

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΒΙΟΜΗΧΑΝΙΑΣ

---

ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΔΙΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗΣ  
ΔΙΑΤΜΗΤΙΚΗΣ ΤΑΣΗΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ  
ΔΙΑΣΤΡΩΜΑΤΩΜΕΝΗ ΡΟΗ ΥΓΡΟΥ-ΑΕΡΙΟΥ

---

Μεταπτυχιακή Εργασία

Τζώτζη Χριστίνα  
Διπλ. Χημικός Μηχανικός Α.Π.Θ.

Επιβλέπων: Επικ. Καθ. Ν. Ανδρίτσος

---

ΒΟΛΟΣ, ΑΠΡΙΛΙΟΣ 2007



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ & ΚΕΝΤΡΟ ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ  
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 5407/1  
Ημερ. Εισ.: 20-06-2007  
Δωρεά: Συγγραφέα  
Ταξιθετικός Κωδικός: Δ  
532.052  
ΤΖΩ

© 2007 Χριστίνα Τζώτζη

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

## Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Πενταμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:

Πρώτος Εξεταστής (Επιβλέπων) Δρ. Νικόλαος Ανδρίτσος  
Επίκουρος Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων  
Μηχανικών Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Δεύτερος Εξεταστής Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου  
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών  
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Τρίτος Εξεταστής Δρ. Δημήτριος Βαλουγεώργης  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων  
Μηχανικών Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Τέταρτος Εξεταστής Δρ. Μιχαήλ Βλαχογιάννης  
Αναπληρωτής Καθηγητής, Σχολή Τεχνολογικών  
Εφαρμογών, Τμήμα Μηχανολογίας, Τ.Ε.Ι. Λάρισας

Πέμπτος Εξεταστής Δρ. Κωνσταντίνος Παπαδημητρίου  
Καθηγητής, , Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών  
Βιομηχανίας, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

## Ευχαριστίες

---

Θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στον Επ. Καθηγητή Ν. Ανδρίτσο για την ανάθεση της παρούσας εργασίας και για την καθοδήγηση που μου προσέφερε, καθώς και για την πολύτιμη βοήθεια, προσφορά και συνεργασία του.

Η παρούσα εργασία χρηματοδοτήθηκε εν μέρει από το Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας Πανεπιστημίου Θεσσαλίας (2004-05), το πρόγραμμα «Πυθαγόρας II» της ΓΓΕΤ (2005-06) και το Κοινωφελές Ίδρυμα «Αλέξανδρος Ωνάσης» (2006-07).

# ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ ΤΗΣ ΔΙΕΠΙΦΑΝΕΙΑΚΗΣ ΔΙΑΤΜΗΤΙΚΗΣ ΤΑΣΗΣ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΟΡΙΖΟΝΤΙΑ ΔΙΑΣΤΡΩΜΑΤΩΜΕΝΗ ΡΟΗ ΥΓΡΟΥ-ΑΕΡΙΟΥ

ΧΡΙΣΤΙΝΑ ΤΖΩΤΖΗ

Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών Βιομηχανίας, 2007

Επιβλέπων Καθηγητής: Δρ. Νικόλαος Ανδρίτσος, Επίκουρος Καθηγητής  
Πειραματικών Φαινομένων Μεταφοράς

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η διαστρωματωμένη ροή υγρού-αερίου σε οριζόντιους ή σχεδόν οριζόντιους αγωγούς συναντάται σε αρκετές βιομηχανικές εφαρμογές (συμπυκνωτές, εξατμιστήρες, μεταφορά πετρελαίου, φυσικού αερίου και γεωθερμικών ρευστών). Επιπλέον, η διαστρωματωμένη ροή αποτελεί συνήθως τη βάση εκκίνησης για τη θεωρητική προσέγγιση της δημιουργίας διαλείπουσας ροής (slug flow).

Αν και τα τελευταία 20 χρόνια έχει πραγματοποιηθεί εκτενής (πειραματική και υπολογιστική) μελέτη της διφασικής ροής, τα μοντέλα που έχουν προταθεί για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης, αλλά και της συγκράτησης της υγρής φάσης δεν είναι πάντα αξιόπιστα, ιδιαίτερα όταν αλλάζουν σημαντικά οι συνθήκες λειτουργίας, οι ιδιότητες των ρευστών και η διάμετρος του αγωγού. Η γνώση του καθεστώτος (ή των υποκαθεστώτων) ροής που επικρατεί παίζει καθοριστικό ρόλο στη μελέτη της διφασικής ροής και κυρίως στον υπολογισμό των χαρακτηριστικών της. Η ύπαρξη κυμάτων στη διεπιφάνεια αυξάνει σημαντικά το διεπιφανειακό συντελεστή τριβής με αποτέλεσμα την αύξηση της πτώσης πίεσης και τη μείωση της συγκράτησης. Στόχος της παρούσας εργασίας είναι η βελτίωση του μοντέλου που προτάθηκε από τους Andritsos & Hanratty (1987). Σε αυτό το μοντέλο

αναγνωρίζεται η σημαντική επίδραση των κυμάτων στα χαρακτηριστικά της ροής και προτείνονται δύο διαφορετικοί συσχετισμοί του διεπιφανειακού συντελεστή τριβής όταν η φαινομενική ταχύτητα της αέριας φάσης (σε ατμοσφαιρικές συνθήκες) είναι μεγαλύτερη από 5 m/s.

Στην παρούσα εργασία προτείνονται διαφορετικοί συσχετισμοί του διεπιφανειακού συντελεστή τριβής για τα τρία υποκαθεστώτα της διαστρωματωμένης ροής που αναγνωρίζονται, δηλ. τη λεία διαστρωματωμένη ροή, τη ροή με δισδιάστατα κύματα και τη ροή με κύματα μεγάλου μήκους και πλάτους ή κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz. Στην εργασία προτείνονται επίσης ημι-θεωρητικές σχέσεις για τις δύο μεταπτώσεις, από τη λεία διαστρωματωμένη ροή στη ροή με διδιάστατα κύματα, και από την τελευταία στη ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz.

Τόσο οι εξισώσεις που περιγράφουν την μετάπτωση στα υποκαθεστώτα της διαστρωματωμένης περιοχής, όσο και οι εξισώσεις που προτείνονται για τον υπολογισμό του διεπιφανειακού συντελεστή τριβής έρχονται σε συμφωνία με πολλά πειραματικά δεδομένα που είναι διαθέσιμα στη βιβλιογραφία.

---

---

**ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ**

<b>Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup></b> .....	<b>1</b>
1. Εισαγωγή .....	1
<b>Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup></b> .....	<b>4</b>
2. Βιβλιογραφική Ανασκόπηση .....	4
2.1 Γενικά .....	4
2.2 Περιοχές ροής .....	5
2.3 Πτώση πίεσης σε σχεδόν οριζόντιους αγωγούς .....	10
2.4 Συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου $f_i$ .....	13
2.5 Χάρτες περιοχών ροής και όρια μεταπτώσεων .....	26
<b>Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup></b> .....	<b>40</b>
3. Μοντελοποίηση Υποκαθεστώτων Ροής στη Διαστρωματωμένη Περιοχή....	40
3.1 Γενικά .....	40
3.2 Προτεινόμενο Μοντέλο .....	42
3.2.1 Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα .....	42
3.2.2 Μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz.....	46
<b>Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup></b> .....	<b>52</b>
4. Μοντελοποίηση του Συντελεστή Τριβής στη Διεπιφάνεια $f_i$ .....	52
4.1 Γενικά .....	52
4.2 Συντελεστής τριβής $f_i$ στην περιοχική ροής με δισδιάστατα κύματα .....	53
4.3 Συντελεστής τριβής $f_i$ στην περιοχική ροής με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz .....	55
<b>Κεφάλαιο 5<sup>ο</sup></b> .....	<b>61</b>
5. Συμπεράσματα-Προτάσεις-Σχόλια .....	61
5.1 Γενικά .....	61
5.2 Συγκρίσεις αποτελεσμάτων-Συμπεράσματα.....	62
5.2.1 Μεταπτώσεις στη διαστρωματωμένη περιοχική ροής .....	62
5.2.2 Συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου .....	64
5.3 Συμπεράσματα.....	71
5.4 Προτάσεις .....	73
<b>ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ</b> .....	<b>75</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ</b> .....	<b>82</b>
Τυπολόγιο.....	83

---



---

**ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ**

<b>Σχήμα 2.1</b> Σχηματική παράσταση των περιοχών ροής σε κάθετο αγωγό.....	6
<b>Σχήμα 2.2</b> Σχηματική παράσταση των περιοχών ροής σε οριζόντιο αγωγό.....	8
<b>Σχήμα 2.3</b> Σχηματική παράσταση των περιοχών ροής σε οριζόντιο αγωγό σε συνθήκες απουσίας βαρύτητας (Jayawardena et al, 1997).....	9
<b>Σχήμα 2.4</b> Διφασική ροή μέσα σε αγωγό.....	10
<b>Σχήμα 2.5</b> Χάρτης περιοχών ροής όπως προτάθηκε από τον Baker (1954).....	27
<b>Σχήμα 2.6</b> Χάρτης περιοχών ροής όπως προτάθηκε από τους Mandhane et al. (1974).....	32
<b>Σχήμα 3.1</b> Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα για συστήματα με διαφορετικές πυκνότητες υγρής φάσης.....	43
<b>Σχήμα 3.2</b> Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα για συστήματα με διαφορετικά ιξώδη υγρής φάσης.....	43
<b>Σχήμα 3.4</b> Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα σε τροποποιημένους άξονες.....	45
<b>Σχήμα 3.5</b> Καμπύλη μετάπτωσης σε ροή με δισδιάστατα κύματα.....	46
<b>Σχήμα 3.6</b> Απεικόνιση της ροής.....	47
<b>Σχήμα 3.7</b> Μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz για διάφορα συστήματα.....	48
<b>Σχήμα 3.8</b> Επίδραση της διαμέτρου και του ιξώδους υγρής φάσης στη μετάπτωση.....	49
<b>Σχήμα 3.9</b> Μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz σε τροποποιημένους άξονες.....	50
<b>Σχήμα 3.10</b> Καμπύλη μετάπτωσης σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz.....	50
<b>Σχήμα 4.1</b> Εύρος τιμών του λόγου $f_i/f_G$ για την περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα.....	54
<b>Σχήμα 4.2</b> Εξάρτηση του λόγου $f_i/f_G$ από την τιμή του λόγου $h/D$ .....	54
<b>Σχήμα 4.3</b> Εξάρτηση του λόγου $f_i/f_G$ από το ιξώδες $\mu_L$ της υγρής φάσης.....	55
<b>Σχήμα 4.4</b> Εξάρτηση του λόγου $f_i/f_G$ από το ιξώδες $\mu_L$ της υγρής φάσης.....	56
<b>Σχήμα 4.5</b> Σύγκριση των τιμών του συντελεστή $f_i$ για σύστημα νερό-αέρα.....	58
<b>Σχήμα 4.6</b> Σύγκριση των τιμών του συντελεστή $f_i$ για σύστημα νερό-αέρα.....	58
<b>Σχήμα 4.7</b> Σύγκριση των τιμών του συντελεστή $f_i$ για σύστημα νερό-αέρα.....	59
<b>Σχήμα 4.8</b> Σύγκριση των τιμών του συντελεστή $f_i$ για σύστημα νερό+γλυκερίνη-αέρα.....	59
<b>Σχήμα 4.9</b> Σύγκριση των τιμών του συντελεστή $f_i$ για σύστημα νερό+γλυκερίνη-αέρα.....	59
<b>Σχήμα 4.10</b> Σύγκριση των τιμών του συντελεστή $f_i$ για σύστημα νερό+γλυκερίνη-αέρα.....	60
<b>Σχήμα 5.1</b> Πειραματικά δεδομένα (Andritsos, 1986) για διαστρωματωμένη περιοχή ροής ..	62
<b>Σχήμα 5.2</b> Πειραματικά δεδομένα (Spedding and Spence, 1993) για διαστρωματωμένη περιοχή ροής.....	63
<b>Σχήμα 5.3</b> Πειραματικά δεδομένα (Taitel and Dukler, 1987 και Mata et al, 2002 ) για ιξώδη ρευστά.....	64
<b>Σχήμα 5.4</b> Σύγκριση των τιμών λόγου $f_i/f_G$ που υπολογίζονται μέσω των εξισώσεων με τις πειραματικές για τη διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα (Andritsos, 1986).....	65



<b>Σχήμα 5.5</b> Σύγκριση των τιμών λόγου $f_i/f_G$ που υπολογίζονται μέσω των εξισώσεων με τις πειραματικές για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz (Andritsos, 1986) .	66
<b>Σχήμα 5.6</b> Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-νερό (Andritsos, 1986).....	67
<b>Σχήμα 5.7</b> Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-νερό+γλυκερίνη (Andritsos, 1986)	67
<b>Σχήμα 5.8</b> Σύγκριση των τιμών λόγου $f_i/f_G$ που υπολογίζονται μέσω των εξισώσεων με τις πειραματικές για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz (Βλάχος, 1997) .....	68
<b>Σχήμα 5.9</b> Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-νερό (Βλάχος, 1997) .....	69
<b>Σχήμα 5.10</b> Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-κηροζίνη (Chen et al., 1997) .	69
<b>Σχήμα 5.11</b> Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-νερό (Badie et al., 2000).....	70
<b>Σχήμα 5.12</b> Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-έλαιο (Badie et al., 2000).....	71

---



---

## ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

<b>Πίνακας 2.1</b> Πειραματικές Συνθήκες.....	25
<b>Πίνακας 2.2</b> Κατηγοριοποίηση των συσχετισμών του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια για διαστρωματωμένη περιοχή ροής.....	26

- A : εμβαδόν επιφάνειας που καταλαμβάνει η κάθε φάση ( $m^2$ )  
 B : ύψος ορθογωνικού αγωγού (m)  
 c : ταχύτητα διάδοσης κύματος (m/s)  
 C : ηλεκτρική αγωγιμότητα (S)  
 D : διάμετρος αγωγού (m)  
 d : διάμετρος συρμάτων (m)  
 D<sub>0</sub> : απόσταση μεταξύ συρμάτων (m)  
 $\frac{dP}{dL}$  : πτώση πίεσης ανά μονάδα μήκους του αγωγού (Pa/m)  
 f : συντελεστής τριβής  
 Fr : αριθμός Froude  
 G,L : μαζική ταχύτητα αέριας και υγρής φάσης αντίστοιχα  
 h : ύψος υγρής φάσης στον αγωγό (m)  
 j : ογκομετρική ροή (m/s)  
 k : κυματαριθμός ( $m^{-1}$ )  
 q<sub>G</sub> : συνολική ογκομετρική παροχή ανά μονάδα μήκους ( $m^2/s$ )  
 Q : ογκομετρική παροχή κάθε φάσης ( $m^3/s$ )  
 R : ακτίνα του αγωγού (m)  
 Re : αριθμός Reynolds  
 S : περίμετρος (m)  
 s : συντελεστής 'προστασίας'  
 u : μέση ταχύτητα (m/s)  
 u<sub>s</sub> : φαινομενική ταχύτητα (m/s)  
 We : αριθμός Weber  
 X : παράμετρος Lockhart-Martinelli

#### Ελληνικοί Χαρακτήρες

- α : συγκράτηση  
 γ : ειδική ηλεκτρική αγωγιμότητα (S/m)  
 δ : γωνία μισής διαβρεχόμενης περιμέτρου (rad)  
 θ : γωνία κλίσης του αγωγού (rad)  
 λ : διορθωτικός παράγοντας στο χάρτη Baker  
 μ : δυναμικό ιξώδες (Pa·s)  
 ν : κινηματικό ιξώδες ( $m^2/s$ )  
 ρ : πυκνότητα ( $kg/m^3$ )  
 σ : επιφανειακή τάση (N/m)  
 τ : διατμητική τάση ( $N/m^2$ )  
 φ : παράμετρος Lockhart-Martinelli  
 ψ : διορθωτικός παράγοντας στο χάρτη Baker

#### Δείκτες:

- G : αέρια φάση  
 i : διεπιφάνεια  
 L : υγρή φάση

# Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup>

## 1. Εισαγωγή

---

Η διφασική ροή, δηλαδή η ταυτόχρονη ροή δυο φάσεων μέσα σε έναν αγωγό, αποτελεί μια από τις συνηθέστερες μορφές ροής που συναντώνται στη βιομηχανία, ενώ ιδιαίτερη έμφαση δίνεται στη μελέτη της ροής υγρού-αερίου εξαιτίας των πολλών εφαρμογών της. Οι διεργασίες συμπύκνωσης και εξάτμισης, η απορρόφηση και η απόσταση, όπως επίσης και η μεταφορά πετρελαίου και φυσικού αερίου είναι κάποιες από τις κύριες εφαρμογές της διφασικής ροής στη βιομηχανία.

Στη διφασική ροή σημαντικός παράγοντας για την κατανόηση και περιγραφή των χαρακτηριστικών της είναι η διάκριση των περιοχών (καθεστώτων ή προτύπων) ροής, δηλαδή των γεωμετρικών μορφών που μπορεί να λάβει η διεπιφάνεια μεταξύ των δυο φάσεων μέσα στον αγωγό. Η

δημιουργία ενός συγκεκριμένου καθεστώτος ροής εξαρτάται από τις συνθήκες ροής (παροχές και πίεση) και της μεταφοράς θερμότητας, από τις φυσικές ιδιότητες των δύο φάσεων (πυκνότητα, ιξώδες, διατμητική τάση), καθώς και από τη γεωμετρία του αγωγού (σχήμα διατομής, κλίση, ισοδύναμη διάμετρος).

Το 1987 προτάθηκε από τους Andritsos and Hanratty (1987a) ένα μοντέλο για τη διαστρωματωμένη ροή, βασικό στοιχείο του οποίου αποτελεί μία ημιεμπειρική σχέση για το διεπιφανειακό συντελεστή τριβής. Στόχος της παρούσας εργασίας είναι η βελτίωση του μοντέλου αυτού για την προτυποποίηση της διαστρωματωμένης ροής υγρού-αερίου σε οριζόντιους αγωγούς. Πιο συγκεκριμένα, γίνεται προσπάθεια για την καλύτερη μοντελοποίηση των μεταπτώσεων στα διάφορα υποκαθεστώτα της διαστρωματωμένης ροής και την εύρεση καλύτερου συσχετισμού για τον υπολογισμό του διεπιφανειακού συντελεστή τριβής.

Στο επόμενο κεφάλαιο της εργασίας παρουσιάζεται σχετική βιβλιογραφική ανασκόπηση. Αναφέρονται περιληπτικά τα καθεστώτα ροής που συναντώνται στη διφασική ροή υγρού-αερίου, ενώ περιγράφεται και η μετάπτωση στις διάφορες περιοχές ροής. Ακολουθούν οι εξισώσεις που διέπουν τη διφασική ροή και τα βασικά μεγέθη για την περιγραφή της, ενώ γίνεται φανερό ότι για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης κατά μήκος του αγωγού είναι απαραίτητη η εύρεση κατάλληλων συσχετισμών για τον υπολογισμό των συντελεστών τριβής  $f_i$ ,  $f_G$ , και  $f_L$ . Τέλος γίνεται σύντομη αναφορά στα μοντέλα που προτάθηκαν κατά το παρελθόν για τον υπολογισμό των συντελεστών αυτών.

Στο τρίτο κεφάλαιο αναφέρονται τα τρία υποκαθεστώτα της διαστρωματωμένης ροής, όπως και οι φυσικοί μηχανισμοί που διέπουν τη μετάπτωση σε κάθε περιοχή ροής. Πιο συγκεκριμένα αναφέρεται ότι η μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα ελέγχεται από το μηχανισμό «προστασίας» που προτάθηκε από τον Jeffrey (1925), ενώ η μετάπτωση σε ροή με κύματα μεγάλου μήκους και πλάτους θεωρείται ότι ελέγχεται από το μηχανισμό Kelvin-Helmholtz. Προτείνονται επίσης καμπύλες που περιγράφουν τη μετάπτωση στα διάφορα καθεστώτα ροής, τροποποιημένες

κατάλληλα ώστε να βρίσκουν εφαρμογή και σε συστήματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες.

Το τέταρτο κεφάλαιο αναφέρεται στη μοντελοποίηση των συντελεστών τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου. Προτείνονται συσχετισμοί για τον υπολογισμό του λόγου  $f_i/f_G$  τόσο στη ροή με δισδιάστατα κύματα, αλλά και στην περιοχή με κύματα Kelvin-Helmholtz. Αναφέρεται επίσης ότι η τιμή του λόγου  $f_i/f_G$  για την περιοχή με δισδιάστατα κύματα κυμαίνεται μεταξύ 1 και 4, ενώ με την εμφάνιση των κυμάτων Kelvin-Helmholtz η τιμή του λόγου αυτού αυξάνεται σημαντικά.

Στο πέμπτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα, συνοψίζονται τα συμπεράσματα που εξάγονται από την παρούσα εργασία και γίνονται προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

Ακολουθεί πίνακας της χρησιμοποιούμενης βιβλιογραφίας για τη συγγραφή της παρούσας εργασίας.

## Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup>

### 2. Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

---

#### 2.1 Γενικά

Η μελέτη της διφασικής ροής συχνά περιορίζεται σε δύο γεωμετρίες, στη ροή σε κατακόρυφους αγωγούς και στη ροή σε οριζόντιους αγωγούς, αν και στην πράξη δεν είναι λίγες οι περιπτώσεις ροών με συγκεκριμένη κλίση. Αν και δεν αποτελεί αντικείμενο της παρούσας διδακτορικής εργασίας η ροή σε κατακόρυφο αγωγό κρίνεται σκόπιμη μία σύντομη εισαγωγή και στη ροή αυτή.

## 2.2 Περιοχές ροής

Για κατακόρυφη ροή προς τα πάνω οι Taitel et al. (1980) περιγράψανε τους παρακάτω τύπους διφασικής ροής.

### *Ροή με Φυσαλίδες (Bubble Flow)*

Η υγρή φάση είναι συνεχής με διασπαρμένη την αέρια, με τη μορφή μικρών φυσαλίδων. Παρατηρείται σε μικρή σχετικά ογκομετρική παροχή αερίου με πλήρη ανάμιξη της αέριας στην υγρή φάση και για διάμετρο αγωγού μεγαλύτερη περίπου των 5 cm.

Σε μεγαλύτερες παροχές υγρού αναφέρεται ως Ροή με Διασπαρμένες Φυσαλίδες (Bubbly Dispersed Flow), αν και η διαφοροποίηση των δύο υποκαθεστώτων δεν είναι συνήθως εύκολη.

### *Διαλείπουσα Ροή (Slug or Plug Flow)*

Χαρακτηριστικό της ροής αυτής είναι η ύπαρξη αξονο-συμμετρικών μεγάλων φυσαλίδων αερίου γνωστές ως φυσαλίδες Taylor (Taylor Bubble) σε σχήμα βλήματος. Το μέγεθος της διαμέτρου τους πλησιάζει τη διάμετρο του αγωγού με ομοιόμορφη ανοδική κίνηση. Μεταξύ των τοιχωμάτων του αγωγού και των φυσαλίδων Taylor το υγρό ρέει προς τα κάτω με μορφή λεπτής στιβάδας. Ανάμεσα στις φυσαλίδες Taylor υπάρχει συνεχής υγρή φάση με διασπαρμένη την αέρια σε μικρές φυσαλίδες. Με αύξηση της ταχύτητας του αερίου ο λόγος του μήκους της φυσαλίδας Taylor ως προς το μήκος της υγρής φάσης μειώνεται και η ροή μεταπίπτει στη λεγόμενη ανάμεικτη ροή.

### *Ανάμεικτη Ροή (Churn Flow)*

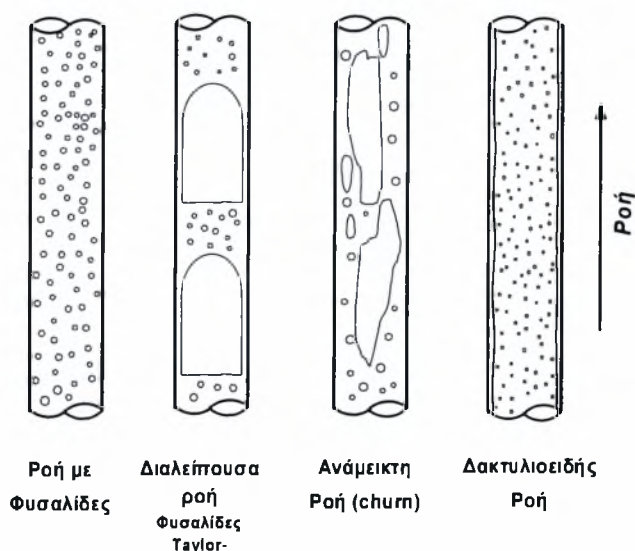
Υπάρχει μια έντονη ακατάστατη ανάμιξη των δυο φάσεων. Η αύξηση της ογκομετρικής παροχής της αέριας φάσης σε σχέση με τη διαλείπουσα ροή έχει ως αποτέλεσμα την παραμόρφωση και τη διάσπαση των φυσαλίδων Taylor, οι οποίες γίνονται ακανόνιστες, στενότερες με μεγάλες συγκεντρώσεις κατά φάση. Χαρακτηρίζεται συχνά ως φαινόμενο εισόδου, γιατί η ροή μετά από ορισμένο μήκος σωλήνωσης (εξαρτάται από τη

διάμετρο) μεταπίπτει σε διαλείπουσα ή δακτυλιοειδή. Κύριο γνώρισμά της είναι η ταλαντωτική κίνηση τμημάτων της υγρής φάσης.

#### Δακτυλιοειδής Ροή (Annular Flow)

Η αέρια φάση είναι συνεχής στο κέντρο του αγωγού με σχετική διασπορά της υγρής φάσης με μικρά σταγονίδια. Η υγρή φάση ρέει κυρίως στα τοιχώματα του αγωγού υπό μορφή στιβάδας.

Η μετάβαση από το ένα καθεστώς ροής στο άλλο γίνεται σταδιακά με συνέπεια την ύπαρξη περιοχών μεικτών καθεστώτων ροής.



Σχήμα 2.1 Σχηματική παράσταση των περιοχών ροής σε κάθετο αγωγό

Στην κατακόρυφη ροή προς τα κάτω, οι περιοχές ροής είναι προφανώς πολύ διαφορετικές από τη ροή προς τα πάνω. Το κύριο χαρακτηριστικό αυτής της ροής είναι η τάση δημιουργίας δακτυλιοειδούς ροής, η οποία άλλωστε δημιουργείται και με μηδενική ταχύτητα αερίου (falling films).

Οι περιοχές ροής σε οριζόντιους αγωγούς είναι συνήθως περισσότερο σύνθετες από ότι σε κατακόρυφους, συνέπεια της επίδρασης της βαρύτητας, η οποία τείνει να συγκεντρώσει το υγρό στον πυθμένα του αγωγού και το αέριο στο πάνω μέρος του. Οι πλέον αποδεκτές περιοχές ροής είναι οι ακόλουθες.



### *Ροή με φυσαλίδες (Dispersed Bubble Flow)*

Το αέριο βρίσκεται διεσπαρμένο με τη μορφή φυσαλίδων στη συνεχή υγρή φάση και παρατηρείται για μεγάλους ρυθμούς παροχής του υγρού. Οι φυσαλίδες τείνουν να συγκεντρωθούν στο πάνω μέρος του αγωγού, ενώ για ορισμένες συνθήκες εμφανίζονται ως αφρός.

### *Διαστρωματωμένη ή Διαχωρισμένη Ροή (Stratified Flow)*

Το υγρό ρέει στον πυθμένα του αγωγού και το αέριο στο πάνω μέρος και σχηματίζεται για σχετικά μικρές ποσότητες ρευστών. Η διεπιφάνεια μπορεί να είναι λεία ή να καλύπτεται από κύματα, κάτι που εξαρτάται από την ταχύτητα της αέριας φάσης. Επίσης, για μεγάλες ταχύτητες αερίου το υγρό μπορεί να αναρριχάται στο σωλήνα και να υπάρχει εκνέφωση σταγονιδίων.

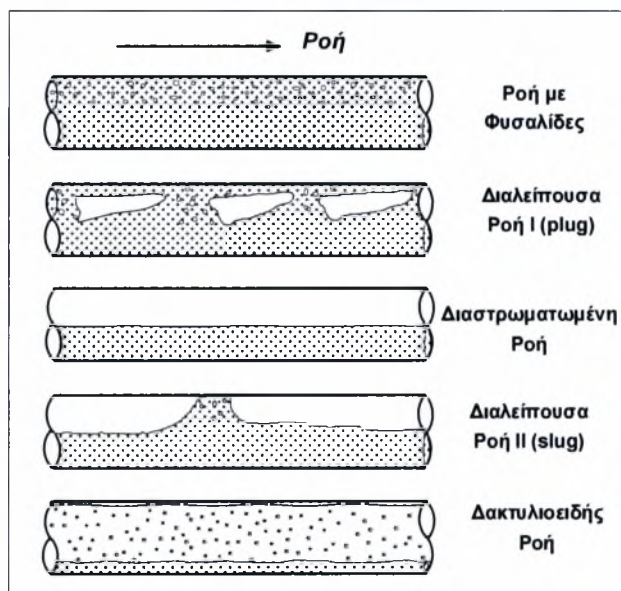
### *Διαλείπουσα Ροή (Slug or Intermittent Flow)*

Χαρακτηρίζεται από τη διέλευση περιοδικών υγρών μαζών (slugs) από το σωλήνα, 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 ιδιαίτερα ανεπιθύμητη για τις περισσότερες εφαρμογές, γιατί προκαλεί απότομες αυξήσεις της πίεσης με αποτέλεσμα να δονούνται οι σωληνώσεις, να χρειάζονται μεγάλοι διαχωριστές κ.α. Έτσι είναι μεγάλης βιομηχανικής σημασίας η πρόβλεψη της μετάπτωσης στην περιοχή αυτή. Για ορισμένες συνθήκες εμφανίζεται η *ψευδο-διαλείπουσα ροή (pseudo-slug)*, όπου εμφανίζονται υγρές μάζες οι οποίες δεν ρέουν με την ταχύτητα του αερίου και έτσι δεν προκαλούν απότομες διαφορές πίεσης. Συνήθως περιορίζονται σε μικρής διαμέτρου αγωγούς.

### *Δακτυλιοειδής Ροή (Annular Flow)*

Η δακτυλιοειδής ροή είναι παρόμοια με αυτή που παρατηρείται στην κατακόρυφη ροή, με τη σημαντική διαφορά ότι η υγρή στιβάδα δεν είναι συμμετρική γύρω από τον αγωγό λόγω βαρύτητας. Εμφανίζεται για πολύ μεγάλες παροχές της αέριας μάζας. Σχεδόν πάντοτε στη δακτυλιοειδή ροή,

μέρος του υγρού βρίσκεται συμπαρασυρμένο από την αέρια φάση με τη μορφή σταγονιδίων.



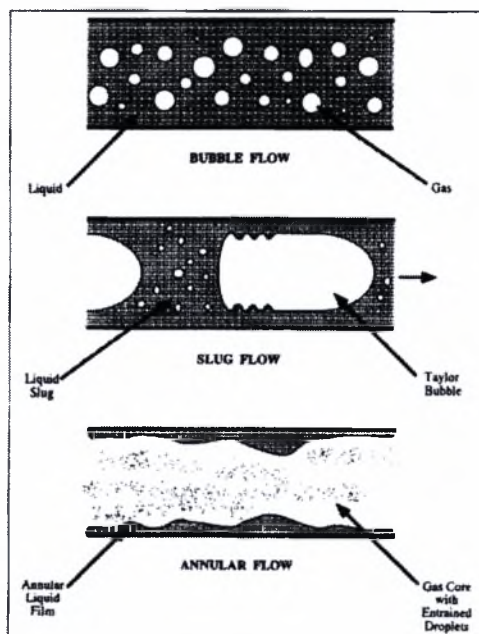
Σχήμα 2.2 Σχηματική παράσταση των περιοχών ροής σε οριζόντιο αγωγό

Όπως για την κατακόρυφη ροή έτσι και για την οριζόντια έχουν προταθεί στη βιβλιογραφία ένα πλήθος καρτών περιοχών ροής. Βέβαια οι περισσότεροι από αυτούς έχουν προκύψει από πειραματικά δεδομένα σε μικρούς αγωγούς (20-50 mm διάμετρο), για το σύστημα νερό - αέρας και για ατμοσφαιρικές συνθήκες.

Οι περισσότερες χάρτες περιοχών ροής που συναντώνται στη βιβλιογραφία αναφέρονται σε οριζόντιους ή κατακόρυφους αγωγούς, ενώ λίγες προσπάθειες έχουν γίνει για την περιγραφή των περιοχών σε κεκλιμένους αγωγούς. Στις περιπτώσεις αυτές όταν η κλίση του αγωγού είναι αρνητική, τότε η υγρή φάση κινείται με μεγαλύτερες ταχύτητες εξαιτίας της βαρυτικής δύναμης και κατά συνέπεια, μεγαλύτεροι ρυθμοί ροής και για τις δυο φάσεις είναι απαραίτητοι για τη μετάβαση από τη διαστρωματωμένη ροή στη διαλείπουσα και όσο αυξάνεται η γωνία κλίσης αυξάνεται και το εύρος της περιοχής της διαστρωματωμένης ροής. Αναλόγως, σε αγωγούς με θετική κλίση το εύρος της διαστρωματωμένης ροής μειώνεται και είναι ευκολότερη η μετάβαση στη διαλείπουσα ροή.

Στο σημείο αυτό αξίζει να αναφερθεί ότι η οριζόντια διφασική ροή συναντάται πολύ συχνά σε διαστημικές εφαρμογές, όπου η βαρύτητα είναι σχεδόν μηδενική. Στις περιπτώσεις αυτές οι περιοχές ροής διαφοροποιούνται, ενώ τα χαρακτηριστικά της κάθε περιοχής αλλά και οι συνθήκες στις οποίες λαμβάνει χώρα εξαρτώνται από την κατεύθυνση του αγωγού καθώς και από την κλίση του (Jayawardena et al, 1997).

Σε συνθήκες απουσίας βαρύτητας συναντώνται τρία κύρια καθεστώτα ροής, η ροή με φυσαλίδες, η διαλείπουσα και η δακτυλιοειδής ροή, ενώ η δακτυλιοειδής ροή κυριαρχεί για μεγάλο εύρος ρυθμών ροής υγρής και αέριας φάσης όταν η τιμή της βαρύτητας είναι πολύ μικρή. Η ροή με φυσαλίδες και η δακτυλιοειδής ροή είναι αυτές που προτιμώνται, καθώς η διαλείπουσα προκαλεί δονήσεις στους αγωγούς.



**Σχήμα 2.3** Σχηματική παράσταση των περιοχών ροής σε οριζόντιο αγωγό σε συνθήκες απουσίας βαρύτητας (Jayawardena et al, 1997)

### 2.3 Πτώση πίεσης σε σχεδόν οριζόντιους αγωγούς

Η διφασική ροή διέπεται από τις ίδιες εξισώσεις της ρευστομηχανικής που περιγράφουν και τη μονοφασική ροή ρευστών (υγρού ή αερίου), με τη διαφορά ότι οι εξισώσεις είναι πιο πολύπλοκες από τις εξισώσεις που περιγράφουν τη μονοφασική ροή.

Βασικά μεγέθη για την περιγραφή της διφασικής ροής είναι το κλάσμα κενού ( $\alpha_G$ , void fraction), ο μέσος χρονικά όγκος που καταλαμβάνει το αέριο στον αγωγό σε ορισμένο τμήμα του, η συγκράτηση του υγρού ( $\alpha_L$ , holdup), ο μέσος χρονικά όγκος που καταλαμβάνει το υγρό στον αγωγό σε ορισμένο τμήμα του, η φαινομενική ταχύτητα της κάθε φάσης ( $u_{SG}$  και  $u_{SL}$  superficial velocity), η ταχύτητα που θα είχε η κάθε φάση αν έρεε μόνη της στον αγωγό και η πτώση πίεσης ( $\Delta P$ ). Τα μεγέθη αυτά ορίζονται παρακάτω.

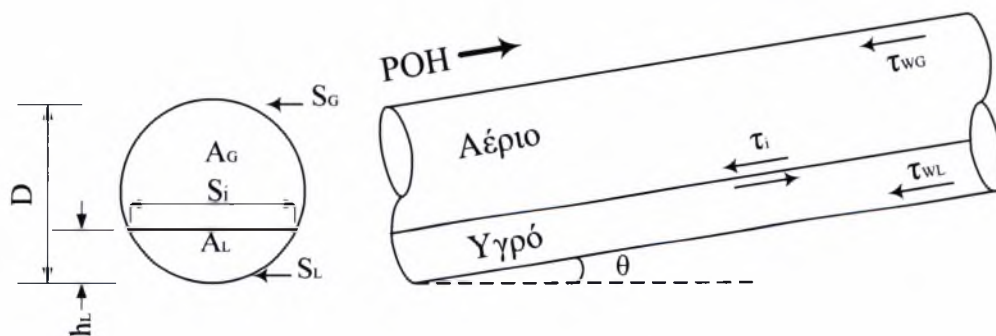
$$\alpha_L = \frac{A_L}{A}, \quad \alpha_G = \frac{A_G}{A} \quad (2.1)$$

$$\alpha_G + \alpha_L = 1 \quad (2.2)$$

$$u_{GS} = \frac{Q_G}{A}, \quad u_{LS} = \frac{Q_L}{A} \quad (2.3)$$

όπου:

$Q_G$  και  $Q_L$ : ογκομετρική παροχή της αέριας και της υγρής φάσης αντίστοιχα



Σχήμα 2.4 Διφασική ροή μέσα σε αγωγό

Για την περιγραφή της ροής λαμβάνεται υπόψη το γεγονός ότι οι δύο φάσεις έχουν διαφορετικές ταχύτητες και φυσικές ιδιότητες, υπάρχει συνεπώς μεταφορά ορμής, ενέργειας και μάζας ανάμεσά τους. Στο Σχήμα 2.4

απεικονίζεται η ταυτόχρονη ομορροή υγρού-αέριου σε αγωγό κυκλικής διατομής, ο οποίος έχει μια κλίση  $\theta$  σε σχέση με το οριζόντιο επίπεδο.

Για την περιγραφή της ροής γίνονται οι εξής παραδοχές,

- Μόνιμη, μονοδιάστατη , πλήρως ανεπτυγμένη διφασική ροή
- Δε λαμβάνει χώρα μεταφορά μάζας μεταξύ των δυο φάσεων
- Σταθερές φυσικές ιδιότητες
- Ισόθερμη ροή
- Οι όροι επιτάχυνσης είναι αμελητέοι

Με βάση τις παραπάνω παραδοχές, οι εξισώσεις που περιγράφουν τη ροή των δυο φάσεων είναι οι ακόλουθες.

Υγρή φάση:

$$-A_L \left( \frac{dP}{dL} \right)_L - \tau_{wL} S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \theta = 0 \quad (2.4)$$

Αέρια φάση:

$$-A_G \left( \frac{dP}{dL} \right)_G - \tau_{wG} S_G - \tau_i S_i - \rho_G A_G g \sin \theta = 0 \quad (2.5)$$

όπου:

$A_G$  και  $A_L$  : επιφάνεια που καταλαμβάνει η αέρια και η υγρή φάση αντίστοιχα

$\left( \frac{dP}{dL} \right)_G$  και  $\left( \frac{dP}{dL} \right)_L$  : πτώση πίεσης της αέριας και της υγρής φάσης

αντίστοιχα

Οι διαμητικές τάσεις δίνονται από τις σχέσεις:

$$\tau_{wL} = f_L \frac{\rho_L u_L^2}{2} \quad (2.6)$$

$$\tau_{wG} = f_G \frac{\rho_G u_G^2}{2} \quad (2.7)$$

$$\tau_i = f_i \frac{\rho_L (u_G - u_L)^2}{2} \quad (2.8)$$

όπου:

$u_G$  και  $u_L$  : μέση ταχύτητα αέριας και υγρής φάσης, αντίστοιχα

$f_L$  και  $f_G$  : συντελεστές τριβής της υγρής και της αέριας φάσης αντίστοιχα

$f_i$  : διεπιφανειακός συντελεστής τριβής

Όταν το σύστημα βρίσκεται σε μόνιμη κατάσταση η πτώση πίεσης και στις δυο φάσεις είναι η ίδια, οπότε για τον υπολογισμό της κατά μήκος του αγωγού, κρίνεται απαραίτητη η εύρεση συσχετισμών για τους συντελεστές τριβής  $f_L$ ,  $f_G$ ,  $f_i$ . Κατά καιρούς προτάθηκαν από διάφορους μελετητές πολλές εξισώσεις για τον προσδιορισμό των μεγεθών αυτών, οι κυριότερες από τις οποίες αναφέρονται παρακάτω.

Για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης κατά μήκος του αγωγού, αλλά και για το ποσοστό συγκράτησης του υγρού οι πρώτοι συσχετισμοί που προτάθηκαν ήταν αυτοί των Lockhart and Martinelli (1949). Οι συσχετισμοί αυτοί, που προέρχονται από πειραματικά δεδομένα και καλύπτουν σχεδόν όλες τις περιοχές οι οποίες συναντώνται στην οριζόντια ροή, αρχικά προτάθηκαν για ροή σε οριζόντιο αγωγό, αλλά αργότερα βρήκαν εφαρμογή και σε κατακόρυφους αγωγούς (Παράς, 2004). Η βασική ιδέα των συσχετισμών αυτών είναι ότι η αδιάστατη πτώση πίεσης  $\phi_G$  ή  $\phi_L$ , όπως και η συγκράτηση της υγρής φάσης είναι μοναδικές συναρτήσεις της παραμέτρου  $X$ . Τα μεγέθη αυτά ορίζονται ως εξής:

$$\phi_G^2 = \frac{(dp/dL)_{TP}}{(dp/dL)_{SG}} \quad (2.9)$$

$$\phi_L^2 = \frac{(dp/dL)_{TP}}{(dp/dL)_{LS}} \quad (2.10)$$

$$X^2 = \frac{(dp/dL)_{LS}}{(dp/dL)_{GS}} \quad (2.11)$$

όπου:

$(dp/dL)_{TP}$  : πτώση πίεσης στη διφασική ροή

$(dp/dL)_G$ ,  $(dp/dL)_L$  : πτώση πίεσης για την αέρια και υγρή φάση, αντίστοιχα, αν αυτές έρεαν μόνες στον αγωγό

Το μεγάλο πλεονέκτημα των συσχετισμών αυτών, το οποίο συγχρόνως αποτελεί και το κύριο μειονέκτημα τους είναι ότι μπορούν να βρουν εφαρμογή σε όλες τις περιοχές ροής. Πολύ γρήγορα έγινε αντιληπτό ότι οι

παραπάνω εξισώσεις ορισμένες φορές μπορούν να υπερεκτιμήσουν την πτώση πίεσης μέχρι και 100% (Baker, 1954; Hoogendoorn, 1959).

Αργότερα, ο Johannessen (1972) ήταν ο πρώτος που προσπάθησε να προτείνει μια θεωρητική βάση για την χρήση των συσχετισμών των Lockhart and Martinelli στη διαστρωματωμένη ροή. Μεγάλο μειονέκτημα της ανάλυσης του αποτέλεσε το γεγονός ότι παρέλειψε τη διατμητική τάση στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου και μελέτησε μόνο την περίπτωση της τυρβώδους ροής αερίου και υγρού. Θεώρησε ροή αερίου σε κλειστό αγωγό, αλλά υπολόγισε τις απώλειες λόγω τριβών στην υγρή φάση θεωρώντας ροή σε ανοιχτό κανάλι. Οι Taitel and Dukler (1976) επέκτειναν την ανάλυση του Johannessen για όλες τις περιπτώσεις λαμβάνοντας υπόψη και τη διατμητική τάση στη διεπιφάνεια. Χρησιμοποίησαν τις σχέσεις (2.1)-(2.5) και τις ακόλουθες:

$$Re_L = \frac{D_L u_L}{\nu_L} \quad (2.12)$$

$$Re_G = \frac{D_G u_G}{\nu_G} \quad (2.13)$$

$$D_L = \frac{4A_L}{S_L} \quad (2.14)$$

$$D_G = \frac{4A_G}{S_G} \quad (2.15)$$

Θεωρώντας ότι  $f_G = f_i$  και  $u_G \gg u_L$  και υπολογίζοντας τον συντελεστή τριβής της αέριας φάσης πάνω στο τοίχωμα από την εξίσωση Blasius έδειξαν ότι οι παράμετροι  $\phi_G$  ή  $\phi_L$  και  $\chi$  είναι μοναδικές συναρτήσεις του αδιάστατου μεγέθους  $h/D$ .

#### 2.4 Συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου $f_i$

Αν και τα τελευταία χρόνια έχει πραγματοποιηθεί εκτενής μελέτη της διφασικής ροής, τα μοντέλα που έχουν προταθεί για τη μέτρηση της πτώσης πίεσης αλλά και της συγκράτησης της υγρής φάσης δεν είναι πάντα αξιόπιστα.

Η γνώση του καθεστώτος ροής παίζει καθοριστικό ρόλο στη μελέτη της διφασικής ροής και κυρίως στον υπολογισμό της πτώσης πίεσης. Η ύπαρξη κυμάτων στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου αποτελεί σημαντικό παράγοντα για την περιγραφή των φαινομένων μεταφοράς που λαμβάνουν χώρα στη διεπιφάνεια. Η δημιουργία των κυμάτων οφείλεται στην ύπαρξη της αέριας φάσης που ρέει πάνω από την υγρή και αφού τόσο το μήκος όσο και το πλάτος του κύματος εξαρτώνται από όλες τις φυσικές ιδιότητες του συστήματος, η περιγραφή τους είναι αρκετά δύσκολη. Κατά συνέπεια, αρκετά δύσκολος είναι και ο προσδιορισμός του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου.

Αρκετοί ερευνητές προσπάθησαν να προτείνουν ολοκληρωμένα μοντέλα για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης τα οποία θα λαμβάνουν υπόψη τόσο το καθεστώς ροής που επικρατεί όσο και του φυσικούς μηχανισμούς που το περιγράφουν. Παρακάτω ακολουθεί σύντομη αναφορά στις βασικές παραδοχές τους και στα συμπεράσματά τους.

Οι Agrawal et al. (1974) πρότείνουν μια επαναληπτική διαδικασία για την επίλυση των ισοζυγίων ορμής για την υγρή και την αέρια φάση για στρωτή-τυρβώδη και τυρβώδη-τυρβώδη ροή υγρού-αερίου σε αγωγούς κυκλικής διατομής. Υπέθεσαν ότι η διεπιφάνεια είναι λεία, χωρίς κύματα και πρότείνουν τη χρήση της παρακάτω εξίσωσης για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια:

$$\tau_i = (0.804 \text{Re}_G^{-0.285})^2 (\rho_G u_G / g_C) \quad (2.16)$$

Οι Russell et al. (1974) έλυσαν τις εξισώσεις ισοζυγίων ορμής για διφασική διαστρωματωμένη ροή σε οριζόντιο αγωγό κυκλικής διατομής με την υπόθεση ότι:

$$f_i = f_G \quad (2.17)$$

Η ροή του αερίου είχε υποτεθεί τυρβώδης και του υγρού στρωτή, ενώ για την αέρια φάση η υγρή στη διεπιφάνεια αποτελούσε στερεό σύνορο.

Οι Cheremisinoff and Davis (1979) επέκτειναν την παραπάνω ανάλυση για την περίπτωση τυρβώδους υγρής φάσης. Χρησιμοποιώντας τα πειραματικά δεδομένα των Miya et al. (1971) για ροή μέσα σε κανάλι, πρότείνουν τους ακόλουθους συσχετισμούς:

- Κύματα μικρού πλάτους



$$f_i = 0.0142 \quad (2.18)$$

- Κύματα μεγάλου πλάτους

$$f_i = 0.008 + 2 \cdot 10^{-5} \text{Re}_L^* \quad (2.19)$$

όπου:

$$\text{Re}_L^* = \frac{u_{LS}}{v_L} \left( \frac{\pi D^2}{4S_i} \right) \quad (2.20)$$

Το μοντέλο αυτό έχει πολλά κοινά σημεία με αυτό των Taitel and Dukler.

Οι Tsiklauri et al. (1979) διεξάγοντας πειράματα με νερό και αέρα σε κανάλι πρότειναν την ακόλουθη σχέση για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια:

$$f_i = 0.0055 + 0.026 \text{Re}_L \cdot 10^{-3} \quad (2.21)$$

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε ατμοσφαιρική πίεση σε οριζόντιο αγωγό.

Οι Shoham and Taitel (1984) πρότειναν τον ακόλουθο συσχετισμό για τον υπολογισμό της διατμητικής τάσης στη διεπιφάνεια:

$$\tau_i = 0.0142 \frac{\rho_G u_G^2}{2} \quad (2.22)$$

Ο παραπάνω συσχετισμός προέκυψε από τη διεξαγωγή πειραμάτων για σύστημα νερό-αέρας σε ατμοσφαιρική πίεση και αποτελεί προέκταση του μοντέλου των Cheremisinoff and Davis χωρίς να λαμβάνει υπόψη την εξάρτηση της ταχύτητας από την ακτινική θέση.

Οι Kawaji et al. (1987) μελέτησαν την οριζόντια ροή νερού-ατμού σε πιέσεις 3-12 MPa και πρότειναν τις ακόλουθες σχέσεις για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια:

$$f_i = 3f_{sG} \quad (2.23)$$

$$f_{sG} = 0.1840 \text{Re}_{sG}^{-0.2} \quad (2.24)$$

$$\text{Re}_{sG} = \frac{u_{sG} D \rho_G}{\mu_G} \quad (2.25)$$

Οι παραπάνω σχέσεις ισχύουν για μαζικές ταχύτητες μεγαλύτερες από 200 kg/m<sup>2</sup>s.

Ο Kowalski (1987) πρότεινε τους ακόλουθους συσχετισμούς:

- Διαστρωματωμένη ροή με λεία διεπιφάνεια:

$$f_i = 0.96(\text{Re}_{sl})^{-0.52} \quad (2.26)$$

- Διαστρωματωμένη ροή με κύματα:

$$f_i = 7.5 \cdot 10^{-5} (1 - \alpha_G)^{-0.25} \text{Re}_G^{-0.3} \text{Re}_L^{-0.83} \quad (2.27)$$

Τα πειράματα έγιναν με νερό και αέρα, ενώ η διατμητική τάση στη διεπιφάνεια υπολογίστηκε με δυο τρόπους, από το ισοζύγιο ορμής και με μέτρηση των τάσεων Reynolds. Ο Kowalski παρατήρησε ότι τα αποτελέσματα που προέκυψαν με τον πρώτο τρόπο ήταν κατά 15-20% μεγαλύτερα από αυτά που προέκυπταν από τη δεύτερη μέθοδο. Τα πειραματικά του δεδομένα για το συντελεστή τριβής μεταξύ αέριας φάσης και τοιχώματος βρίσκονταν σε συμφωνία με την εξίσωση Blasius.

Για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια οι Andritsos and Hanratty (1987) πρότειναν τους ακόλουθους συσχετισμούς:

- Για λεία διαστρωματωμένη περιοχή ροής και ροή με δισδιάστατα κύματα:

$$\frac{f_i}{f_G} = 1, \quad u_{GS} \leq u_{GS,t} \quad (2.28)$$

- Για ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz:

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 + 15 \left( \frac{h_L}{D} \right)^{0.5} \left[ \frac{u_{GS}}{u_{GS,t}} - 1 \right] \quad (2.29)$$

όπου:

$\rho_{G0}$  : πυκνότητα αέρα σε ατμοσφαιρικές συνθήκες

$u_{GS,t}$ : ταχύτητα έναρξης κυμάτων

Διαπιστώθηκε πειραματικά ότι ο συντελεστής τριβής  $f_i$  αυξάνεται περισσότερο στην περιοχή των κυμάτων Kelvin-helmholtz. Για απλοποίηση του συσχετισμού προτάθηκε μια μοναδική ταχύτητα μετάπτωσης σε κύματα Kelvin-helmholtz ίση με  $u_t=5$  m/s.

Επίσης, από τη γραμμική ανάλυση της δημιουργίας κυμάτων Kelvin-Helmholtz, έχει δειχθεί (Andritsos and Hanratty, 1987b) ότι η ταχύτητα  $u_{GS,t}$  είναι συνάρτησης του όρου  $\rho_G^{-1/2}$  και για ατμοσφαιρικές συνθήκες είναι περίπου 5 m/s. Πιο συγκεκριμένα, δίνεται από τη σχέση:

$$u_{GS,t} = 5 \text{ m/s} \left( \frac{\rho_{G0}}{\rho_G} \right)^{0.5} \quad (2.30)$$

Από τις σχέσεις που προτάθηκαν γίνεται φανερό ότι ο λόγος  $f_i/f_G$  δεν επηρεάζεται από τον αριθμό Reynolds για την υγρή φάση  $Re_L$ . Επίσης, παρατηρείται ότι ο λόγος  $f_i/f_G$  εξαρτάται έντονα από την φαινομενική ταχύτητα της αέριας φάσης και η εξάρτηση αυτή είναι σχεδόν γραμμική. Ο ρυθμός ροής της υγρής φάσης, καθώς επίσης και το ιξώδες της είναι παράγοντες δευτερεύουσας σημασίας. Η επίδραση των παραγόντων αυτών στο λόγο  $f_i/f_G$  μπορεί να παρουσιαστεί με τη βοήθεια του αδιάστατου αριθμού  $h/D$ , ο οποίος αυξάνεται με την αύξηση τόσο του ρυθμού ροής της αέριας φάσης όσο και του ιξώδους της.

Οι Andreussi and Persen (1987) διεξάγοντας πειράματα σε ατμοσφαιρική πίεση με νερό και αέρα και νερό+γλυκερίνη και αέρα, παρατήρησαν ότι ο συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια είναι συνάρτηση του λόγου  $h_L/D$  και της διαφοράς μεταξύ του πραγματικού αριθμού Froude της αέριας φάσης και της τιμής του κατά την έναρξη των δισδιάστατων κυμάτων. Έτσι πρότειναν τα ακόλουθα:

- Για  $Fr_G > 0.36$

$$f_i = f_G \left[ 1 + 29.7 (Fr_G - 0.36)^{0.67} \left( \frac{h_L}{D} \right)^{0.2} \right] \quad (2.31)$$

- Για  $Fr_G < 0.36$

$$f_i = f_G \quad (2.32)$$

όπου:

$$Fr_G = u_G \left[ \left( \frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G} \right) \left( \frac{dA_L / dh_L}{A_G} \right) \left( \frac{1}{\cos \theta} \right) \right]^{0.5} \quad (2.33)$$

Αργότερα, οι Hart et al. (1989) πρότειναν το 'ARS' (Apparent Rough Surface) μοντέλο, βάση των πειραμάτων που διεξήγαγαν με συστήματα νερού-αέρα και νερού-αέρα-αιθυλενογλυκόλης. Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε οριζόντιο σχεδόν αγωγό ( $+0.05^\circ$ ) και σε ατμοσφαιρικές συνθήκες. Ο συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια προέκυψε από τον ανάλογο συντελεστή για τραχείς αγωγούς, όπου η 'τραχύτητα άμμου' αποτελεί μέτρο για τον υπολογισμό του συντελεστή αυτού. Υπέθεσαν ότι ο συντελεστής προκύπτει από τη δύναμη τριβής της αέριας φάσης πάνω στην μη ομαλή διεπιφάνεια. Οι σχέσεις που προτείνουν είναι οι ακόλουθες:

$$f_i = 0.0625 \left[ \log_{10} \left( \frac{15}{\text{Re}_G} + \frac{k}{3.715D} \right) \right] \quad (2.34)$$

$$\text{Re}_G = \frac{u_G D \rho_G}{\mu_G} \quad (2.35)$$

$$k = 2.38 \quad (2.36)$$

$$\delta = \frac{\alpha_L D}{4\theta}, \quad \frac{\delta}{D} \ll 1 \quad (2.37)$$

$$\theta = 0.52\alpha_L^{0.374} + 0.26\text{Fr}^{0.58} \quad (2.38)$$

$$\text{Fr} = \left( \frac{\rho_L}{\rho_L - \rho_G} \right) \left( \frac{u_L^2}{gD} \right) \quad (2.39)$$

Το μοντέλο αυτό βρίσκει εφαρμογή για συγκράτηση υγρού της τάξης  $0 < \alpha_L < 0.06$ . Τέτοια ροή συναντάται κατά τη μεταφορά φυσικού αερίου.

Οι ίδιοι επίσης ισχυρίζονται, ότι από τα πειραματικά τους δεδομένα προκύπτει μια σχέση ανάμεσα στο συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια, στον συντελεστή τριβής ανάμεσα στο τοίχωμα και στην αέρια φάση και στον αριθμό Reynolds για την υγρή φάση που είναι της μορφής:

$$\frac{f_L}{f_i} = 108 \text{Re}_{sL}^{-0.726} \quad (2.40)$$

Οι Hart et al θεώρησαν ότι η ύπαρξη της υγρής φάσης κατά μήκος του αγωγού έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της τραχύτητας του. Το μοντέλο 'ARS' που πρότειναν αναφέρεται σε μικρές τιμές συγκράτησης της υγρής φάσης και έχει προκύψει λαμβάνοντας υπόψη τη γεωμετρία της διαστρωματωμένης ροής. Οι Hart et al (1989) παρατήρησαν ότι η επιφάνεια διαβροχής του αγωγού δεν επηρεάζεται με τη μεταβολή της επιφανειακής τάσης  $\sigma$ , ενώ ο λόγος  $\frac{f_L}{f_i}$  εξαρτάται μόνο από τον αριθμό  $\text{Re}_{sL}$ . Επίσης, παρατήρησαν ότι για περιπτώσεις που δε λαμβάνει χώρα συμπαρασυρμός της υγρής φάσης η συγκράτηση της δεν επηρεάζεται από μεταβολές της επιφανειακής τάσης, ενώ αύξηση της πτώσης πίεσης παρατηρείται με μείωση της επιφανειακής τάσης.

Ο Lee (1992) μελέτησε την ροή νερού-αέρα και ατμού-νερού κατά αντιρροή σε σχεδόν οριζόντιο κανάλι και ανέπτυξε έναν εμπειρικό συσχετισμό για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια για

πρακτικές κυρίως εφαρμογές. Η σχέση βρίσκει εφαρμογή για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα τριών διαστάσεων και είναι η ακόλουθη:

$$f_i = 4.13 \cdot 10^{-11} \text{Re}_G^{0.96} \text{Re}_L^{0.31} \left( \frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{1.86} \quad (2.41)$$

Από την παραπάνω σχέση γίνεται φανερό ότι ο συντελεστής  $f_i$  εξαρτάται άμεσα από το λόγο ιξώδους των δύο φάσεων και από τον αριθμό Reynolds της αέριας φάσης, ενώ έχει μικρή εξάρτηση από τον αριθμό Reynolds της υγρής φάσης.

Οι Kang and Kim (1993) κατά τη διεξαγωγή πειραμάτων σε αγωγό ορθογωνικής διατομής μέτρησαν το πάχος του υγρού υμένα, την ταχύτητα της αέριας φάσης και την πτώση πίεσης σε διαστρωματωμένη ροή νερού-αέρα. Περιέγραψαν τη διατμητική τάση στη διεπιφάνεια με τη βοήθεια κινούμενου συστήματος συντεταγμένων με τη ταχύτητα της διεπιφάνειας  $u_p$ , έτσι ώστε οι διατμητική τάση να μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\tau_i(u_\infty) = \tau_{fs}(u_r^*) + \tilde{\tau}_{fs}(u_r^*) \quad (2.42)$$

$$u_r^* = u_\infty - u_p \quad (2.43)$$

$$\tau_{fs}(u_r^*) = \gamma \tau_{sw}(u_r^*) \quad (2.44)$$

όπου:

$\tau_{sw}(u_r^*)$  : διατμητική τάση (σε επίπεδη και λεία επιφάνεια)

$\gamma$  : αναπαριστά την αύξηση της επιφάνειας της διεπιφάνειας εξαιτίας της παρουσίας κυμάτων

Η ταχύτητα της διεπιφάνειας μπορεί να αναλυθεί στην οριζόντια και στην κάθετη συνιστώσα της προκειμένου να βρεθεί η επίδραση των κυμάτων στη διεπιφάνεια. Τα αποτελέσματα είναι τα ακόλουθα:

$$\tau_i(u_\infty) = \gamma \tau_{sw}(u_r^*) + c \frac{\rho_G u_r^* u_p}{h_a u_c} \sqrt{(h - h_m)^2 + u_{uc}^2} \quad (2.45)$$

$$u_c = u_p + u_w \quad (2.46)$$

όπου:

$u_w$  : ταχύτητα διάδοσης κύματος

$h_a$  : πλάτος κύματος

$h_m$  : μέσο ύψος υγρού υμένα

$h$  : στιγμιαίο ύψος υγρού υμένα

$u_{uc}$  : κάθετη συνιστώσα της ταχύτητας που προκαλείται από τις αλλαγές της μορφής του κύματος

$C$  : συνάρτηση των  $C_1$  και  $C_2$ ,  $C=C_1 \cdot C_2$

Το παραπάνω μοντέλο είναι αρκετά πολύπλοκο καθώς είναι απαραίτητη η μέτρηση ή ο χαρακτηρισμός της διεπιφάνειας μέσω κάποιου μοντέλου.

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε ατμοσφαιρική πίεση σε σχεδόν οριζόντιο αγωγό (+4°) και σχεδόν κάθετο (+87°). Τα ρευστά που χρησιμοποιήθηκαν ήταν σύστημα νερού-αέρα.

Για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια οι Ouyang and Aziz (1996) πρότειναν τα εξής:

$$f_i = 10^{-8.0942+4.2893 \alpha_L \sin \theta} \frac{f_L^{0.8732} N_{vL}^{0.3072} N_D^{1.0365}}{N_G^{1.9140} H^{0.9783}} \quad (2.47)$$

$$N_{vL} = u_{LS} \left( \frac{\rho_L}{g\sigma} \right)^{0.25} \quad (2.48)$$

$$N_G = \mu_G \left( \frac{g}{\rho_L \sigma^3} \right)^{0.25} \quad (2.49)$$

$$N_D = D \left( \frac{\rho_L g}{\sigma} \right)^{0.5} \quad (2.50)$$

$$H = \frac{u_G}{u_L} \quad (2.51)$$

Κατά τη μελέτη συστήματος αέρα-υγρού σε οριζόντιο αγωγό κυκλικής διατομής οι Spedding and Hand (1997) πρότειναν ένα μοντέλο για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής σε διαστρωματωμένη ροή με κύματα μεγάλου πλάτους. Τα κύματα αυτά εμφανίστηκαν σε όλα τα πειράματα όταν  $u_{SG} > 6$  m/s, εκτός από τις περιπτώσεις που στο εξεταζόμενο σύστημα ο λόγος γλυκερίνης/νερού ήταν μεγάλος. Το μοντέλο που προτάθηκε είναι το ακόλουθο:

$$f_i = f_{SG} \left[ 1.76 \left( \frac{u_{SG}}{6} \right) + k_i \right] \quad (2.52)$$

$$f_{SG} = 0.1840 \text{Re}_{SG}^{-0.2} \quad (2.53)$$

$$k_i = 2.7847 \log_{10} (\beta_L)_r + 7.8035 \quad (2.54)$$

$$(\beta_L)_r = \frac{u_{SL}}{u_{SL} + 6} \quad (2.55)$$

Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε οριζόντιο αγωγό και σε ατμοσφαιρικές συνθήκες, ενώ εξετάστηκε το σύστημα νερό-αέρας.

Μέσω των παραπάνω εξισώσεων είναι δυνατός ο υπολογισμός του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια, ανεξάρτητα από τη συγκράτηση υγρού και τη διάμετρο του αγωγού. Ωστόσο, οι Spedding and Hand για ροή με ιξώδη υγρά πρότειναν τη χρήση του μοντέλου που προτάθηκε από τους Andritsos and Hanratty (1987), για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια.

Οι Grolman and Fortuin (1997) πρότειναν το μοντέλο 'MARS' (Modified Apparent Rough Surface), που αποτελεί τροποποίηση του μοντέλου 'ARS' που προτάθηκε από τους Hart et al. Το μοντέλο αυτό βρίσκει εφαρμογή σε συστήματα όπου η επιφανειακή ταχύτητα του υγρού είναι χαμηλή ( $u_{LS} < 0.06$  m/s) και ο αγωγός έχει μικρή κλίση ( $-3^\circ \leq \theta \leq +6^\circ$ ). Οι σχέσεις που προτείνονται για την περίπτωση αυτή είναι οι ακόλουθες:

$$\theta_{MARS} = 0.624 \alpha_L^{0.374} \left( \frac{\sigma_{WATER}}{\sigma} \right)^{0.15} + \frac{We_{LS}^{0.25} Fr_G^{0.8} \rho_G}{(\rho_L - \rho_G) \cos \theta} \quad (2.56)$$

$$\theta_0 \approx 0.624 \alpha_L^{0.374} \quad (2.57)$$

$$We_{LS} = \frac{\rho_L u_{LS}^2}{\sigma} \quad (2.58)$$

$$Fr_G = \frac{u_{GS}^2}{(1 - \alpha_L)^2 gD} \quad (2.59)$$

$$Re_G = \frac{\rho_G u_{GS} D}{\mu_G (1 - \theta + s_i)} \quad (2.60)$$

$$s_i = \frac{\theta - \theta_0}{1 - \theta_0} (1 - \alpha_L)^{0.5} + \frac{1 - \theta}{1 - \theta_0} \frac{\sin \pi \theta_0}{\pi} \quad (2.61)$$

Το μοντέλο αυτό χρησιμοποιεί την ίδια σχέση για τον υπολογισμό του  $f_i$  με το μοντέλο 'ARS'. Ωστόσο, οι Grolman and Fortuin προτείνουν για τα μεγέθη  $f_i$  και  $f_L$  τα ακόλουθα:

$$\frac{f_{L,MARS}}{f_i} = \begin{cases} 202 \left( \frac{\mu_{WATER}}{\mu_L} \right)^{0.274} \theta_0 Re_{LS}^{-1} Re_G^{0.25}, & Re_L < 2100 \\ 108 Re_{LS}^{-0.726}, & Re_L \geq 2100 \end{cases} \quad (2.62)$$

Για τη διεξαγωγή των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκαν συστήματα νερό-αέρας, νερό-κορεσμένος αέρας και αέρας-τετραδεκάνιο ( $n-C_{14}H_{30}$ ) σε σχεδόν οριζόντιο αγωγό και ατμοσφαιρική πίεση.

Προκειμένου να προτείνουν το συσχετισμό για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια, θεώρησαν ότι η διεπιφάνεια υγρού-αερίου συμπεριφέρεται σαν κινούμενη επιφάνεια με μεταβλητή τραχύτητα. Επίσης, παρατήρησαν ότι ο συντελεστής τριβής μεταξύ τοιχώματος και υγρής φάσης  $f_L$  δεν είναι συνάρτηση μόνο του αριθμού  $Re_{LS}$ , ενώ ο συντελεστής  $f_i$  εξαρτάται από τις φυσικές ιδιότητες των δυο φάσεων, την επιφανειακή τάση αλλά και τη διάμετρο του αγωγού.

Παράλληλα, οι Chen et al (1998), αφού διαπίστωσαν ότι τα υπάρχοντα μοντέλα αδυνατούν να περιγράψουν ικανοποιητικά τη γεωμετρία ενός συστήματος διφασικής ροής προτείνουν τη χρήση του μοντέλου 'διπλού κύκλου'. Προκειμένου να διατυπώσουν το μοντέλο αξιολόγησαν πειραματικά δεδομένα που ήταν διαθέσιμα στη βιβλιογραφία, αλλά διεξήγαγαν και δικά τους πειράματα, μελετώντας συστήματα αέρα-κηροζίνης σε οριζόντιο αγωγό και ατμοσφαιρική πίεση

Με στόχο τους να αναπτύξουν έναν αξιόπιστο συσχετισμό για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια, μελέτησαν εκτεταμένα την υπάρχουσα βιβλιογραφία, σχετική με διαστρωματωμένη ροή υγρού-αερίου σε οριζόντιους αγωγούς κυκλικής διατομής. Οι σχέσεις που προτείνουν είναι οι εξής:

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 + 3.75 \left( \frac{\alpha_L}{\Theta} \right)^{0.2} \left( \frac{u_{SG}}{u_{SG,t}} - 1 \right)^{0.08} \quad (2.63)$$

$$\Theta = \frac{S_L}{\pi D} = \frac{\theta}{\pi} \quad (2.64)$$

$$f_G = 0.046 \left( \frac{D_G u_G}{\nu_G} \right)^{0.2} \quad (2.65)$$



$$u_{SG,t} = \left[ \frac{4v_L (\rho_L - \rho_G) g}{s\rho_G u_L} \right] \quad (2.66)$$

όπου:

$s$  : συντελεστής προστασίας (sheltering coefficient),  $s=0.06$

Διαπίστωσαν ότι ο συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια εξαρτάται έντονα από τα χαρακτηριστικά του κύματος, από το πάχος της υγρής στιβάδας, από την φαινομενική ταχύτητα της αέριας φάσης αλλά και από την φαινομενική ταχύτητα της αέριας φάσης που απαιτείται για τη μετάβαση σε κύματα μεγάλου πλάτους, όπως διατυπώθηκε και από τους Andritsos and Hanratty (1987a). Ωστόσο, θεώρησαν ότι η ταχύτητα  $u_{GS}$  που απαιτείται για τη μετάβαση δεν εξαρτάται μόνο από την πυκνότητα της αέριας φάσης  $\rho_G$ , αλλά και από τη φαινομενική ταχύτητα της υγρής φάσης  $u_{LS}$ , τα ιξώδη των δυο φάσεων  $\mu_L$  και  $\mu_G$  και την πυκνότητα της υγρής φάσης  $\rho_L$ , όπως υποστηρίζουν και οι Taitel and Dukler (1976).

Τέλος, οι Vlachos et al. (1999) πρότειναν τον ακόλουθο συσχετισμό για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια. Χρησιμοποίησαν μετρήσεις της τιμής του συντελεστή σε αγωγό σε συνδυασμό με μετρήσεις του πάχους υγρού υμένα, των ιδιοτήτων των κυμάτων και της πτώσης πίεσης:

$$f_i = 0.024\alpha_L^{0.35} Re_L^{0.18} \quad (2.67)$$

Στον Πίνακα 1 παρουσιάζονται συγκεντρωτικά οι συνθήκες κάτω από τις οποίες έλαβαν χώρα τα πειράματα των διαφόρων ερευνητών που προαναφέρθηκαν.

Για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια  $f_i$  πολλοί ερευνητές θεώρησαν ότι  $f_i=f_G$ . Ωστόσο η υπόθεση αυτή υπερεκτιμά την τιμή της συγκράτησης της υγρής φάσης για τη λεία διαστρωματωμένη ροή ενώ την υποεκτιμά για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα, τη δακτυλιοειδή και τη διαλείπουσα, όπως ισχυρίστηκε ο Abdul-Majeed (1996). Προτείνει ότι οι πραγματικές τιμές του λόγου  $\frac{f_i}{f_G} < 1$  για λεία διαστρωματωμένη ροή ενώ

$\frac{f_i}{f_G} > 1$  για τις άλλες περιοχές.

Η τιμή του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια εξαρτάται άμεσα από τη μορφή της και κατά συνέπεια από το καθεστώς ροής και για το λόγο αυτό

γίνονται προσπάθειες να βρεθούν οι παράγοντες που επηρεάζουν τη μετάπτωση από το ένα είδος ροής στο άλλο. Οι Weisman et al (1979) ισχυρίζονται ότι μείωση της επιφανειακής τάσης προκαλεί αύξηση της απαιτούμενης παροχής της αέριας φάσης για μετάπτωση από λεία διαστρωματωμένη σε διαστρωματωμένη ροή με κύματα. Η παραπάνω διαπίστωση έρχεται σε συμφωνία και τους Hand et al (1992), οι οποίοι παρατήρησαν ότι μείωση της επιφανειακής τάσης αν και αποσβένει τα τριχοειδή κύματα δεν επηρεάζει τη μετάπτωση σε ροή με κύματα μεγάλου πλάτους.

Αν και οι συσχετισμοί που προαναφέρθηκαν για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια έχουν πολλές διαφορές μεταξύ τους, ωστόσο μπορούν να κατηγοριοποιηθούν σε τέσσερις βασικούς τύπους, όπως φαίνεται στον Πίνακα 2.2.

Πίνακας 2.1 Πειραματικές Συνθήκες

Ερευνητής	Έτος	Πίεση	Ρευστά	Γωνία Κλίσης (°)	D (mm)	Λόγος L/D	
Newton, C.H. and Behnia, M.	1996	Ατμοσφαιρική	Ξηρός Αέρας-Νερό	Οριζόντια	50	208	
					80	130	
Agrawal, S.S. et al.	1973	Ατμοσφαιρική	Αέρας-Ελαφρύ Έλαιο	Οριζόντια	25.75	1196	
Kowalski, J.E.	1987		Νερό- Αέρας	Οριζόντια	50,8	7	
							225 kPa
							420 kPa
Andritsos, N. and Hanratty, T.J.	1986	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	Οριζόντια	25.15	616	
			Νερό+Γλυκερίνη-Αέρας		25.15	398	
			Νερό-Αέρας		95.25	258	
Rosant, J.M.	1994	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	Οριζόντια			
				-0.115			
				-0.057			
				+0.115			
Tsiklauri, G.V. et al.	1979	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	Οριζόντια	15x75 (D <sub>H</sub> =25)	46	
Shoham, O. and Taitel, Y.	1984	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	Οριζόντια	25.4		
				+10			
				-			
Cheremisinoff, N.P. and Davis, E.J.	1977	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	Οριζόντια	63.5	94	
Kawaji, M. et al.	1987	3-12 Μρα	Νερό-Ατμός	Οριζόντια	180	56	
Andreussi, P. and Persen, L.N.	1987	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	0.65	50	520	
				2.1			
			Νερό+Γλυκερίνη-Αέρας	0.65			
				2.1			
Hart, J. et al.	1989	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	0.05	51	333	
			Νερό+Αιθυλενογλ.-Αέρας				
Lee, S.C.	1992	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	Οριζόντια	150x300 (D <sub>H</sub> =200)	8.6	
Kang, H.C. and Kim, M.H.	1993	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	4.1	50x150 (D <sub>H</sub> =75)	23	
				87			
Spedding, P.L. and Hand, N.P.	1993	Ατμοσφαιρική	Νερό-Αέρας	Οριζόντια	93.5	137	
Grolman, E. and Fortuin, M.H.	1997	Ατμοσφαιρική	Νερό-Κορεσμένος Αέρας	Σχεδόν Οριζόντια	15	733	
			Νερό-Αέρας		56	424	
			Αέρας-n-C <sub>14</sub> H <sub>30</sub>		51	294	
Chen, T. et al.	1998	Ατμοσφαιρική	Αέρας-Κηροζίνη	Οριζόντια	77.9	5392	

**Πίνακας 2.2** Κατηγοριοποίηση των συσχετισμών του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια για διαστρωματωμένη περιοχή ροής

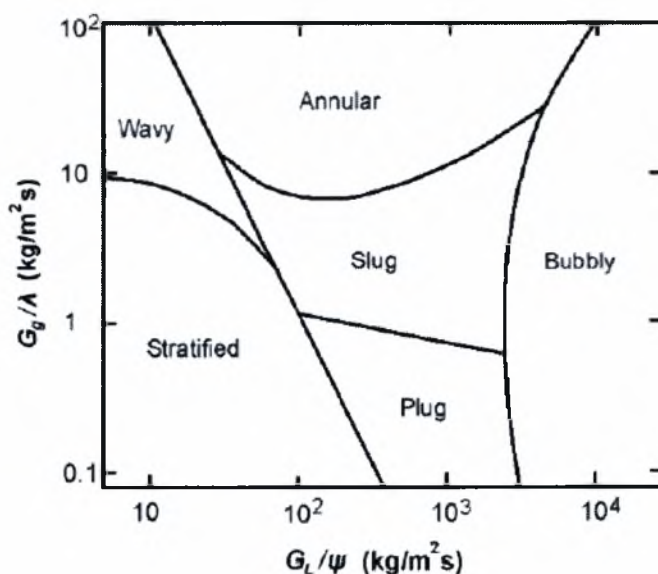
Τύπος I $f_i = \text{σταθερή τιμή}$		Cheremisinoff and Davis (1979) (λεία διαστρωματωμένη)
Τύπος II $f_i = \text{const} \cdot f_G$		Johanessen (1972) Russel et al. (1974) Kawaji et al. (1987) Andritsos and Hanratty (1987) (λεία διαστρωματωμένη)
Τύπος III $f_i = f(p) \cdot f_G$	παράμετροι αέριας φάσης	Agawal et al (1974)
	παράμετροι υγρής και αέριας φάσης	Andritsos and Hanratty (1987) (διαστρωματωμένη με κύματα) Andreussi and Persen (1987) Spedding and Hand (1997) Chen et al. (1998)
Τύπος III $f_i = f(p)$	παράμετροι αέριας φάσης	Shoham and Taitel (1984) Kowalski (1987) (διαστρωματωμένη με κύματα)
	παράμετροι υγρής φάσης	Cheremisinoff and Davis (1979) (διαστρωματωμένη με κύματα) Tsiklauri at al (1979) Kowalski (1987) (λεία διαστρωματωμένη) Vlachos et al. (1999)
	παράμετροι υγρής και αέριας φάσης	Hart et al. (1989) Lee (1992) Kang and Kim (1993) Ouyang and Aziz (1996) Grolman and Fortuin (1997)

## 2.5 Χάρτες περιοχών ροής και όρια μεταπτώσεων

Κατά την ταυτόχρονη ροή υγρού-αερίου σε αγωγό κυκλικής διατομής, σπουδαίο ρόλο παίζει η πρόβλεψη της περιοχής ροής. Η γνώση της περιοχής ροής είναι απαραίτητη προκειμένου να γίνουν όλοι οι υπολογισμοί των μεγεθών που περιγράφουν τη ροή των δυο φάσεων στον αγωγό. Η

μεταφορά ενέργειας, μάζας και ορμής ανάμεσα στις δυο φάσεις εξαρτάται άμεσα από το εμβαδόν της διεπιφάνειας ανά μονάδα όγκου και κατά συνέπεια και από το καθεστώς ροής. Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει η μετάβαση από τη διαστρωματωμένη στη διαλείπουσα ροή, όπου η πτώση πίεσης κατά μήκος του αγωγού είναι πολύ μεγαλύτερη. Για τους λόγους που προαναφέρθηκαν τα τελευταία τριάντα χρόνια, γίνεται έντονη προσπάθεια προκειμένου να αναπτυχθούν μοντέλα που θα περιγράφουν με ακρίβεια τη μετάβαση από το ένα είδος ροής στο άλλο, ορισμένα από τα οποία περιγράφονται παρακάτω.

Ο Baker (1954) ήταν από τους πρώτους που προσπάθησαν να περιγράψουν τη μετάβαση από το ένα είδος ροής στο άλλο, σε οριζόντια ροή κατασκευάζοντας χάρτες, έχοντας κάνει τις απαραίτητες διακρίσεις ανάμεσα στα διάφορα είδη ροής. Τα πειραματικά δεδομένα που διέθετε προέρχονταν μόνο από συστήματα ομοροής νερού-αέρα σε ατμοσφαιρικές συνθήκες και για το λόγο αυτό εισήγαγε διορθωτικές παραμέτρους, ώστε ο χάρτης να βρίσκει εφαρμογή σε άλλα συστήματα αλλά και σε διαφορετικές συνθήκες. Ταυτόχρονα διατύπωσε και τις αντίστοιχες εξισώσεις που στον χάρτη περιγράφουν τη μετάβαση από το ένα είδος ροής στο άλλο. Ο χάρτης που κατασκευάστηκε είχε τις ακόλουθες συντεταγμένες,  $G/\lambda$  ως προς  $L\psi/G$ .



Σχήμα 2.5 Χάρτης περιοχών ροής όπως προτάθηκε από τον Baker (1954)

$$\lambda = \left[ \left( \frac{\rho_G}{0.075} \right) \left( \frac{\rho_L}{62.3} \right) \right]^{0.5} \quad (2.68)$$

$$\psi = \frac{73}{\sigma} \left[ \mu_L \left( \frac{62.3}{\rho_L} \right)^2 \right]^{1/3} \quad (2.69)$$

όπου:

G, L : μαζική ταχύτητα αέριας, υγρής φάσης

$\lambda, \psi$  : διορθωτικοί παράγοντες

Αν και ο χάρτης αυτός είναι πολύ εύχρηστος για αρχικές εκτιμήσεις έχει ορισμένα μειονεκτήματα, που επηρεάζουν την ακρίβεια των αποτελεσμάτων του (Wallis and Dobson, 1973). Αρχικά, η τεταγμένη του χάρτη δεν είναι αδιάστατη με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατή η ευρεία εφαρμογή του. Λαμβάνοντας υπόψη το μεγάλο αριθμό των παραμέτρων που επηρεάζουν τη διφασική ροή (αδρανειακές και ιξώδεις δυνάμεις στις δυο φάσεις, επιφανειακή τάση και άνωση), γίνεται αντιληπτό ότι δεν είναι δυνατό η μετάβαση σε κάθε είδος ροής να περιγράφεται από τις ίδιες παραμέτρους. Συνεπώς, η μετάβαση σε κάθε είδος ροής θα έπρεπε να μελετηθεί ξεχωριστά, λαμβάνοντας υπόψη τις ιδιαιτερότητες κάθε περιοχής.

Οι Wallis and Dobson (1973) προσπάθησαν να αναπτύξουν ένα θεωρητικό μοντέλο που θα περιγράφει επαρκώς τη μετάβαση από τη διαστρωματωμένη ροή σε ήπια (plug) ή έντονα (slug) διαλείπουσα ροή σε αγωγούς ορθογωνικής διατομής. Πειραματικά διαπίστωσαν ότι τόσο η ήπια όσο και η έντονα διαλείπουσα ροή προκαλούνται από την παρουσία ενός μεγάλου κύματος στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου. Υποστήριξαν ότι η μετάβαση και στις δυο αυτές περιοχές προκαλείται από την αστάθεια τύπου Kelvin-Helmholtz και εφάρμοσαν ενιαία αντιμετώπιση και για τις δυο.

Η θεωρητική ανάλυση των παραπάνω διαφέρει σε σχέση με τις υπόλοιπες αφού δεν στηρίζεται στην ανάλυση μικρών διεπιφανειακών διαταραχών, αλλά στο γεγονός ότι δημιουργείται ένα μεγάλο κύμα που φράζει τον αγωγό, υπό την επίδραση δυνάμεων Bernoulli που προκαλούνται από την αέρια φάση.

Την ίδια εποχή οι Korabyan and Ranon (1970) πρότειναν ότι η μετάβαση από διαστρωματωμένη ροή σε διαλείπουσα σε κλειστό αγωγό οφείλεται στην αστάθεια τύπου Kelvin-Helmholtz, η οποία ενισχύεται από τη γειτνίαση με το επάνω τοίχωμα του αγωγού και εξαρτάται από το πλάτος του κύματος.

Στις περιπτώσεις όπου η ταχύτητα της αέριας φάσης είναι αρκετά μεγάλη και η συνισταμένη της πίεσης που βρίσκεται σε φάση με το ύψος του κύματος είναι τέτοιου μεγέθους, ώστε η προκαλούμενη αναρρόφηση να είναι μεγαλύτερη από τη δύναμη αντίθετης κατεύθυνσης, τότε η κίνηση του κύματος μετατρέπεται από περιοδική σε εκθετική. Η κατάσταση αυτή είναι γνωστή ως αστάθεια τύπου Kelvin-Helmholtz.

Οι παραπάνω παρατήρησαν κατά τη θεωρητική ανάλυση ότι για δεδομένη γεωμετρία αγωγού και φυσικές ιδιότητες, οι τέσσερις βασικές μεταβλητές που επηρεάζουν τη μετάβαση σε διαλείπουσα ροή είναι η ταχύτητα του αερίου, το ύψος της υγρής φάσης, το μήκος και το πλάτος του κύματος. Ωστόσο, πειραματικά προέκυψε ότι οι μεταβλητές που επηρεάζουν τη μετάβαση είναι η ταχύτητα της αέριας φάσης και το ύψος της υγρής.

Θεωρώντας κύματα περιορισμένου μήκους και αγνοώντας την επιφανειακή τάση πρότειναν την ακόλουθη συνθήκη για την αστάθεια:

$$\rho_G (u_G - u_L)^2 > \left( \frac{\rho_L g}{k} \right) \frac{1}{\coth(kh_G - 0.9)} + 0.45 \coth^2(kh_G - 0.9) \quad (2.70)$$

Προκειμένου όμως να καταλήξουν στη συνθήκη αυτή ήταν απαραίτητο να χρησιμοποιήσουν πειραματικές παρατηρήσεις για τη σχέση ανάμεσα στο μήκος και το πλάτος κύματος και να επιλέξουν μία κατάλληλη τιμή για τη μεταβλητή  $k$ .

Λίγο αργότερα, στην προσπάθεια του να εξηγήσει τη μετάβαση σε διαλείπουσα ροή ο Korabyan (1977a) παρατήρησε ότι τα επιφανειακά κύματα που είναι υπεύθυνα για την έναρξη της διαλείπουσας ροής είναι αρκετά απότομα και είναι απαραίτητο για την ανάλυση τους να θεωρηθεί ότι το πλάτος τους είναι πεπερασμένο.

Η έναρξη της αστάθειας Kelvin-Helmholtz για ψηλά κύματα σε κλειστούς αγωγούς λαμβάνει χώρα στην περιοχή όπου ισχύει η ακόλουθη σχέση:

$$1.35 \frac{\rho_a V_c^2}{\rho_w g h_c} = 1 \quad (2.71)$$

όπου:

$\rho_{a,w}$  : πυκνότητα αέρα και νερού αντίστοιχα

$V_c$  : ταχύτητα αέρα στην κορυφή του κύματος

$h_c$  : απόσταση μεταξύ της κορυφής του κύματος και το πάνω μέρος του αγωγού

Η φυσική σημασία της παραπάνω σχέσης είναι, όπως έχει ήδη προαναφερθεί, ότι η αστάθεια λαμβάνει χώρα όταν οι δυνάμεις πίεσης πάνω στην επιφάνεια του κύματος γίνουν μεγαλύτερες από τη δύναμη βαρύτητας (Korabyan, 1977b). Πειραματικά διαπιστώθηκε ότι η αστάθεια αρχικά παρατηρείται κατάντη της ροής, όπου το υγρό εμφανίζεται να απομακρύνεται από την πίσω πλευρά του κύματος.

Σε νεότερη εργασία ο Korabyan (1985) πρότεινε ότι η μετάβαση στη διαλείπουσα ροή είναι συνέπεια μιας τοπικής αστάθειας Kelvin-Helmholtz, στην κορυφή του κύματος και όχι σε όλο το κύμα. Παρατηρήθηκε πειραματικά ότι πριν από τη μετάβαση, εμφανίζονται πάντα μικρά κύματα στην κορυφή των μεγάλων. Η μετάβαση στη διαλείπουσα ροή οφείλεται στη ξαφνική αύξηση μεγέθους των μικρών αυτών κυμάτων. Πρότεινε ότι η εμφάνιση των κυμάτων αυτών αποτελεί την έναρξη της αστάθειας Kelvin-Helmholtz. Ωστόσο, ισχυρίζεται ότι η δημιουργία κυμάτων στη διαστρωματωμένη ροή δεν οφείλεται στην αστάθεια Kelvin-Helmholtz, αλλά σε κάποιον άλλο μηχανισμό.

Τελικά πρότεινε τον ακόλουθο μηχανισμό για τη μετάβαση στη διαλείπουσα ροή. Η αέρια φάση κινούμενη πιο γρήγορα από την υγρή δημιουργεί κύματα στη διεπιφάνεια εξαιτίας της συνιστώσας της πίεσης που βρίσκεται σε φάση με την κλίση του κύματος. Τα κύματα αυτά αναπτύσσονται σχετικά αργά, αλλά καθώς γίνονται μεγαλύτερα φράζουν μέρος του αγωγού, προκαλώντας μεγάλη μεταβολή στην πίεση. Με τον τρόπο αυτό τα κύματα πλησιάζουν την αστάθεια Kelvin-Helmholtz. Ωστόσο, πριν λάβει χώρα αστάθεια ολόκληρου του κύματος, τοπικές αστάθειες στην κορυφή του κύματος συμβαίνουν εξαιτίας της μεγάλης κλίσης πίεσης στο σημείο αυτό και της μικρής κλίσης του κύματος. Αποτέλεσμα της αστάθειας

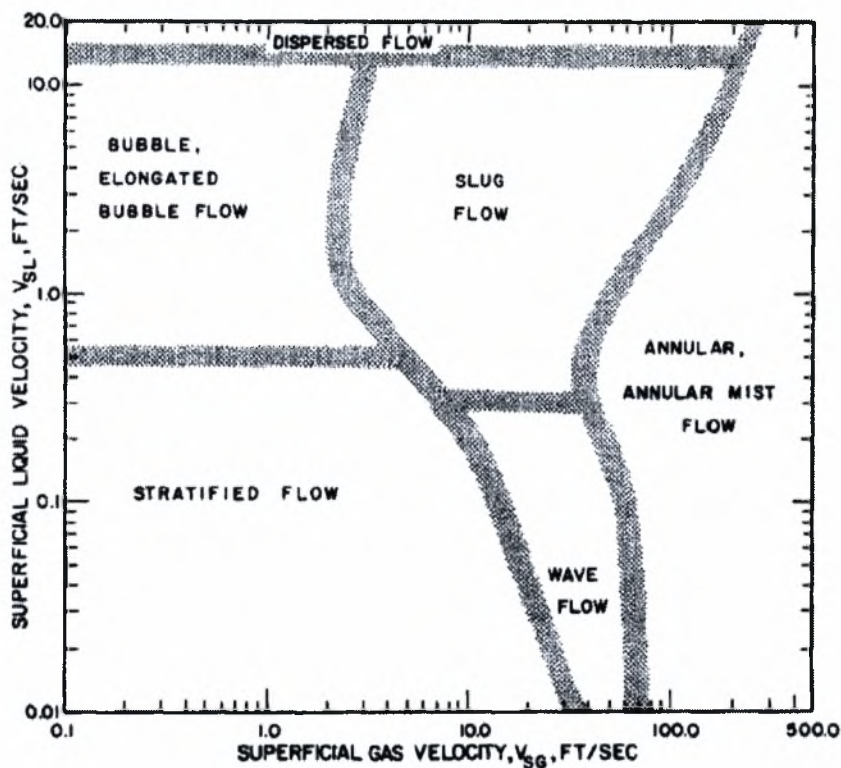


αυτής είναι η δημιουργία των μικρών κυμάτων στην κορυφή των μεγάλων. Τα μικρά αυτά κύματα συνεχίζουν να αναπτύσσονται μέχρι να φτάσουν το πάνω μέρος του αγωγού.

Για την ανάλυση των κυμάτων αυτών λαμβάνεται υπόψη και η επιφανειακή τάση, αφού στα μικρά αυτά κύματα η ευστάθεια είναι συνάρτηση της επιφανειακής τάσης.

Εξετάζοντας τους χάρτες ροής που ήταν διαθέσιμοι στη βιβλιογραφία οι Mandhane et al. (1974) διαπίστωσαν ότι ήταν δυνατό να γίνουν αρκετές βελτιώσεις, ώστε τα αποτελέσματα που προκύπτουν να είναι πιο ικανοποιητικά. Εξέτασαν πάνω από 1000 πειραματικά σημεία για συστήματα νερού-αέρα σε οριζόντιους αγωγούς διαμέτρου από 1,3 cm έως 15 cm με σκοπό να εντοπίσουν τα είδη ροής που εμφανίζονται και να κατασκευάσουν έναν χάρτη περιοχών ροής. Στόχος τους ήταν ο χάρτης να είναι απλός στην χρήση του και για το λόγο αυτό χρησιμοποίησαν ως συντεταγμένες τις φαινομενικές ταχύτητες  $u_{GS}$  και  $u_{LS}$ . Ισχυρίστηκαν ότι η επίδραση της διαμέτρου και των φυσικών ιδιοτήτων των δύο φάσεων δεν είναι ιδιαίτερα σημαντική και μπορεί να αγνοηθεί, ενώ αν οι φυσικές ιδιότητες των ρευστών ληφθούν υπόψη δεν προκύπτουν σημαντικές βελτιώσεις. Πλεονέκτημα του χάρτη, πέρα από την ικανοποιητική ακρίβεια που παρουσιάζει, αποτελεί το γεγονός ότι με τη χρήση των αξόνων  $u_{GS}$  και  $u_{LS}$  είναι δυνατή η αναπαράσταση της περιοχής ροής με φυσαλίδες.

Οι Taitel and Dukler (1976), τόνισαν ότι για αγωγούς με εσωτερική διάμετρο στην περιοχή 2-5 cm η διάμετρος δε διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στη μετάβαση και για το λόγο αυτό, οι χάρτες τύπου Mandhane είναι αρκετά ακριβείς, αφού τα περισσότερα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για την κατασκευή τους προέρχονταν από αγωγούς μικρής διαμέτρου. Επίσης, διαπίστωσαν ότι οι χάρτες αυτοί παρουσιάζουν αδυναμία σωστής αναπαράστασης της περιοχής ροής, όταν το εξεταζόμενο σύστημα είναι αρκετά διαφορετικό, π.χ. έλαιο-φυσικό αέριο, ενώ η διάμετρος του αγωγού παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στη μετάβαση από διαστρωματωμένη ροή σε διαλείπουσα. Για τους παραπάνω λόγους οι ίδιοι πρότειναν για την περιγραφή της μετάβασης τη χρήση αδιάστατων ομάδων, ανάλογα με την περιοχή ροής.



Σχήμα 2.6 Χάρτης περιοχών ροής όπως προτάθηκε από τους Mandhane et al. (1974)

Στην προσέγγιση τους προσπάθησαν να λάβουν υπόψη την επίδραση της διαμέτρου, των φυσικών ιδιοτήτων και της κλίσης του αγωγού στη μετάβαση.

Για τη μετάβαση από τη λεία διαστρωματωμένη ροή σε ροή με κύματα προτείνεται το ακόλουθο κριτήριο που βασίζεται στη θεωρία του Jeffreys (1925).

$$u_G \geq \left[ \frac{4v_L (\rho_L - \rho_G) g \cos(\theta)}{s\rho_G u_L} \right]^{1/2} \quad (2.72)$$

όπου:

$s$  : συντελεστής προστασίας

Οι Taitel and Dukler για το συντελεστή προστασίας προτείνουν την τιμή  $s=0.01$ .

Αν και το φαινόμενο της δημιουργίας των κυμάτων δεν έχει γίνει πλήρως κατανοητό από τους Taitel and Dukler, θεωρούν ότι για τη δημιουργία του κύματος είναι απαραίτητο η πίεση και η τάση που ασκούνται

σε ένα κύμα να υπερνικήσουν την ιξώδη σκέδαση (viscous dissipation) στο κύμα.

Στο σημείο αυτό πρέπει να τονιστεί ότι όλα τα μεγέθη που χρησιμοποιούνται στις εξισώσεις στην ανάλυση των Taitel and Dukler, είναι συνάρτηση μόνο του όρου  $h_L/D$ .

Η παραπάνω θεωρία αναπτύχθηκε για την περιγραφή της μετάβασης σε οριζόντιους και σχεδόν οριζόντιους αγωγούς, αφού τη συγκεκριμένη χρονική περίοδο δεν υπήρχαν διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα για κεκλιμένους αγωγούς.

Η μετάβαση από τη διαστρωματωμένη ροή σε διαλείπουσα απασχόλησε και τους Mishima and Ishii (1980), οι οποίοι προσπάθησαν να επεκτείνουν τη θεωρία των Korabyan and Ranon (1970). Προκειμένου να αναπτύξουν το παρακάτω κριτήριο για τη μετάβαση σε διαλείπουσα ροή θεωρήθηκε ότι τα κύματα είναι μικρού πλάτους ενώ λαμβάνουν χώρα και τα ακόλουθα:

- Το κύμα με το μεγαλύτερο ρυθμό αύξησης μεγέθους 'πιο επικίνδυνο κύμα', παρατηρείται τη στιγμή της μετάβασης σε διαλείπουσα ροή.
- Το πλάτος του παραπάνω κύματος έχει μέγιστη τιμή.

Η επιφανειακή τάση μπορεί να αγνοηθεί εάν θεωρηθεί συνολική συμπεριφορά του κύματος.

Παρατηρήθηκε, ωστόσο ότι η ατριβής Kelvin-Helmholtz θεωρία προβλέπει σωστά τη μετάβαση από διαστρωματωμένη σε διαλείπουσα ροή, μόνο σε περιπτώσεις που το ιξώδες της υγρής φάσης είναι υψηλό, γενικότερα όμως οι προβλέψεις είναι λανθασμένες εφόσον αγνοούνται οι αδρανειακοί όροι που αποσταθεροποιούν τη ροή. Για το λόγο αυτό οι Lin and Hanratty (1986) προσπάθησαν να αναπτύξουν μια θεωρία, όπου λαμβάνονται υπόψη οι ιξώδεις και αδρανειακοί όροι, με αποτέλεσμα η μετάβαση σε διαλείπουσα ροή να λαμβάνει χώρα σε χαμηλότερες ταχύτητες αέριας φάσης, από αυτές που προέβλεπε η ατριβής θεωρία. Στόχος της ανάλυσης τους ήταν η πρόβλεψη των συνθηκών, όπου μια ημιτονοειδής διαταραχή μικρού πλάτους και μεγάλου μήκους κύματος, η οποία λαμβάνει χώρα στη διεπιφάνεια, είναι ασταθής.

Η ταχύτητα του κύματος, η οποία είναι μιγαδικός αριθμός ορίζεται ως εξής:

$$C = C_R + iC_i \quad (2.73)$$

Για την περίπτωση αγωγού ορθογωνικής διατομής και τυρβώδη ροή υγρού και αερίου προτείνεται η ακόλουθη σχέση:

$$\frac{u_{GS}}{\sqrt{gB}} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} = K\alpha^{3/2} \quad (2.74)$$

$$\frac{1}{K^2} = 1 + \left( \frac{\alpha_G}{1 - \alpha_G} \right)^{0.714} \left( \frac{C_R}{\bar{u}_\alpha} - 1 \right)^2 \left[ 1 + \phi \left( \frac{1 - \alpha_G}{\alpha_G} \right) \right]^{1.14} \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right)^{0.143} \left( \frac{f_i}{f_s} \right)^{1.17} \left( \frac{v_G}{v_L} \right) \quad (2.75)$$

$$\phi = \frac{\bar{\tau}_B}{\bar{\tau}_i} \quad (2.76)$$

όπου:

$B$  : ύψος του ορθογωνικού αγωγού

$\bar{u}_\alpha$  : χρονικά μέση ταχύτητα αέριας φάσης

$f_s$  : συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια όταν αυτή είναι λεία

Για την περίπτωση τυρβώδους αέριας και στρωτής υγρής φάσης το κριτήριο μετατρέπεται:

$$\frac{u_{GS}}{\sqrt{gB}} \sqrt{\frac{\rho_G}{\rho_L - \rho_G}} = K_1 \alpha^{3/2} \quad (2.77)$$

$$K_1 = \left[ 1 - \frac{\Omega \Xi^2}{(1 - \alpha)^3} \left( \frac{v_G^4}{v_L^2 g B^3} \right) \left( \frac{B u_{GS}}{v_G} \right)^{3.5} \right]^{1/2} \quad (2.78)$$

$$\Xi = \frac{1}{60.15} \left( \frac{1 - \alpha_G}{\alpha_G} \right)^2 \left[ 1 + \frac{4}{3} \left( \frac{1 - \alpha_G}{\alpha_G} \right) \right] \left( \frac{\rho_G}{\rho_L} \right) \quad (2.79)$$

$$\Omega = \left( \frac{C_R}{\bar{u}_\alpha} \right)^2 - 2\bar{\Gamma} \left( \frac{C_R}{\bar{u}_\alpha} \right) + \bar{\Gamma} - \bar{h}\hat{\Gamma}_R \quad (2.80)$$

$$\bar{\Gamma} = \frac{1}{h u_\alpha^2} \int_0^h u^2 dy \quad (2.81)$$

Επίσης, πρότειναν κριτήρια μετάβασης και για αγωγούς κυκλικής διατομής.

Οι Lin and Hanratty (1986) παρατήρησαν σχετικά με τη μετάβαση στη διαλείπουσα ροή, ότι για χαμηλές τιμές ιξώδους από 1 έως 100 cp, η επίδραση του είναι ασθενής, ενώ για τιμές μεγαλύτερες από 500 cp οι όροι των αδρανειακών δυνάμεων τείνουν να εξαφανιστούν. Αξίζει να σημειωθεί

ότι η παραπάνω ανάλυση συμφωνεί σε ικανοποιητικό βαθμό με πειραματικά αποτελέσματα για μετάβαση από διαστρωματωμένη σε διαλείπουσα ροή.

Λίγο αργότερα, οι Andritsos and Hanratty (1987b) προσπάθησαν να περιγράψουν τη μετάβαση από λεία διαστρωματωμένη σε ροή με κύματα σε αγωγό κυκλικής διατομής. Αρχικά όρισαν τρεις διαφορετικές επιμέρους περιοχές της διαστρωματωμένης ροής, κανονικά δισδιάστατα κύματα, ακανόνιστα κύματα μεγάλου πλάτους ή Kelvin-Helmholtz κύματα και τέλος την εκνέφωση σταγονιδίων υγρού, όπου το υγρό αναρριχάται στο σωλήνα. Για την ανάπτυξη της θεωρίας λαμβάνονται υπόψη οι ιξώδεις όροι, ενώ σε περιπτώσεις όπου το μήκος κύματος  $\lambda$  είναι αρκετά μεγάλο χρησιμοποιείται η μέθοδος που αναπτύχθηκε από τους Lin and Hanratty.

Τα κριτήριο που προτάθηκε για μετάβαση σε ροή με κύματα δυο διαστάσεων είναι το ίδιο με αυτό που πρότειναν οι Taitel and Dukler (1976), με μόνη διαφορά την παράμετρο  $s$ , όπου εδώ προτείνεται η τιμή της να είναι,  $s=0.06$ . Όσον αφορά τη μετάβαση σε κύματα μεγάλου πλάτους προτείνεται η ακόλουθη εμπειρική εξίσωση, η οποία λαμβάνει υπόψη την επίδραση του ιξώδους και του ύψους της υγρής φάσης.

$$u_{GS} = U_{K-H} \left( \frac{\theta_w}{\theta} \right)^{0.025} \left[ \tanh \left( \frac{k_m \bar{h}_L}{10} \right) \right]^{-1} / \left( \frac{1}{\alpha_G} \right) \quad (2.82)$$

$$(U_{K-H} - u_L)^2 \geq \left[ \frac{k\rho}{\rho_G} + \frac{\rho_L g}{\rho_G k} \right] \tanh(k\bar{h}_G) \quad (2.83)$$

$$k = k_m = \sqrt{\frac{\rho_L g}{\sigma}} \quad (2.84)$$

$$\theta = \frac{\rho_L \sigma^2}{\rho_G \mu_L^2 u_G} \quad (2.85)$$

όπου:

$\theta_w$  : η τιμή της παραμέτρου  $\theta$  όταν υγρή φάση είναι το νερό

Τέλος, προτείνεται το παρακάτω κριτήριο για την εκνέφωση του υγρού με μορφή σταγονιδίων μέσα στην αέρια φάση.

$$u_{GS} = 1.8 U_{K-H} \left( \frac{\theta_w}{\theta} \right)^{0.025} \left[ \tanh \left( \frac{k_m \bar{h}_L}{10} \right) \right]^{-1} \cdot \alpha_G \quad (2.86)$$

Οι εξισώσεις που σχετίζονται με τη μετάβαση σε κύματα μεγάλου πλάτους αλλά και της εκνέφωσης θα μπορούσαν να εφαρμοστούν και σε μεγαλύτερες πιέσεις.

Επίσης, οι Andritsos and Hanratty (1987b) παρατήρησαν ότι η ταχύτητα του αερίου που είναι απαραίτητη για τη δημιουργία κυμάτων, όταν η υγρή φάση είναι το νερό, προσδιορίζεται από το μηχανισμό «προστασίας», ενώ για υγρά με μεγάλο ιξώδες το φαινόμενο ελέγχεται από το μηχανισμό Kelvin-Helmholtz. Τέλος, παρατήρησαν ότι η κύρια επίδραση του ιξώδους είναι η αύξηση της ταχύτητας του αερίου που απαιτείται για την εμφάνιση των δισδιάστατων κυμάτων και η μείωση του εύρους των συνθηκών ροής όπου αυτά λαμβάνουν χώρα.

Η θεωρία που αναπτύχθηκε από τους Lin and Hanratty (1986) προβλέπει αποσταθεροποιητική δράση των δυνάμεων αδράνειας του υγρού, με αποτέλεσμα όσον αφορά το σύστημα νερό-αέρας η εμφάνιση διαταραχών μεγάλου πλάτους στη διεπιφάνεια να λαμβάνει χώρα σε χαμηλότερες ταχύτητες αερίου σε σχέση με αυτές που προκύπτουν από την άτριβη Kelvin-Helmholtz (Andritsos et al., 1989). Επίσης, προβλέπει σταθεροποιητική δράση με την αύξηση του ιξώδους. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι καθώς αυξάνεται το ιξώδες και καθώς ο λόγος  $h_L/D$  παραμένει σταθερός, μειώνεται ο ρυθμός ροής της υγρής φάσης για δεδομένη φαινομενική ταχύτητα αερίου. Κατά συνέπεια, μειώνεται και η αποσταθεροποιητική δράση των δυνάμεων αδράνειας του υγρού. Ωστόσο, για πολύ μεγάλες τιμές του ιξώδους, η παραπάνω δράση σχεδόν απαλείφεται και τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την άτριβη Kelvin-Helmholtz ανάλυση είναι πιο αξιόπιστα.

Οι Lin and Hanratty (1986) ήταν οι πρώτοι οι οποίοι απέδειξαν ότι η ατριβής Kelvin-Helmholtz θεωρία δεν επαρκεί για τη σωστή περιγραφή της ευστάθειας της διαστρωματωμένης ροής. Από τον Barnea (1991) έγινε προσπάθεια συνδυασμού των δυο θεωριών (ατριβής και ιξώδης Kelvin-Helmholtz) με σκοπό τον προσδιορισμό της εμφάνισης των κυμάτων μεγάλου πλάτους, της διαλείπουσας ροής και της δακτυλιοειδούς.

Η χρήση της παραπάνω συνδυασμένης θεωρίας για τον προσδιορισμό της έναρξης της διαλείπουσας ροής ή της δακτυλιοειδούς γίνεται όπως περιγράφεται παρακάτω.

- Η συνθήκη ευστάθειας που προκύπτει από τη θεωρία Kelvin-Helmholtz με τριβή οριοθετεί την περιοχή μεταξύ της ευσταθούς διαστρωματωμένης ροής (λεία ή με κύματα μικρού πλάτους) και της ασταθούς διαστρωματωμένης (κύματα μεγάλου πλάτους, διαλείπουσα ή δακτυλιοειδής ροή)
- Στην περιοχή της ασταθούς διαστρωματωμένης η ευθεία  $h_L/D=0.5$  οριοθετεί την περιοχή ανάμεσα στα κύματα μεγάλου πλάτους και τη διαλείπουσα ή δακτυλιοειδής ροή.
- Στην ασταθή περιοχή όπου  $h_L/D < 0.5$ , η συνθήκη ευστάθειας που προκύπτει από την ατριβή θεωρία Kelvin-Helmholtz οριοθετεί την περιοχή μεταξύ της δακτυλιοειδούς ροής και της περιοχής με κύματα μεγάλου πλάτους.

Διεξάγοντας πειράματα σε αγωγό διαμέτρου 0.203 m οι Wu et al. (1987) πραγματοποίησαν μια αξιολόγηση ανάμεσα στα μοντέλα που προτάθηκαν από τους Taitel and Dukler (1976) και από τον Wallis (1969). Βρέθηκε ότι για κυλινδρικό αγωγό διαμέτρου 0.0245 m σε ατμοσφαιρικές συνθήκες τα δυο παραπάνω μοντέλα βρίσκονται σε συμφωνία, ενώ στην περίπτωση αγωγού διαμέτρου 0.203 m και πίεση 75 bar, το μοντέλο του Wallis (1969) προβλέπει μεγαλύτερες τιμές παροχής υγρού για τη μετάβαση σε διαλείπουσα ροή. Τα παραπάνω αποτελέσματα επιβεβαιώθηκαν και από τα πειράματα που διεξήγαγαν οι Wu et al.

Όπως έχει ήδη προαναφερθεί, η γνώση της περιοχής ροής αποτελεί σημαντικό παράγοντα σε όλες τις εφαρμογές της διφασικής ροής. Για το λόγο αυτό οι Crowley et al. (1992) προσπάθησαν να αναπτύξουν ένα μοντέλο που θα προβλέπει τη μετάβαση από διαστρωματωμένη σε διαλείπουσα ροή σε κυλινδρικό αγωγό. Για την ανάπτυξη του μοντέλου αυτού ορίστηκαν τα ακόλουθα:

- *συνεχόμενα κύματα*, αναπαριστούν τη σχέση ανάμεσα στο ρυθμό ροής της κάθε φάσης και στο κλάσμα της και καθορίζονται από το ισοζύγιο δυνάμεων, όπως της επιφανειακής τάσης, με ταχύτητα  $u_w$ .

- *δυναμικά κύματα*, τα οποία εξαρτώνται από δυνάμεις οι οποίες τείνουν να μειώσουν το ύψος τους (restoring forces), όπως η βαρυτική, με ταχύτητα  $c$ .

Με βάση τα παραπάνω ορίζουν ως κριτήριο για την αστάθεια την ακόλουθη σχέση:

$$u_w^2 \geq c^2 \quad (2.87)$$

Η μετάβαση από τη διαστρωματωμένη ροή στη διαλείπουσα λαμβάνει χώρα όταν στην παραπάνω σχέση ισχύει η ισότητα.

Το παραπάνω μοντέλο είναι ταυτόσημο με αυτό που προτάθηκε από τον Wallis (1969). Στη συγκεκριμένη ανάλυση προτείνεται και ολοκληρωμένη μεθοδολογία για την εφαρμογή του μοντέλου, καθώς επίσης πραγματοποιείται και σύγκριση με πειραματικά δεδομένα από αγωγούς μεγάλης διαμέτρου, αέρια με υψηλές πυκνότητες και οριζόντιους αγωγούς με κλίση.

Κατά την εφαρμογή του μοντέλου βρέθηκε ότι η επιλογή των τιμών των συντελεστών τριβής δεν επηρεάζει σημαντικά τα αποτελέσματα που προκύπτουν. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές,  $f_{WL}=f_{WG}=f_i=0.005$ .

Συμπερασματικά, βρέθηκε ότι για οριζόντιους αγωγούς η τιμή του λόγου  $f_i/f_{WG}$  δεν παίζει σημαντικό ρόλο, ενώ σε κεκλιμένους αγωγούς η τιμή του είναι καθοριστική (Crowley et al., 1993).

Το πλεονέκτημα του μοντέλου αυτού είναι η αρκετά μεγάλη ακρίβεια πρόβλεψης της μετάβασης, σε υψηλές πυκνότητες αλλά και χαμηλές ταχύτητες αερίου, ενώ η πολυπλοκότητα του αποτελεί το κύριο μειονέκτημα του μοντέλου. Επίσης, είναι αρκετά ακριβές στην πρόβλεψη της μετάβασης από τη διαστρωματωμένη ροή στη διαλείπουσα για αέρια φάση με υψηλή αλλά και χαμηλή πυκνότητα. Ωστόσο, δεν περιγράφει ικανοποιητικά τη μετάβαση στη δακτυλιοειδή ροή.

Οι συνθήκες εισόδου και εξόδου του αγωγού, καθώς επίσης και το μήκος του βρέθηκε ότι επηρεάζουν την εμφάνιση της διαλείπουσας ροής (Fan et al, 1993). Όπως παρατηρήθηκε, οι συνθήκες στο σημείο εισόδου αλλά και στο σημείο εξόδου παίζουν σημαντικό ρόλο, ο παράγοντας όμως που επηρεάζει σε μεγαλύτερο βαθμό την εξέλιξη του φαινομένου είναι το μήκος του αγωγού. Σε μεγαλύτερους αγωγούς το σημείο εμφάνισης του slug



και το σημείο που εξέρχεται από τον αγωγό έχουν μεγαλύτερη απόσταση, κατά συνέπεια κατά την έξοδο του στο σημείο εμφάνισης το ύψος της υγρής φάσης είναι μεγαλύτερο.

Οι Funada and Joseph (2001) μελέτησαν την ευστάθεια της διαστρωματωμένης ροής σε κανάλι, λαμβάνοντας υπόψη την επίδραση της επιφανειακής τάσης και του ιξώδους. Πρότειναν ότι οι καμπύλες που περιγράφουν το σύνορο μεταξύ της αστάθειας και της ευστάθειας της διαστρωματωμένης ροή δίνονται από την παρακάτω εξίσωση.

$$V^2(k) = \frac{[\mu_L \coth(kh_L) + \mu_G \coth(kh_G)]^2 [(\rho_L - \rho_G)g + \gamma k^2]}{\rho_L \mu_G^2 \coth^2(kh_L) \coth^2(kh_G) + \rho_G \mu_L^2 \coth(kh_G) \coth^2(kh_L)} \frac{1}{k} \quad (2.88)$$

$$V = u_G - u_L \quad (2.89)$$

Το χαμηλότερο σημείο της καμπύλης αυτής (κρίσιμη ταχύτητα) δίνεται από τη σχέση:

$$V_C^2 = \min_{k \geq 0} V^2(k) \equiv V^2(k_C) \quad (2.90)$$

όπου:

$\lambda_C$ : μήκος κύματος όπου η τιμή της συνάρτησης  $V^2$  γίνεται ελάχιστη

Η ροή είναι ασταθής όταν ικανοποιείται το κριτήριο:

$$V^2 = (-V)^2 > V_C^2 \quad (2.91)$$

Για όλες τις περιπτώσεις που εξέτασαν οι Funada and Joseph (2001) παρατήρησαν ότι η κρίσιμη ταχύτητα επηρεάζεται από την επιφανειακή τάση, ενώ ο ρυθμός ανάπτυξης του κύματος εξαρτάται έντονα από το ιξώδες

της υγρής φάσης. Ο λόγος ιξώδους,  $\hat{\mu} = \frac{\mu_G}{\mu_L}$  και ο λόγος πυκνοτήτων των δυο

ρευστών,  $\hat{\rho} = \frac{\rho_G}{\rho_L}$  φαίνεται ότι παίζει πολύ σημαντικό ρόλο στην περιγραφή

της ευστάθειας, ενώ βρέθηκε ότι τα ρευστά μπορούν να ταξινομηθούν σε ρευστά χαμηλού ιξώδους όταν  $\hat{\mu} < \hat{\rho}$  και ρευστά υψηλού ιξώδους όταν  $\hat{\mu} > \hat{\rho}$ .

### 3. Μοντελοποίηση Υποκαθεστώτων Ροής στη Διαστρωματωμένη Περιοχή

---

#### 3.1 Γενικά

Η διαστρωματωμένη ροή υγρού-αερίου μπορεί να διαιρεθεί σε τρεις ακόμα υποπεριοχές, ανάλογα με τη γεωμετρική μορφή που λαμβάνει η διεπιφάνεια. Οι υποπεριοχές αυτές είναι οι ακόλουθες:

- *Λεία διαστρωματωμένη ροή*, όπου η διεπιφάνεια μεταξύ υγρού-αερίου είναι λεία χωρίς κύματα. Το καθεστώς αυτό παρατηρείται για χαμηλές παροχές αέριας φάσης.

- Διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα. Με μικρή αύξηση της ταχύτητας της αέριας φάσης εμφανίζονται στη διεπιφάνεια τα πρώτα δισδιάστατα κύματα, με μικρό μήκος κύματος, τα οποία παρατηρούνται για στενό εύρος ταχυτήτων της αέριας φάσης.

- Διαστρωματωμένη ροή με κύματα μεγάλου μήκους και πλάτους, η οποία στη συνέχεια θα αναφέρεται ως *ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz*. Τα κύματα αυτού του τύπου εμφανίζονται σε ακόμα μεγαλύτερες παροχές της αέριας φάσης και η διεπιφάνεια μεταξύ των δυο φάσεων είναι αρκετά τραχιά.

Η μετάβαση σε κάθε υποπεριοχή ροής οφείλεται σε διαφορετικούς φυσικούς μηχανισμούς.

Πιο συγκεκριμένα, η μετάβαση από λεία διαστρωματωμένη σε διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα, σύμφωνα με τους Taitel and Dukler (1976) λαμβάνει χώρα όταν στη διεπιφάνεια εμφανιστούν κανονικά δισδιάστατα κύματα και το φαινόμενο αυτό ελέγχεται από το μηχανισμό 'προστασίας' που προτάθηκε από τον Jeffreys (1925). Σύμφωνα με το μηχανισμό αυτό, η αέρια φάση που κινείται πάνω από την υγρή αδυνατεί να ακολουθήσει την παραμορφωμένη επιφάνεια της υγρής φάσης. Για παράδειγμα, όταν νερό ρέει γύρω από μια σφαίρα δε ρέει γύρω από όλη την επιφάνεια της, αλλά τα σωματίδια που χτυπούν στο μπροστινό μέρος την εγκαταλείπουν περίπου στη μέση και η περιοχή πίσω από τη σφαίρα καλύπτεται από δίνες νερού. Αναλογικά, μπορεί να υποτεθεί ότι μόλις σχηματιστούν τα κύματα οι αέριες μάζες αντί να κινούνται πάνω από τις κορυφές και τα κοίλα του κύματος, γλιστρούν πάνω από την κορυφή και χτυπούν στο επόμενο κύμα σε ύψος περίπου στη μέση της κορυφής και των κοίλων του επόμενου κύματος. Η περιοχή που προστατεύεται από τις κύριες μάζες της αέριας φάσης περιέχει μία δίνη, ενώ μικρότερες δίνες υπάρχουν στα σύνορα μεταξύ της κύριας αέριας μάζας και της μεγάλης δίνης. Σύμφωνα με την υπόθεση αυτή, η πίεση του αέρα θα είναι μεγαλύτερη στις πλευρές που χτυπά η αέρια φάση και όχι στις άλλες. Η εκτροπή της αέριας φάσης όταν χτυπά στις εκτεθειμένες πλευρές του κύματος υποδηλώνει μια αλληλεπίδραση μεταξύ της αέριας και της υγρής φάσης, η οποία είναι κάθετη στη διεπιφάνεια και ομοίμορφη σε όλη την προστατευόμενη περιοχή. Τα δισδιάστατα αυτά κύματα θεωρείται ότι είναι αποτέλεσμα της

διαφοράς ενέργειας μεταξύ της ενέργειας που εισέρχεται στο κύμα από τις διαταραχές της πίεσης, οι οποίες είναι σε φάση με την κλίση του κύματος και τη σκέδαση του ιξώδους (Andritsos and Hanratty, 1987).

Η μετάπτωση σε ροή με κύματα μεγάλου μήκους και πλάτους θεωρείται ότι οφείλεται στην αστάθεια Kelvin-Helmholtz. Τα κύματα του τύπου αυτού αναπτύσσονται όταν η αποσταθεροποιητική δράση των δυνάμεων αδράνειας της υγρής φάσης και οι διακυμάνσεις της πίεσης, οι οποίες είναι σε φάση με το ύψος του κύματος, υπερνικήσουν τη σταθεροποιητική δράση των βαρυτικών δυνάμεων.

### 3.2 Προτεινόμενο Μοντέλο

#### 3.2.1 Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα

Σύμφωνα με θεωρία «προστασίας» του Jeffreys προκειμένου να λάβει χώρα μετάβαση σε ροή με δισδιάστατα κύματα η ταχύτητα της αέριας φάσης πρέπει να είναι:

$$u_G \geq \sqrt{\frac{4\mu_L (\rho_L - \rho_G) g}{s\rho_G u_L}} \quad (3.1)$$

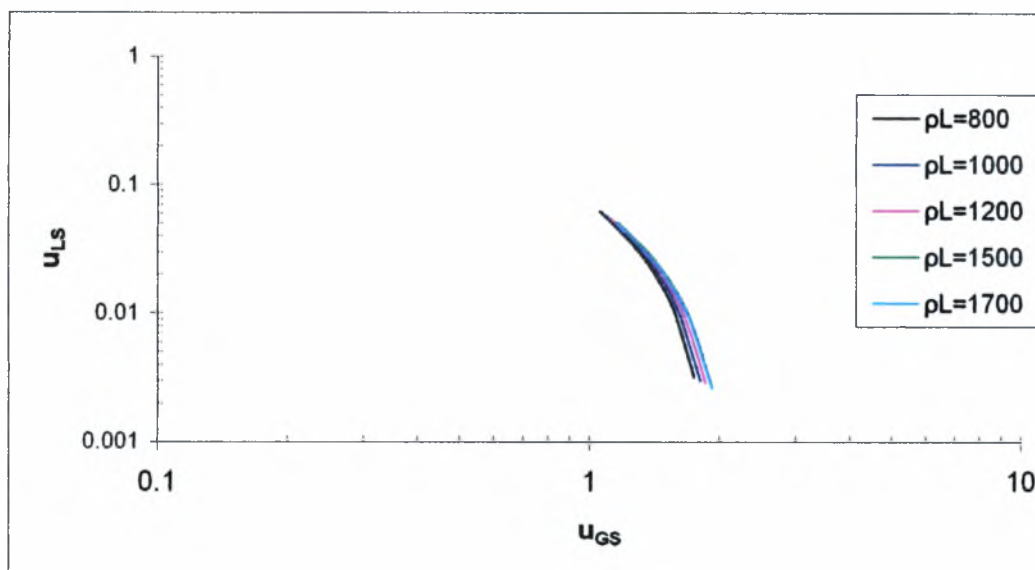
όπου:

$s$  : συντελεστής προστασίας

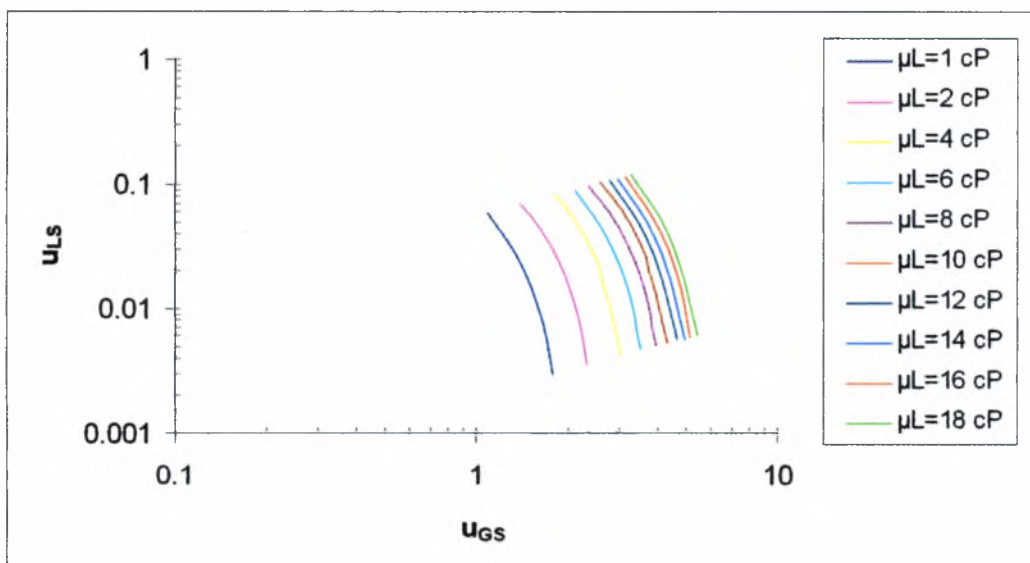
Η τιμή του συντελεστή «προστασίας» αρχικά προτάθηκε από τον Jeffreys (1925) να είναι  $s=0.3$ , ωστόσο αργότερα βρέθηκε (Andritsos, 1986) ότι η τιμή  $s=0.06$  δίνει πολύ πιο αξιόπιστα αποτελέσματα, γεγονός που έγινε αποδεκτό και από άλλους ερευνητές τα επόμενα χρόνια (Spedding and Spence, 1993). Η παραπάνω εξίσωση δε βρίσκει εφαρμογή όταν το ιξώδες της υγρής φάσης ξεπεράσει την τιμή των 20 cP για το σύστημα νερού-αέρα.

Με την εφαρμογή της εξίσωσης που προαναφέρθηκε, για συστήματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες, προκύπτουν τα ακόλουθα αποτελέσματα,

για τη μετάβαση από λεία διαστρωματωμένη ροή σε ροή με δισδιάστατα κύματα.



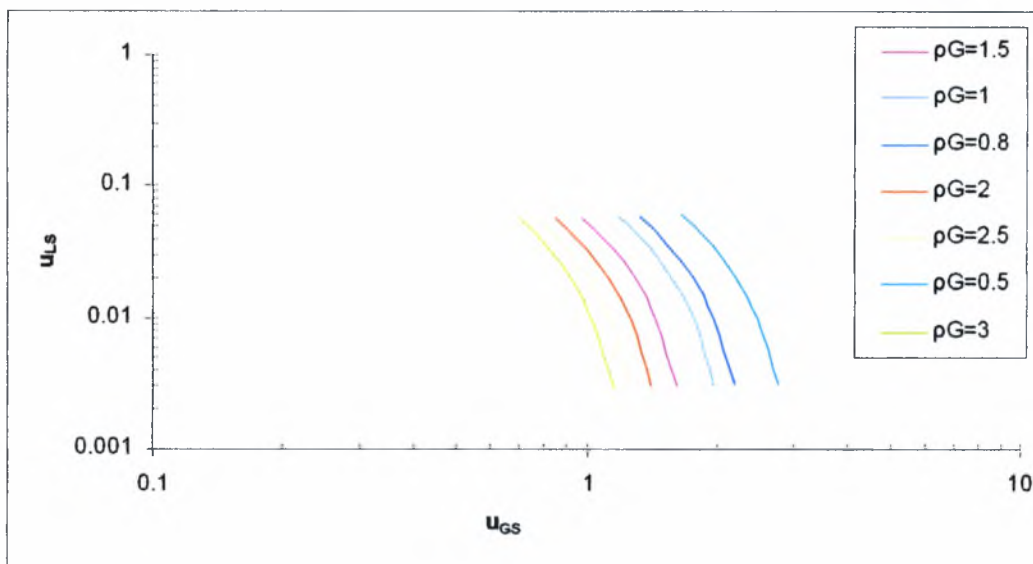
Σχήμα 3.1 Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα για συστήματα με διαφορετικές πυκνότητες υγρής φάσης



Σχήμα 3.2 Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα για συστήματα με διαφορετικά ιξώδη υγρής φάσης

Όπως γίνεται φανερό από τα Σχήματα 3.1-3.3, καθώς μεταβάλλονται οι φυσικές ιδιότητες του συστήματος μετατοπίζονται έντονα και τα όρια μετάπτωσης.

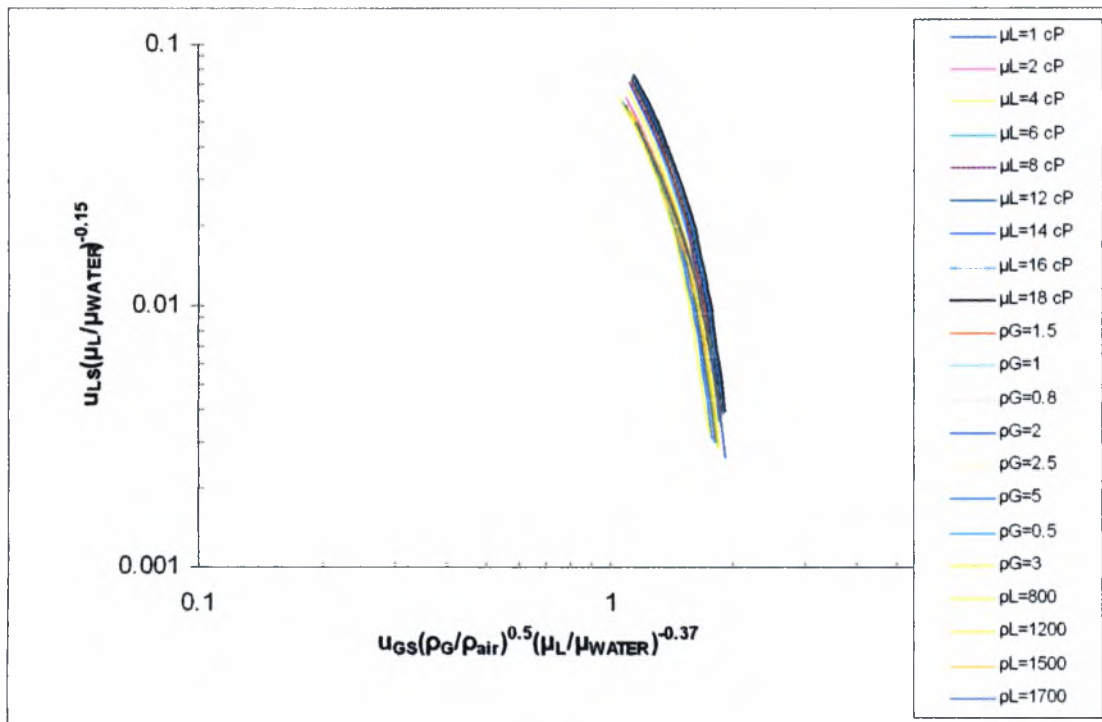




Σχήμα 3.3 Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα για συστήματα με διαφορετικές πυκνότητες αέριας φάσης

Αύξηση της πυκνότητας της αέριας φάσης μετατοπίζει την καμπύλη μετάπτωσης προς τα αριστερά (Σχήμα 3.3), έτσι ώστε χαμηλότερη επιφανειακή ταχύτητα της αέριας φάσης να απαιτείται για την μετάπτωση. Αντίθετα, με αύξηση του ιξώδους της υγρής φάσης (Σχήμα 3.2), η καμπύλη μετάπτωσης μετατοπίζεται προς τα δεξιά, με αποτέλεσμα να απαιτείται μεγαλύτερη επιφανειακή ταχύτητα της αέριας φάσης για τη μετάπτωση. Τέλος, όπως γίνεται φανερό από το Σχήμα 3.1 η μεταβολή της πυκνότητας της υγρής φάσης δεν επηρεάζει έντονα την καμπύλη μετάπτωσης του συστήματος.

Παρατηρήθηκε ότι αν οι άξονες του συστήματος τροποποιηθούν κατάλληλα, τότε οι καμπύλες μετάπτωσης σχεδόν συμπίπτουν. Πιο συγκεκριμένα, προκύπτει ο παραπάνω χάρτης που περιγράφει θεωρητικά τη μετάπτωση από λεία διαστρωματωμένη ροή σε ροή με δισδιάστατα κύματα. στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι η κατάλληλη τροποποίηση των αξόνων έχει προταθεί από παλιότερα για την περιγραφή της μετάπτωσης στα διάφορα καθεστώτα ροής (Mandhane et al., 1974)

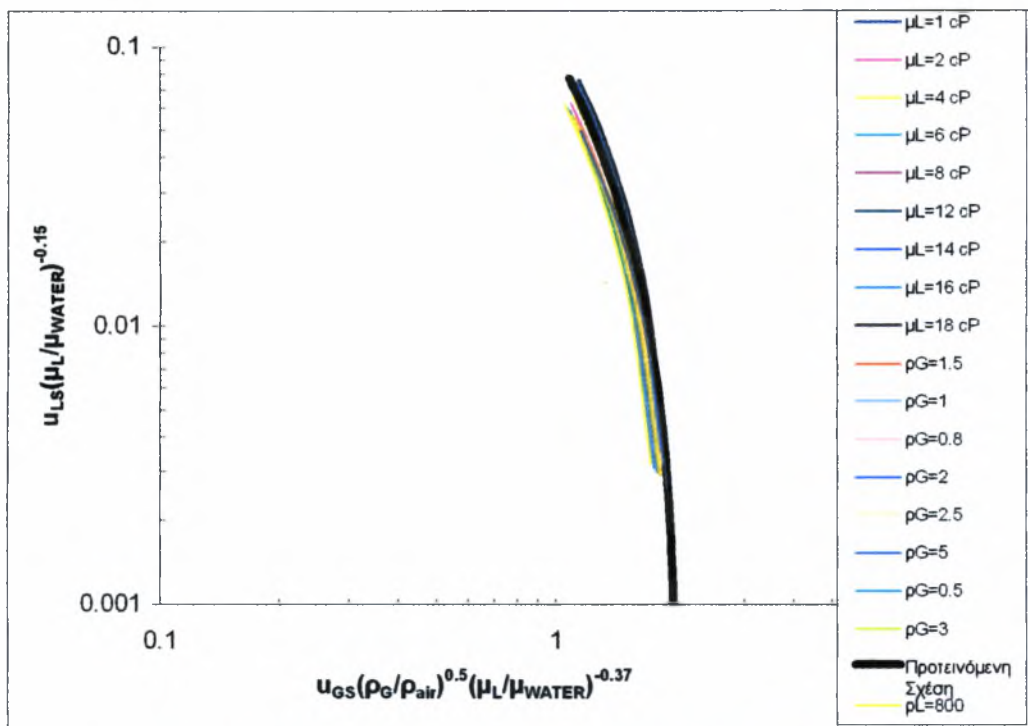


Σχήμα 3.4 Μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα σε τροποποιημένους άξονες

Οι καμπύλες του Σχήματος 3.4, που φαίνεται να συμπίπτουν μεταξύ τους, μπορούν να περιγραφούν με την εισαγωγή γραμμής τάσης εκθετικής μορφής. Η γραμμή τάσης που προτιμάται είναι η βέλτιστη λύση για τη δεδομένη ομάδα καμπύλων και προέκυψε με τη βοήθεια του προγράμματος OriginLab. Στο Σχήμα 3.5 που ακολουθεί φαίνεται η εκθετική γραμμή τάσης που προέκυψε και περιγράφει τη μετάπτωση σε ροή με δισδιάστατα κύματα, σύμφωνα με τη θεωρία προστασίας που προαναφέρθηκε.

Στη διαστρωματωμένη περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα, για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου προτείνεται η ακόλουθη σχέση:

$$u_{LS} \geq \left( \frac{\mu_L}{\mu_W} \right)^{0.13} \left( 1.163 \exp \left( - \left( \frac{\rho_G}{\rho_{air}} \right)^{0.5} \left( \frac{\mu_L}{\mu_W} \right)^{-0.33} \frac{u_{GStr}}{0.415} \right) - 0.0086 \right) \quad (3.2)$$



Σχήμα 3.5 Καμπύλη μετάπτωσης σε ροή με δισδιάστατα κύματα

### 3.2.2 Μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, οι πρώτες διαταραχές που δημιουργούνται στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου, με μικρή αύξηση της ταχύτητας της αέριας φάσης είναι ημιτονοειδή κύματα μικρού πλάτους και μήκους κύματος (Andritsos et al, 1992). Μικρή αύξηση της ταχύτητας της αέριας φάσης μπορεί να οδηγήσει, όταν ο λόγος  $h_L/D$  είναι μεγάλος, σε διαλείπουσα ροή, ή ροή με slugs. Για μικρές τιμές του λόγου  $h_L/D$  τα ημιτονοειδή κύματα μετατρέπονται σε κύματα μεγάλου μήκους και πλάτους. Ορισμένες φορές, είναι δυνατόν μπροστά από τα κύματα αυτά να υπάρχουν και αρκετά μικρά δισδιάστατα κύματα. Με περαιτέρω αύξηση της ταχύτητας της αέριας φάσης το κενό διάστημα μεταξύ των κυμάτων μειώνεται, ενώ είναι δυνατό δύο διαδοχικά κύματα να συγχωνευτούν και μετά ξανά να διαχωριστούν σε δυο νέα κύματα. Η εμφάνιση των κυμάτων τύπου Kelvin-Helmholtz, συνοδεύεται από μεγάλη αύξηση της επιφανειακής διατμητικής τάσης, αλλά και από δραστική μείωση του πάχους της υγρής στιβάδας.



Η μετάπτωση στο συγκεκριμένο καθεστώς ερμηνεύεται με τη γραμμική θεωρία αστάθειας Kelvin-Helmholtz, εξετάζοντας κάτω από ποιες συνθήκες το μέγεθος ημιτονοειδών κυμάτων μικρού πλάτους αυξάνεται ή μειώνεται.

Για την ανάπτυξη της θεωρίας λαμβάνεται υπόψη η γεωμετρία του συστήματος που απεικονίζεται στο Σχήμα 3.6.

Μια διαταραχή  $h' = h - \bar{h}$  του ακόλουθου τύπου εισάγεται στη διεπιφάνεια:

$$h' = \hat{h} \exp[ik(x - Ct)]$$

όπου:

$\bar{h}$  : μέσο ύψος της υγρής φάσης

$x$  : απόσταση στην κατεύθυνση της ροής

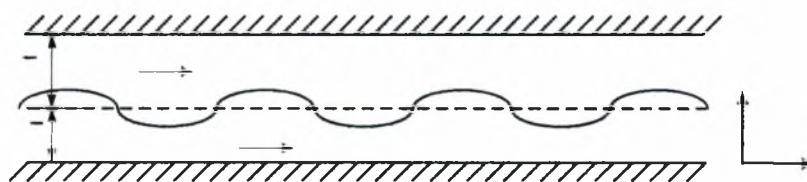
$t$  : χρόνος

$\hat{h}$  : πλάτος της διαταραχής

$C$  : ταχύτητα κύματος,  $C = C_R + iC_i$  :

Το πλάτος της διαταραχής  $\hat{h}$  και ο κυματαριθμός  $k$ , θεωρούνται ότι είναι πραγματικοί αριθμοί.

Το μέγεθος του κύματος θα αυξάνεται ή θα μειώνεται ανάλογα με το πρόσημο του  $C_i$ . Όταν  $C_i > 0$  τότε το σύστημα είναι ασταθές, ενώ όταν  $C_i < 0$  το σύστημα είναι ευσταθές. Στην περίπτωση της οριακής ευστάθειας  $C_i = 0$



Σχήμα 3.6 Απεικόνιση της ροής

Η παρουσία των κυμάτων επιφέρει διαταραχές στη ροή του αερίου, οι οποίες προκαλούν διακυμάνσεις της διατμητικής τάσης στη διεπιφάνεια. Οι διαταραχές θεωρούνται πολύ μικρού μεγέθους και το σύστημα θεωρείται γραμμικό, ενώ ισχύουν και τα ακόλουθα:

$$\frac{\tau'_i}{\hat{\tau}_i} = \frac{P'_i}{\hat{P}_i} = \exp[ik(x - Ct)] \quad (3.3)$$

Τα μεγέθη  $\hat{\tau}_i$  και  $\hat{P}_i$  είναι μιγαδικοί αριθμοί και εξαρτώνται γραμμικά από το  $\hat{h}$ .

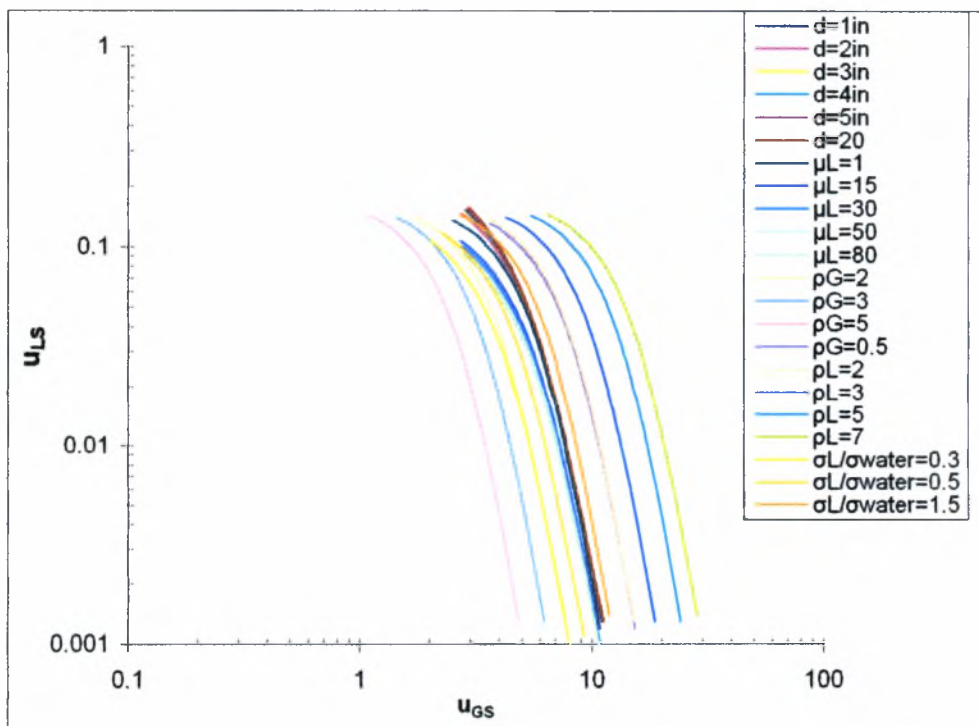
Από την ανάλυση ευστάθειας του παραπάνω συστήματος προκύπτει η καμπύλη μετάπτωσης για τις περιπτώσεις όπου  $\lambda/\bar{H} < 2\pi$ , ενώ για τον υπολογισμό της καμπύλης ευστάθειας όταν  $\lambda \gg \bar{H}$ , χρησιμοποιείται η τροποποιημένη ανάλυση των Lin and Hanratty (1986), όπου ο όρος του πλάτους της πίεσης  $\hat{P}_i$  πολλαπλασιάζεται με τον παράγοντα  $k\bar{H}\coth(k\bar{H}_G)$ , όπου:

$$\bar{H}_G = \frac{A_G}{S_1} \quad h_L / D \geq 0.5 \quad (3.4)$$

$$\bar{H}_G = (0.5D - H_L) + \bar{H}_G \Big|_{h_L/D=0.5} \quad h_L / D < 0.5$$

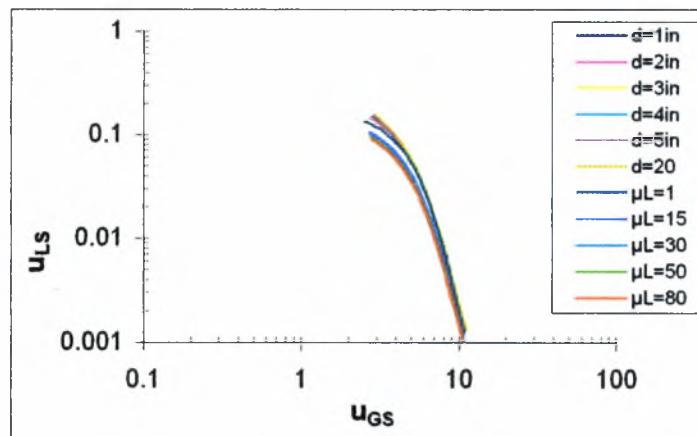
Επίσης, ο όρος  $\Psi$ , που αναφέρεται στην ανάλυση των Lin and Hanratty (1986), ο οποίος λαμβάνει υπόψη την επίδραση του αριθμού Reynolds της υγρής φάσης στο συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια, θεωρείται ίσος με τον μηδέν, ώστε να συμφωνούν τα αποτελέσματα που προκύπτουν με αυτά των Andritsos and Hanratty (1987a)

Η καμπύλη μετάπτωσης σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz για διάφορα συστήματα απεικονίζεται στο Σχήμα 3.7.



Σχήμα 3.7 Μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz για διάφορα συστήματα

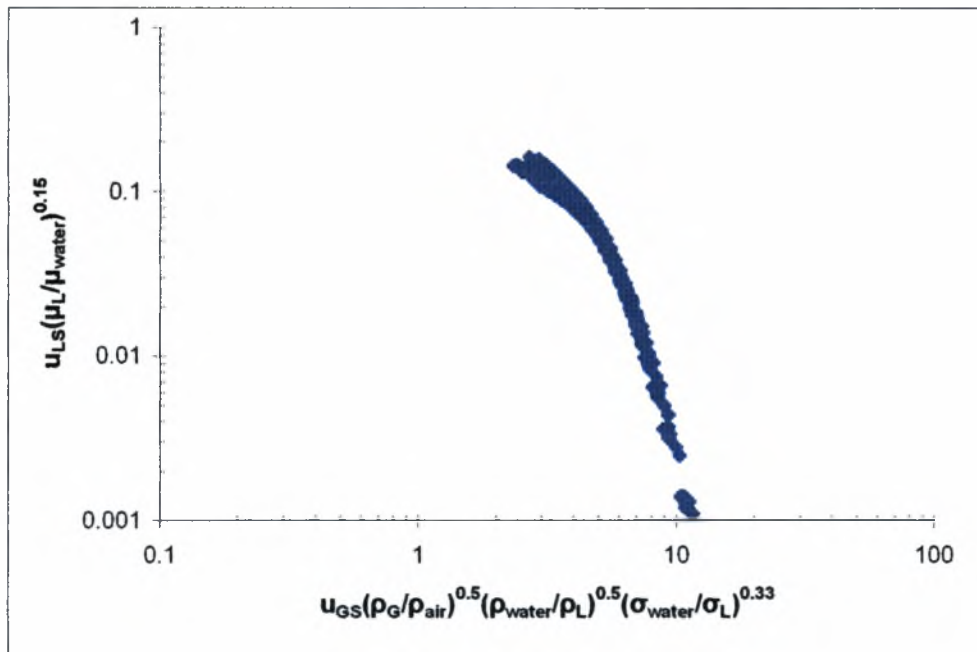
Από το Σχήμα 3.7 γίνεται φανερό ότι η διάμετρος του αγωγού, αλλά και το ιξώδες της υγρής φάσης δεν επηρεάζουν έντονα την καμπύλη μετάπτωσης σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz. Το συμπέρασμα γίνεται πιο εύκολα κατανοητό με τη βοήθεια του Σχήματος 3.8 καθώς φαίνεται ότι οι καμπύλες αυτές σχεδόν ταυτίζονται.



Σχήμα 3.8 Επίδραση της διαμέτρου και του ιξώδους υγρής φάσης στη μετάπτωση

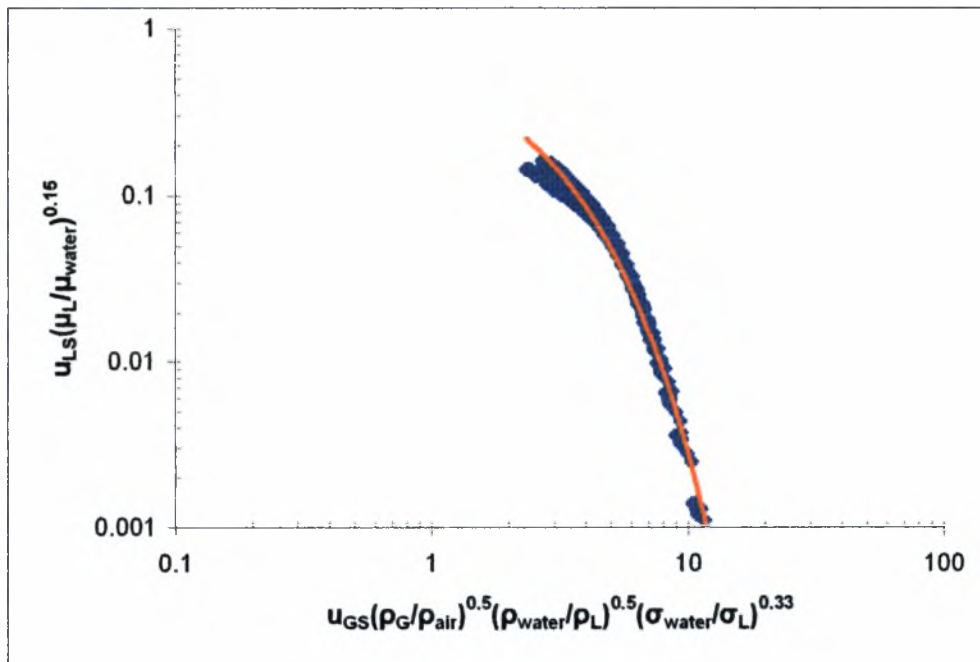
Παρατηρήθηκε επίσης ότι με αύξηση της πυκνότητας της αέριας φάσης, η επιφανειακή ταχύτητα της αέριας φάσης που απαιτείται για τη μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz μειώνεται, όπως ακριβώς συμβαίνει και στη μετάπτωση σε δισδιάστατα κύματα. Αντίθετα, με αύξηση τόσο της πυκνότητας της υγρής φάσης όσο και του λόγου  $\sigma_L/\sigma_{\text{water}}$ , αυξάνεται η απαιτούμενη ταχύτητα της αέριας φάσης για τη μετάπτωση.

Και για την συγκεκριμένη περίπτωση παρατηρήθηκε ότι αν οι άξονες του συστήματος τροποποιηθούν κατάλληλα τότε οι καμπύλες μετάπτωσης σχεδόν συμπίπτουν. Πιο συγκεκριμένα, προκύπτει ο ακόλουθος χάρτης που περιγράφει θεωρητικά τη μετάπτωση από διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz.



Σχήμα 3.9 Μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz σε τροποποιημένους άξονες

Οι καμπύλες του Σχήματος 3.9, που φαίνεται να συμπίπτουν μεταξύ τους, μπορούν να περιγραφούν με την εισαγωγή γραμμής τάσης εκθετικής μορφής .



Σχήμα 3.10 Καμπύλη μετάπτωσης σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz

Στο Σχήμα 3.10 φαίνεται η εκθετική γραμμή τάσης που προέκυψε και περιγράφει τη μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz, σύμφωνα με τη θεωρία ευστάθειας που προαναφέρθηκε. Η γραμμή τάσης που προτιμάται είναι η βέλτιστη λύση για τη δεδομένη ομάδα καμπύλων.

Στη διαστρωματωμένη περιοχή ροής με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz, για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου προτείνεται η ακόλουθη σχέση:

$$u_{LS} \geq \left( \frac{\mu_L}{\mu_W} \right)^{-0.15} 0.841 \exp \left( -0.5698 \left( \frac{\rho_G}{\rho_a} \right)^{0.5} \left( \frac{\rho_W}{\rho_L} \right)^{0.5} \left( \frac{\sigma_W}{\sigma_L} \right)^{0.33} u_{GStr} \right) \quad (3.5)$$

### 4. Μοντελοποίηση του Συντελεστή Τριβής στη Διεπιφάνεια $f_i$

---

#### 4.1 Γενικά

Για τον υπολογισμό των συντελεστών τριβής οι Taitel and Dukler (1976), πρότειναν οι τιμές των  $f_L$  και  $f_G$  να υπολογίζονται από την εξίσωση Blasius ή το νόμο του Poiseuille και υπέθεσαν ότι  $f_i=f_G$ . Για λεία διαστρωματωμένη ροή το μοντέλο αυτό δίνει σχετικά ακριβείς υπολογισμούς της πτώσης πίεσης και της συγκράτησης. Στη διαχωρισμένη με κύματα ροή

όμως η αυξημένη διεπιφανειακή διατμητική τάση προκαλεί αύξηση στη συνολική πτώση πίεσης, η οποία δεν παίρνεται υπόψη από τους Taitel και Dukler. Οι Andritsos and Hanratty (1987) πρότειναν μία επαναληπτική διαδικασία για την εύρεση των χαρακτηριστικών της διαστρωματωμένης ροής στην οποία η σχέση για τη διατμητική τάση στο υγρό τοίχωμα προέρχεται από την ανάλυση της τυρβώδους ροής στο υγρό, ενώ ο διεπιφανειακός συντελεστής τριβής δίνεται από τις σχέσεις (4.1) και (4.2):

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 \text{ για } U_{GS} \leq U_t \quad (4.1)$$

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 + 15 \left( \frac{h}{D} \right)^{0.5} \left( \frac{U_{GS}}{U_t} - 1 \right) \text{ για } U_{GS} > U_t \quad (4.2)$$

όπου  $U_t$  είναι η φαινομενική ταχύτητα της αέριας φάσης για την μετάπτωση σε κύματα K-H. Για σχεδιαστικούς λόγους προτάθηκε η σχέση:

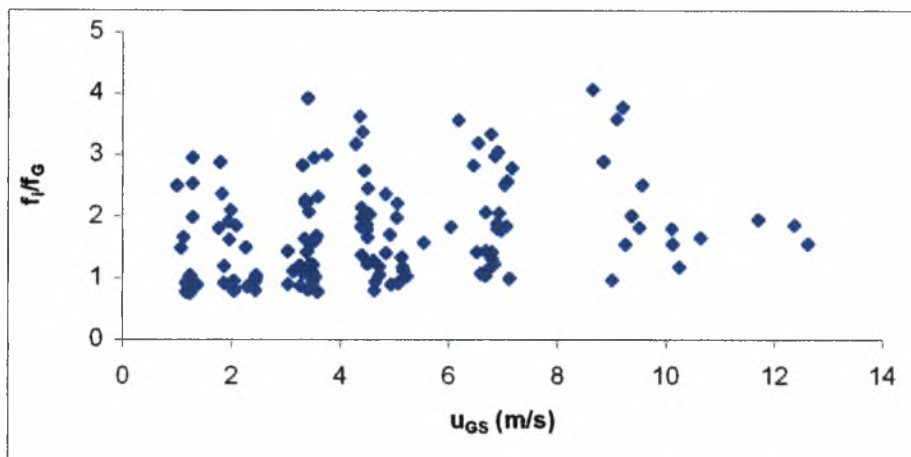
$$U_t = 5 \left( \frac{\rho_{Go}}{\rho_G} \right)^{0.5} \text{ (m/s)} \quad (4.3)$$

όπου  $\rho_{Go}$  είναι η πυκνότητα του αέρα σε κανονικές συνθήκες (0°C και 1 Atm). Για ατμοσφαιρικές συνθήκες  $U_t=5$  m/s, το οποίο προφανώς δε μπορεί να αντιπροσωπεύει την καμπύλη μετάπτωσης σε κύματα K-H. Επιπλέον, η παραπάνω προσέγγιση δίνει υψηλές τιμές του  $f_i/f_G$  για πιέσεις μεγαλύτερες από την ατμοσφαιρική. Στη συνέχεια γίνεται προσπάθεια βελτίωσης του μοντέλου που προαναφέρθηκε και προτείνονται σχέσεις για το  $f_i/f_G$  στα τρία υποκαθεστώτα της διαστρωματωμένης ροής.

## 4.2 Συντελεστής τριβής $f_i$ στην περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα

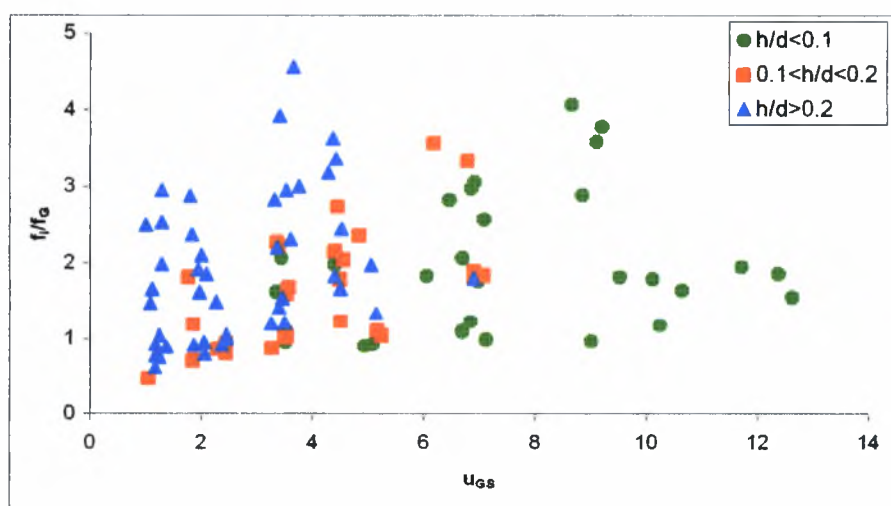
Όπως έχει ήδη αναφερθεί οι Taitel and Dukler (1976) για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια υπέθεσαν ότι ισχύει  $f_i=f_G$ . Η υπόθεση αυτή μπορεί να οδηγήσει σε μεγάλα σφάλματα όταν κύματα εμφανιστούν στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, η τιμή της διατμητικής τάσης στη διεπιφάνεια  $\tau_i$  είναι μεγαλύτερη σε σχέση με την τιμή της, όταν η διεπιφάνεια είναι λεία.

Πιο συγκεκριμένα, για την περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα βρέθηκε από την επεξεργασία πειραματικών δεδομένων (Andritsos, 1986) ότι η τιμή του λόγου  $f_i/f_G$  ισχύει,  $1 < f_i/f_G < 4$  (Σχήμα 4.1).



Σχήμα 4.1 Εύρος τιμών του λόγου  $f_i/f_G$  για την περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα

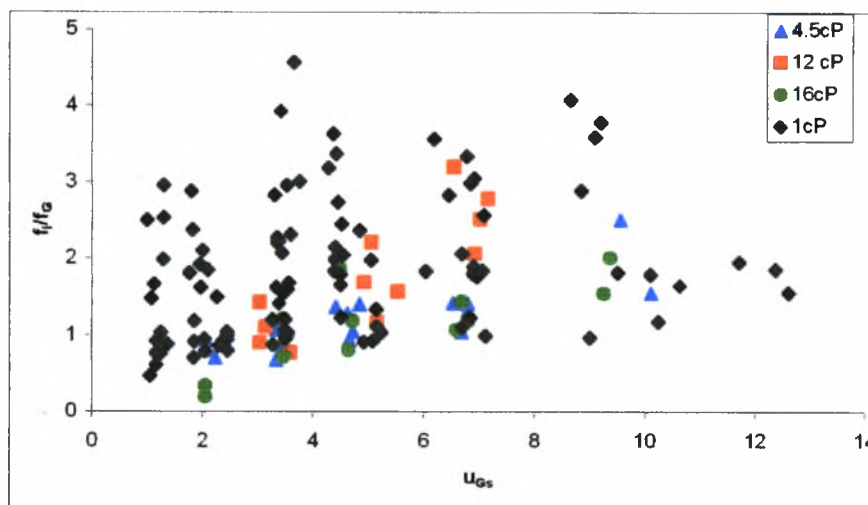
Από την επεξεργασία των πειραματικών δεδομένων παρατηρήθηκε επίσης η εξάρτηση της τιμής του λόγου  $f_i/f_G$  από την τιμή του λόγου  $h/D$  η οποία, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 4.2 είναι σχεδόν γραμμική.



Σχήμα 4.2 Εξάρτηση του λόγου  $f_i/f_G$  από την τιμή του λόγου  $h/D$

Τέλος, διαπιστώθηκε ότι το ιξώδες  $\mu_l$  της υγρής φάσης δεν επηρεάζει την τιμή του λόγου  $f_i/f_G$ , όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 4.3.





Σχήμα 4.3 Εξάρτηση του λόγου  $f_i/f_G$  από το ιξώδες  $\mu_l$  της υγρής φάσης

Ο προτεινόμενος συσχετισμός για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου στην περιοχή με δισδιάστατα κύματα είναι ο ακόλουθος.

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 + 0.0002 \left( \frac{h}{D} \right)^{0.5} \left( Re_{u_{GS}} - Re_{u_{GSb}} \right) \quad (4.4)$$

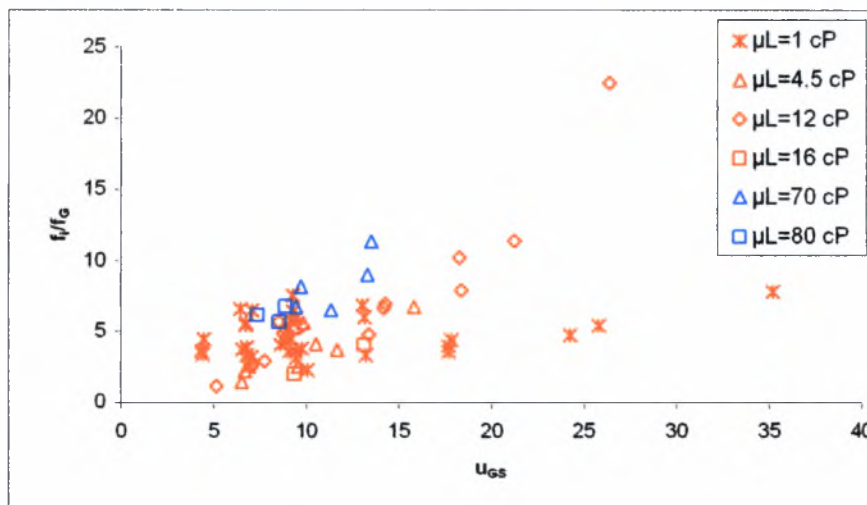
#### 4.3 Συντελεστής τριβής $f_i$ στην περιοχή ροής με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz

Όπως έχει ήδη προαναφερθεί, η εμφάνιση των κυμάτων τύπου Kelvin-Helmholtz, συνοδεύεται από μεγάλη αύξηση της επιφανειακής διατμητικής τάσης, αλλά και από δραστική μείωση του πάχους της υγρής στιβάδας. Προκειμένου να βρεθεί ένας κατάλληλος συσχετισμός για τον υπολογισμό του λόγου  $f_i/f_G$  παρακάτω αναφέρονται οι παράγοντες που επηρεάζουν την τιμή του.

Η τιμή του λόγου  $f_i/f_G$  εξαρτάται έντονα από την ταχύτητα της αέριας φάσης  $u_{GS}$  και μάλιστα βρέθηκε (Andritsos, 1986) ότι η εξάρτηση αυτή είναι σχεδόν γραμμική ενώ ο ρυθμός ροής της υγρής φάσης αλλά και το ιξώδες της είναι παράγοντες δευτερεύουσας σημασίας. Η επίδραση τους μπορεί να

συμπεριληφθεί στον όρο  $h/D$ , η τιμή του οποίου αυξάνεται με την αύξηση και των δύο παραγόντων που προαναφέρθηκαν.

Στην παρούσα εργασία ωστόσο, η επίδραση του ιξώδους της υγρής φάσης στην τιμή του συντελεστή τριβής  $f_i$  θεωρείται ότι είναι πιο έντονη. Όπως, έχει ήδη προαναφερθεί, σε ρευστά με υψηλό ιξώδες ( $\mu_L > 20$  cP) δεν εμφανίζονται καθόλου δισδιάστατα κύματα και η ροή από λεία διαστρωματωμένη μεταπίπτει σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz. Κατά συνέπεια, η τιμή του λόγου  $f_i/f_G$  αυξάνεται δραματικά κατά τη μετάβαση αυτή. Για τις περιπτώσεις ρευστών όπου το ιξώδες της υγρής φάσης δεν είναι τόσο μεγάλο ( $\mu_L < 20$  cP), η αύξηση της τιμής του λόγου  $f_i/f_G$  κατά τη μετάβαση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz πραγματοποιείται πιο ομαλά, αφού έχει προηγηθεί η ροή με δισδιάστατα κύματα, όπου η τιμή του λόγου  $f_i/f_G$  κυμαίνεται μεταξύ 1 έως 4.



Σχήμα 4.4 Εξάρτηση του λόγου  $f_i/f_G$  από το ιξώδες  $\mu_L$  της υγρής φάσης

Στο Σχήμα 4.4 γίνεται φανερό ότι όταν το ιξώδες της υγρής φάσης  $\mu_L$  κυμαίνεται μεταξύ 1-20 cP, τότε ο λόγος  $f_i/f_G$  αυξάνεται ομαλά, ενώ όταν το ιξώδες της υγρής φάσης είναι σχετικά υψηλό, τότε παρατηρείται απότομη αύξηση της τιμής του.

Συμπερασματικά, για τη διαστρωματωμένη περιοχική ροής με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου προτείνεται η σχέση που ακολουθεί.

$$\frac{f_l}{f_G} = 1 + 3 \left( \frac{h}{D} \right)^{0.5} \left( \frac{\mu_L}{\mu_w} \right)^{0.3} (u_{GS} - u_{GSr}) \quad (4.5)$$

Έχει παρατηρηθεί στη βιβλιογραφία ότι αρκετοί ερευνητές προσπάθησαν να συσχετίσουν το συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια  $f_i$  με τον αριθμό Reynolds της υγρής φάσης. Πιο συγκεκριμένα οι Cheremisinoff and Davis (1979) χρησιμοποιώντας τα πειραματικά δεδομένα των Miya et al. (1971) για ροή μέσα σε κανάλι, πρότειναν τους ακόλουθους συσχετισμούς:

- Κύματα μικρού πλάτους

$$f_l = 0.0142 \quad (4.6)$$

- Κύματα μεγάλου πλάτους

$$f_l = 0.008 + 2 \cdot 10^{-5} Re_L^* \quad (4.7)$$

όπου:

$$Re_L^* = \frac{u_{LS}}{v_L} \left( \frac{\pi D^2}{4S_i} \right)$$

Οι Tsiklauri et al. (1979) διεξάγοντας πειράματα με νερό και αέρα πρότειναν την ακόλουθη σχέση για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια:

$$f_l = 0.0055 + 0.026 Re_L \cdot 10^{-3} \quad (4.8)$$

Ο Kowalski (1987) για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια πρότεινε τους ακόλουθους συσχετισμούς:

- Διαστρωματωμένη ροή με λεία διεπιφάνεια:

$$f_l = 0.96 (Re_{sL})^{-0.52} \quad (4.9)$$

- Διαστρωματωμένη ροή με κύματα:

$$f_l = 7.5 \cdot 10^{-5} (1 - \alpha_G)^{-0.25} Re_G^{-0.3} Re_L^{-0.83} \quad (4.10)$$

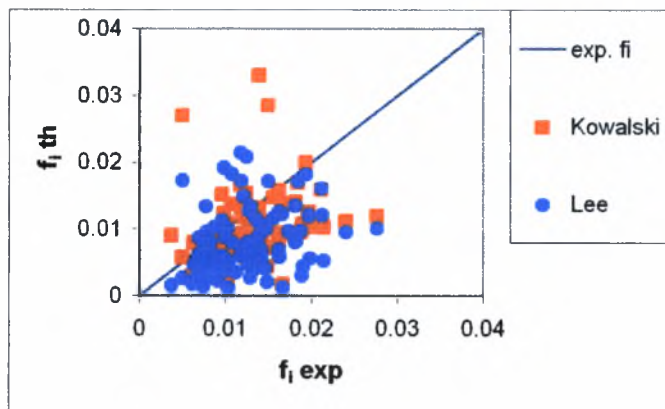
Ο Lee (1992) μελέτησε την ροή νερού-αέρα και ατμού-νερού κατά αντιροή σε σχεδόν οριζόντιο κανάλι και ανέπτυξε έναν εμπειρικό συσχετισμό για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια για πρακτικές κυρίως εφαρμογές. Η σχέση βρίσκει εφαρμογή για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα τριών διαστάσεων και είναι η ακόλουθη:

$$f_l = 4.13 \cdot 10^{-11} Re_G^{0.96} Re_L^{0.31} \left( \frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{1.86} \quad (4.11)$$

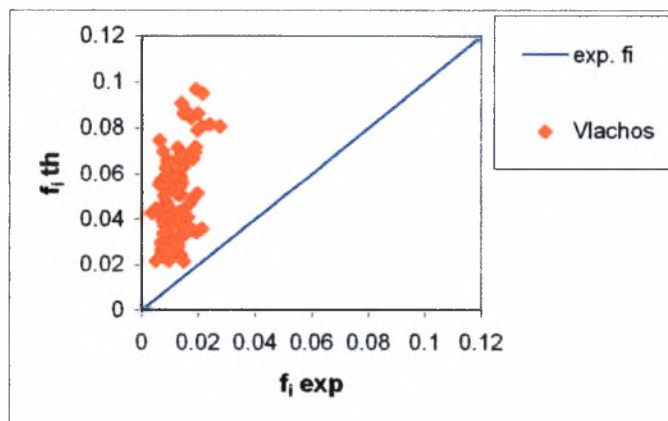
Τέλος, οι Vlachos et al. (1999) πρότειναν τον ακόλουθο συσχετισμό για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια. Χρησιμοποίησαν μετρήσεις της τιμής του συντελεστή σε αγωγό σε συνδυασμό με μετρήσεις του πάχους υγρού υμένα, των ιδιοτήτων των κυμάτων και της πτώσης πίεσης:

$$f_i = 0.024\alpha_L^{0.35} Re_L^{0.18} \quad (4.12)$$

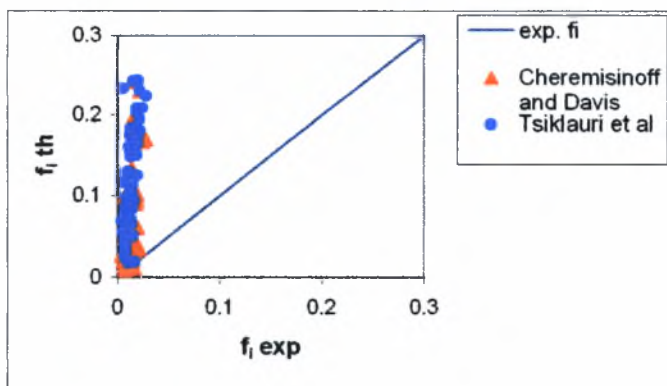
Στα Σχήματα 4.5-4.10 φαίνεται ωστόσο, ότι η χρήση του αριθμού Reynolds της υγρής φάσης για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια μπορεί να οδηγήσει σε λανθασμένες εκτιμήσεις της τιμής του συντελεστή τριβής.



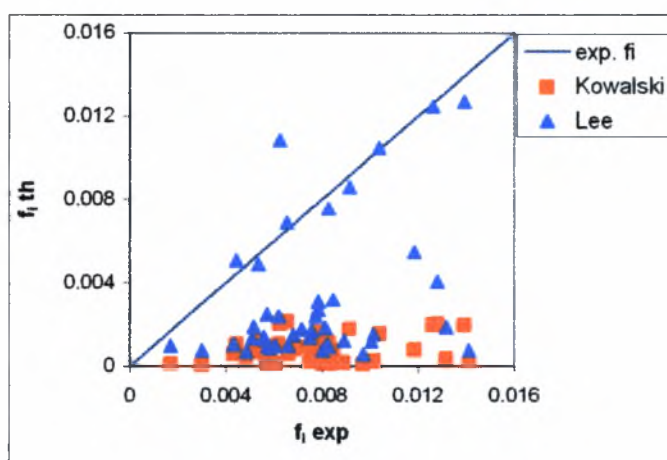
Σχήμα 4.5 Σύγκριση των τιμών του συντελεστή  $f_i$  για σύστημα νερό-αέρα



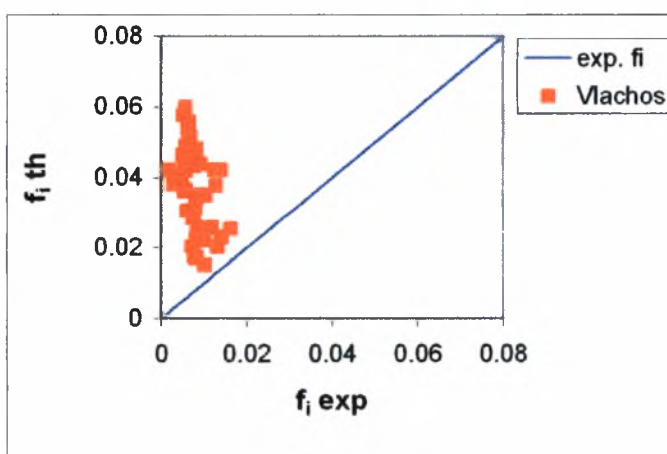
Σχήμα 4.6 Σύγκριση των τιμών του συντελεστή  $f_i$  για σύστημα νερό-αέρα



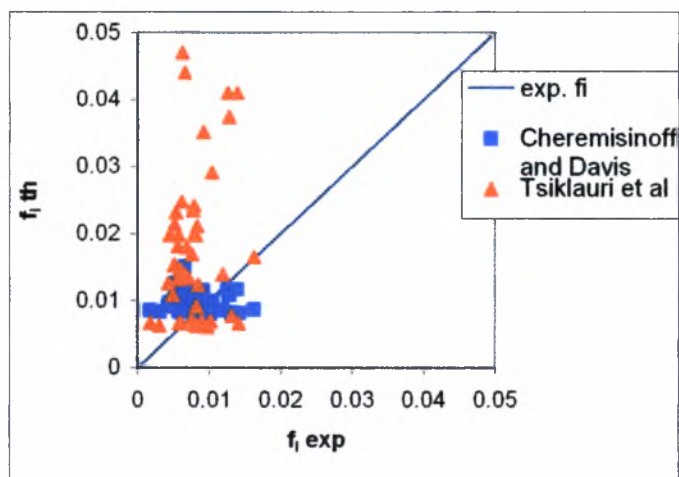
Σχήμα 4.7 Σύγκριση των τιμών του συντελεστή  $f_i$  για σύστημα νερό-αέρα



Σχήμα 4.8 Σύγκριση των τιμών του συντελεστή  $f_i$  για σύστημα νερό+γλυκερίνη-αέρα



Σχήμα 4.9 Σύγκριση των τιμών του συντελεστή  $f_i$  για σύστημα νερό+γλυκερίνη-αέρα



Σχήμα 4.10 Σύγκριση των τιμών του συντελεστή  $f_i$  για σύστημα νερό+γλυκερίνη-αέρα

Από τα παραπάνω σχήματα γίνεται έντονα φανερή η αδυναμία των συσχετισμών αυτών να υπολογίσουν σωστά την τιμή του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια μεταξύ των δυο φάσεων. Ακόμα και οι συσχετισμοί των Kowalski και Lee, οι οποίοι έχουν καλύτερη απόδοση για τις περιπτώσεις συστημάτων νερού-αέρα, αδυνατούν ολοκληρωτικά να προσδιορίσουν την τιμή του συντελεστή για τις περιπτώσεις συστημάτων νερού+γλυκερίνη-αέρα.

Το γεγονός αυτό είχε τονιστεί και παλαιότερα στη βιβλιογραφία (Androutsos and Hanratty, 1987). Για το λόγο αυτό, στον συσχετισμό που προτείνεται στην παρούσα εργασία θεωρείται ότι η τιμή του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια δεν εξαρτάται από τον αριθμό Reynolds της υγρής φάσης.

### 5. Συμπεράσματα-Προτάσεις-Σχόλια

---

#### 5.1 Γενικά

Όπως έχει ήδη προαναφερθεί η πρόβλεψη του καθεστώτος ροής διαδραματίζει πολύ σημαντικό ρόλο στον υπολογισμό των χαρακτηριστικών της ροής. Ο συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου μεταβάλλεται σημαντικά κατά τη μετάπτωση από διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz. Για τους λόγους αυτούς στην παρούσα εργασία έγινε προσπάθεια να προσδιοριστούν με τη βοήθεια εξισώσεων οι μεταπτώσεις στα διάφορα υποκαθεστώτα της διαστρωματωμένης περιοχής ροής και έπειτα, ανάλογα με την περιοχή ροής

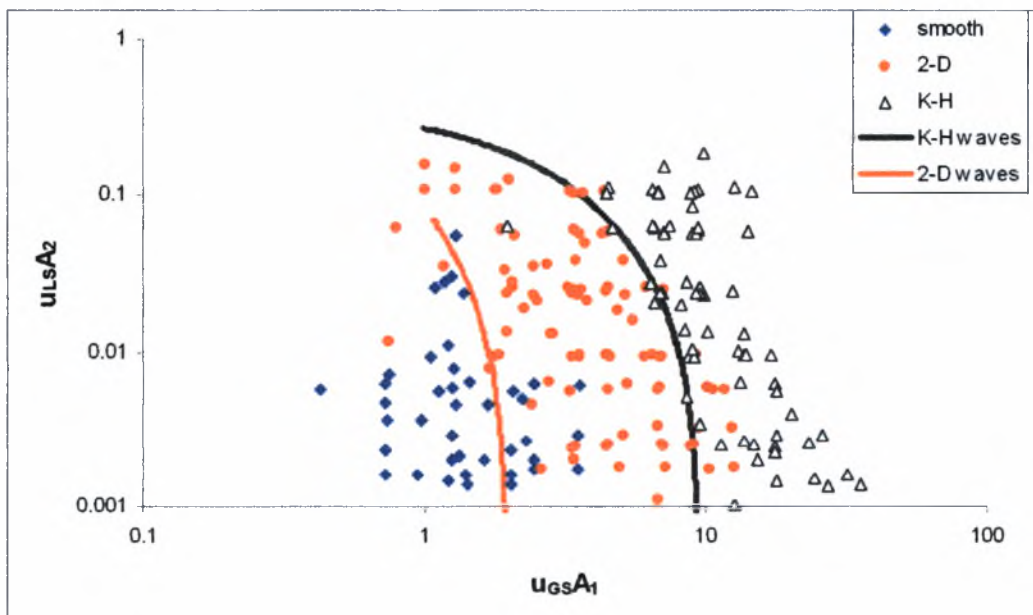
προτείνεται και ο κατάλληλος εμπειρικός συσχετισμός για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια. Παρακάτω ακολουθούν συγκρίσεις των εξισώσεων που προτείνονται, τόσο για την περιγραφή των μεταπτώσεων, όσο και για την περιγραφή του συντελεστή τριβής.

## 5.2 Συγκρίσεις αποτελεσμάτων-Συμπεράσματα

### 5.2.1 Μεταπτώσεις στη διαστρωματωμένη περιοχή ροής

Ακολουθούν χάρτες περιοχών ροής, όπου οι καμπύλες μετάπτωσης είναι αυτές που προτάθηκαν παραπάνω και γίνεται αξιολόγηση τους με πειραματικά δεδομένα που είναι διαθέσιμα στη βιβλιογραφία για διάφορα συστήματα. Οι συντεταγμένες των χαρτών μεταβάλλονται ανάλογα με την περιοχή ροής, όπως έχει προαναφερθεί.

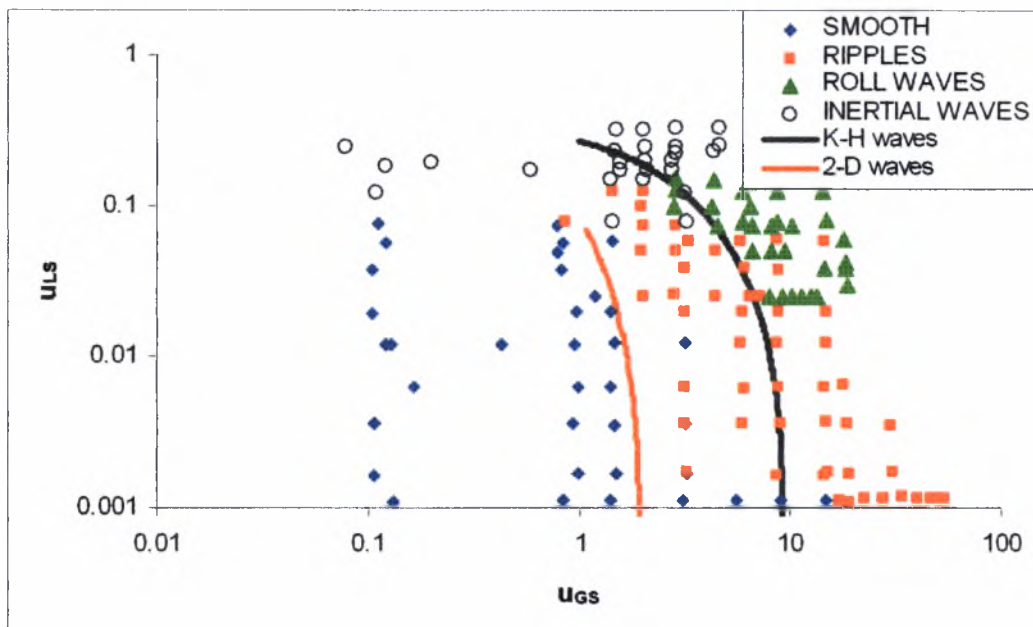
Στο χάρτη περιοχών ροής του Σχήματος 5.1 απεικονίζονται πειραματικά δεδομένα (Andritsos, 1986) για συστήματα με διάφορα ιξώδη και διαμέτρους αγωγού 0.0254 m και 0.09525 m.



Σχήμα 5.1 Πειραματικά δεδομένα (Andritsos, 1986) για διαστρωματωμένη περιοχή ροής

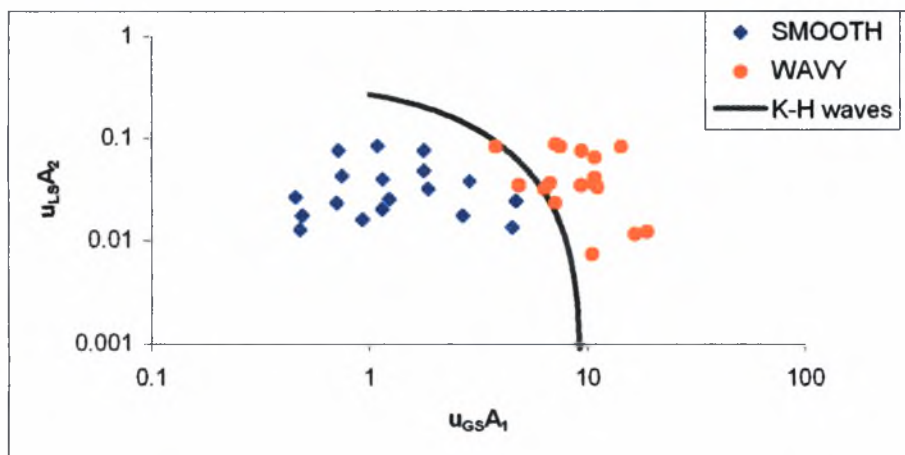


Στο Σχήμα 5.2 απεικονίζονται τα πειραματικά δεδομένα των Spedding and Spence (1993) για σύστημα νερού-αέρα σε αγωγούς διαμέτρου 0.0454 m και 0.0935 m.



Σχήμα 5.2 Πειραματικά δεδομένα (Spedding and Spence, 1993) για διαστρωματωμένη περιοχή ροής

Τέλος παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα των Taitel and Dukler (1987), οι οποίοι πραγματοποίησαν πειράματα με ιξώδη ρευστά 90 και 165 cP σε αγωγό διαμέτρου 0,038 m και των Mata et al (2002), τα πειράματα των οποίων αναφέρονται σε σύστημα νερού-ελαίου με ιξώδες 480 cP σε αγωγό διαμέτρου 0.0508 m (Σχήμα 5.3).



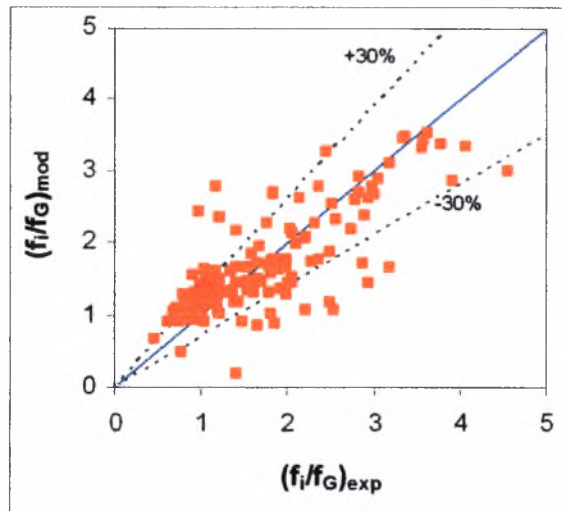
Σχήμα 5.3 Πειραματικά δεδομένα (Taitel and Dukler, 1987 και Mata et al, 2002 ) για ιξώδη ρευστά

Καθώς των ιξώδεις των ρευστών στα πειράματα που απεικονίζονται στο Σχήμα 5.3 ήταν μεγαλύτερο από 20 cP δεν παρατηρήθηκαν δισδιάστατα κύματα, αλλά πραγματοποιήθηκε μετάπτωση από λεία διαστρωματωμένη ροή σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz.

Οι καμπύλες μετάπτωσης αν και σε γενικές γραμμές παριστάνουν ικανοποιητικά τις μεταπτώσεις, ωστόσο υπάρχουν πειραματικά σημεία τα οποία δεν τα περιγράφουν με ακρίβεια. Το φαινόμενο αυτό πιθανόν οφείλεται στο γεγονός ότι η μια καμπύλη γενικά αδυνατεί να περιγράψει την μετάπτωση, η οποία λαμβάνει χώρα σε μια περιοχή του χάρτη και δε γίνεται ακαριαία, αλλά και στο ότι η ταυτοποίηση του καθεστώτος ροής είναι δύσκολη και υποκειμενική. Η παραπάνω θεώρηση ενισχύεται από το γεγονός ότι πολλά πειραματικά σημεία στους χάρτες που φαίνεται να ανήκουν σε διαφορετικές περιοχές, συμπίπτουν.

### 5.2.2 Συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια υγρού-αερίου

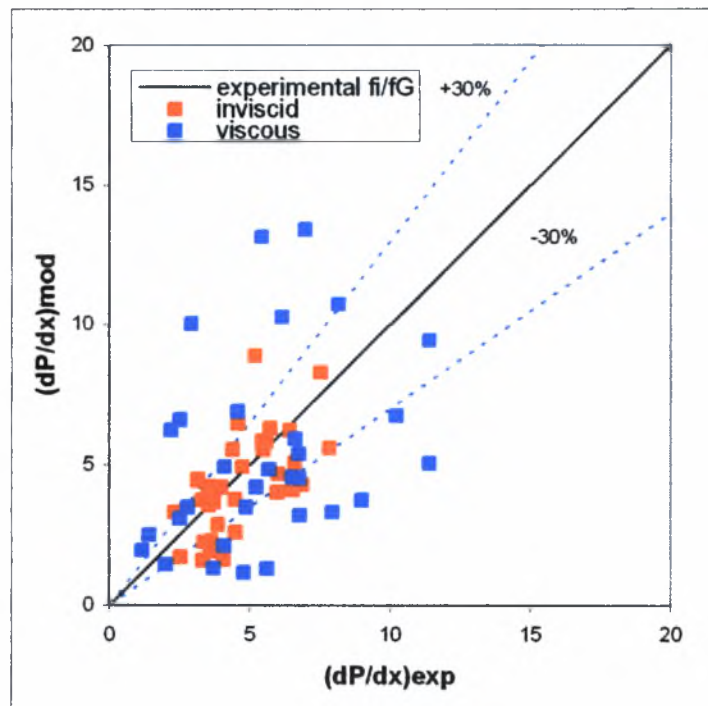
Στο Σχήμα 5.4, φαίνεται η σύγκριση μεταξύ των τιμών του λόγου  $f_1 / f_G$  που υπολογίζονται από το θεωρητικό μοντέλο και των τιμών του λόγου που προκύπτουν από πειραματικές μετρήσεις (Andritsos, 1986) για τη διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα.



**Σχήμα 5.4** Σύγκριση των τιμών λόγου  $f_i/f_G$  που υπολογίζονται μέσω των εξισώσεων με τις πειραματικές για τη διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα (Andritsos, 1986)

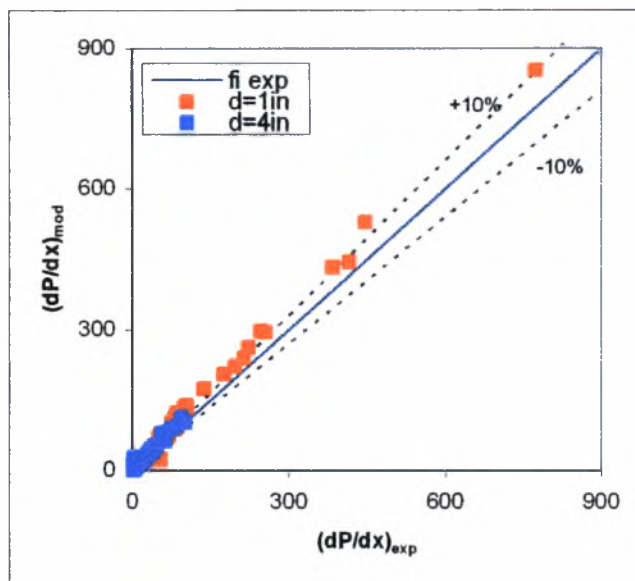
Στο Σχήμα 5.4 γίνεται φανερό ότι υπάρχει μια απόκλιση της τάξης περίπου στο 30% ανάμεσα στις πειραματικές τιμές του συντελεστή τριβής και τις τιμές του που υπολογίζονται πειραματικά. Το φαινόμενο αυτό πιθανόν να οφείλεται στο γεγονός ότι τα ζεύγη ταχυτήτων για τα οποία προκύπτουν οι μεγαλύτερες τιμές δεν βρίσκονται στην περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα, καθώς η ταυτοποίηση του καθεστώτος ροής είναι αρκετά δύσκολη και υποκειμενική. Επίσης, η μετάπτωση από το ένα είδος ροής στο άλλο δε λαμβάνει χώρα ακαριαία, αλλά υπάρχει μια ολόκληρη ζώνη μετάπτωσης

Στο Σχήμα 5.5, φαίνεται η σύγκριση μεταξύ των τιμών του λόγου  $f_i/f_G$  που υπολογίζονται από το θεωρητικό μοντέλο και των τιμών του λόγου που προκύπτουν από πειραματικές μετρήσεις (Andritsos, 1986) για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz.

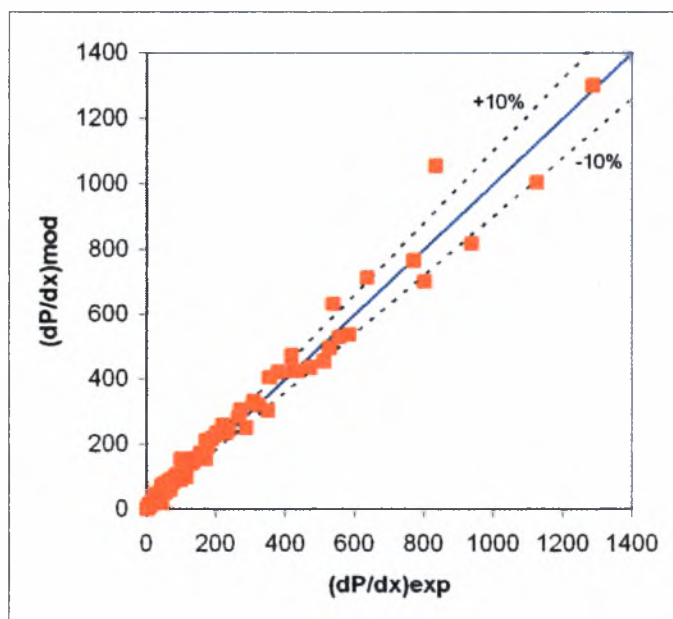


Σχήμα 5.5 Σύγκριση των τιμών λόγου  $f_1/f_G$  που υπολογίζονται μέσω των εξισώσεων με τις πειραματικές για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz (Andritsos, 1986)

Η απόκλιση ανάμεσα στις πειραματικές τιμές του λόγου  $f_1/f_G$  και τις τιμές που υπολογίστηκαν με τον προτεινόμενο συσχετισμό και στην περίπτωση ροής με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz είναι περίπου της τάξης του 30%. Ωστόσο, όταν με τη βοήθεια όλων των εξισώσεων που προτείνονται παραπάνω υπολογίζεται η πτώση πίεσης κατά μήκος του αγωγού, τότε οι αποκλίσεις που παρατηρούνται είναι πολύ χαμηλότερες.



Σχήμα 5.6 Σύγκριση της πτώσης πίεσης  $(dP/dx)$  που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρα-νερό (Andritsos, 1986)

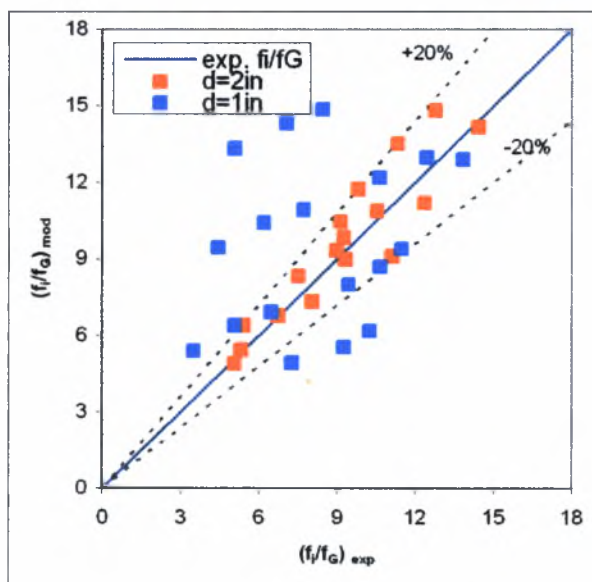


Σχήμα 5.7 Σύγκριση της πτώσης πίεσης  $(dP/dx)$  που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρα-νερό+γλυκερίνη (Andritsos, 1986)

Όπως γίνεται φανερό από τα Σχήματα 5.6 και 5.7, με την εφαρμογή τόσο των εξισώσεων για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια, όσο και των εξισώσεων που περιγράφουν τη μετάπτωση, τότε

η πτώση πίεσης που υπολογίζεται κατά μήκος του αγωγού σχεδόν συμπίπτει με την πειραματική. Η απόκλιση είναι της τάξης του 10%.

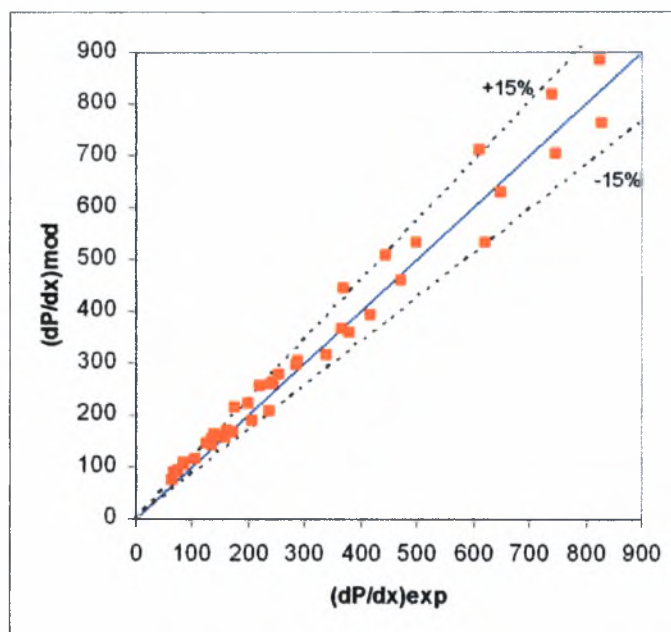
Στα σχήματα που ακολουθούν φαίνεται η σύγκριση του συσχετισμού που προτάθηκε με τα πειραματικά δεδομένα και άλλων ερευνητών για τη διαστρωματωμένη περιοχή ροής με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz.



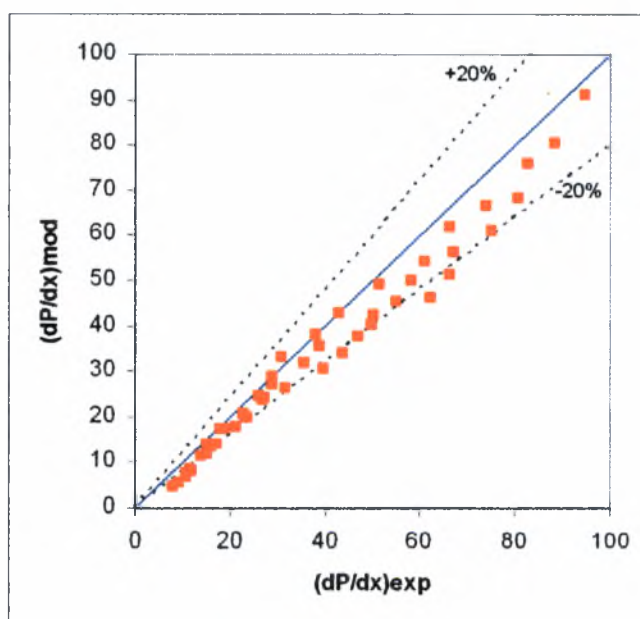
Σχήμα 5.8 Σύγκριση των τιμών λόγου  $f_1/f_0$  που υπολογίζονται μέσω των εξισώσεων με τις πειραματικές για τη διαστρωματωμένη ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz (Βλάχος, 1997)

Στο Σχήμα 5.8 φαίνεται η σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα του Βλάχου (1997), ο οποίος πραγματοποίησε πειράματα σε σύστημα αέρα-κηροζίνη σε αγωγό διαμέτρου 0.0254 m και 0.0504 m.

Αν και οι προβλέψεις για το συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια έχουν σημαντικές αποκλίσεις από τις πειραματικές τιμές, παρατηρείται και στην περίπτωση αυτή ο υπολογισμός της πτώσης πίεσης είναι αρκετά ικανοποιητικός, χωρίς μεγάλες αποκλίσεις από τις πειραματικές τιμές.



Σχήμα 5.9 Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-νερό (Βλάχος, 1997)

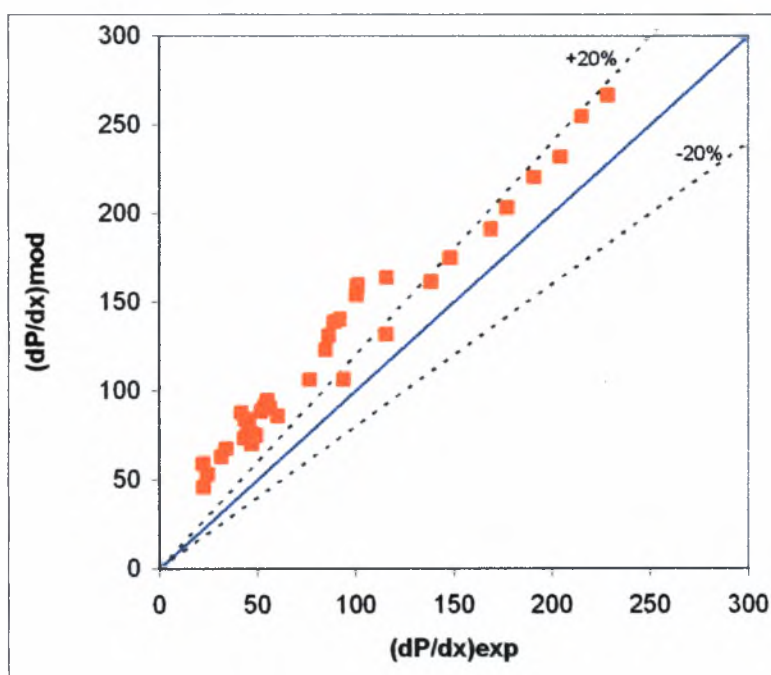


Σχήμα 5.10 Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-κηροζίνη (Chen et al., 1997)

Στο Σχήμα 5.10 παρουσιάζονται τα πειραματικά δεδομένα των Chen et al. (1997) τα οποία αναφέρονται σε σύστημα αέρα-κηροζίνης σε αγωγό διαμέτρου 0.0779 m, σε διαστρωματωμένη περιοχή ροής με διαδιάστατα

κύματα. Με τη χρήση των εξισώσεων που προτείνονται στην παρούσα εργασία η πτώση πίεσης κατά μήκος του αγωγού υποεκτιμάται, ωστόσο οι αποκλίσεις που παρατηρούνται δεν είναι ιδιαίτερα μεγάλες.

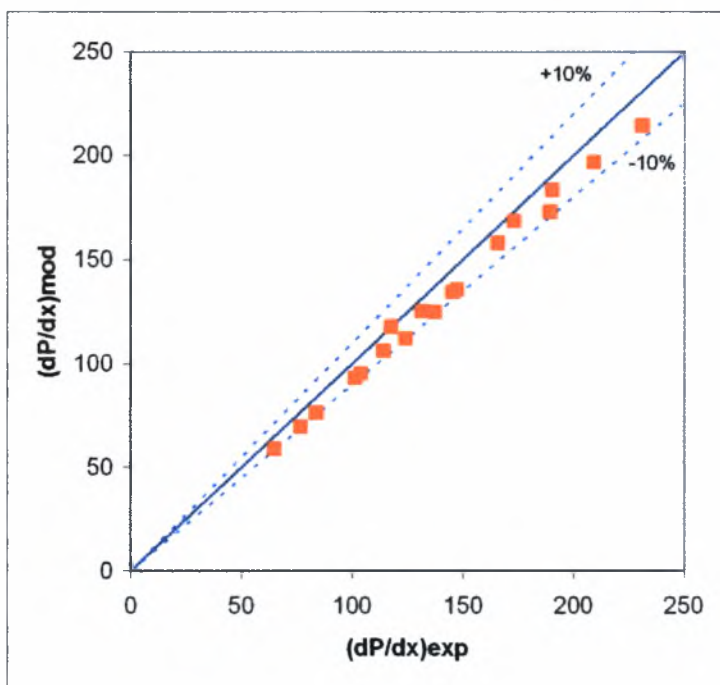
Τέλος παρουσιάζονται (Σχήμα 5.11) τα πειραματικά δεδομένα των Badie et al (2000), που αναφέρονται τόσο σε σύστημα νερού-αέρα, όσο και σε σύστημα αέρα-ελαίου. Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν σε αγωγό διαμέτρου 0.079 m.



Σχήμα 5.11 Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-νερό (Badie et al., 2000)

Για το σύστημα αέρας-νερό, όπως γίνεται φανερό και από Σχήμα 5.11 η πτώση πίεσης υπερεκτιμάται περισσότερο από 20%. Η απόδοση του μοντέλου ωστόσο για το σύστημα αέρας-έλαιο είναι πολύ πιο ικανοποιητική, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 5.12.





Σχήμα 5.12 Σύγκριση της πτώσης πίεσης ( $dP/dx$ ) που υπολογίζεται με τη βοήθεια των εξισώσεων με τις πειραματικές τιμές της για σύστημα αέρας-έλαιο (Badie et al., 2000)

### 5.3 Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκε η διαστρωματωμένη περιοχή ροής και οι μεταπτώσεις στα τρία υποκαθεστώτα που αναγνωρίστηκαν. Πιο συγκεκριμένα, η μετάβαση από λεία διαστρωματωμένη σε διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα, λαμβάνει χώρα όταν στη διεπιφάνεια εμφανιστούν κανονικά δισδιάστατα κύματα και το φαινόμενο αυτό ελέγχεται από το μηχανισμό 'προστασίας' που προτάθηκε από τον Jeffreys (1925). Βρέθηκε ότι με κατάλληλη τροποποίηση των αξόνων, οι καμπύλες που περιγράφουν την μετάπτωση για συστήματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες, μπορούν να περιγραφούν από μια μόνο εξίσωση. Στο σημείο αυτό πρέπει να τονιστεί το γεγονός ότι η διαστρωματωμένη περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα δε λαμβάνει χώρα όταν το ιξώδες της υγρής φάσης είναι μεγαλύτερο από 20 cP.

Η μετάπτωση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz θεωρείται ότι ελέγχεται από την θεωρία Kelvin-Helmholtz. Τα κύματα του τύπου αυτού

αναπτύσσονται όταν η αποσταθεροποιητική δράση των δυνάμεων αδράνειας της υγρής φάσης και οι διακυμάνσεις της πίεσης, οι οποίες είναι σε φάση με το ύψος του κύματος υπερνικήσουν τη σταθεροποιητική δράση των βαρυτικών δυνάμεων. Κατά την ανάλυση ευστάθειας του συστήματος παρατηρήθηκε ότι η διάμετρος του αγωγού  $D$  αλλά και το ιξώδες της υγρής φάσης  $\mu_L$  δεν επηρεάζουν τη μετάπτωση, ενώ και στην περίπτωση αυτή βρέθηκε ότι με κατάλληλη τροποποίηση των αξόνων, οι καμπύλες που περιγράφουν την μετάπτωση για συστήματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες, μπορούν να περιγραφούν από μια μόνο εξίσωση.

Προτάθηκαν επίσης και συσχετισμοί για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής  $f_i$  στη διεπιφάνεια των δυο φάσεων, ανάλογα με την περιοχή ροής. Παρατηρήθηκε ότι στη διαστρωματωμένη περιοχή ροής με δισδιάστατα κύματα η τιμή του λόγου  $f_i/f_G$  κυμαίνεται μεταξύ 1 έως 4, ενώ αυξάνεται απότομα κατά τη μετάβαση σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz. Η αύξηση αυτή είναι ακόμα πιο έντονη στις περιπτώσεις όπου το ιξώδες της υγρής φάσης είναι μεγαλύτερο από 20 cP. Στην περίπτωση αυτή δεν προηγούνται τα δισδιάστατα κύματα και η ροή από λεία διαστρωματωμένη μεταπίπτει σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz, κατά συνέπεια η αύξηση της τιμής του λόγου  $f_i/f_G$  είναι ακόμα πιο έντονη.

Οι εξισώσεις που προτείνονται στην παρούσα εργασία περιγράφουν πολύ ικανοποιητικά τη μετάπτωση στα διάφορα υποκαθεστώτα της διαστρωματωμένης περιοχής ροής, ενώ αρκετά ικανοποιητικές είναι και οι προβλέψεις για την τιμή του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια και στα δυο υποκαθεστώτα ροής. Οι προβλέψεις της τιμής του συντελεστή τριβής αν και ορισμένες φορές παρουσιάζουν κάποιες αποκλίσεις, όταν οι εξισώσεις αυτές χρησιμοποιούνται για το συνολικό υπολογισμό της πτώσης πίεσης κατά μήκος του αγωγού τότε τα αποτελέσματα είναι πολύ ικανοποιητικά.

Συμπερασματικά, λαμβάνοντας υπόψη τόσο τις εξισώσεις που περιγράφουν την μετάπτωση, όσο και τις εξισώσεις που προτάθηκαν για τον υπολογισμό του συντελεστή τριβής στη διεπιφάνεια, οι αποκλίσεις στο υπολογισμό της πτώσης πίεσης είναι ελάχιστες. Το γεγονός αυτό είναι πολύ σημαντικό, αφού τα πειραματικά δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για τις

συγκρίσεις είναι διαφορετικών ερευνητών και αναφέρονται σε διαφορετικά συστήματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες.

Τέλος, σημειώνεται ότι το παρόν μοντέλο μπορεί να εφαρμοστεί στις περιπτώσεις όπου η συγκράτηση του υγρού είναι μικρότερη από 0.05 και η μεγαλύτερη μάζα του ρέει στον πυθμένα του αγωγού.

#### 5.4 Προτάσεις

Αν και οι εξισώσεις που προτείνονται στην παρούσα εργασία για τη μελέτη της διαστρωματωμένης περιοχής ροής κρίνονται αρκετά ικανοποιητικές, αφού μπορούν να εφαρμοστούν ακόμα και σε συστήματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες, υπάρχουν ωστόσο ορισμένα σημεία που θα μπορούσαν να διερευνηθούν σε μεγαλύτερο βαθμό.

Αρχικά, θα ήταν ιδιαίτερος χρήσιμο να υπήρχαν διαθέσιμα περισσότερα πειραματικά δεδομένα για την αξιολόγηση του μοντέλου που προτείνεται. Πιο συγκεκριμένα, δεδομένα για συστήματα όπου η αέρια φάση έχει διαφορετικές φυσικές ιδιότητες από αυτές του αέρα. Τα περισσότερα δεδομένα που υπάρχουν διαθέσιμα στη βιβλιογραφία προέρχονται από συστήματα νερού-αέρα, πολύ λιγότερα αυτά από συστήματα αέρας-έλαια, ενώ σχεδόν ανύπαρκτα είναι τα πειραματικά δεδομένα όπου η αέρια φάση δεν είναι ο αέρας σε ατμοσφαιρικές συνθήκες.

Επίσης, η κλίση του αγωγού αποτελεί σημαντικό παράγοντα για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης κατά μήκος του αγωγού, αλλά και για το καθεστώς ροής που επικρατεί μέσα στον αγωγό. Εξάλλου, τις περισσότερες φορές κατά τη μεταφορά των ρευστών ο αγωγός βρίσκεται υπό κλίση. Πειραματικά δεδομένα που προέρχονται από αγωγούς με κλίση θα ήταν επίσης πολύτιμα για την περαιτέρω ανάπτυξη του μοντέλου, ώστε να μπορεί να βρει εφαρμογή ακόμα και σε περιπτώσεις που ο αγωγός δεν είναι οριζόντιος.

Κρίνεται επίσης απαραίτητη η συστηματικότερη πειραματική μελέτη της διαστρωματωμένης περιοχής ροής, με ιδιαίτερη έμφαση στη μελέτη των κυμάτων που δημιουργούνται στη διεπιφάνεια. Η μελέτη της επίδρασης στη δημιουργία των κυμάτων, των φυσικών ιδιοτήτων του συστήματος, αλλά και των γεωμετρικών χαρακτηριστικών

του αγωγού θα μπορούσε να δώσει πολύτιμες πληροφορίες για τους μηχανισμούς έναρξης των κυμάτων και να βοηθήσει στην κατανόηση του φαινομένου αυτού.

Μελέτη θα μπορούσε ακόμα να πραγματοποιηθεί για την εύρεση αντικειμενικής μεθόδου για την ταυτοποίηση του καθεστώτος ροής. Μέχρι τώρα η ταυτοποίηση αυτή πραγματοποιείται με κυρίως με οπτικές παρατηρήσεις, οι οποίες είναι υποκειμενικές, ενώ έχουν γίνει και κάποιες προσπάθειες για την εύρεση κάποιας μεθόδου για την πιο αντικειμενική ταυτοποίηση της περιοχής ροής. Η χρήση της αγωγιμομετρικής μεθόδου, αλλά και η μέτρηση των διακυμάνσεων της πτώσης πίεσης κατά μήκος του αγωγού, θα μπορούσε να βοηθήσει προς αυτή την κατεύθυνση, αφού μπορεί να δώσει σημαντικές πληροφορίες για τη μορφή της διεπιφάνειας. Η ανάπτυξη μιας τέτοιας μεθόδου θα αποτελέσει πολύ σημαντικό εργαλείο για τη σωστή μελέτη της διφασικής ροής.

Πιο συγκεκριμένα τέλος, πέρα από την κατασκευή χαρτών ροής για συστήματα με διαφορετικές φυσικές ιδιότητες και σε διαφορετικές κλίσεις του αγωγού, κρίνεται απαραίτητη η μέτρηση και άλλων μεγεθών που σχετίζονται με τη μελέτη της διφασικής ροής, όπως το πάχος του υμένα υγρού μέσα στον αγωγό, η πτώση πίεσης κατά μήκος του αγωγού και η τοπική τιμή της διατμητικής τάσης στη διεπιφάνεια υγρής φάσης-τοιχώματος. Πειραματικές τιμές των μεγεθών αυτών μπορούν να βοηθήσουν ιδιαίτερα στη μελέτη και την κατανόηση της διφασικής ροής.

Όπως γίνεται φανερό από όλα όσα προαναφέρθηκαν για τη βελτίωση του μοντέλου που προτείνεται στην παρούσα εργασία κρίνεται απαραίτητη η διεξαγωγή πειραμάτων, τόσο με διαφορετικά ρευστά, όσο και με κλίση του αγωγού από το οριζόντιο επίπεδο.

Abdul-Majeed, G.H.

*'Liquid Holdup in Horizontal Two-Phase Gas-Liquid Flow'*

Journal of Petroleum Science and Engineering, Vol 15, pp 271-280, 1996

Agrawal, S.S., Gregory, G.A., Govier, G.W.

*'An Analysis of Horizontal Stratified Two-Phase Flow in Pipes'*

Can. J. Chem. Eng. Vol 51, pp 280-286, 1973

Andreussi, P. and Persen, L.N.

*'Stratified Gas-Liquid Flow in Downwardly Inclined Pipes'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 13, pp 565-575, 1987

Andritsos, N. and Hanratty, T.J.

*'Influence of Interfacial Waves in Stratified Gas-Liquid Flow'*

AIChE Journal, Vol 33, pp 444-454, 1987a

Andritsos, N. and Hanratty, T.J.

*'Interfacial Instabilities for Horizontal Gas-Liquid Flows in Pipelines'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 13, pp 583-603, 1987b

Andritsos, N.

*'Effect of pipe Diameter and Liquid Viscosity on Horizontal Stratified Flow'*

PhD Thesis, University of Illinois, Urbana, 1986

Andritsos, N., Bontozoglou, V. and Hanratty, T.J.

*'Transition to Slug Flow in Horizontal Pipes'*

Chem. Eng. Comm., Vol 118, pp 361-385, 1992

Andritsos, N., Williams, L. and Hanratty, T.J.

*'Effect of Liquid Viscosity on the Stratified-Slug Transition in Horizontal Pipe Flow'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 15, pp 877-892, 1989

Badie, C., Hale, C.P., Lawrence, C.J. and Hewitt, G.F.

*'Pressure Gradient and Holdup in Horizontal Two-Phase Liquid Flows with Low Liquid Loading'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 26, pp 1525-1543, 2000

Baker, O.

*'Simultaneous Flow of Oil and Gas'*

Oil and Gas Journal, Vol 53, pp 185-195, 1954

Barnea, D.

*'On the Effect of Viscosity on Stability of Stratified Gas-Liquid Flow- Application to Flow Pattern Transition at Various Pipe Inclination'*

Chem. Engineering Science, Vol 46, pp 2123-2131, 1991

Chen, T., Cai, X.D., Brill, J.P.

*'Gas-Liquid Stratified-Wavy Flow in Horizontal Pipelines'*

Journal of Energy Resources Technology, Vol 119, pp 209-216, 1997

Cheremisinoff, N.P. and Davis, E.J.

*'Stratified Turbulent-Turbulent Gas-Liquid Flow'*

AIChE Journal, Vol 25, pp 48-56, 1979

Crowley, C.J., Wallis, G.B. and Barry, J.J.

*'Brief Communication-Dimensionless Form of a One-Dimensional Wave Model for the Stratified Flow Regime Transition'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 19, pp 369-376, 1993

Crowley, C.J., Wallis, G.B. and Barry, J.J.

*'Validation of a One-Dimensional Wave Model for the Stratified-To-Slug Flow regime Transition, with Consequences for Wave Growth and Slug Frequency'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 18, pp 249-271, 1992

Espedal, M.

*'An Experimental Investigation of Stratified Two-Phase Pipe Flow at Small Inclinations'*

PhD Thesis, Norwegian University, Norway 1998

- Fan, Z., Lusseyran, F. and Hanratty, T.J.  
*'Initiation of Slugs in Horizontal Gas-Liquid Flows'*  
AIChE Journal, Vol 39, pp 1741-1753, 1993
- Funada, T. and Joseph, D.D.  
*'Viscous Potential Flow Analysis of Kelvin-Helmholtz Instability in a Channel'* J.  
Fluid Mech. Vol 445, pp 263-283, 2001
- Grolman, E. and Fortuin, M.H.  
*'Gas-Liquid Flow in Slightly Inclined Pipes'*  
Chem. Eng. Science, Vol 52, pp 4461-4471, 1997
- Grolman, E., Commandeur, N.C.J., de Baat, E.C. and Fortuin, J.M.H.  
*'Wavy-to-Slug Flow Transition in Slightly Inclined Gas-Liquid Pipe Flow'* AIChE  
Journal, Vol 42, pp 901-909, 1996
- Hand, N.P., Spedding, P.L. and Ralph, S.J.  
*'The Effect of Surface Tension on Flow Pattern, Holdup and Pressure Drop  
During Horizontal Air-Water Pipe Flow at Atmospheric Conditions'*,  
The Chemical Engineering Journal, Vol 48, pp 197-210, 1992
- Hanratty, T.J. and Engen, J.M.  
*'Interaction Between a Turbulent Air Steam and a Moving Water Surface'* AIChE  
Journal, Vol 3, pp 299-305, 1957
- Hart, J., Hamersa, P.J., Fortuin, M.H.  
*'Correlations Predicting Frictional Pressure Drop and Liquid Holdup During  
Horizontal Gas-Liquid Pipe Flow With a Small Liquid Holdup'*  
Int. J. Multiphase Flow, Vol 15, pp 947-964, 1989
- Hoogendoorn, C.J.  
*'Gas-Liquid Flow in Horizontal Pipes'*  
Chem. Eng. Pro., Vol 9, pp 205-217, 1959
- Jayawardena, S.S., Balakotaiah, V. and Witte, L.  
*'Flow Pattern Transition Maps for Microgravity Two-Phase Flows'*  
AIChE Journal, Vol 43, pp 1637-1640, 1997

Jeffreys, H.

*'On the Formation of Water Waves by Wind',*

Proc. Royal Soc. A., 107, pp 189-206, 1925

Johannessen, T.

*'A Theoretical Solution of the Lockhart and Martinelli Flow Model for Calculating Two-Phase Flow Pressure Drop and Hold-Up'*

Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 15, pp 1443-1449, 1972

Kang, H.C. and Kim, M.H.

*'The Relation Between the Interfacial Shear Stress and the Wave Motion in a Stratified Flow'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 19, pp 35-49, 1993

Kawaji, M., Anoda, Y., Nakamura, H., Tasaka, T.

*'Phase and Velocity Distributions and Holdup in High-Pressure Steam/Water Stratified Flow in a Large Diameter Horizontal Pipe'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 13, pp 145-159, 1987

Kokal, S.L. and Stanislav, J.F.

*'An Experimental Study of Two-Phase Flow Patterns in Slightly Inclined Pipes-II. Liquid Holdup and Pressure Drop'*

Chem. Eng. Science, Vol 44, pp 681-693, 1989

Kordyban, E.

*'Brief Communication, The Transition to Slug Flow in the Presence of Large Waves'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 3, pp 603-307, 1977

Kordyban, E.

*'Some Characteristics of High Waves in Closed Channels Approaching Kelvin-Helmholtz Instability'*

Journal of Fluids Engineering, pp 339-346, June 1977

Kordyban, E.

*'Some Details of Developing Slugs in Horizontal Two-Phase Flow'*

AIChE Journal, Vol 31, pp 802-806, 1985



Kordyban, E.S. and Ranov, T.

*'Mechanism of Slug Formation in Horizontal Two-Phase Flow'*

Journal of Basic Engineering, pp 857-864, December 1970

Kowalski, J.E.

*'Wall and Interfacial Shear Stress in Stratified Flow in a Horizontal Pipe'* AIChE

Journal, Vol 33, pp 274-281, 1987

Lee, S.C.

*'Interfacial Friction Factors in Countercurrent Stratified Two-Phase Flow'*

Chem. Eng. Comm., Vol 118, pp 3-16, 1992

Lin, P.Y. and Hanratty, T.J .

*'Prediction of the Initiation of Slugs with Linear Stability Theory'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 12, pp 79-98, 1986

Lockhart, R.W. and Martinelli, R.C.

*'Proposed Correlation of Data for Isothermal Two-Phase, Two-Component Flow in pipes'*

Chem. Eng. Prog., Vol. 45, pp 39-48, 1949

Mandhane, J.M., Gregory, G.A. and Aziz, K.

*'A Flow Pattern Map for Gas-Liquid in Horizontal Pipes'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 1, pp 537-553, 1974

Mata, C., Pereyra, E., Trallero, J.L. and Joseph, D.D.

*'Stability of Stratified Gas-Liquid Flows'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 28, pp 1249-1268, 2002

Mishima, K. and Ishii, M.

*'Theoretical Prediction of Onset of Horizontal Slug Flow'*

Journal of Fluids Engineering, Vol 102, pp 441-445, 1980

Russell, T.W.F., Etchells, A.W., Jensen, R.H., Arruda, P.J.

*'Pressure Drop and Holdup in Stratified Gas-Liquid Flow'*

AIChE Journal, Vol 20, pp 664-669, 1974

Shoham, O. and Taitel, Y.

*'Stratified Turbulent-Turbulent Gas-Liquid Flow in Horizontal and Inclined Pipes'*  
AIChE Journal, Vol 30, pp 377-385, 1984

Simmons, M.J.H. and Hanratty, T.J.

*'Transition from Stratified to Intermittent Flows in Small Angle Upflows'* Int. J. Multiphase Flow, Vol 27, pp 599-616, 2001

Spedding, P.L. and Spence, D.R.

*'Flow Regimes in Two-Phase Gas-Liquid Flow'*  
Int. J. Multiphase Flow, Vol 19, pp 245-280, 1993

Spedding, P.L. and Hand, N.P.

*'Prediction in Stratified Gas-Liquid Co-Current Flow in Horizontal Pipelines'*  
Int. J. Heat Mass Transfer, Vol 40, pp 1923-1935, 1997

Taitel, Y. and Dukler, A.E.

*'A Model for Predicting Flow Regime Transitions in Horizontal and Near Horizontal Gas-Liquid Flow'*  
AIChE Journal, Vol 22, pp 47-55, 1976

Taitel, Y. and Dukler, A.E.

*'Effect of Pipe Length on the Transition Boundaries for High Viscosity Liquids'*  
Int. J. Multiphase Flow, Vol 13, pp 577-581, 1987

Tsiklauri, G.V., Besfamiliny, P.V., Baryshev, Y.V.

*'Two-Phase Momentum'*  
Heat and Mass Transfer Vol 1, pp 357-372, Hemisphere, New York, 1979

Vlachos, N.A., Paras, S.V., Karabelas, A.J.

*'Prediction of Holdup, Axial Pressure Gradient and Wall Shear Stress in Wavy Stratified and Stratified/Atomization Gas-Liquid Flow'*  
Int. J. Multiphase Flow, Vol 25, pp 365-376, 1999

Wallis, G.,B.

*'One Dimensional two-phase flow'*  
McGraw-Hill, New York 1969

Wallis, G.B. and Dobson, J.E.

*'The Onset of Slugging in Horizontal Stratified Air-Water Flow'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 1, pp 173-193, 1973

Weisman, J., Duncan, D., Gibson, J. and Crawford, T.

*'Effects of Fluids Properties and Pipe Diameter on Two-Phase Flow Patterns in Horizontal Lines'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol 5, pp 437-462, 1979

Woods, B.D., Hurlburt, E.T. and Hanratty, T.J.

*'Mechanism of Slug Formation in Downwardly Inclined Pipes'*

Int. J. Multiphase Flow, Vol. 26, pp 997-998, 2000

Wu, H.L., Pots, B.F.M., Hollenberg, J.F. and Meerhoff, R.

*'Flow Pattern Transitions in Two-Phase Gas/Condensate Flow at High Pressure in a 8-inch Horizontal Pipe'*

Conference of Multiphase Flow, pp 13-21, The Hague, Netherlands, May 1987

Βλάχος, Ν.

*'Μελέτη Διαχωρισμένης Διφασικής Ροής με Εκνέφωση σε Οριζόντιο Αγωγό'*

Διδακτορική Διατριβή, Α.Π.Θ., Θεσσαλονίκη 1999

Παράς, Σ.Β., Μουζά, Α.Α.

*'Πολυφασικές Ροές'*

Σημειώσεις του μαθήματος, Θεσσαλονίκη, 2004

---

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

---

---

---

**Τυπολόγιο**

$$\gamma = 2 \cos^{-1} \left( 1 - 2 \frac{h}{D} \right) \quad (\text{Π.1})$$

$$\frac{S_i}{D} = \sin \left( \frac{\gamma}{2} \right) \quad (\text{Π.2})$$

$$\frac{P_L}{D} = \pi - \frac{\gamma}{2} \quad (\text{Π.3})$$

$$\frac{A_L}{A} = \frac{1}{2\pi} (\gamma - \sin \gamma) \quad (\text{Π.4})$$

$$\frac{A_G}{A} = 1 - \frac{A_L}{A} \quad (\text{Π.5})$$

## Διαδικασία Υπολογισμού Πτώσης Πίεσης

Για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης κατά μήκος του αγωγού ακολουθείται η επαναληπτική διαδικασία που αναφέρεται παρακάτω.

### 1. Γίνεται αρχική υπόθεση για την τιμή του λόγου $h_L/D$

Υπολογίζονται: -Τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά ( $A_L, A_G, S_L, S_G, S_i$ )

- Πραγματικές ταχύτητες ( $u_G, u_L$ )

- Οι αριθμοί  $Re_L, Re_G$

### 2. Χρησιμοποιούνται οι σχέσεις:

- Για στρωτή ροή

$$f_G = \frac{16}{Re_G}$$

- Για τυρβώδη ροή

$$f_G = 0.046 Re_G^{-0.2}$$

Επίσης:  $\tau_{wG} = f_G \rho_G \frac{u_G^2}{2}$

### 3. Υπολογίζονται οι ταχύτητες μετάπτωσης σε διαστρωματωμένη ροή με δισδιάστατα κύματα και σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz από τις παρακάτω σχέσεις.

*Ροή με δισδιάστα κύματα*

$$u_{LS1} \geq \left( \frac{\mu_L}{\mu_w} \right)^{0.13} \left( 1.163 \exp \left( - \left( \frac{\rho_w}{\rho_L} \right)^{0.5} \left( \frac{\mu_L}{\mu_w} \right)^{-0.33} \left( \frac{\sigma_w}{\sigma_L} \right)^{-0.3} \frac{u_{GStr1}}{0.415} \right) - 0.0086 \right)$$

*Ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz*

$$u_{LS2} \geq \left( \frac{\mu_L}{\mu_w} \right)^{-0.15} 0.841 \exp \left( -0.5698 \left( \frac{\rho_G}{\rho_a} \right)^{0.5} \left( \frac{\rho_w}{\rho_L} \right)^{0.5} \left( \frac{\sigma_w}{\sigma_L} \right)^{0.33} u_{GStr2} \right)$$

Με τη βοήθεια των παραπάνω μπορεί να υπολογιστεί ο συντελεστής τριβής στη διεπιφάνεια ως εξής:

$$\frac{f_i}{f_G} = 1, \quad u_{GS} \leq u_{GStr1}$$

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 + 0.0002 \left( \frac{h}{D} \right)^{0.5} \left( \text{Re}_{u_{GS}} - \text{Re}_{u_{GStr1}} \right), \quad u_{GStr1} < u_{GStr} < u_{GStr2}$$

$$\frac{f_i}{f_G} = 1 + 3 \left( \frac{h}{D} \right)^{0.5} \left( \frac{\mu_L}{\mu_w} \right)^{0.3} (u_{GS} - u_{GStr}), \quad u_{GS} > u_{GStr2}$$

Είναι γνωστή και η σχέση:  $\tau_i = f_i \frac{\rho_L (u_G - u_L)^2}{2}$  οπότε μπορεί να υπολογιστεί η πτώση πίεσης από την ακόλουθη σχέση:

$$-A_G \left( \frac{dP}{dL} \right)_G - \tau_{wG} S_G - \tau_i S_i - \rho_G A_G g \sin \theta = 0$$

Υπολογίζεται η πτώση πίεσης  $(dP/dx)_G$  για την αέρια φάση.

4. Υπολογίζεται ο όρος  $h^+$  από την παρακάτω εξίσωση

$$h^+ = \left[ \left( 1.082 \text{Re}_L^{0.5} \right)^5 + \left[ 0.098 \text{Re}_L^{0.85} / \left( 1 - \frac{h_L}{D} \right)^{0.5} \right]^5 \right]^{0.2}$$

Έπειτα υπολογίζεται το  $\tau_c$  από τη σχέση:  $\tau_c = \rho_L \left( \frac{h^+ v_L}{D} \right)^2 \left( \frac{h_L}{D} \right)^{-2}$

Επίσης, ισχύουν και τα ακόλουθα:

$$\tau_c = \frac{2}{3} \tau_{wL} \left( 1 - \frac{h_L}{D} \right) + \frac{1}{3} \tau_i \Rightarrow \tau_{wL} = \frac{3 \left( \tau_c - \frac{1}{3} \tau_i \right)}{2 \left( 1 - \frac{h_L}{D} \right)}$$

5. Η σχέση υπολογισμού της πτώσης πίεσης είναι η ακόλουθη:

$$-A_L \left( \frac{dP}{dL} \right)_L - \tau_{wL} S_L + \tau_i S_i - \rho_L A_L g \sin \theta = 0$$

Υπολογίζεται η πτώση πίεσης  $(dP/dx)_L$  και για την αέρια φάση. Εάν δεν είναι η ίδια με αυτή που υπολογίστηκε για την αέρια φάση επαναλαμβάνεται η διαδικασία με νέα υπόθεση για το λόγο  $h_l/D$ .

---



---

## Υπολογιστικά Προγράμματα

### Πρόγραμμα Υπολογισμού της Πτώσης Πίεσης $dP/dx$ κατά μήκος του αγωγού

```

REAL (8) PI, G, D
INTEGER I,J,N
REAL (8) X1,X2,RGO, SWSL, VGO, L, MLO,ML
DIMENSION UGS(40), ULS(40), HHDEX(40),DPEX(40),MA(40)
DIMENSION TLL(40),TGG(40),PRES(40),AB(40)
DIMENSION RG(40), VG(40), REGS(40),RELS(40),E(40), ULST(40)
REAL (8) DGY1,DGY2,VGY1,VGY2,VLY1,VLY2,DLY1,DLY2
DIMENSION RL(40),VL(40),ALA(40), ERROR1(40), E1(40), REGST(40)
DIMENSION GAM(40),SID(40),PGD(40),AGA(40),HD(40),A(40), PLD(40)
DIMENSION DL(40), DG(40), UL(40), UG(40), UGST(40), DIF(40), ERROR(40),REG(40)
DIMENSION REL(40), FI(40), FG(40), FL(40), TI(40), TG(40), TL(40), TC(40), HC(40)
DIMENSION FI2D(40),FIKH(40),UGST1(40), UGST2(40), ULST1(40), ULST2(40)
DIMENSION DPDYG(40),DPDXL(40)
open(41,file='41.dat',status='unknown')
open(11,file='input.dat',status='old')
open(12,file='output.dat',status='unknown')
open(13,file='results.dat',status='unknown')
open(14,file='PHYSROP.dat',status='old')
open(15,file='DATA.dat',status='unknown')
READ (14,*) X1,X2,DGY1,DGY2,DLY1,DLY2,VGY1,VGY2,VLY1,VLY2
WRITE (12,*) 'POINT H/D ERROR (dP/dx)L(N/M3) (dP/dx)G(N/M3)'
WRITE (12,*) '-----'
WRITE (13,*) 'POINT UGS(M/S) ULS(M/S) H/D ERROR (dP/dx)L(N/M3)
(dP/dx)G(N/M3) FI/FG'
WRITE (13,*) '-----'
read(11,*) D
read(11,*) N
PI=3.14159
G=9.81
SWSL=2.92
MLO=1.E-3
ML=2.15
I=1
DO I=1,N
READ (11,*) MA(I),UGS(I),ULS(I),HHDEX(I),DPEX(I),TGG(I),TLL(I),PRES(I)

```



```

RG(I)=((DGY1-DGY2)/(X1-X2))*TGG(I)+((DGY1*X2-DGY2*X1)/(X2-X1))
RGO=((DGY1-DGY2)/(X1-X2))*25+((DGY1*X2-DGY2*X1)/(X2-X1))
RL(I)=((DLY1-DLY2)/(X1-X2))*TLL(I)+((DLY1*X2-DLY2*X1)/(X2-X1))
RLO=1000.0
VG(I)=((VGY1-VGY2)/(X1-X2))*TGG(I)+((VGY1*X2-VGY2*X1)/(X2-X1))
VGO=((VGY1-VGY2)/(X1-X2))*25+((VGY1*X2-VGY2*X1)/(X2-X1))
VL(I)=((VLY1-VLY2)/(X1-X2))*TLL(I)+((VLY1*X2-VLY2*X1)/(X2-X1))
VLO=1.E-6
REGS(I)=UGS(I)*D/VG(I)
RELS(I)=ULS(I)*D/VL(I)
WRITE (15,*) RL(I), VL(I), SWSL, RLO, VLO, ML
HD(I)=0.
DO WHILE (HD(I) .LT. 0.99)
HD(I)=HD(I)+0.0001
! GEOM CORRELATIONS
GAM(I)=2.*ACOS(1.-2.*HD(I))
SID(I)=SIN(GAM(I)/2.)
PLD(I)=GAM(I)/2
PGD(I)=PI-PLD(I)
ALA(I)=(GAM(I)-SIN(GAM(I)))/2./PI
AGA(I)=1.-ALA(I)
A(I)=PI*D**2/4
DL(I)=PI*ALA(I)/PLD(I)
DG(I)=PI*AGA(I)/(PGD(I)+SID(I))
! REAL VELOCITIES, NRE
UG(I)=UGS(I)/AGA(I)
UL(I)=ULS(I)/(ALA(I))
REG(I)=UG(I)*DG(I)*D/VG(I)
REL(I)=UL(I)*DL(I)*D/VL(I)
IF (REG(I) .LT. 2000.) THEN
FG(I)=16/REG(I)
ELSE
FG(I)=0.046*(REG(I))**(-0.2)
END IF
TG(I)=(FG(I)*RG(I)*UG(I)**2)/2
UGST1(I)=(-0.415)*((RLO/RL(I))**(-0.5))*(SWSL**(0.3))*(LOG(((ML)**(-
0.13))*ULS(I)/1.163)+0.0086)
UGST2(I)=(-1/0.57)*((RLO/RL(I))**(-0.5))*(SWSL**(-
0.33))*LOG(((ML)**(0.15))*ULS(I)/0.84)
REGST(I)=UGST1(I)*D/VG(I)

```

```

ULST1(I)=((ML)**(0.13))*(1.163*EXP((-1/0.415)*UGS(I)*((RLO/RL(I))**(0.5))*((ML)**(-
0.33))*(SWSL**(-0.3)))-0.0086)
ULST2(I)=((ML)**(-0.15))*0.84*EXP(-0.57*UGS(I)*((RLO/RL(I))**(0.5))*(SWSL**(0.33)))
IF (ULS(I) .LT. ULST1(I)) THEN
FI(I)=FG(I)
END IF
IF (ULST1(I) .LT. ULS(I) .AND. ULS(I) .LT. ULST2(I)) THEN
FI(I)=FG(I)*(1.+0.0002*(HD(I)**0.2)*(REGS(I)-REGST(I)))
ELSE
FI(I)=FG(I)*(1.+3.*HD(I)**0.5*(UGS(I)-UGST1(I)))
END IF
TI(I)=(FI(I)*RG(I)*UG(I)**2)/2
DPDXG(I)=(TG(I)*PGD(I)*D+TI(I)*SID(I)*D)/(AGA(I)*A(I))
HC(I)=(((1.082*(REL(I)**0.5))**5)+((0.098*(REL(I)**0.85))/((1-HD(I))**0.5))**5)**0.2
TC(I)=(HD(I)**(-2))*RL(I)*((HC(I)*VL(I))/D)**2
TL(I)=(3*(TC(I)-(TI(I)/3)))/(2*(1-HD(I)))
DPDXL=(TL*PLD*D-TI*D*SID)/((ALA(I))*A(I))
DIF(I)=(DPDXL(I)-DPDXG(I))/DPDXL(I)
ERROR(I)=ABS(DIF(I))
WRITE (13,101) ULST(I), UGST(I), FI(I)/FG(I)
101 FORMAT (F10.5, 2X, F10.5, 2X, F7.3)
WRITE (41,*)I, UGS(I), ULS(I), HD(I), ERROR(I), DPDXL(I), DPDXG(I), FI(I)/FG(I)
ENDDO
ENDDO
END PROGRAM

```

Πρόγραμμα Υπολογισμού της καμπύλης μετάπτωσης σε ροή με κύματα τύπου Kelvin-Helmholtz με χρήση του τροποποιημένου μοντέλου των Lin and Hanratty

```

PROGRAM LAMPIP3A
DIMENSION AL1(20), VLS(40), VGS(40)
REAL INCR
DATA(AL1(I),I=1,18)/0.1,.4,.7,1.,1.5,1.8,2.,2.2,2.5,3.,4.,6.,8.,10.,20.,50.,100.,1000./
VISKG=1.52E-5
RHOG=1.2
PRINT*,'ENTER NO. OF CONDITIONS'
READ*,NC
DO 159 NNC=1,NC
PRINT*,'ENTER RHOL(GR/ML),VISL(CP),REL.SURF.TEN.,DIA(IN),RE.GASDEN.'
READ*,RHOL,VISL,SURF,D,RRG
RHOG=1.2*RRG
RRL=RHOL
DI=D
D=D*0.0254
RHOL=RHOL*1000.
VISKL=VISL/1000./RHOL
OPEN(UNIT=16,FILE='FOR16',STATUS='NEW')
OPEN(UNIT=17,FILE='FOR17',STATUS='NEW')
WRITE (16,*) 'RELATIVE SURF. TENSION=', SURF
WRITE(16,316) VISL,DI
316  FORMAT(/' LIQUID VISCOSITY=',F5.1,' CP/', ' DIA=',F5.2,' IN'/)
PRINT*,' OUTPUT FILE FOR16.DAT'
PRINT*,'ENTER FI/FS VALUE, INITIAL H/D, NO, INCR'
READ *, FIFS,H,NN,INCR
H0=H-INCR
RKV=VISKG / VISKL
RD=RHOG / RHOL
PRINT*,'ENTER AN(LIQ.),AM(GAS) (=0.20-TUR/=1-LAM)'
READ *, AN,AM
CG=0.046
CL=0.046
IF (AM.EQ.1.) CG=16.
IF (AN.EQ.1.) CL=16.
IF (AN.EQ.1.) GOTO 81

```

```

        WRITE(16,341)
341  FORMAT(' LIQUID TURBULENT')
GOTO 85
81  WRITE(16,342)
342  FORMAT(' LIQUID LAMINAR')
85  IF (AM.EQ. 1.) GOTO 82
WRITE(16,343)
343  FORMAT(' GAS TURBULENT')
GO TO 86
82  WRITE(16,344)
344  FORMAT(' GAS LAMINAR')
86  VSG1=15.
WRITE(16,10) FIFS,RRL,RRG
10  FORMAT('/' FI/FS=',F6.1,4X,'LIQ.DEN.=' ,F4.1,'(GR/ML)',4X,'GAS DEN.=' ,F4.0,' *(AIR
DEN.)')
WRITE(16,317)
317  FORMAT(85('-')/' H/D LAM(CM) TKH VSG(M/S) VG(M/S)', ' VSL(M/S) RELS
W1 CR/UL REGS'/85('-'))
      H=H0
      DO 150 J=1,NN
      H=H + INCR
C      COMPUTE DIMENSIONLESS PIPE GEOMETRICAL PROPERTIES
      E=1. - 2.*H
      PI=3.141592654
      SI=2.*SQRT( H - H**2)
      SL=ACOS(E)
      SG=PI- SL
      A=PI/4.
      AL= 0.25*( SL- SI*E)
      AG= A-AL
C      COMPUTE HYDRAULIC DIAMETERS IN METERS
      DL=(4.*D*AL)/SL
      DG=(4.*D*AG)/(SG+SI)
C      COMPUTE AMPLITUDES OF FLUCTUATIONS
      ASI= 2.*E/SI
      ASL= 2./SI
      ASG= -ASL
      AAL= 0.25*(ASL +2.*SI -E*ASI)
      PHI=1./FIFS
      VSG0=400.

```

```

DO 151 K=1,18
AK=2.*PI/AL1(K)*100.
C   COMPUTE WAVE SPEED
DDLH= 2.*(SI**2 -E**2 +SI*E/SL)/(SI*SL)
PSI=(2.-AN)/2.*DL*(FIFS -1.)/(H*DDLH*FIFS*D) *0.
PSIL=-AN
PSIG=-AM
C   TAU/TAUW
TAUIP= SL/(SI +(SG*PHI +SI)*(AL/AG))
AKHG=AK*(1.-H)*D
B1= (1.+AL/AG) *SI *TAUIP
B2= SG*TAUIP *PHI*AL/AG
B3= (ASL)/SL
XN1= 2.*SL*AAL/AL*2.
XN2= (B1 +B2)*2.*AAL/AG
XN3= (SL -TAUIP*SI)*AAL/AL
XN4= (PHI*SG +SI)*TAUIP *((AL/AG)**2)*AAL/AL
XN5= B3*(SL*PSIL*2. -B1*PSI)
XN6= B2 *(ASG + ASI)/(SG+SI)*(-PSIG)
XN7= (1. +AL/AG)*ASI*TAUIP
XN8= (1. +PHI*TAUIP *AL/AG)*ASL
XNPIPE= XN5 +XN6 +XN7 -XN8
XN= XN1 +XN2 +XN3 + XN4+ XNPIPE
XD1= SL*(2. + PSIL)*AAL/AL*2.0
XD2= (1. +AL/AG) *SI *TAUIP*PSI*AAL/AL
XD=XD1-XD2
CRUL= XN/XD
C   SOLVE FOR NEUTRAL STABILITY
OMEGA = (CRUL-1.)**2
IF (AN.EQ.1.) OMEGA=CRUL**2 -2.*CRUL*4./3.+4./3.
SSHIP=  RD*FIFS*CG/CL*DL**AN/DG**AM*VISKG**AM/VISKL **AN*AL**(2.-AN)/AG**(2.-
AM)/TAUIP
C   CALC. HYDR. HEIGTH FOR LIQUID AND GAS
HHL= AL/SI
IF (H.GT.0.5) HHL=H-0.107
HHG= (1.-H)-0.107
IF (H.GT.0.5) HHG=AG/SI
AKHL=AK*HHL*D
TKHL=AKHL/TANH(AKHL)
TKH =AKHG/TANH(AKHG)

```

```

TKHL=1.
W1= RD* (A**2)*AAL/(AG**3)/9.81/D *(1.0)/ (1.+0.075E-4*SURF*AK**2) *TKH
W2= OMEGA*(A**2)*AAL/(AL**3)/9.81/D / (1.+0.075E-4*SURF*AK**2)*TKHL
W2A= W2*SSHIP**(2./(2.-AN))
WTD= W1/(1.-H)**2.
VSGTD=(1./WTD)**0.5
AM2=(4.-2.*AM)/(2.-AN)
IF (AM.EQ.1..AND.AN.EQ.0.20) GO TO 72
IF (AM.EQ.0.20.AND.AN.EQ.1.) GO TO 72
VSG=(1./(W2*SSHIP**(2./(2.-AN))+W1))**0.5
go to 73
C NEWTON-RAPHSON METHOD FOR VSG
72 DO 70 KI=1,20
FVSG=W2A*VSG1**AM2+ W1*VSG1**2.-1.
DFVSG=W2A*AM2*VSG1**(AM2-1.)+2.*W1*VSG1
VSG=VSG1-FVSG/DFVSG
DV=ABS((VSG-VSG1)/VSG)
IF (DV.LT.0.002) GO TO 73
IF (VSG.LE.0.) GO TO 151
VSG1=VSG
70 CONTINUE
73 IF (VSG.GT.VSG0) GOTO 74
VSG0=VSG
AL11=AL1(K)
151 CONTINUE
74 VSG=VSG0
VSL=SSHIP**(1./(2.-AN))*VSG**((2.-AM)/(2.-AN))
W1=W1*VSG**2.
W2A=W2A*VSG**AM2
FTD=VSGTD/9.81**0.5/D**0.5*RD**0.5
REG=DG*VSG*A/AG/VISKG
REL=DL*VSL*A/AL/VISKL
VSGF=1.000*VSG
VSLF=1.000*VSL
VGF=VSGF/AG*PI/4.
VLF=VSLF/AL*PI/4.
VLS(J)=VSL
VGS(J)=VSG
VSGR=VSGF*(RRG/RRL)**0.5
F=VSG/(9.81*D)**0.5*RD**0.5

```

```
WRITE(16,315) H,AL11,TKH,VSG,VGF,VSLF,REL,W1,CRUL, REG
315  FORMAT(2X,F6.2,2F8.1,2F9.2,F9.4,F9.1,F8.2,F7.1,3X,F9.0)
311  FORMAT(85('-'))
150  CONTINUE
      DO 161 J=1,NN
      WRITE(17,318) VGS(J), VLS(J)
318  FORMAT(2X,F7.2,2X,F7.4)
161  CONTINUE
      DO 162 J=1,NN
319  FORMAT(2X,F7.2)
162  CONTINUE
      WRITE(16,311)
159  CONTINUE
      STOP
      END
```



ΣΥΓΓΡΑΦΕΑΣ

ΤΙΤΛΟΣ

ΛΗΞΗ

ΟΝΟΜΑΤΕΠΩΝΥΜΟ ΔΑΝΕΙΖΟΜΕΝΟΥ

8/6/11

ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ

Τηλ.: 24210 06300-1



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ  
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000085878



