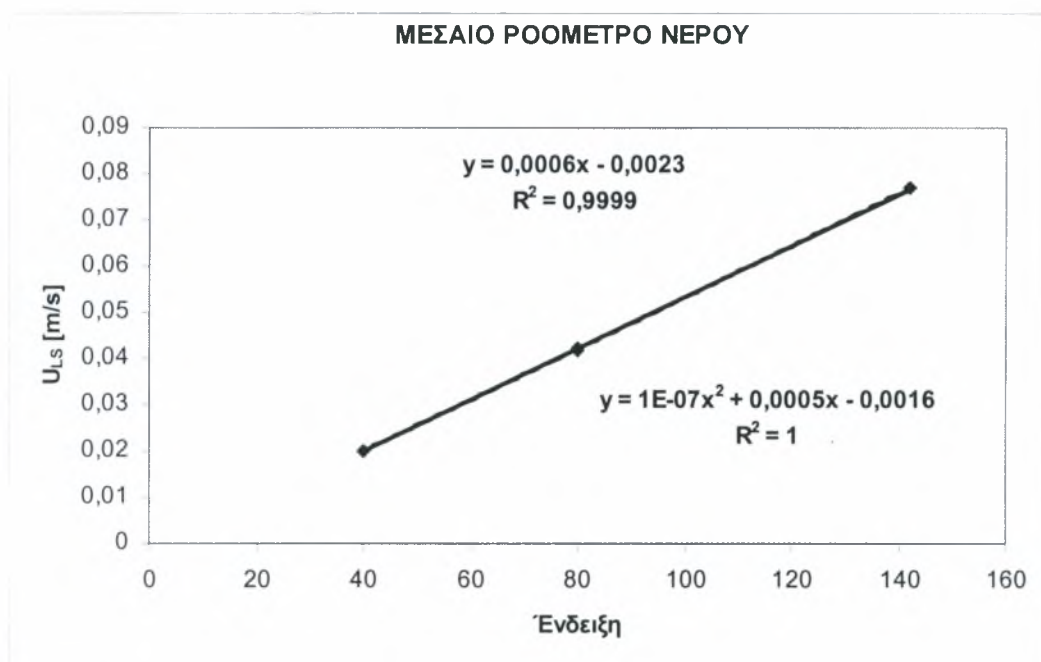
# ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

## ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΕΙΣ ΡΟΟΜΕΤΡΩΝ ΥΓΡΟΥ

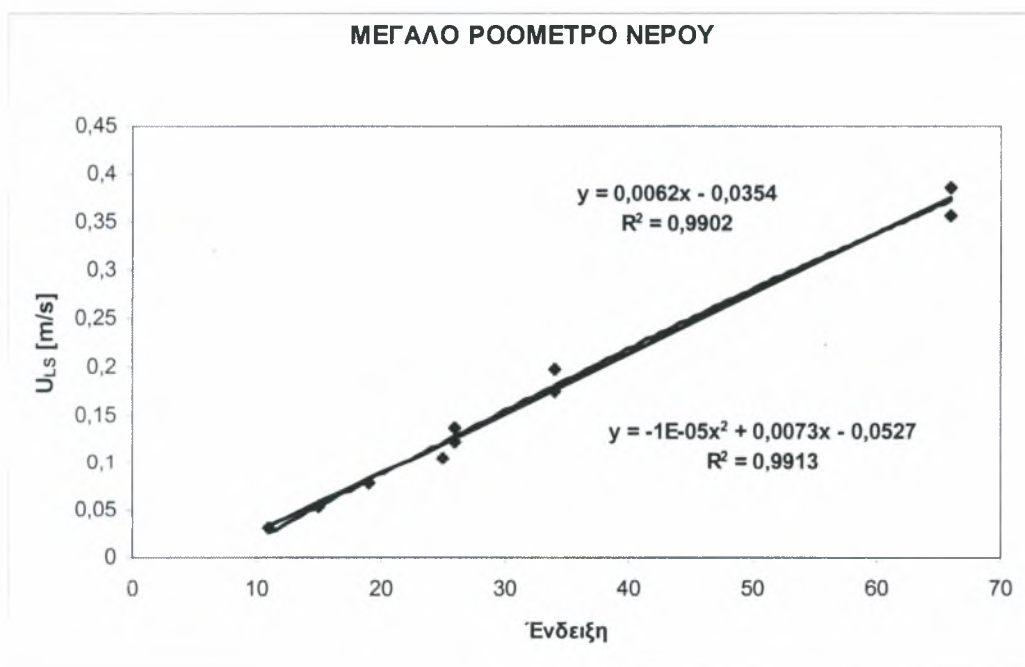
ΜΙΚΡΟ ΡΟΟΜΕΤΡΟ ΥΓΡΟΥ						
Ένδειξη	Χρόνος $t_1$ [s]	Μάζα $m_1$ [kg]	Όγκος $V$ [ $\times 10^{-3} \text{m}^3$ ]	$Q$ [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]	$U_{Ls}$ [m/s]	
0,1	30,16	0,10	0,10	3,32E-06	0,007	
0,2	16,12	0,20	0,20	1,25E-05	0,025	
0,4	11,65	0,24	0,24	2,06E-05	0,041	
0,6	7,56	0,28	0,28	3,64E-05	0,072	
0,82	6,3	0,28	0,28	4,37E-05	0,087	
1	4,5	0,29	0,29	6,34E-05	0,125	



ΜΕΣΑΙΟ ΡΟΟΜΕΤΡΟ ΝΕΡΟΥ					
Ένδειξη	Χρόνος $t_1$ [s]	Μάζα $m_1$ [kg]	Όγκος $V$ [m <sup>3</sup> ]	$Q$ [m <sup>3</sup> /s]	$U_{LS}$ [m/s]
40	60	0,605	0,0006	1,0E-05	0,020
40	30	0,305	0,0003	1,0E-05	0,020
80	30	0,635	0,0006	2,1E-05	0,042
80	45	0,96	0,0010	2,1E-05	0,042
142	30	1,165	0,0012	3,9E-05	0,077

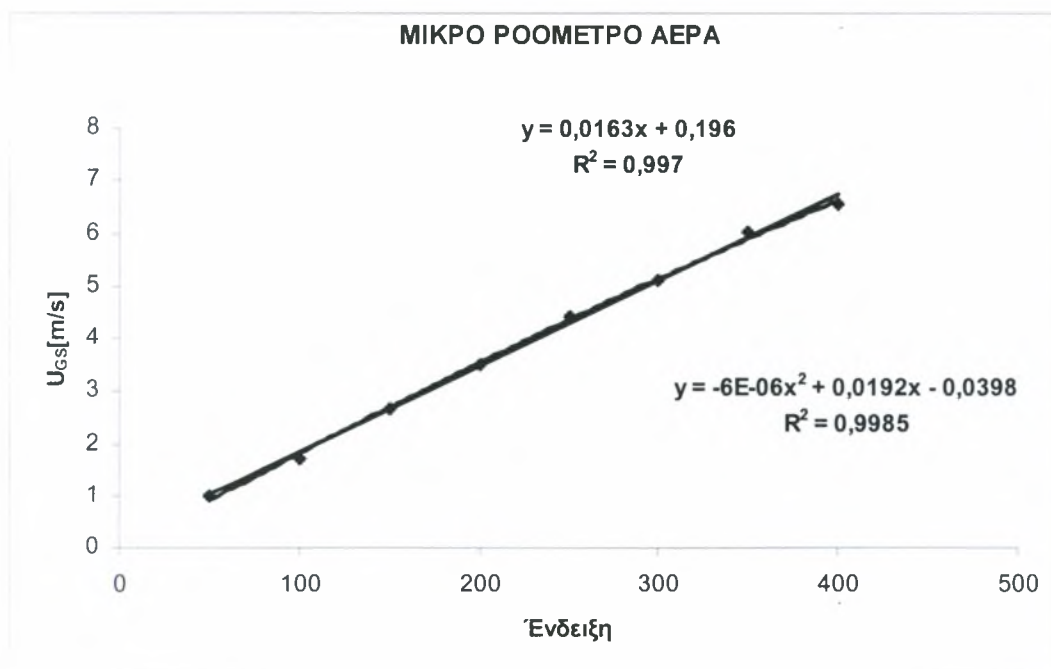


ΜΕΓΑΛΟ ΡΟΟΜΕΤΡΟ ΝΕΡΟΥ					
Ένδειξη	Χρόνος $t_2$ [s]	Μάζα $m_2$ [kg]	Όγκος $V$ [m <sup>3</sup> ]	$Q$ [m <sup>3</sup> /s]	$U_{LS}$ [m/s]
11	60	0,96	0,0010	1,6E-05	0,03
15	20	0,55	0,0005	2,7E-05	0,05
19	40	1,61	0,0016	4,0E-05	0,08
25	20	1,08	0,0011	5,4E-05	0,11
26	10	0,69	0,0007	6,9E-05	0,14
26	15	0,94	0,0009	6,2E-05	0,12
34	10	1,01	0,0010	1,0E-04	0,20
34	20	1,76	0,0018	8,8E-05	0,17
66	5	0,98	0,0010	2,0E-04	0,39
66	10	1,81	0,0018	1,8E-04	0,36



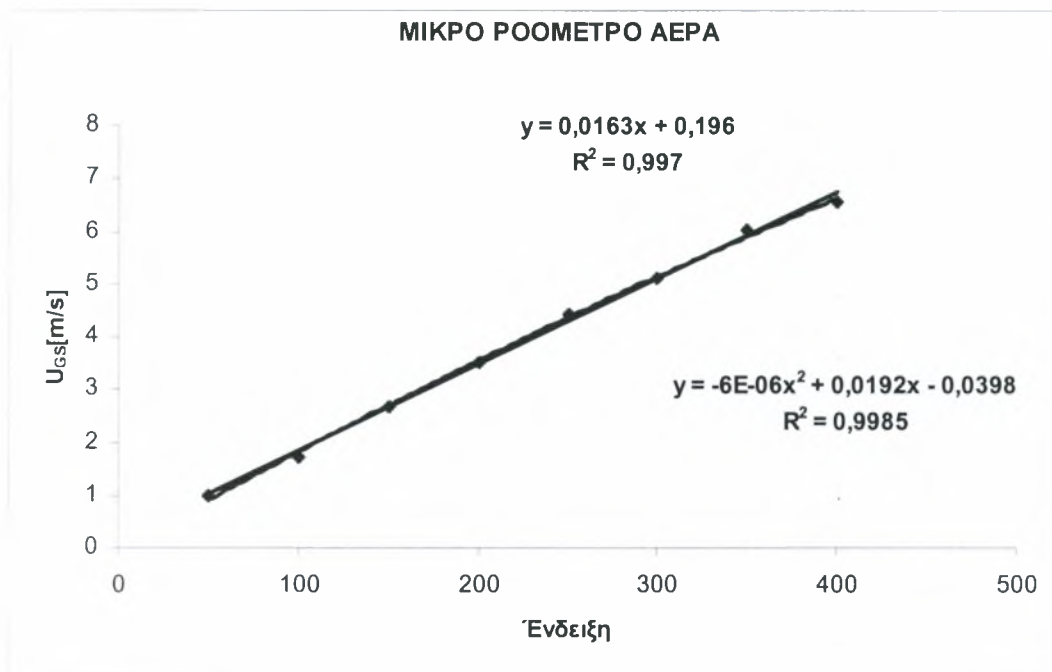
## ΒΑΘΜΟΝΟΜΗΣΕΙΣ ΡΟΟΜΕΤΡΩΝ ΑΕΡΑ

ΜΙΚΡΟ ΡΟΟΜΕΤΡΟ ΑΕΡΑ							
ΕΝΔΕΙΞΗ	P (bar)	Όγκος (m <sup>3</sup> )	t <sub>aver</sub> (s)	Q (m <sup>3</sup> /s)	U <sub>GS</sub> (m/s)	ΔΙΟΡΘΩΣΗ	
						Q <sub>act</sub> (m <sup>3</sup> /s)	U <sub>GS</sub> (m/s)
50	0	0,01	20,7	0,0005	0,98	0,0005	0,98
100	0	0,01	12	0,0008	1,71	0,0008	1,71
150	0	0,02	15,2	0,0013	2,68	0,0013	2,68
200	0	0,02	11,6	0,0017	3,52	0,0017	3,52
250	0,05	0,02	9,0	0,0022	4,53	0,0022	4,42
300	0,1	0,03	11,4	0,0026	5,36	0,0025	5,11
350	0,15	0,03	9,5	0,0032	6,45	0,0030	6,02
400	0,18	0,03	8,6	0,0035	7,11	0,0032	6,54





ΜΕΓΑΛΟ ΡΟΟΜΕΤΡΟ ΑΕΡΑ							
ΕΝΔΕΙΞΗ	P (bar)	Όγκος (m <sup>3</sup> )	t <sub>aver</sub> (s)	Q (m <sup>3</sup> /s)	U <sub>GS</sub> (m/s)	ΔΙΟΡΘΩΣΗ	
						Q <sub>act</sub> (m <sup>3</sup> /s)	U <sub>GS</sub> (m/s)
50	0	0,01	7,5	0,0013	2,72	0,001	2,72
70	0	0,02	7,7	0,0026	5,29	0,003	5,29
100	0	0,03	6,44	0,0047	9,49	0,005	9,49
120	0	0,03	5,15	0,0058	11,87	0,006	11,87
150	0	0,04	5,56	0,0072	14,66	0,007	14,66
180	0	0,04	4,44	0,009	18,35	0,009	18,35
200	0	0,05	4,94	0,0101	20,62	0,010	20,62



**ΤΙΜΕΣ ΤΟΥ ΥΓΡΟΥ ΥΨΟΥΣ ΣΕ ΤΡΕΙΣ ΙΣΟΔΥΝΑΜΕΣ  
ΔΙΑΜΕΤΡΟΥΣ ΤΟΥ ΑΓΩΓΟΥ ΑΠΟ ΤΟ ΤΜΗΜΑ ΑΝΑΜΙΞΗΣ ΓΙΑ  
ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΦΑΙΝΟΜΕΝΙΚΕΣ ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΤΟΥ ΥΓΡΟΥ ΚΑΙ ΑΕΡΙΟΥ**

Για την οριζόντια ροή

Φαινομενικές ταχύτητες		Ισοδύναμες διαμέτρους του αγωγού		
		175	320	425
$U_{LS}$	$U_{GS}$	h/D	h/D	h/D
0,0088	0	0,66	0,62	0,60
0,0088	1,1	0,64	0,61	0,58
0,0088	2,5	0,54	0,50	0,47
0,0088	6,6	0,31	0,27	0,22
0,0088	9,0	0,18	0,16	0,16
0,0088	13,1	0,16	0,15	0,15
0,0075	0	0,58	0,56	0,54
0,0075	7,1	0,26	0,23	0,20
0,0075	11,3	0,12	0,11	0,10
0,0075	12,5	0,11	0,10	0,10
0,045	0	0,76	0,74	0,71
0,045	1,7	0,50	0,42	0,39
0,045	7,2	0,31	0,26	0,22
0,045	1,1	0,69	0,68	0,64
0,01	0	0,68	0,64	0,62
0,01	10,8	0,19	0,15	0,12
0,01	9,0	0,24	0,19	0,16
0,01	3,1	0,35	0,29	0,27
0,02	3,1	0,46	0,42	0,37
0,02	4,3	0,31	0,29	0,27
0,02	6,0	0,27	0,25	0,24
0,02	9,0	0,24	0,22	0,21
0,02	0	0,68	0,64	0,62

Για τη ροή προς τα κάτω, κλίση  $\theta = -0,7^\circ$  του αγωγού

Φαινομενικές ταχύτητες		Ισοδύναμες διαμέτρους του αγωγού		
		175	320	425
U <sub>ls</sub>	U <sub>gs</sub>	h/D	h/D	h/D
0,05	0	0,50	0,44	0,42
0,05	6,27	0,35	0,32	0,29
0,05	3,09	0,45	0,42	0,39
0,07	0	0,66	0,63	0,60
0,07	3,09	0,46	0,44	0,42
0,07	3,65	0,41	0,39	0,39
0,04	0	0,42	0,40	0,39
0,04	3,80	0,40	0,39	0,39
0,04	6,50	0,35	0,31	0,29
0,01	0	0,27	0,26	0,24
0,01	8,99	0,21	0,20	0,20
0,01	11,93	0,19	0,18	0,17
0,021	0	0,35	0,34	0,29
0,021	5,45	0,29	0,27	0,26
0,021	8,40	0,28	0,26	0,25



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ  
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000089095