



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΑΣΤΑΘΕΙΕΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΚΛΙΜΑΚΑΣ ΣΕ ΔΙΦΑΣΙΚΗ ΡΟΗ

υπό
ΕΝΕΑ ΖΑΪΜΙ

Διπλωματική Εργασία

Υπεβλήθη για την εκπλήρωση μέρους των απαιτήσεων για
την απόκτηση του Διπλώματος Μηχανολόγου Μηχανικού

Βόλος, 2023

© 2023 Ενέα Ζαΐμι

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

Εγκρίθηκε από τα Μέλη της Τριμελούς Εξεταστικής Επιτροπής:

Πρώτος Εξεταστής (Επιβλέπων) Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών,
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Δεύτερος Εξεταστής Δρ. Νικόλαος Ανδρίτσος
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών,
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Τρίτος Εξεταστής Δρ. Γεώργιος Χαραλάμπους
Καθηγητής, Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών,
Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας

Ευχαριστίες

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Μποντόζογλου Βασίλειο για τη διπλωματική εργασία που μου ανέθεσε και την πολύτιμη βοήθεια που μου προσέφερε για την ολοκλήρωση και παρουσίασή της.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τα υπόλοιπα μέλη της εξεταστικής επιτροπής, κ. Ανδρίτσο Νικόλαο και κ. Χαραλάμπους Γεώργιο, για τη προσεκτική ανάγνωση της εργασίας μου και τον πολύτιμο χρόνο τους.

Τέλος, θέλω να ευχαριστήσω την οικογένειά μου και να τους αφιερώσω αυτή την εργασία, καθώς ήταν στο πλευρό μου πάντα και δε σταμάτησαν να με στηρίζουν όλα αυτά τα χρόνια.

ΑΣΤΑΘΕΙΕΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΚΛΙΜΑΚΑΣ ΣΕ ΔΙΦΑΣΙΚΗ ΡΟΗ

ΕΝΕΑ ΖΑΪΜΙ

Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, 2023

Επιβλέπων Καθηγητής: Δρ. Βασίλειος Μποντόζογλου,
Καθηγητής Φαινομένων Μεταφοράς-Συσκευών Φυσικών Διεργασιών

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στόχος αυτής της διπλωματικής εργασίας είναι η εισαγωγική κατανόηση των βασικών ασταθειών μεγάλης κλίμακας στη διφασική ροή και των μηχανισμών πρόκλησής τους. Περιγράφονται διαφορετικά είδη ασταθειών και παρουσιάζονται βασικά μονοδιάστατα μοντέλα με τα οποία μπορεί κανείς να εξάγει χαρακτηριστικές καμπύλες πτώσης πίεσης-παροχής σε μόνιμες συνθήκες. Με τη βοήθεια αυτών των καμπυλών και τη μορφή που έχουν, μπορεί κανείς να προβλέψει τον κίνδυνο ύπαρξης κάποιων ασταθειών, όπως είναι η Ledinegg και οι ταλαντώσεις πτώσης πίεσης (PDO). Η εμφάνιση αρνητικής κλίσης σε τέτοιες καμπύλες είναι σημαντική προϋπόθεση για τη πρόκληση τέτοιων ασταθειών. Επιπλέον, συμπεραίνεται η σημαντική επίδραση που μπορεί να έχουν στη χαρακτηριστική οι διαφορετικές τιμές σε παράγοντες του συστήματος βρασμού, όπως η πίεση και η θερμοκρασία του υγρού στην είσοδο καθώς και η θερμορροή στο τοίχωμα του αγωγού.

Λέξεις κλειδιά: διφασική ροή, αστάθειες, Ledinegg, PDO, ομογενές μοντέλο, Friedel, μορφή N

LARGE-SCALE TWO-PHASE FLOW INSTABILITIES

ENE ZAIMI

Department of Mechanical Engineering, University of Thessaly, 2023

Supervisor: Dr Vasileios Bontozoglou

Professor of Transport Phenomena and Process Equipment

ABSTRACT

The aim of this thesis is an introductory understanding of the basic large-scale two-phase flow instabilities and their induction mechanisms. Different types of instabilities are described and basic one-dimensional steady-state models are presented with which one can derive characteristic pressure drop-flow rate curves. With the help of these curves and their shape one can predict the risk of occurrence of some instabilities, such as Ledinegg and pressure drop oscillations (PDO). The presence of a negative slope in such curves is an important condition for the emergence of such instabilities. In addition, the significant influence, that the different values of important factors of the boiling system can have on the characteristic, is concluded, such as the inlet pressure and the inlet temperature of the subcooled liquid as well as the heat flux on pipe wall.

Key words: two-phase flow, instabilities, Ledinegg, PDO, homogeneous model, Friedel, N-shape

Πίνακας Περιεχομένων

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	01
1.1 Κίνητρο και υπόβαθρο.....	01
1.2 Οργάνωση διπλωματικής εργασίας.....	02
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΙΣΗ	03
2.1 Σημαντικές παράμετροι της διφασικής ροής.....	03
2.2 Καθεστώτα ροής.....	06
2.3 Βασικά μοντέλα.....	08
2.3.1 Μοντέλο ομογενούς ροής.....	08
2.3.2 Μοντέλο διαχωρισμένης ροής.....	12
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΑΣΤΑΘΕΙΕΣ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ	17
3.1 Εισαγωγή.....	17
3.2 Στατικές αστάθειες.....	18
3.2.1 Αστάθεια Ledinegg.....	18
3.2.2 Αστάθεια κατανομής ροής.....	20
3.2.3 Μετάβαση μοτίβου ροής.....	20
3.2.4 Geysering.....	21
3.2.5 Κρίση βρασμού.....	22
3.3 Δυναμικές αστάθειες.....	23
3.3.1 Ακουστικές ταλαντώσεις.....	23
3.3.2 Ταλαντώσεις κύματος-πυκνότητας DWO.....	24
3.3.3 Ταλαντώσεις πτώσης πίεσης PDO.....	25
3.3.4 Θερμικές ταλαντώσεις.....	27
3.4 Άλλα είδη παροδικών φαινομένων.....	28

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4. ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ	30
4.1 Εισαγωγή.....	30
4.2 Μοντελοποίηση ομογενούς ροής.....	30
4.3 Μοντελοποίηση διαχωρισμένης ροής με μέθοδο Friedel.....	34
4.4 Σύγκριση και σχολιασμός αποτελεσμάτων.....	36
4.4.1 Επίδραση πίεσης εισόδου p	37
4.4.2 Επίδραση θερμοκρασίας εισόδου ρευστού T_{in}	38
4.4.3 Επίδραση θερμορροής Q_w	40
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ	41
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	43

Κατάλογος Συμβόλων

A : εμβαδό διατομής [m^2]
D : διάμετρος σωλήνα [m]
f : συντελεστής τριβής
g : επιτάχυνση βαρύτητας [m/s^2]
G : μαζική ταχύτητα [kg/m^2s]
h : ειδική ενθαλπία [kJ/kg]
L : μήκος σωλήνα [m]
p : πίεση [Pa]
P : περίμετρος [m]
Q : θερμοροή [kW/m^2]
S : ταχύτητα ολίσθησης
T : θερμοκρασία [$^{\circ}C$]
u : ταχύτητα [m/s]
v : ειδικός όγκος [m^3/kg]
V : όγκος σωλήνα [m^3]
W : μαζική παροχή [kg/s]
x : ποιότητα
X : παράμετρος Lockhart-Martinelli

Ελληνικοί Χαρακτήρες

α : κλάσμα κενού
 ΔP : πτώση πίεσης [bar]
 μ : δυναμικό ιξώδες [$Pa*s$]
 ρ : πυκνότητα [kg/m^3]
 σ : επιφανειακή τάση [N/m]
 τ : διατμητική τάση [Pa]
 φ : διφασικός πολλαπλασιαστής

Δείκτες

e : έξοδος συστήματος

f : τριβή

g : αέρια φάση

in : είσοδος θερμαντήρα

l : υγρή φάση

w : τοίχωμα

a : επιτάχυνση

Κατάλογος Σχημάτων

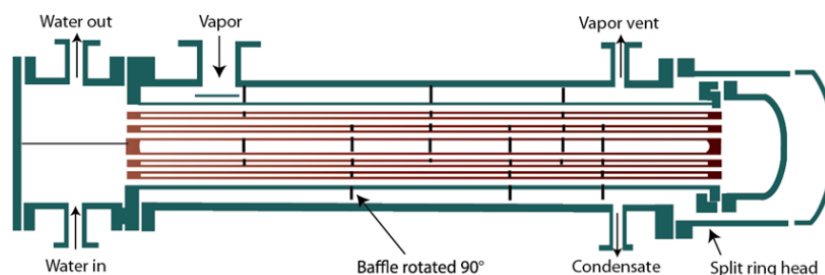
Σχήμα 1.1: Οριζόντιος συμπυκνωτής με τον ατμό στο κέλυφος.....	01
Σχήμα 1.2: Αναβραστήρας στήλης κλασματικής απόσταξης τύπου λέβητα.....	01
Σχήμα 2.1: Παράδειγμα κατανομής μαζικών παροχών σε αγωγό.....	03
Σχήμα 2.2: Καθεστώτα ροής σε οριζόντια διφασική ροή αερίου-υγρού.....	06
Σχήμα 2.3: Μεταβολή καθεστώτος ροής σε οριζόντιο αυλό ατμοπαραγωγού.....	07
Σχήμα 2.4: Καθεστώτα ροής σε κατακόρυφη διφασική ροή αερίου-υγρού.....	07
Σχήμα 2.5: Όγκος ελέγχου για το μοντέλο ομογενούς και διαχωρισμένης διφασικής ροής.....	10
Σχήμα 2.6: Παραδοχή της μεθοδολογίας Lockhart-Martinelli.....	13
Σχήμα 3.1: Εσωτερική χαρακτηριστική καμπύλη πτώσης πίεσης-παροχής σε σύστημα βρασμού μαζί με πέντε περιπτώσεις εξωτερικών καμπυλών.....	19
Σχήμα 3.2: Μηχανισμός του geysering.....	21
Σχήμα 3.3: Καμπύλη ειδικής θερμοροής-υπερθέρμανσης τοιχώματος.....	22
Σχήμα 3.4: Απλοποιημένο σύστημα για ταλαντώσεις κύματος-πυκνότητας.....	24
Σχήμα 3.5: Σχηματικό διάγραμμα συστήματος PDO.....	26
Σχήμα 3.6: Πρώτο είδος υδραυλικού πλήγματος.....	28
Σχήμα 3.7: Δεύτερο είδος υδραυλικού πλήγματος.....	29
Σχήμα 3.8: Τρίτο είδος υδραυλικού πλήγματος.....	29
Σχήμα 4.1: Χαρακτηριστική καμπύλη πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας με το ομογενές μοντέλο.....	34
Σχήμα 4.2: Χαρακτηριστική καμπύλη πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας με το διαχωρισμένο μοντέλο.....	36
Σχήμα 4.3: Καμπύλη ποιότητας εξόδου σε σχέση με μαζική ταχύτητα.....	37

Σχήμα 4.4: Καμπύλες πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας για διαφορετικές πιέσεις εισόδου.....	38
Σχήμα 4.5: Καμπύλες πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας για διαφορετικές θερμοκρασίες εισόδου.....	39
Σχήμα 4.6: Σύγκριση πειραματικών και θεωρητικών χαρακτηριστικών ροής σε μόνιμες συνθήκες από Akyüzli et al. (1980).....	40
Σχήμα 4.7: Καμπύλες πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας για διαφορετικές θερμοροές.....	40

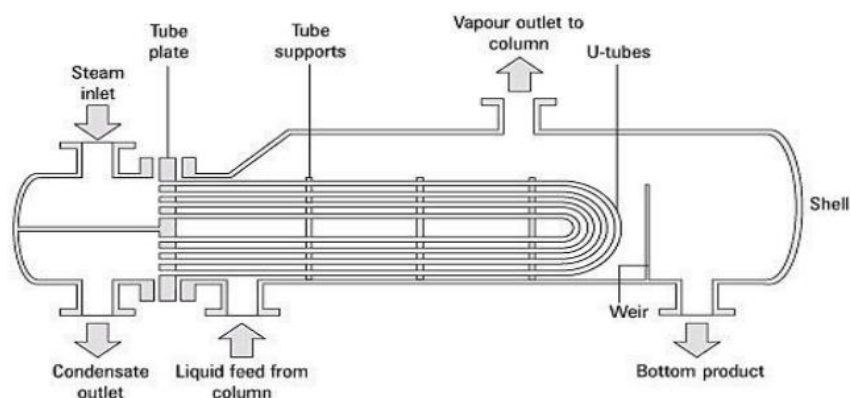
Κεφάλαιο 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Κίνητρο και Υπόβαθρο

Με τον όρο διφασική ροή, εννοείται η ταυτόχρονη ροή δύο φάσεων σε έναν αγωγό. Οι δύο φάσεις στις οποίες δίνεται έμφαση είναι αέριο-υγρό, καθώς έχουν πολλές εφαρμογές στη βιομηχανία. Συγκεκριμένα, η διφασική ροή αερίου-υγρού συναντάται σε πληθώρα συσκευών θερμικών διεργασιών όπως, συμπυκνωτές, αναβραστήρες στηλών κλασματικής απόσταξης, εξατμιστήρες της βιομηχανίας τροφίμων, ατμολέβητες και εναλλάκτες μονάδων κλιματισμού. Επιπλέον, διφασική ροή αερίου-υγρού μπορεί να υπάρξει σε σταθμούς ατομικής ενέργειας καθώς και σε συστήματα διακίνησης των γεωθερμικών ρευστών και των προϊόντων πετρελαίου.



Σχήμα 1.1: Οριζόντιος συμπυκνωτής με τον ατμό στο κέλυφος



Σχήμα 1.2: Αναβραστήρας στήλης κλασματικής απόσταξης τύπου λέβητα

Σε διάφορες συσκευές, όπως αυτές που αναφέρθηκαν, λαμβάνει χώρα βρασμός, ενώ σε άλλες, συμπύκνωση. Κατά τη διάρκεια της λειτουργίας τους, αυτές οι συσκευές μπορούν να παρουσιάσουν σημαντική αστάθεια. Αυτό το φαινόμενο οφείλεται σε μεγάλες μεταβολές ορμής που λαμβάνουν χώρα κατά το βρασμό ή τη συμπύκνωση. Είτε μιλάμε για μικρές συσκευές (εξατμιστήρες, αναβραστήρες) είτε για μεγάλες εγκαταστάσεις (ατμοπαραγωγοί, πυρηνικοί σταθμοί), η ασφάλή τους λειτουργία επηρεάζεται από αυτές τις αστάθειες.

Η μελέτη των ασταθειών διφασικής ροής είχε ξεκινήσει στα τέλη 1920. Αυτά τα φαινόμενα, ωστόσο, άρχισαν να κατανοούνται μετά το 1960 καθώς τότε αναπτύχθηκαν αναλυτικά και υπολογιστικά εργαλεία. Τα τελευταία 60 χρόνια έχουν γίνει αρκετές θεωρητικές και πειραματικές μελέτες αλλά η κατανόηση αυτών των ασταθειών είναι ακόμα περιορισμένη.

1.2 Οργάνωση διπλωματικής εργασίας

Η εργασία χωρίζεται στο υπόλοιπο μέρος της στα κεφάλαια 2, 3, 4 και 5.

Στο κεφάλαιο 2 παρουσιάζονται οι σημαντικότερες παράμετροι της διφασικής ροής, αναφέρονται περιληπτικά τα καθεστώτα ροής που εμφανίζονται σε αυτήν και περιγράφονται κάποια από τα βασικότερα μαθηματικά μοντέλα για τον υπολογισμό της διφασικής πτώσης πίεσης.

Στο κεφάλαιο 3 παρουσιάζονται διαφόρων ειδών αστάθειες που μπορούν να προκληθούν κατά τη διφασική ροή και περιγράφεται ο μηχανισμός πρόκλησής τους. Στο κεφάλαιο 4 πραγματοποιείται μαθηματική μοντελοποίηση για οριζόντιο αγωγό με σκοπό τη πρόβλεψη της συμπεριφοράς της πτώσης πίεσης σε σχέση με τη μαζική ταχύτητα σε μόνιμες συνθήκες. Επιπλέον, περιγράφεται η επίδραση που έχουν στη καμπύλη αυτή οι διαφορετικές τιμές σε πίεση εισόδου, θερμοκρασία εισόδου υγρού και θερμορροή καθώς και η σημασία τους για την ευστάθεια του συστήματος.

Στο κεφάλαιο 5 παρουσιάζονται τα συμπεράσματα που εξάγονται από την εργασία και στο τέλος παρατίθεται η βιβλιογραφία στην οποία βασίστηκε η εργασία αυτή.

Κεφάλαιο 2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΙΣΗ

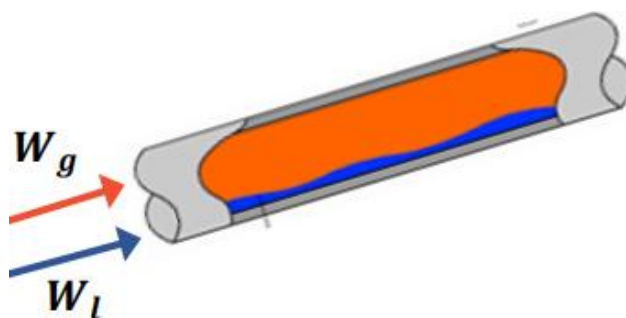
2.1 Σημαντικές παράμετροι της διφασικής ροής

Οι δύο φάσεις διαφέρουν αισθητά ως προς την πυκνότητα και το ιξώδες. Η αέρια φάση είναι ελαφρότερη από την υγρή και έτσι ρέει με μεγαλύτερη μέση ταχύτητα. Οι παράμετροι, που θα αναφερθούν, είναι χρήσιμες στο σχεδιασμό μιας συσκευής ή διεργασίας.

Μαζική Παροχή (Mass flow)

Σε μόνιμες συνθήκες και λόγω της αρχής διατήρησης μάζας ισχύει ότι:

$$W(z) = W_g(z) + W_l(z) = \text{σταθερή} \quad (2.1)$$



Σχήμα 2.1: Παράδειγμα κατανομής μαζικών παροχών σε αγωγό

Για κάθε διατομή, z , του αγωγού, η συνολική μαζική παροχή, W [kg/s], ισούται με το άθροισμα των μαζικών παροχών της αέριας, W_g , και της υγρής φάσης, W_l . Οι επιμέρους παροχές των δύο φάσεων μπορεί να μεταβάλλονται κατά το βρασμό ή τη συμπύκνωση, αλλά το άθροισμά τους παραμένει σταθερό.

Ποιότητα (Quality)

Η αναλογία αέριου-υγρού στο διφασικό μίγμα εκφράζεται από την ποιότητα, x , η οποία ορίζεται ως το κλάσμα μάζας της αέριας φάσης:

$$x = \frac{W_g}{W}, \quad 1 - x = \frac{W_l}{W} \quad (2.2)$$

Οι τιμές της ποιότητας κυμαίνονται μεταξύ μηδέν και ένα ($0 \leq x \leq 1$). Οι ακραίες τιμές αντιστοιχούν σε μονοφασικές καταστάσεις κορεσμένου υγρού ($x = 0$) και κορεσμένου ατμού ($x = 1$).

Κλάσμα κενού (Void fraction)

Το κλάσμα κενού, α , είναι πολύ σημαντικό επειδή επηρεάζει φυσικές παραμέτρους όπως το ιξώδες, τη πτώση πίεσης και τη θερμότητα. Εκφράζει το κλάσμα όγκου του αγωγού που καταλαμβάνει η αέρια φάση:

$$\alpha = \frac{V_g}{V_g + V_l} = \frac{V_g}{V} = \frac{A_g}{A} \quad (2.3)$$

όπου, V_g , και V_l , είναι οι όγκοι, [m^3], που καταλαμβάνουν η αέρια και η υγρή φάση αντίστοιχα. Οι δύο όγκοι μπορούν να εκφραστούν συναρτήσει αντίστοιχων διατομών ροής αερίου, A_g , και υγρού, A_l . Ισχύει ότι: $A_g + A_l = A$ [m^2].

Μέσες πραγματικές ταχύτητες των φάσεων (Average phase velocities)

Η κίνηση κάθε φάσης περιγράφεται από τη μέση πραγματική ταχύτητα, u_g και u_l , στην αντίστοιχη διατομή ροής. Για τον υπολογισμό τους λαμβάνονται υπόψη μεταβολές μόνο κατά μήκος της διεύθυνσης ροής. Σε μόνιμες συνθήκες προκύπτει:

$$u_g = \frac{W_g}{\rho_g A_g} = \frac{xW}{\rho_g \alpha A} = G \frac{x}{\alpha \rho_g} \quad (2.4a)$$

$$u_l = \frac{W_l}{\rho_l A_l} = \frac{(1-x)W}{\rho_l(1-\alpha)A} = G \frac{(1-x)}{(1-\alpha)\rho_l} \quad (2.4\beta)$$

όπου, ρ_g και ρ_l [kg/m³], είναι οι πυκνότητες αέριας και υγρής φάσης αντίστοιχα και $G = W/A$ [kg/m²s], είναι η ολική μαζική ταχύτητα (mass flux) στον αγωγό.

Φαινομενικές ταχύτητες (Superficial velocities)

Στη βιβλιογραφία συνηθίζεται να χρησιμοποιούνται οι φαινομενικές ταχύτητες επειδή οι τιμές τους είναι ξεκάθαρες, ενώ οι πραγματικές είναι χωρικά εξαρτώμενες και υπόκεινται σε πολλές υποθέσεις. Οι φαινομενικές ταχύτητες, u_{sg} και u_{sl} , ορίζονται ως οι αντίστοιχες μέσες ταχύτητες αν η μία μόνο φάση καταλάμβανε όλο τον αγωγό. Ισχύει:

$$u_{sg} = \frac{W_g}{\rho_g A}, \quad u_{sl} = \frac{W_l}{\rho_l A} \quad [m/s] \quad (2.5)$$

Μεταξύ των πραγματικών και φαινομενικών ταχυτήτων της κάθε φάσης ισχύει:

$$u_{sg} = \alpha u_g, \quad u_{sl} = (1 - \alpha) u_l \quad (2.6)$$

Ταχύτητα ολίσθησης (Slip ratio)

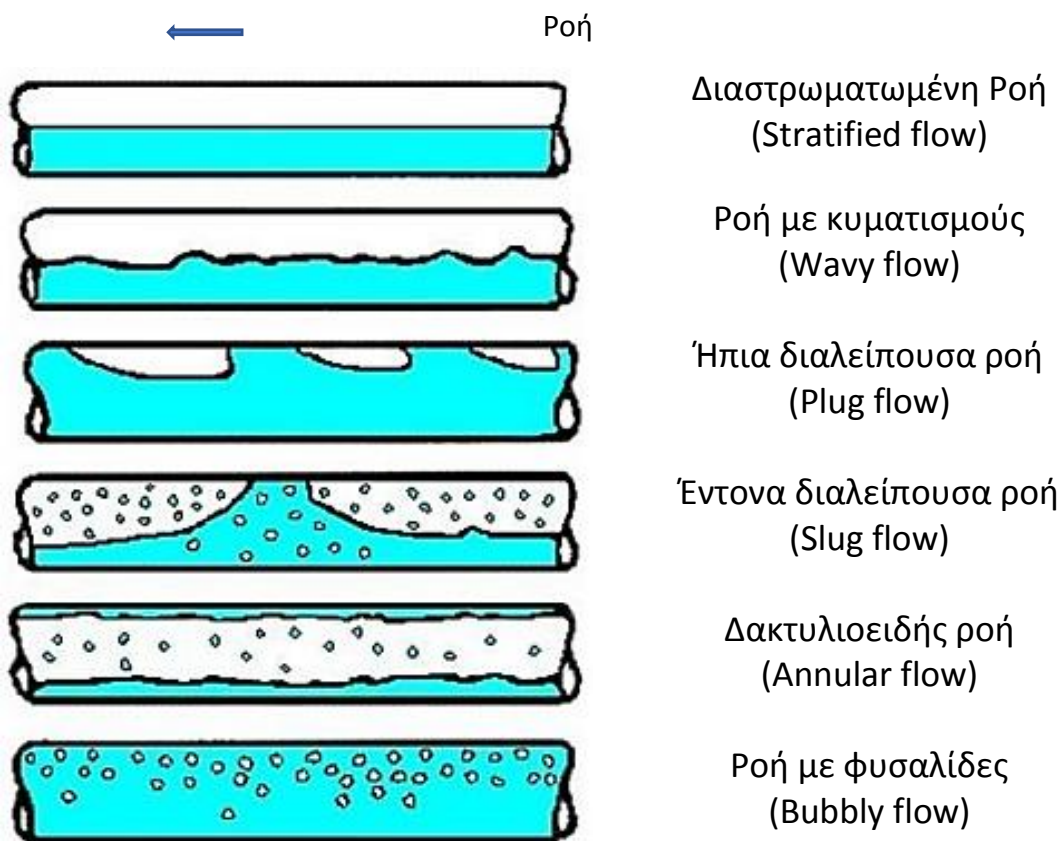
Η ταχύτητα ολίσθησης, S , είναι ο λόγος της ταχύτητας της αέριας φάσης προς την αντίστοιχη της υγρής. Ανάλογα με τις συνθήκες ροής, οι πραγματικές ταχύτητες των δύο φάσεων μπορεί να είναι όμοιες ή να διαφέρουν αρκετά μεταξύ τους. Ισχύει:

$$S = \frac{u_g}{u_l} = \left(\frac{x}{1-x} \right) \left(\frac{\rho_l}{\rho_g} \right) \left(\frac{1-\alpha}{\alpha} \right) \quad (2.7)$$

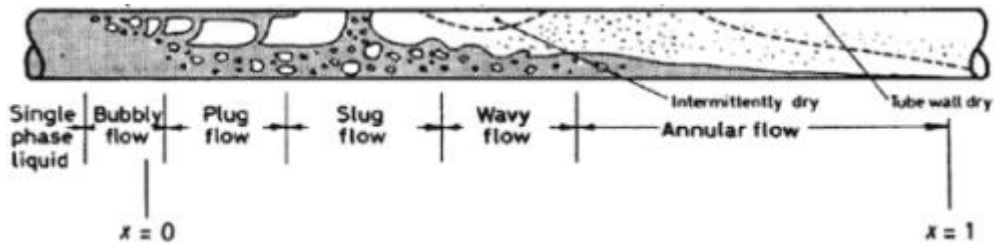
2.2 Καθεστώτα ροής

Ένα ιδιαίτερο χαρακτηριστικό της διφασικής ροής αερίου-υγρού είναι η εμφάνιση *προτύπων ροής (flow patterns)*. Ανάλογα με τις συνθήκες ροής (παροχή, πίεση), τη γεωμετρία του αγωγού (κλίση, διάμετρος, διατομή) και τις φυσικές ιδιότητες των δύο φάσεων (διατμητική τάση, πυκνότητα, ιξώδες) μπορούν να δημιουργηθούν διαφορετικά καθεστώτα ροής.

Συγκεκριμένα για οριζόντιο αγωγό, τα διάφορα καθεστώτα φαίνονται στο Σχήμα 2.2 και Σχήμα 2.3:

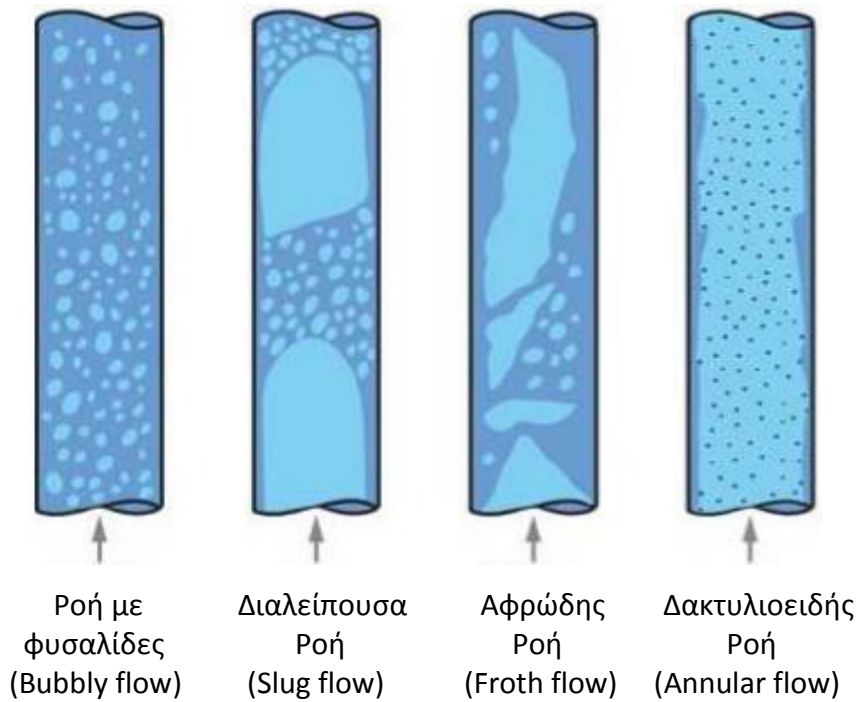


Σχήμα 2.2: Καθεστώτα ροής σε οριζόντιο διφασική ροή αερίου-υγρού (Darzi et al. 2017)



Σχήμα 2.3: Μεταβολή καθεστώτος ροής σε οριζόντιο αυλό ατμοπαραγωγού

Λόγω της επίδρασης της βαρύτητας, η οποία δρα κάθετα στη διεύθυνση της ροής στον οριζόντιο αγωγό, η υγρή φάση τείνει να συγκεντρώνεται στο κάτω μέρος του αγωγού. Αυτό κάνει την οριζόντια ροή περισσότερο ασύμμετρη και συνεπώς πιο περίπλοκη από την αντίστοιχη κατακόρυφη.



Σχήμα 2.4: Καθεστώτα ροής σε κατακόρυφη διφασική ροή αερίου-υγρού

2.3 Βασικά μοντέλα

Για τον υπολογισμό σημαντικών παραμέτρων της διφασικής ροής αερίου-υγρού, όπως το κλάσμα κενού και η πτώση πίεσης, έχουν δημιουργηθεί τα τελευταία 50 χρόνια διάφορα μαθηματικά μοντέλα. Δύο από τα πιο γνωστά είναι το ομογενές μοντέλο και το μοντέλο διαχωρισμένης ροής, τα οποία βασίζονται σε απλοποιητικές παραδοχές για την κίνηση και την κατανομή των δύο φάσεων.

Γίνεται η παραδοχή ότι σε κάθε διατομή επικρατεί τοπικά ισορροπία μεταξύ αέριας και υγρής φάσης. Έτσι η πίεση και η θερμοκρασία είναι ομοιόμορφες στη διατομή και η πτώση πίεσης των δύο φάσεων είναι κοινή.

2.3.1 Μοντέλο ομογενούς ροής

Το ομογενές μοντέλο είναι το απλούστερο από όλα. Θεωρείται ότι υπάρχει καλή ανάμειξη και γίνεται η επιπλέον παραδοχή ότι οι δύο φάσεις κινούνται με ίσες μέσες ταχύτητες. Δηλαδή η ταχύτητα ολίσθησης ισούται με μονάδα ($S = 1$). Οι προβλέψεις του είναι ικανοποιητικές για μικρές διαφορές πυκνοτήτων των δύο φάσεων ($\rho_l/\rho_g < 10$) καθώς και για μεγάλες μαζικές ταχύτητες ($G > 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$). Όταν υπάρχει έντονη διασπορά της μιας φάσης στην άλλη, η ομογενής ροή είναι μία καλή προσέγγιση, δηλαδή κατά τη ροή με σταγονίδια ($u_{sg} \gg u_{sl}$) ή ροή με φυσαλίδες ($u_{sg} \ll u_{sl}$).

Το κλάσμα κενού για την ομογενή ροή μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση (2.7) θέτοντας το $S = 1$ και λύνοντας ως προς α . Επομένως ισχύει:

$$\alpha = \frac{x\rho_l}{x\rho_l + (1-x)\rho_g} \quad (2.8)$$

Για το διφασικό μίγμα υπολογίζεται μία μέση πυκνότητα που λαμβάνει υπόψιν τις πυκνότητες της αέριας και της υγρής φάσης. Αυτό γίνεται επειδή το μίγμα μπορεί να θεωρηθεί ως ένα ψευδο-ρευστό, καθώς οι δύο φάσεις κινούνται με την ίδια ταχύτητα.

Επομένως για την πυκνότητα ισχύει:

$$\rho = \frac{\rho_g V_g + \rho_l V_l}{V} = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_l \quad [\text{kg/m}^3] \quad (2.9)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (2.8) στην (2.9) προκύπτει:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{x}{\rho_g} + \frac{1-x}{\rho_l} \Rightarrow v = x v_g + (1-x) v_l = v_l + x v_{lg} \quad [\text{m}^3/\text{kg}] \quad (2.10)$$

όπου v είναι ο ειδικός όγκος του ψευδο-ρευστού και $v_{lg} = v_g - v_l$ είναι η διαφορά των ειδικών όγκων αέριας και υγρής φάσης.

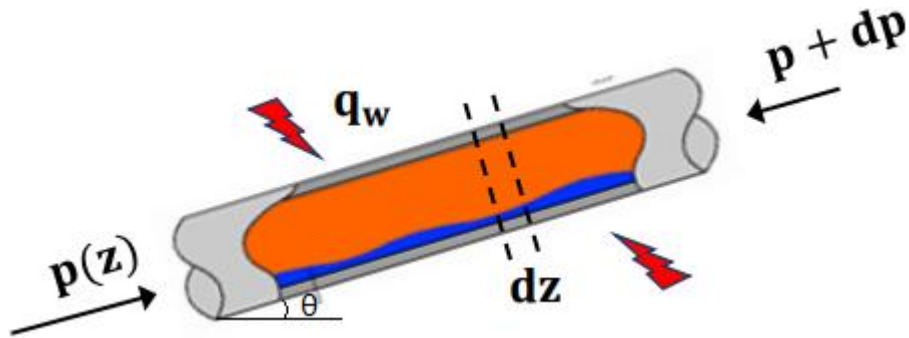
Οι βασικές εξισώσεις που καθιστούν τη μονοδιάστατη ομογενή ροή σε μόνιμες συνθήκες είναι οι εξής:

$$\text{Συνέχειας: } G = \frac{W}{A} = \rho u = \text{σταθ.} \quad (2.11)$$

$$\text{Ορμής: } -A \frac{dp}{dz} = \tau_w P + \rho A g \sin \theta + G A du \quad (2.12)$$

$$\text{Ενέργειας: } dh + d\left(\frac{u^2}{2}\right) + g \sin \theta dz = \frac{q_w P}{G A} dz \quad (2.13)$$

όπου p είναι η πίεση, dz ένα διαφορικό τμήμα μήκους, P η περίμετρος, τ_w η διατμητική τάση στο τοίχωμα, θ η κλίση του σωλήνα, g η επιτάχυνση της βαρύτητας, h η ειδική ενθαλπία του μίγματος και q_w η θερμοροή στο τοίχωμα.



Σχήμα 2.5: Όγκος ελέγχου για το μοντέλο ομογενούς και διαχωρισμένης διφασικής ροής

Η διατμητική τάση μπορεί να εκφραστεί συναρτήσει του συντελεστή τριβής μέσω της σχέσης:

$$\tau_w = f \frac{\rho u^2}{2} \quad [Pa] \quad (2.14)$$

Το εμβαδόν διατομής A , κυκλικού αγωγού διαμέτρου D , είναι:

$$A = \pi \frac{D^2}{4} \quad [m^2] \quad (2.15)$$

Η περίμετρος είναι:

$$P = \pi D \quad [m] \quad (2.16)$$

Η ειδική ενθαλπία h του μίγματος υπολογίζεται από τη σχέση:

$$Wh = W_g h_g + W_l h_l \Rightarrow h = x h_g + (1 - x) h_l \quad (2.17)$$

Η εξίσωση (2.17) ισχύει για οποιοδήποτε μοντέλο διφασικής ροής.

Όσον αφορά το συντελεστή τριβής f του ψευδο-ρευστού, αυτός μπορεί να δοθεί από την εξίσωση Blasius για τυρβώδη ροή:

$$f = 0.079 \left(\frac{GD}{\mu} \right)^{-0.25} \quad (2.18)$$

όπου μ [kg/ms], είναι μία μέση τιμή για το ιξώδες του διφασικού μίγματος. Έχουν προταθεί διάφορες εκφράσεις όπως:

$$\mu = x\mu_g + (1 - x)\mu_l \quad \text{Cicchitti et al. (1960)} \quad (2.19)$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{x}{\mu_g} + \frac{1-x}{\mu_l} \quad \text{McAdams et al. (1942)} \quad (2.20)$$

Ωστόσο συνήθως ο συντελεστής τριβής θεωρείται προσεγγιστικά σταθερός ($f = 0.005$).

Αντικαθιστώντας την ταχύτητα με την πυκνότητα από την εξίσωση (2.11), καθώς και τις εξισώσεις (2.14), (2.15) και (2.16) στην εξίσωση ορμής (2.12), τότε αυτή γίνεται:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{2fG^2}{\rho D} + \rho g \sin \theta + G^2 \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (2.21)$$

Στο αριστερό μέλος της παραπάνω εξίσωσης είναι η πτώση πίεσης ανά μονάδα μήκους. Στο δεξί μέλος υπάρχουν τρεις όροι.

Ο πρώτος όρος είναι η πτώση πίεσης λόγω τριβών $\left(\frac{dp}{dz} \right)_f$.

Ο δεύτερος όρος είναι η πτώση πίεσης λόγω μανομετρικού ύψους $\left(\frac{dp}{dz} \right)_g$.

Ο τρίτος όρος είναι η πτώση πίεσης λόγω επιτάχυνσης $\left(\frac{dp}{dz} \right)_a$, ο οποίος εμφανίζεται λόγω μεταβολής της ορμής του μίγματος όταν αλλάζει η πυκνότητα κατά την εξάτμιση ή συμπύκνωση.

Έτσι η τελευταία σχέση (2.21) γίνεται:

$$-\frac{dp}{dz} = -\left(\frac{dp}{dz}\right)_f - \left(\frac{dp}{dz}\right)_g - \left(\frac{dp}{dz}\right)_a \quad (2.22)$$

2.3.2 Μοντέλο διαχωρισμένης ροής

Η διαφορά του διαχωρισμένου μοντέλου από το ομογενές είναι ότι η αέρια και η υγρή φάση ρέουν ξεχωριστά. Δηλαδή οι ταχύτητές τους είναι σταθερές, αλλά όχι ίσες. Η μέση πυκνότητα του μίγματος εκφράζεται από τη εξίσωση (2.9).

Το ισοζύγιο ορμής είναι:

$$-dpA = \tau_w P dz + \rho A dz g \sin \theta + d(W_g u_g + W_l u_l) \quad (2.23)$$

Αντικαθιστώντας τις εξισώσεις (2.4), (2.9), (2.15) & (2.16) στο παραπάνω ισοζύγιο (2.23) για αγωγό κυκλικής διατομής ισχύει:

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{4\tau_w}{D} + [\alpha\rho_g + (1-\alpha)\rho_l]g \sin \theta + G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha\rho_g} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} \right] \quad (2.24)$$

Το ισοζύγιο ενέργειας παίρνει τη μορφή:

$$d(xh_g + (1-x)h_l) + \frac{1}{2}G^2 d \left[\frac{x^3}{\alpha^2\rho_g^2} + \frac{(1-x)^3}{(1-\alpha)^2\rho_l^2} \right] + g \sin \theta dz = \frac{4q_w}{GD} dz \quad (2.25)$$

Για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης με αυτό το μοντέλο θα πρέπει να υπολογιστεί το κλάσμα κενού και η απώλεια λόγω τριβών. Δύο δημοφιλείς μεθοδολογίες, που το επιτυγχάνουν, είναι η μέθοδος των Lockhart-Martinelli και η μέθοδος του Friedel.

Μέθοδος Lockhart-Martinelli

Αυτή είναι η πρώτη μέθοδος που εφαρμόστηκε και δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για μικρές μαζικές ταχύτητες ($G < 100 \text{ kg/m}^2\text{s}$) και για ιξώδη υγρά ($\mu_l/\mu_g > 1000$). Η παραδοχή της μεθοδολογίας είναι ότι η ροή κάθε φάσης, W_g , W_l , στον αγωγό έχει πτώση πίεσης ίδια με αντίστοιχη μονοφασικής ροής ίδιας παροχής σε αγωγό κυκλικής διατομής A_g , A_l .



Σχήμα 2.6: Παραδοχή της μεθοδολογίας Lockhart-Martinelli

Οι δυο τους απέδειξαν ότι το κλάσμα κενού είναι συνάρτηση μιας παραμέτρου X , η οποία ονομάζεται παράμετρος Lockhart-Martinelli. Αν η ροή είναι τυρβώδης και στις δύο φάσεις, τότε ισχύει:

$$X = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.9} \left(\frac{\rho_g}{\rho_l}\right)^{0.5} \left(\frac{\mu_l}{\mu_g}\right)^{0.1} \quad (2.26)$$

$$\alpha = (1 + X^{0.8})^{-0.378} \quad (2.27)$$

Η διφασική πτώση πίεσης λόγω τριβών μπορεί να υπολογιστεί από την φαινομενική κάθε φάσης πολλαπλασιάζοντας μια συνάρτηση της X . Η φαινομενική πτώση πίεσης είναι η υποθετική πτώση πίεσης αν στον αγωγό κινούνταν μόνο η μία φάση.

Επομένως ισχύει:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right) = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{sg} \varphi_g(X) \quad (\text{με βάση την αέρια φάση}) \quad (2.28)$$

ή

$$\left(\frac{dp}{dz}\right) = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{sl} \varphi_l(X) \quad (\text{με βάση την υγρή φάση}) \quad (2.29)$$

Για τις φαινομενικές πτώσεις πίεσης λόγω τριβών ισχύει:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{sg} = \frac{2f_g G^2 x^2}{\rho_g D} \quad (2.30)$$

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{sl} = \frac{2f_l G^2 (1-x)^2}{\rho_l D} \quad (2.31)$$

Για τους διφασικούς πολλαπλασιαστές ισχύει:

$$\varphi_g(X) = 1 + CX + X^2 \quad (2.32)$$

$$\varphi_l(X) = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.33)$$

όπου η σταθερά C παίρνει τις εξής τιμές:

$C = 20$ για τυρβώδη ροή και στις δύο φάσεις

$C = 12$ για στρωτή ροή στο υγρό και τυρβώδη στο αέριο

$C = 10$ για στρωτή ροή στο αέριο και τυρβώδη στο υγρό

$C = 5$ για στρωτή ροή και στις δύο φάσεις

Μέθοδος Friedel

Η δεύτερη μέθοδος, αυτή του Friedel, έχει πιο γενική εφαρμογή και δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για μεγαλύτερο εύρος περιπτώσεων ($\mu_l/\mu_g < 1000$), ($G < 2000 \text{ kg/m}^2\text{s}$). Όπως στη πρώτη μέθοδο, υπάρχει ένας διφασικός πολλαπλασιαστής, αλλά αντί της φαινομενικής χρησιμοποιείται η μονοφασική πτώση πίεσης της υγρής φάσης όταν ο αγωγός διαρρέεται από τη συνολική παροχή. Δηλαδή:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{fr} = \left(\frac{dp}{dz}\right)_{l0} \Phi_{Friedel}^2 \quad (2.34\alpha)$$

όπου

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{l0} = \frac{2f_l G^2}{\rho_l D} \quad (2.34\beta)$$

$$\Phi_{Friedel}^2 = E + \frac{3.24FH}{Fr^{0.045}We^{0.035}} \quad (2.34\gamma)$$

Ο αριθμός Froude είναι: $Fr = \frac{G^2}{g\rho^2 D}$ (2.34δ)

Ο αριθμός Weber είναι: $We = \frac{G^2 D}{\sigma\rho}$ (2.34ε)

Για τους αριθμούς E, F και H ισχύει:

$$E = (1 - x)^2 + x^2 \frac{\rho_l f_g}{\rho_g f_l} \quad (2.34\sigma\tau)$$

$$F = x^{0.78}(1 - x)^{0.24} \quad (2.34\zeta)$$

$$H = \left(\frac{\rho_l}{\rho_g}\right)^{0.91} \left(\frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_g}{\mu_l}\right)^{0.7} \quad (2.34\eta)$$

Στις εξισώσεις (2.34) οι συντελεστές τριβής υπολογίζονται από τη σχέση του Blasius (2.18) με τα αντίστοιχα ιξώδη της κάθε φάσης. Επιπλέον, ρ είναι η μέση πυκνότητα του μίγματος και υπολογίζεται από την εξίσωση (2.10). Τέλος, στον αριθμό Weber εμφανίζεται και η επιφανειακή τάση σ .

Όσον αφορά το κλάσμα κενού, αυτό υπολογίζεται από τη συσχέτιση:

$$\alpha = \left(\frac{x}{\rho_g}\right) \left\{ \frac{1+0.12(1-x)}{\rho} + \frac{1.18(1-x)[g\sigma(\rho_l-\rho_g)]^{0.25}}{G^2\rho_l^{0.5}} \right\}^{-1} \quad (2.35)$$

Κεφάλαιο 3. ΑΣΤΑΘΕΙΕΣ ΔΙΦΑΣΙΚΗΣ ΡΟΗΣ

3.1 Εισαγωγή

Οι αστάθειες διφασικής ροής είναι ένα πολύ σημαντικό και προκλητικό θέμα που αφορά τις συσκευές και εγκαταστάσεις που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 1.1. Οι συχνές αστάθειες στη ροή μπορούν να προκαλέσουν πολλά προβλήματα όπως κραδασμούς, κρίση βρασμού, θερμικές ταλαντώσεις καθώς και συνθήκες λειτουργίας εκτός προδιαγραφών. Για αυτό το λόγο είναι σημαντικό να μπορούν να προβλεφθούν οι συνθήκες κάτω από τις οποίες μπορεί να εμφανιστεί κάποια αστάθεια σε ένα σύστημα διφασικής ροής.

Οι αστάθειες χωρίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες, στατικές και δυναμικές. Όταν η αστάθεια μπορεί να προβλεφθεί με νόμους διατήρησης σε μόνιμες συνθήκες, τότε είναι στατική. Όταν πρέπει να ληφθούν υπόψιν επιδράσεις όπως αδράνεια και συμπίεστικότητα, τότε είναι δυναμική.

Σε περιπτώσεις όπου υπάρχουν διαταραχές σε παράγοντες του συστήματος όπως στην ισχύ εισόδου, στη θερμοκρασία εισόδου του υπόψυκτου υγρού, στη μαζική ταχύτητα ή στη πίεση εισόδου, οι συνθήκες λειτουργίας του συστήματος υποβάλλονται σε διακυμάνσεις. Στις στατικές αστάθειες η ροή, λόγω των διακυμάνσεων, θα φτάσει σε διαφορετική μόνιμη κατάσταση από την αρχική, ενώ στις δυναμικές αστάθειες δημιουργούνται περιοδικές ταλαντώσεις γύρω από την αρχική κατάσταση.

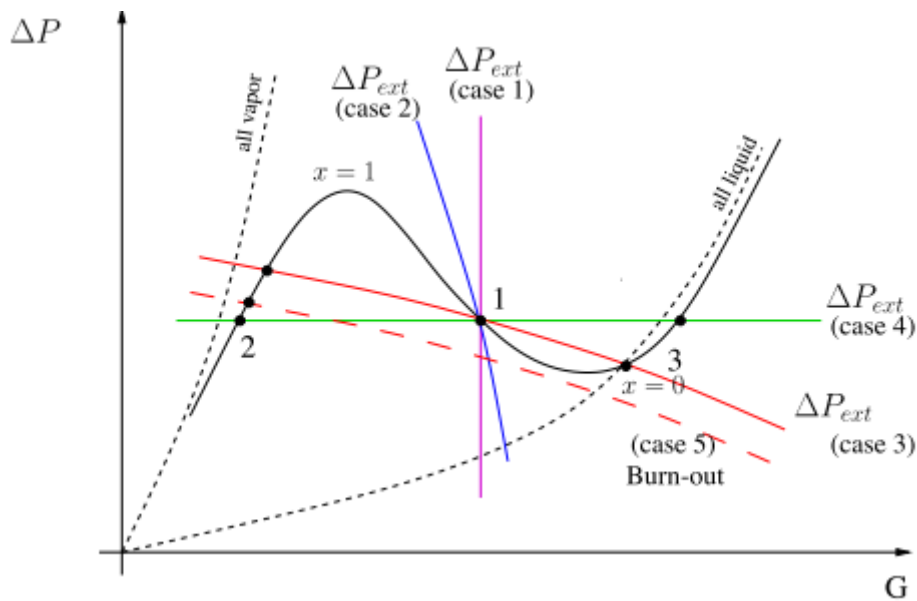
Ο πρώτος που μελέτησε αστάθειες διφασικής ροής ήταν ο Ledinegg (1938), ο οποίος έθεσε τα θεμέλια για περαιτέρω μελέτη των ασταθειών από πολλούς ερευνητές στα επόμενα χρόνια.

3.2 Στατικές αστάθειες

3.2.1 Αστάθεια Ledinegg

Η αστάθεια Ledinegg είναι η πιο συχνά εμφανιζόμενη στατική αστάθεια καθώς και η πιο μελετημένη. Πήρε το όνομά της από τον Ledinegg που περιέγραψε το φαινόμενο πρώτη φορά σε άρθρο του το 1938. Η αστάθεια εξηγείται μέσω της χαρακτηριστικής καμπύλης πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας ($\Delta P-G$). Αυτό γίνεται παίρνοντας δύο καμπύλες, εσωτερική και εξωτερική, από δύο διαφορετικά συστήματα μόνιμων συνθηκών. Η εσωτερική καμπύλη αφορά το σύστημα βρασμού σε μόνιμες συνθήκες και συνήθως έχει το σχήμα του γράμματος N (ή πλάγιο S). Η εξωτερική καμπύλη είναι χαρακτηριστική της βαλβίδας ή αντλίας και ανάλογα με τη μορφή της το σύστημα μπορεί να είναι ευσταθές ή ασταθές.

Στο σχήμα 3.1 φαίνεται ένα τυπικό παράδειγμα της χαρακτηριστικής καμπύλης με σχήμα N καθώς και διάφορες περιπτώσεις εξωτερικών καμπυλών. Εκεί που τέμνονται οι δύο καμπύλες είναι τα σημεία λειτουργίας σε μόνιμη κατάσταση. Οι καμπύλες των περιπτώσεων 1 και 2 αφορούν συστήματα όπου η ροή προμηθεύεται από αντλία θετικού εκτοπίσματος. Συστήματα με φυγόκεντρη αντλία έχουν καμπύλη σαν τη περίπτωση 3, ενώ η περίπτωση 4, όπου η κλίση είναι μηδενική, μπορεί να υπάρξει σε συστήματα με παράλληλα κανάλια, όπως εναλλάκτες θερμότητας. Τέλος, η περίπτωση 5 είναι τροποποίηση της καμπύλης 3 όταν η αντλία εξαντληθεί (burn-out) λόγω υπερθέρμανσης.



Σχήμα 3.1: Εσωτερική χαρακτηριστική καμπύλη πτώσης πίεσης-παροχής σε σύστημα βρασμού μαζί με πέντε περιπτώσεις εξωτερικών καμπυλών. (Ruspini et al. 2014)

Όταν η κλίση της εσωτερικής καμπύλης (N-shape) είναι αλγεβρικά μικρότερη από τη κλίση της εξωτερικής τότε η ροή κινδυνεύει να εμφανίσει αστάθεια Ledinegg. Για παράδειγμα στο σημείο λειτουργίας 1 του σχήματος 3.1, στις περιπτώσεις των καμπυλών 1 και 2 το σύστημα είναι ευσταθές, ενώ σε αυτές των 3 και 4 είναι ασταθές. Επομένως, στη περίπτωση 3 θα υπάρξει μία μετακίνηση από το σημείο 1 σε άλλο σημείο τομής, που στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι το σημείο λειτουργίας 2 ή το 3. Σύμφωνα με τον Ruspini et al. (2010) υπάρχει ίση πιθανότητα να πάει σε ένα από τα δύο σημεία λειτουργίας και αυτό εξαρτάται από την αρχική διαταραχή. Αυτή η μετακίνηση ονομάζεται «εκδρομή» ροής (flow excursion). Αυτό το φαινόμενο μπορεί να παρατηρηθεί και όταν τροποποιηθεί μία καμπύλη, όπως για παράδειγμα από τη περίπτωση 3 στην 5 τα τρία σημεία λειτουργίας μειώνονται σε ένα. Το σύστημα τότε θα υποστεί «εκδρομή» ροής από το σημείο 3 στο 2.

3.2.2 Αστάθεια κατανομής ροής

Σε συστοιχία από παράλληλα κανάλια έχει παρατηρηθεί άνιση κατανομή της ροής μεταξύ των καναλιών. Αυτό το φαινόμενο αναλύθηκε πρώτα από τον Akagawa et al. (1971). Όταν ένα από τα κανάλια λειτουργεί στη περιοχή αρνητικής κλίσης στη χαρακτηριστική καμπύλη πτώσης πίεσης-παροχής τότε μπορεί να υπάρξει ανακατανομή της ροής.

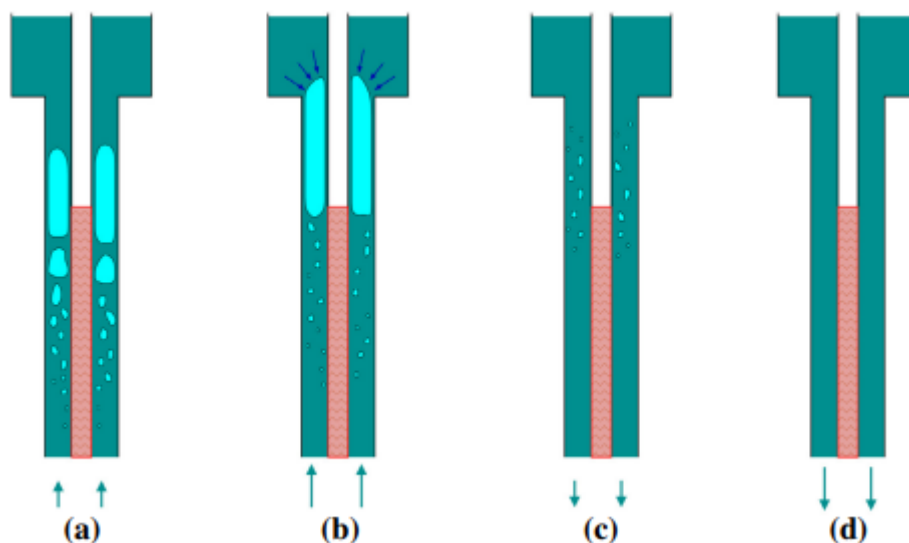
Ένας κύριος λόγος για να εμφανιστεί η αστάθεια είναι η ανομοιομορφη θέρμανση των καναλιών. Η εισροή θερμότητας καθορίζει τη θερμοδυναμική κατάσταση του ρευστού. Έτσι το κάθε κανάλι θα έχει διαφορετική χαρακτηριστική καμπύλη λόγω της ανομοιομορφίας. Αυτό σημαίνει ότι η ίδια πτώση πίεσης θα επιτυγχάνεται με διαφορετικές παροχές για κάθε κανάλι και αυτό οδηγεί σε κακή κατανομή της ροής.

3.2.3 Μετάβαση μοτίβου ροής

Αυτό το είδος αστάθειας έχει παρόμοιο μηχανισμό με την αστάθεια Ledinegg. Όταν συμβαίνει αλλαγή στο πρότυπο ροής, συνήθως από ροή με φυσαλίδες σε δακτυλιοειδή ροή, η αλλαγή στη πτώση πίεσης οδηγεί σε «εκδρομή» ροής (Bouré et al., 1973). Μία προσωρινή αύξηση στον αριθμό των φυσαλίδων μπορεί να οδηγήσει σε αυτή την αλλαγή μοτίβου ροής. Έτσι στη δακτυλιοειδή ροή, όπου υπάρχει χαμηλότερη πτώση πίεσης, ο παραγόμενος ατμός δεν προλαβαίνει να «κάτσει» αρκετή ώρα στο κανάλι, λόγω της αυξανόμενης παροχής, με αποτέλεσμα να αλλάξει ξανά το μοτίβο σε ροή με φυσαλίδες. Αυτό το φαινόμενο μπορεί να επαναληφθεί.

3.2.4 Geysering

Το φαινόμενο του geysering αναφέρθηκε για πρώτη φορά από τον Griffith (1962) και παρατηρείται σε κατακόρυφα κανάλια με χαμηλές παροχές. Ο κύριος μηχανισμός της αστάθειας εξηγείται από τον Aritomi et al. (1993).

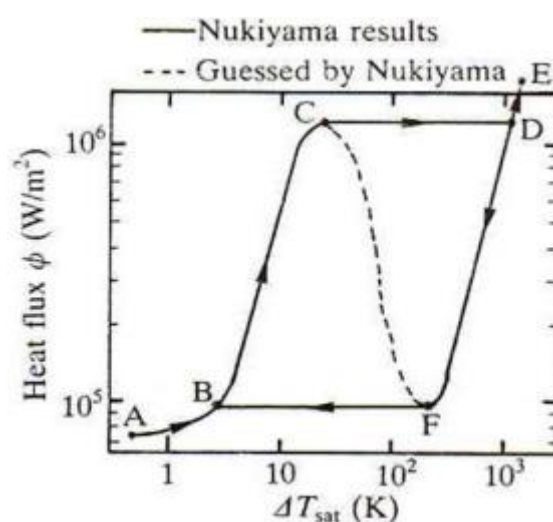


Σχήμα 3.2: Μηχανισμός του geysering (Ruspini et al. 2014)

Στη βάση του καναλιού, η οποία θερμαίνεται, ξεκινάει βρασμός και δημιουργούνται φυσαλίδες. Η ροή επιταχύνεται επειδή πέφτει η υδροστατική πίεση και κάποια στιγμή οι φυσαλίδες φτάνουν στο πάνω μέρος του καναλιού, όπου ο αγωγός δεν θερμαίνεται και επικρατεί υπόψυκτο υγρό. Σε εκείνο το σημείο ο ατμός συμπυκνώνεται και οι φυσαλίδες καταρρέουν. Η κατάρρευση οδηγεί το υγρό να τείνει να καλύψει το κενό που δημιουργείται και αυτό έχει ως αποτέλεσμα η ροή να αρχίσει να επιβραδύνεται και να αντιστραφεί. Το κανάλι έχει πλέον μόνο υπόψυκτο υγρό, το οποίο θερμαίνεται, δημιουργώντας πάλι κενό και η διαδικασία επαναλαμβάνεται.

3.2.5 Κρίση βρασμού (boiling crisis)

Η κρίση βρασμού εμφανίζεται όταν υπάρχει μετάβαση από βρασμό με πυρηνογένεση σε βρασμό με υμένα ατμού. Ο βρασμός με πυρηνογένεση είναι μία επιθυμητή κατάσταση, αλλά με συνεχή αύξηση της θερμορροής οι φυσαλίδες φτάνουν σε ένα σημείο να σχηματίζονται πιο γρήγορα από ότι απομακρύνονται. Έτσι δημιουργείται ένας υμένας ατμού γύρω από το τοίχωμα με αποτέλεσμα να μειωθεί δραστικά η θερμορροή.



Σχήμα 3.3: Καμπύλη ειδικής θερμορροής-υπερθέρμανσης τοιχώματος. (Nukiyama 1966)

Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.3 από το πείραμα του Nukiyama (1966) η κρίση βρασμού ξεκινάει μετά το σημείο C. Σε εκείνο το σημείο επιτυγχάνεται η μέγιστη θερμορροή κατά το βρασμό με πυρηνογένεση και ονομάζεται κρίσιμη θερμορροή (critical heat flux – CHF). Επομένως, για να αποφεύγεται αυτή η αστάθεια, είναι πολύ σημαντικό να προβλέπεται η κρίσιμη θερμορροή σε συσκευές βρασμού ώστε να μπορούν να λειτουργούν σε όσο το δυνατόν υψηλότερες θερμορροές και ταυτόχρονα μακριά από τη κρίση βρασμού.

3.3 Δυναμικές αστάθειες

Οι κύριοι μηχανισμοί για τις δυναμικές αστάθειες μπορούν να εξηγηθούν από φαινόμενα ανάδρασης και καθυστερήσεις στο χρόνο διάδοσης μιας διαταραχής σε συστήματα διφασικής ροής. Μία στιγμιαία διαταραχή θα πάρει κάποιο χρόνο για να φτάσει σε άλλα σημεία του συστήματος. Αυτός ο χρόνος εξαρτάται από τη ταχύτητα διάδοσης του κύματος. Τέτοιες διαταραχές φτάνουν με καθυστέρηση στο αρχικό τους σημείο και λόγω αυτής της καθυστέρησης δημιουργούνται νέες διαταραχές. Πολλές φορές αυτή η διαδικασία μπορεί να συνεχιστεί επ'άοριστον με αποτέλεσμα να δημιουργούνται διαρκείς ταλαντώσεις ροής.

Οι συντηρούμενες ταλαντώσεις ροής είναι ανεπιθύμητες επειδή προκαλούν σημαντικές δυσκολίες στο διφασικό σύστημα. Τα κύρια προβλήματα που δημιουργούν είναι στον έλεγχο του συστήματος, προκαλούν μηχανικές δονήσεις των εξαρτημάτων και επηρεάζουν τα χαρακτηριστικά της τοπικής μεταφοράς θερμότητας οδηγώντας σε εξουθένωση ή σβήσιμο (burnout) της συσκευής.

Οι πιο συχνά εμφανιζόμενες δυναμικές αστάθειες είναι οι ταλαντώσεις κύματος-πυκνότητας, ταλαντώσεις πτώσης πίεσης και ακουστικές ταλαντώσεις.

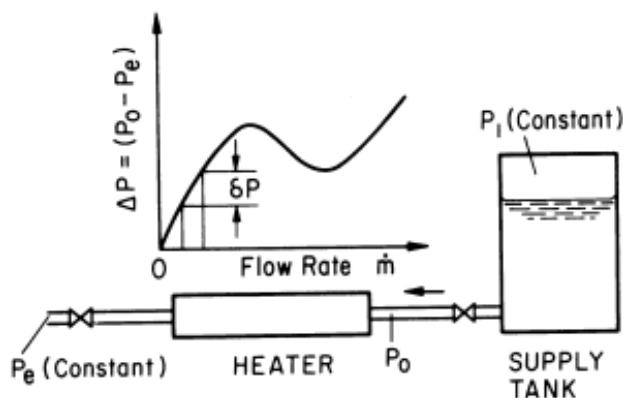
3.3.1 Ακουστικές ταλαντώσεις

Ονομάζονται ακουστικές καθώς στις περισσότερες περιπτώσεις κάνουν ένα χαρακτηριστικό οξύ ήχο. Επειδή οι διαταραχές της πίεσης ταξιδεύουν με τη ταχύτητα του ήχου του διφασικού μείγματος, οι ταλαντώσεις είναι υψηλών συχνοτήτων (10-100 Hz). Σύμφωνα με Kakas και Veziroglu (1983) αυτή η αστάθεια φαίνεται να ενεργοποιείται από μηχανισμούς μετάδοσης θερμότητας όπως ο υπόψυκτος βρασμός, μέσω κατάρρευσης φυσαλίδων, και ο βρασμός υμένα, μέσω της μεταβολής του πάχους του υμένα και του ρυθμού παραγωγής ατμού λόγω αλλαγών στη πίεση.

3.3.2 Ταλαντώσεις κύματος-πυκνότητας DWO (density-wave oscillations)

Οι ταλαντώσεις κύματος-πυκνότητας, σε αντίθεση με τις ακουστικές, είναι χαμηλών συχνοτήτων (1 Hz) σύμφωνα με Bouré et al. (1973). Αυτό σημαίνει ότι η αλληλεπίδραση των δύο ειδών ταλαντώσεων είναι μικρή και μπορεί να αγνοηθεί. Έτσι οι DWO μπορούν να εξετάζονται σαν ξεχωριστό φαινόμενο σε αναλύσεις ασταθειών. Οι Fukuda και Kobori (1979) ταξινόμησαν αυτές τις ταλαντώσεις σε τρεις τύπους ανάλογα με τους κύριους μηχανισμούς στους οποίους οφείλεται η ύπαρξή τους: DWO_I λόγω βαρύτητας, DWO_{II} λόγω τριβής και DWO_{III} λόγω ορμής.

Το σημαντικό χαρακτηριστικό των ταλαντώσεων κύματος-πυκνότητας είναι η παρουσία δύο συστατικών με διαφορετικές πυκνότητες. Η συμπιεστικότητα του ατμού δεν παίζει σημαντικό ρόλο στη δημιουργία τους. Αυτό μπορεί να περιγραφεί μέσω ενός θερμαντήρα, μιας δεξαμενής ανεφοδιασμού και ενός σωλήνα όπως φαίνεται στο σχήμα 3.4 από Kakac και Veziroglu (1983).



Σχήμα 3.4: Απλοποιημένο σύστημα για ταλαντώσεις κύματος-πυκνότητας

(Kakac et al. 1983)

Έστω ότι η πτώση πίεσης στην έξοδο υποστεί μία απειροστή μείωση, δηλαδή το $(P_0 - P_e)$ μειώνεται, τότε επειδή το P_e είναι σταθερό, θα μειωθεί σχεδόν ακαριαία το P_0 . Αυτό σημαίνει ότι η πτώση πίεσης $(P_1 - P_0)$ θα αυξηθεί με αποτέλεσμα η δεξαμενή να στέλνει υγρό με μεγαλύτερη ταχύτητα στην είσοδο του θερμαντήρα. Το ρευστό

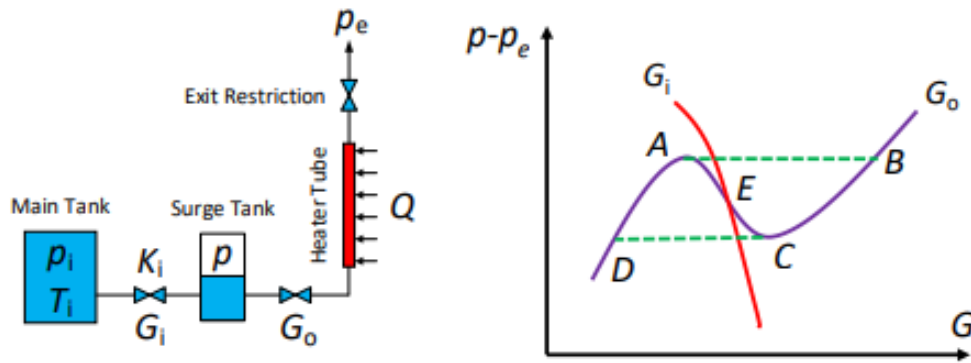
υψηλότερης πυκνότητας στην είσοδο θα φτάσει κάποια στιγμή το όριο βρασμού και θα ταξιδέψει μέσα στο θερμοαντήρα.

Μετά από κάποιο χρονικό διάστημα Δt αυτό το κύμα υψηλότερης πυκνότητας θα φτάσει στην έξοδο του συστήματος. Εκείνη τη στιγμή η πτώση πίεσης στην έξοδο ($P_0 - P_e$) θα αυξηθεί απειροστά με αποτέλεσμα αυτή τη φορά να μειωθεί το ($P_1 - P_0$). Η ταχύτητα στην είσοδο του θερμοαντήρα θα μειωθεί και θα ταξιδέψει μέσα του κύμα χαμηλότερης πυκνότητας. Αυτό το κύμα θα πάρει με τη σειρά του κάποιο χρονικό διάστημα Δt για να φτάσει στην έξοδο του συστήματος. Όταν αυτό γίνει η πτώση πίεσης θα μειωθεί και η ταχύτητα στην είσοδο θα αυξηθεί.

Ένα κύμα υψηλότερης και ένα κύμα χαμηλότερης πυκνότητας συνιστούν μια ολοκληρωμένη ταλάντωση κύματος-πυκνότητας. Σύμφωνα με πειράματα που έγιναν από Veziroglu et al. (1978) αυτού του είδους οι ταλαντώσεις συμβαίνουν σε σημεία με θετική κλίση στη καμπύλη μορφής N.

3.3.3 Ταλαντώσεις πτώσης πίεσης PDO (*pressure drop oscillations*)

Στις ταλαντώσεις πτώσης πίεσης, σε αντίθεση με τις αντίστοιχες κύματος-πυκνότητας, παίζει σημαντικό ρόλο ο συμπιεστός όγκος. Αυτές μπορούν να εμφανιστούν όταν μια μικρή αύξηση στη πίεση του συμπιεστού όγκου προκαλέσει μείωση στη μαζική ταχύτητα, δηλαδή συμβαίνουν σε σημεία με αρνητική κλίση στη καμπύλη μορφής N. Με τη βοήθεια του σχήματος 3.5 μπορεί να περιγραφεί ο μηχανισμός των PDO. Τον ρόλο του συμπιεστού όγκου παίζει η δεξαμενή υπερχειλίσσης (*surge tank*), η οποία βρίσκεται ανάντη του τμήματος βρασμού και κατάντη της δεξαμενής ανεφοδιασμού (*supply tank*).



Σχήμα 3.5: Σχηματικό διάγραμμα συστήματος PDO (Qiao et al. 2021)

Οι σχέσεις πτώσης πίεσης σε μόνιμη κατάσταση είναι:

$$p_i - p = K_i G_i^2 \quad (3.1)$$

$$p - p_e = \Phi G_o \quad (3.2)$$

Η πίεση p_i και η θερμοκρασία T_i της κύριας δεξαμενής, καθώς και η πίεση στην έξοδο p_e θεωρούνται σταθερά. Η πίεση της δεξαμενής υπερχειλίσσης είναι p και οι μαζικές ταχύτητες πριν και μετά τη δεξαμενή είναι G_i και G_o αντίστοιχα.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5 οι δύο σχέσεις σχηματίζουν δύο χαρακτηριστικές καμπύλες. Η σχέση 3.1 σχηματίζει τη χαρακτηριστική βαλβίδας ροής και η σχέση 3.2 σχηματίζει τη χαρακτηριστική μόνιμων συνθηκών του συστήματος. Η τελευταία έχει μορφή N που σημαίνει ότι υπάρχει τμήμα με αρνητική κλίση. Όταν οι δύο καμπύλες τέμνονται σε σημείο με αρνητική κλίση τότε το σύστημα κινδυνεύει να γίνει ασταθές.

Μία μικρή αύξηση στη πίεση p θα προκαλέσει μείωση στις μαζικές ταχύτητες G_i και G_o . Επειδή η καμπύλη G_i είναι πιο απότομη από τη G_o , η G_o μειώνεται πιο πολύ από τη G_i . Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η δεξαμενή υπερχειλίσσης να γεμίζει με υγρό και να αυξάνεται κι άλλο η πίεση p . Έτσι το σημείο λειτουργίας μετατοπίζεται από το σημείο E στο σημείο A ακολουθώντας τη χαρακτηριστική.

Περαιτέρω αύξηση της πίεσης από το σημείο A αναγκάζει το σύστημα να υποστεί μία «εκδρομή» ροής και να μεταβεί στο σημείο B, στο οποίο οι παροχή είναι αρκετά υψηλή ώστε να αντέξει μεγάλες πιέσεις. Εκεί το G_o είναι πολύ μεγαλύτερο από το G_i

με αποτέλεσμα η δεξαμενή υπερχειλίσης να αρχίσει να αδειάζει και η πίεση p να μειώνεται.

Το σημείο λειτουργίας θα αρχίσει να κατεβαίνει από το σημείο B μέχρι να φτάσει στο σημείο C. Εκεί το G_0 συνεχίζει να είναι μεγαλύτερο και λόγω περαιτέρω μείωσης της πίεσης p , η οποία μπορεί να αντέξει μόνο χαμηλές παροχές, το σύστημα υπόκειται σε άλλη μία «εκδρομή» ροής από το σημείο C στο σημείο D. Πλέον το G_i είναι μεγαλύτερο από το G_0 και η πίεση p αυξάνεται με αποτέλεσμα το σημείο λειτουργίας να πάει στο σημείο A.

Από εκεί και πέρα ο κύκλος των PDO ξεκινάει και πάλι ακολουθώντας τη διαδρομή ABCDA και από τη στιγμή που δεν υπάρχει άλλο σημείο λειτουργίας που να είναι και ευσταθές, αυτό το φαινόμενο θα επαναλαμβάνεται. Για αυτό το λόγο είναι πολύ σημαντικό να επιλέγονται βαλβίδες ή αντλίες τέτοιες, ώστε η εξωτερική χαρακτηριστική να έχει κατάλληλη κλίση που να αποφεύγει αυτό το είδος αστάθειας.

3.3.4 Θερμικές ταλαντώσεις

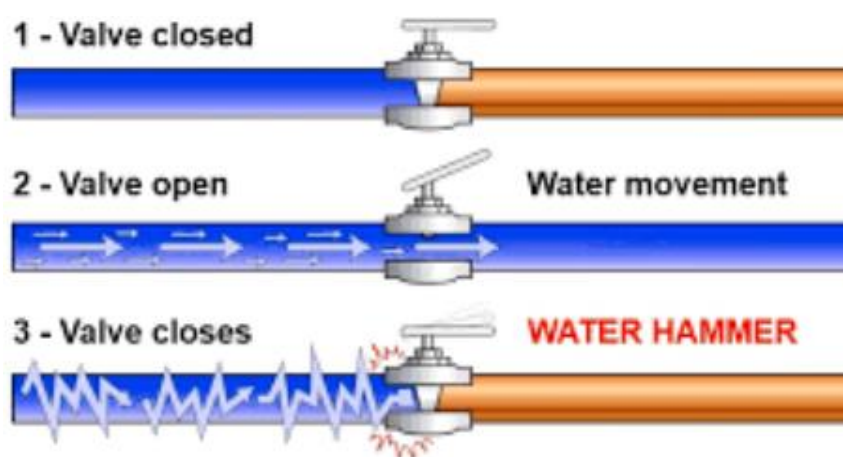
Εκτός από τους τρεις πιο συνηθισμένους τύπους δυναμικών ασταθειών διφασικής ροής που αναφέρθηκαν υπάρχουν και άλλοι τύποι, όπως οι θερμικές ταλαντώσεις. Όπως ανέφεραν οι Stenning και Veziroglu (1965) αυτό το φαινόμενο είναι αποτέλεσμα από ταλαντώσεις κύματος-πυκνότητας (DWO_{II}). Οι θερμικές ταλαντώσεις σχετίζονται με αστάθεια του υγρού υμένα και συνοδεύονται από μεταβολές της θερμοκρασίας του τοιχώματος του σωλήνα υπό σταθερή θερμοροή.

Κατά τη διάρκεια του βρασμού το σημείο, όπου θα σταματήσει να υπάρχει υγρός υμένας γύρω από το τοίχωμα, ονομάζεται σημείο ξήρανσης (dryout). Οι ταλαντώσεις DWO μπορούν να προκαλέσουν τη μεταβολή αυτού του σημείου μέσα στο σωλήνα. Αυτή η μεταβολή προκαλεί ταλάντωση του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας σε κάποιο σημείο καθώς αλλάζουν οι συνθήκες από υγρό τοίχωμα σε ξηρό και ανάποδα. Αναλόγως με το συντελεστή μεταβάλλεται και η υπερθέρμανση του τοιχώματος ΔT_w , η οποία προκαλεί τη ταλάντωση της ροής μεταξύ μεταβατικού βρασμού και βρασμού υμένα. Σημαντικές προϋποθέσεις για την εμφάνιση θερμικών ταλαντώσεων είναι η ύπαρξη DWO και το σύστημα να είναι σε κατάσταση βρασμού υμένα.

3.4 Άλλα είδη παροδικών φαινομένων

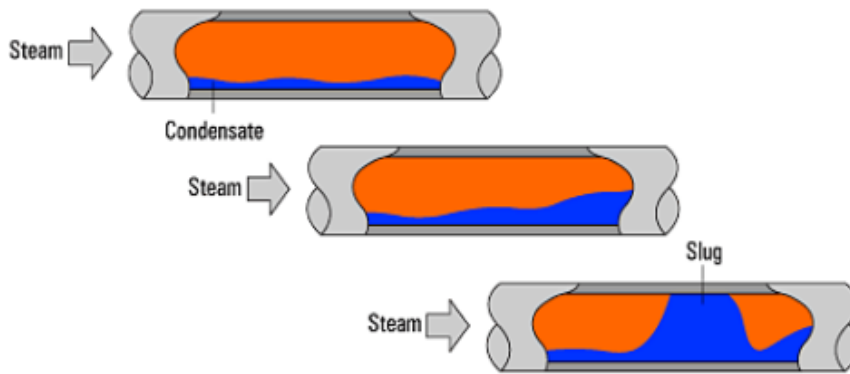
Εκτός από τις αστάθειες που προαναφέρθηκαν υπάρχουν και άλλα είδη φαινομένων, τα οποία συμβαίνουν προσωρινά υπό συγκεκριμένες συνθήκες. Το σημαντικότερο είναι το υδραυλικό πλήγμα (water-hammer), το οποίο είναι ένα κύμα πίεσης που προέρχεται από ξαφνική αλλαγή στην ταχύτητα του ρευστού. Αυτό το κύμα πίεσης, σε πολλές περιπτώσεις, μπορεί να ξεπεράσει τα κανονικά επίπεδα και να προκαλέσει θορύβους, τραντάγματα σωληνώσεων, πρόωρη φθορά ή ακόμη και αστοχία σε βαλβίδες, αγωγούς και άλλα εξαρτήματα. Ο Yow et al. (1988) ανέφερε τρία βασικά είδη υδραυλικού πλήγματος που συμβαίνουν σε βιομηχανικά εργοστάσια.

Το πρώτο είδος συμβαίνει όταν μία βαλβίδα κλείσει απότομα και έτσι παράγεται κύμα πίεσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.6, που μπορεί να προκαλέσει ζημιές σε σωληνώσεις και βαλβίδες.



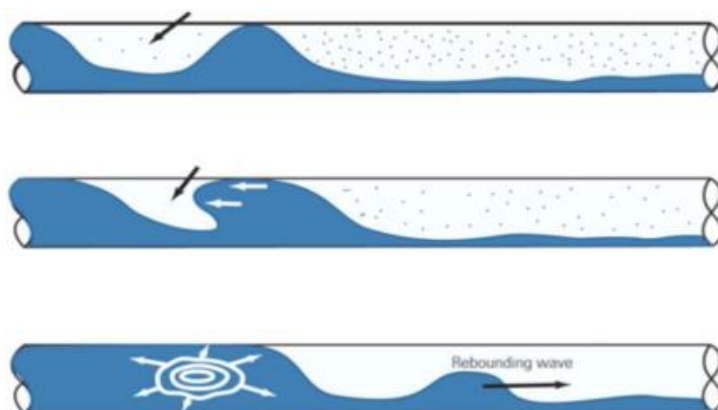
Σχήμα 3.6: Πρώτο είδος υδραυλικού πλήγματος

Το δεύτερο είδος συμβαίνει όταν ένα αέριο με υψηλή παροχή σπρώχνει το συμπύκνωμα προκαλώντας κυματισμούς. Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7, όταν το επίπεδο του συμπυκνώματος είναι υψηλό, οι κυματισμοί μπορούν να καλύψουν όλη τη διατομή του αγωγού και να δημιουργηθεί μία μάζα υγρού (slug), η οποία όταν καταρρεύσει θα δημιουργήσει κρουστικό κύμα.



Σχήμα 3.7: Δεύτερο είδος υδραυλικού πλήγματος

Το τρίτο είδος συμβαίνει όταν ατμός συμπυκνώνεται και συσσωρεύεται αρκετό συμπύκνωμα ώστε με τη βοήθεια της ροής του ατμού να δημιουργείται διαλείπουσα ροή (slug flow). Ανάμεσα σε δύο κύματα νερού, τα οποία καλύπτουν όλη τη διατομή του σωλήνα, εγκλωβίζεται ατμός, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.8. Ο εγκλωβισμένος ατμός αρχίζει να συμπυκνώνεται και σε εκείνο το σημείο δημιουργείται κενό. Αυτή η υποπίεση κατάντη του κύματος σε συνδυασμό με τη πίεση ανάντη του κύματος δημιουργούν μία εσωτερική κατάρρευση (implosion), η οποία προκαλεί τοπικό κραδασμό.



Σχήμα 3.8: Τρίτο είδος υδραυλικού πλήγματος

Κεφάλαιο 4. ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΜΟΝΤΕΛΟΠΟΙΗΣΗ

4.1 Εισαγωγή

Στο διάγραμμα πτώσης πίεσης – μαζικής ταχύτητας η καμπύλη με σχήμα N του συστήματος βρασμού είναι πολύ σημαντική επειδή είναι ένας αποφασιστικός παράγοντας για την εμφάνιση ασταθειών Ledinegg και ταλαντώσεων πτώσης πίεσης (PDO) στο τμήμα αρνητικής κλίσης. Η εξαγωγή αυτής της καμπύλης μπορεί να γίνει με μαθηματική μοντελοποίηση ξεκινώντας με τη διατύπωση των εξισώσεων διατήρησης σε μόνιμες συνθήκες. Με τη βοήθεια του Excel και χρησιμοποιώντας βασικά μοντέλα που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 2.3 εξάχθηκαν διάφορες καμπύλες σχήματος N. Τα βασικά μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν είναι το ομογενές και το διαχωρισμένο με τη μέθοδο Friedel. Έγιναν κάποιες υποθέσεις για τις τιμές παραμέτρων, οι οποίες ήταν ίδιες και για τα δύο μοντέλα.

Το μήκος του αγωγού που θερμαίνεται υποτέθηκε ότι είναι $L = 20\text{m}$. Η διάμετρος του αγωγού είναι $D = 0,0254\text{m}$ (1 ίντσα). Ο αγωγός θεωρείται ότι είναι οριζόντιος, επομένως παραλείπεται ο όρος της πτώσης πίεσης λόγω μανομετρικού ύψους από τη σχέση (2.22). Ανάλογα με τη πίεση εισόδου του συστήματος έχουν καθοριστεί οι τιμές των ενθαλπιών και των πυκνοτήτων υγρής και αέριας φάσης μέσω της ιστοσελίδας <https://checalc.com/calc/steam.html>. Τέλος, το ρευστό, στα τμήματα που βρίσκεται στη μονοφασική υγρή φάση, θεωρείται ότι είναι ασυμπίεστο.

4.2 Μοντελοποίηση ομογενούς ροής

Ο τρόπος με τον οποίο λειτουργεί η ομογενής ροή περιγράφεται στο κεφάλαιο 2.3.1. Τα βήματα που ακολουθήθηκαν για την εξαγωγή της καμπύλης εξηγούνται παρακάτω.

Αρχικά ο αγωγός χωρίστηκε σε 200 ίσα σημεία, επομένως κάθε σημείο απέχει από το άλλο κατά 0.1 μέτρα ($dz = 0.1\text{m}$).

Στη συνέχεια υπολογίστηκε η ενθαλπία σε κάθε σημείο. Στην είσοδο του θερμαντήρα θεωρήθηκε ότι εισέρχεται υπόψυκτο υγρό θερμοκρασίας 21°C, οπότε είναι γνωστή η ενθαλπία σε αυτό το σημείο. Όμως αυτή δεν παραμένει σταθερή και υπολογίζεται σε κάθε σημείο μέσω του ισοζυγίου ενέργειας (σχέση 2.13). Η σχέση αυτή μπορεί να απλοποιηθεί αν θεωρηθούν αμελητέες οι μεταβολές μηχανικής ενέργειας σε σύγκριση με τις θερμικές. Έτσι η σχέση γίνεται:

$$dh = \frac{q_w P}{GA} dz \quad (4.1)$$

όπου η περίμετρος $P = \pi d$ και το εμβαδό διατομής $A = \pi d^2/4$ μπορούν να αντικατασταθούν και τελικά η σχέση γίνεται:

$$dh = \frac{4q_w}{GD} dz \quad (4.2)$$

Η θερμορορή Q_w θεωρείται ότι είναι ομοιόμορφη στο τοίχωμα και της δόθηκε η τιμή 600 kW/m². Στη μαζική ταχύτητα G δόθηκε η τιμή 500 kg/m²s.

Η επόμενη τιμή που υπολογίστηκε ήταν η ποιότητα x . Δε χρησιμοποιήθηκε ο ορισμός της ποιότητας με βάση τις μαζικές παροχές, όπως στη σχέση (2.2), αλλά υπολογίστηκε με βάση τις ειδικές ενθαλπίες μέσω της σχέσης (2.17) λύνοντας ως προς x .

$$x = \frac{h - h_l}{h_{lg}} \quad (4.3)$$

όπου η ενθαλπία h είναι γνωστή σε κάθε σημείο από το προηγούμενο βήμα. Η ενθαλπία υγρής φάσης h_l και η ενθαλπία αλλαγής φάσης h_{lg} είναι γνωστές από πίνακες ατμών και βασίζονται στη πίεση εισόδου του συστήματος, η οποία έχει υποτεθεί ότι είναι $p = 115 \text{ bar}$. Η ποιότητα που βασίζεται σε ειδικές ενθαλπίες μπορεί

να πάρει και αρνητικές τιμές για υπόψυκτο υγρό, καθώς και τιμές μεγαλύτερες της μονάδας για υπέρθερμο ατμό.

Επόμενο βήμα είναι ο υπολογισμός της πτώσης πίεσης λόγω τριβών σε κάθε σημείο. Στις περιπτώσεις που η ποιότητα είναι μικρότερη ή ίση του μηδενός η πτώση πίεσης λόγω τριβών ανά μονάδα μήκους υπολογίζεται από τον τύπο μονοφασικής ροής για υγρό, δηλαδή:

$$\frac{dp}{dz}_f = \frac{2fG^2}{\rho_l D} \quad (4.4)$$

Στις περιπτώσεις που η ποιότητα είναι μεγαλύτερη ή ίση της μονάδας τότε χρησιμοποιείται ο τύπος μονοφασικής ροής για αέριο, δηλαδή:

$$\frac{dp}{dz}_f = \frac{2fG^2}{\rho_g D} \quad (4.5)$$

Στις περιπτώσεις που η τιμή της ποιότητας είναι ανάμεσα σε 0 και 1 τότε η ροή είναι διφασική και χρησιμοποιείται για την πυκνότητα η εξίσωση (2.10) . Έτσι ισχύει:

$$\frac{dp}{dz}_f = \frac{2fG^2}{\rho D} = \frac{2fG^2}{D} (v_l + xv_{lg}) \quad (4.6)$$

όπου οι πυκνότητες και οι ειδικοί όγκοι της υγρής και αέριας φάσης υπολογίζονται από πίνακες ατμών με βάση την πίεση εισόδου. Ο συντελεστής τριβής f έλαβε μια σταθερή τιμή 0.005 . Στη συνέχεια καθεμία από της εξισώσεις (4.4), (4.5), (4.6) πολλαπλασιάζεται με το διαφορικό μήκος $dz = 0.1\text{m}$ για να βρεθεί η πτώση πίεσης λόγω τριβών ΔP_f .

Ο επόμενος όρος που υπολογίζεται είναι η πτώση πίεσης λόγω επιτάχυνσης. Αυτός ο όρος είναι σημαντικός μόνο όταν η ροή είναι διφασική καθώς έχει να κάνει με την αλλαγή της πυκνότητας κατά μήκος του αγωγού. Στη μονοφασική ροή, επειδή

το ρευστό θεωρείται ότι είναι ασυμπίεστο, ο όρος αυτός παίρνει την τιμή μηδέν.

Σύμφωνα με τη σχέση (2.21) ισχύει:

$$\frac{dp}{dz_a} = G^2 \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{\rho} \right) \quad (4.7)$$

Αντικαθιστώντας για την πυκνότητα την εξίσωση (2.10), τότε ισχύει:

$$\frac{dp}{dz_a} = G^2 \frac{d}{dz} (v_l + xv_{lg}) = G^2 v_{lg} \frac{dx}{dz} \quad (4.8)$$

Θεωρώντας ότι η μεταβολή της πίεσης κατά μήκος του αγωγού είναι πολύ μικρότερη από την αρχική πίεση εισόδου του συστήματος, $\Delta P \ll P$, τότε η μεταβολή της ενθαλπίας εξαρτάται μόνο από τη μεταβολή της ποιότητας κατά μήκος του αγωγού και έτσι στην εξίσωση (2.17) μπορούν να μπουν διαφορικά ως εξής:

$$dh = h_g dx - h_l dx = h_{lg} dx \rightarrow dx = \frac{dh}{h_{lg}} \quad (4.9)$$

Αντικαθιστώντας τη σχέση (4.2) στη (4.9), ισχύει:

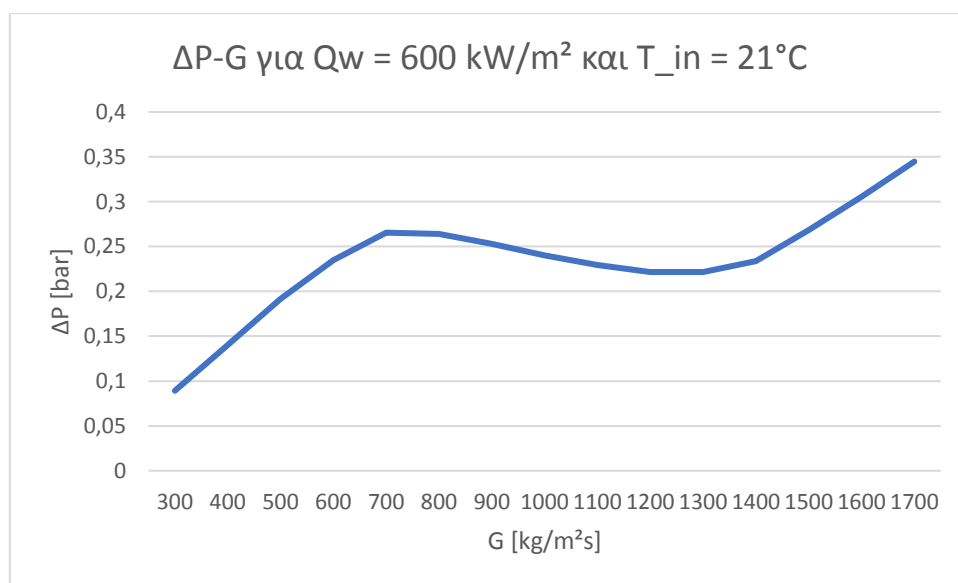
$$dx = \frac{4q_w}{GDh_{lg}} dz \quad (4.10)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση (4.10) στην (4.8), τελικά ισχύει:

$$\frac{dp}{dz_a} = \frac{4Gq_w v_{lg}}{Dh_{lg}} \quad (4.11)$$

Πολλαπλασιάζοντας την εξίσωση (4.11) με το διαφορικό μήκος $dz = 0.1\text{m}$ υπολογίζεται η πτώση πίεσης λόγω επιτάχυνσης ΔP_a .

Στη συνέχεια προσθέτοντας τους δύο όρους ΔP_f και ΔP_a υπολογίζεται η πτώση πίεσης σε κάθε σημείο. Προσθέτοντας τις πτώσεις πίεσης όλων των σημείων υπολογίζεται η συνολική πτώση πίεσης για συγκεκριμένη τιμή της μαζικής ταχύτητας G . Από εκεί και πέρα αλλάζοντας την τιμή της G αλλάζει και η τιμή της ΔP και τελικά σχηματίζεται η χαρακτηριστική καμπύλη μορφής N, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.1 .



Σχήμα 4.1: Χαρακτηριστική καμπύλη πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας με το ομογενές μοντέλο

4.3 Μοντελοποίηση διαχωρισμένης ροής με μέθοδο Friedel

Ο τρόπος που λειτουργεί η διαχωρισμένη ροή περιγράφεται στο κεφάλαιο 2.3.2 . Τα βήματα που ακολουθήθηκαν είναι παρόμοια με αυτά της ομογενούς ροής αλλά κάποιες σχέσεις διαφέρουν. Ο υπολογισμός της ενθαλπίας και της ποιότητας σε κάθε σημείο είναι ο ίδιος αλλά για τον υπολογισμό της πτώσης πίεσης λόγω τριβών χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικές σχέσεις.

Αρχικά υπολογίζονται οι παράμετροι E , F , H , Fr , We σύμφωνα με τις εξισώσεις (2.34). Οι αριθμοί Froude και Weber αλλάζουν σε κάθε σημείο σύμφωνα με την πυκνότητα. Όταν η ροή είναι διφασική χρησιμοποιείται η μέση πυκνότητα του

μίγματος σύμφωνα με τη σχέση (2.10). Έτσι με βάση αυτές τις παραμέτρους υπολογίζεται ο όρος ϕ^2_{Friedel} , ο οποίος πολλαπλασιάζεται με τον όρο $\left(\frac{dp}{dz}\right)_{l_0}$ όταν η ποιότητα είναι μικρότερη της μονάδας. Όταν είναι μεγαλύτερη ή ίση της μονάδας τότε χρησιμοποιείται ο τύπος:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_g = \frac{2f_g G^2}{\rho_g D} \quad (4.12)$$

όπου οι συντελεστές τριβής f_g και f_l βρίσκονται από την εξίσωση Blasius (2.18) βάζοντας στον παρονομαστή το ιξώδες αέριας και υγρής φάσης αντίστοιχα.

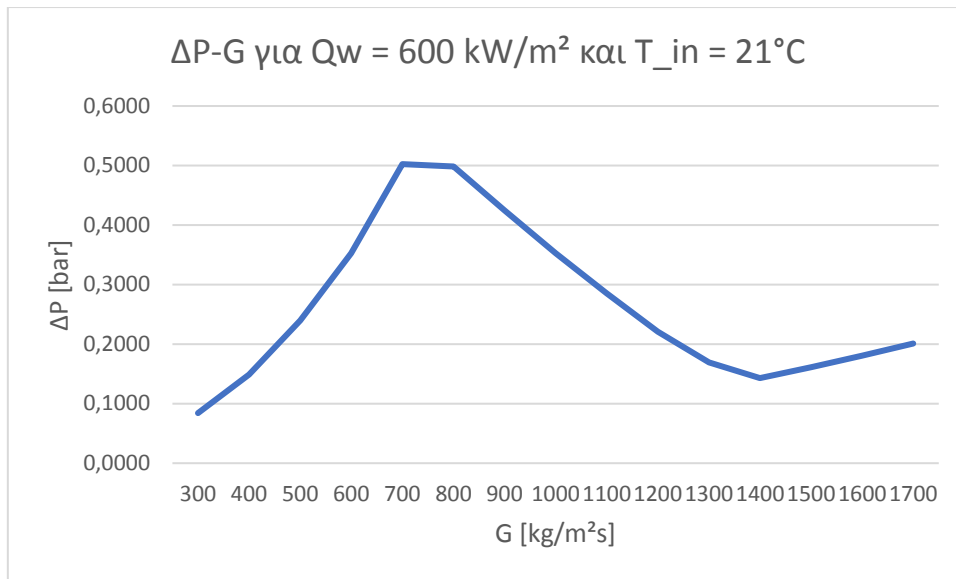
Στη συνέχεια πολλαπλασιάζοντας με το διαφορικό μήκος $dz = 0.1\text{m}$ βρίσκεται η πτώση πίεσης λόγω τριβών ΔP_f σε κάθε σημείο.

Επόμενο βήμα είναι ο υπολογισμός του κλάσματος κενού. Για υπόψυκτο υγρό, δηλαδή όταν $x \leq 0$, παίρνει την τιμή 0. Για υπέρθερμο ατμό, δηλαδή όταν $x \geq 1$, παίρνει την τιμή 1. Για διφασικό μίγμα χρησιμοποιείται η σχέση (2.35).

Γνωρίζοντας το κλάσμα κενού, πλέον, μπορεί να υπολογιστεί η πτώση πίεσης λόγω επιτάχυνσης σε κάθε σημείο σύμφωνα με τη σχέση (2.24):

$$\frac{dp}{dz}_a = G^2 \frac{d}{dz} \left[\frac{x^2}{\alpha \rho_g} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha)\rho_l} \right] \quad (4.13)$$

Πολλαπλασιάζοντας την παραπάνω εξίσωση με $dz = 0.1\text{m}$ βρίσκεται η ΔP_a και με τον ίδιο τρόπο που έγινε στο ομογενές μοντέλο, τελικά, για διαφορετικές μαζικές ταχύτητες G υπολογίζονται διαφορετικές ΔP σχηματίζοντας την χαρακτηριστική καμπύλη μορφής N , όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2.

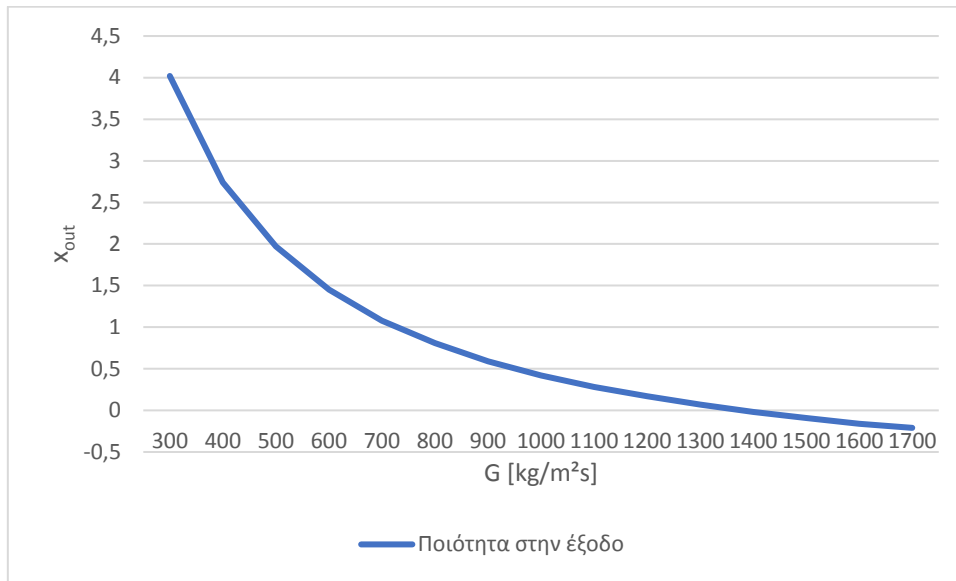


Σχήμα 4.2: Χαρακτηριστική καμπύλη πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας με το διαχωρισμένο μοντέλο

Μπορεί κανείς να παρατηρήσει ότι το μοντέλο διαχωρισμένης ροής με τη μέθοδο Friedel αποδίδει μία πιο απότομη κλίση στη διφασική περιοχή και, επιπλέον, η πτώση πίεσης για κάθε μαζική ταχύτητα είναι μεγαλύτερη από ότι στο μοντέλο ομογενούς ροής.

4.4 Σύγκριση και σχολιασμός αποτελεσμάτων

Όπως φαίνεται από τα σχήματα παραπάνω υπάρχει ένα τμήμα αρνητικής κλίσης το οποίο υποδεικνύει ότι η πτώση πίεσης αυξάνεται με τη μείωση της παροχής. Η ειδική ενθαλπία αυξάνεται όσο το ρευστό θερμαίνεται. Αυτό σημαίνει ότι καθώς μειώνεται η παροχή θα υπάρξει μια στιγμή όπου το ρευστό στην έξοδο θα σταματήσει να είναι υπόψυκτο υγρό και θα φτάσει σε συνθήκες κορεσμού, δηλαδή η ποιότητα στην έξοδο θα αρχίσει να είναι μεγαλύτερη ή ίση του μηδενός ($x \geq 0$). Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3 αυτό συμβαίνει στη προκειμένη περίπτωση όταν η μαζική ταχύτητα είναι $G = 1375 \text{ kg/m}^2\text{s}$.

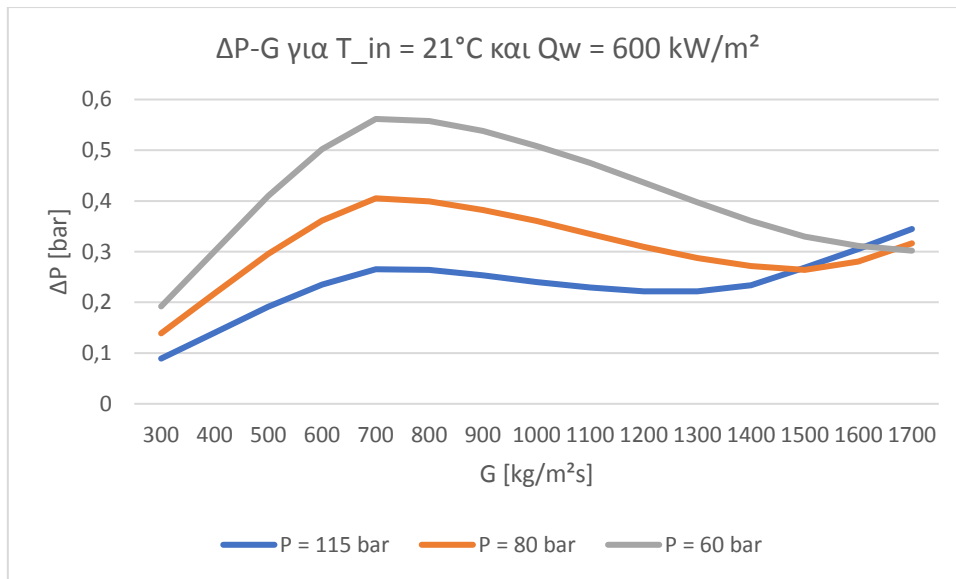


Σχήμα 4.3: Καμπύλη ποιότητας εξόδου σε σχέση με μαζική ταχύτητα

Από εκεί και πέρα η περαιτέρω μείωση της παροχής οδηγεί στην έναρξη της διφασικής περιοχής. Η διφασική πτώση πίεσης λόγω τριβών είναι πολύ μεγαλύτερη από την αντίστοιχη μονοφασική του υγρού και έτσι η συνολική ΔP αυξάνεται δημιουργώντας την αρνητική κλίση.

4.4.1 Επίδραση πίεσης εισόδου p

Χρησιμοποιώντας τα δύο μοντέλα εξήχθησαν και καμπύλες για διαφορετικές πιέσεις εισόδου, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.4 .

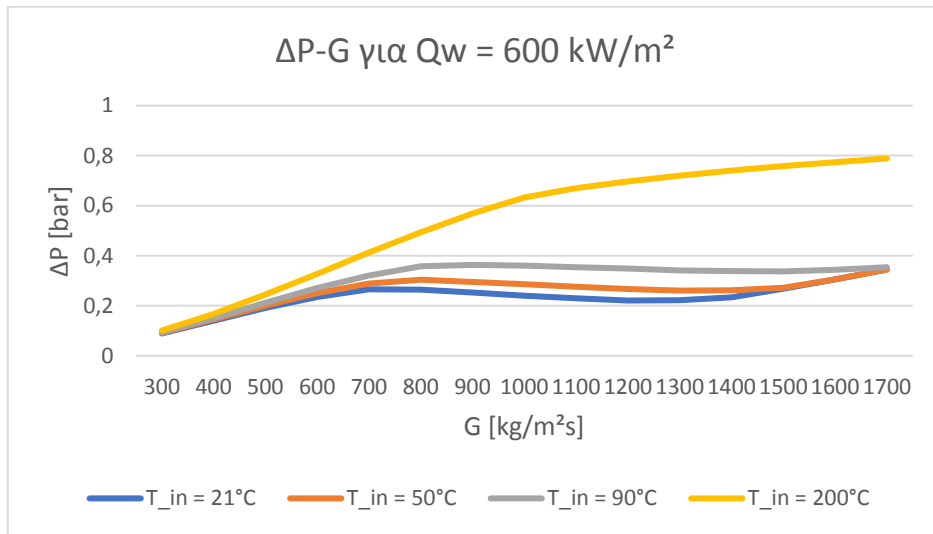


Σχήμα 4.4: Καμπύλη πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας για διαφορετικές πιέσεις εισόδου

Αλλάζοντας την πίεση εισόδου και κρατώντας σταθερές τη θερμοκρασία εισόδου του ρευστού και τη θερμορροή του τοιχώματος αλλάζουν και οι ιδιότητες της υγρής και αέριας φάσης. Αυτό που παρατηρεί κανείς είναι ότι όσο μεγαλύτερη είναι η πίεση εισόδου, τόσο λιγότερο απότομη είναι η κλίση της καμπύλης. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι σε μεγαλύτερη πίεση οι ιδιότητες της μίας φάσης πλησιάζουν αυτές της άλλης φάσης, επομένως η διφασική περιοχή έχει μικρότερη επίδραση από ότι σε μικρές πιέσεις. Έτσι, μία μεγαλύτερη πίεση εισόδου μπορεί να σταθεροποιεί το σύστημα.

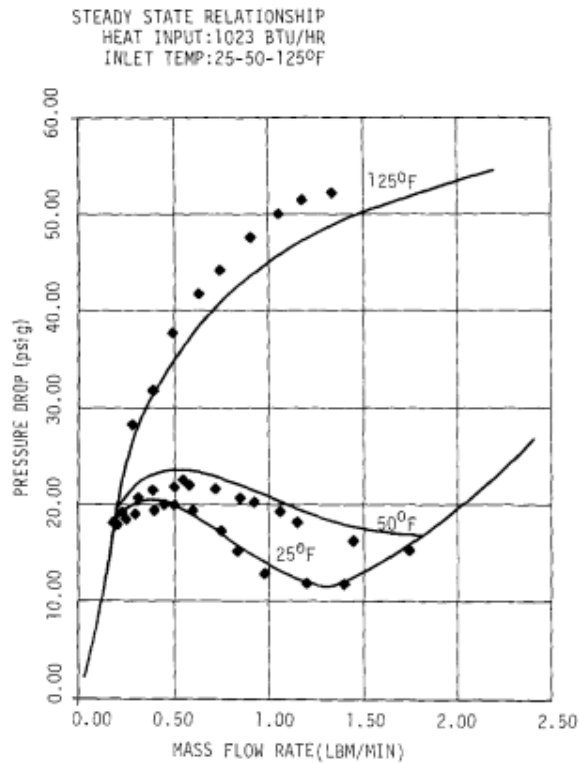
4.4.2 Επίδραση θερμοκρασίας εισόδου ρευστού T_{in}

Αυτή τη φορά η πίεση εισόδου (115 bar) και η θερμορροή (600 kW/m^2) παραμένουν σταθερές και αλλάζει η θερμοκρασία εισόδου του υγρού. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 4.5 .



Σχήμα 4.5: Καμπύλη πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας για διαφορετικές θερμοκρασίες εισόδου

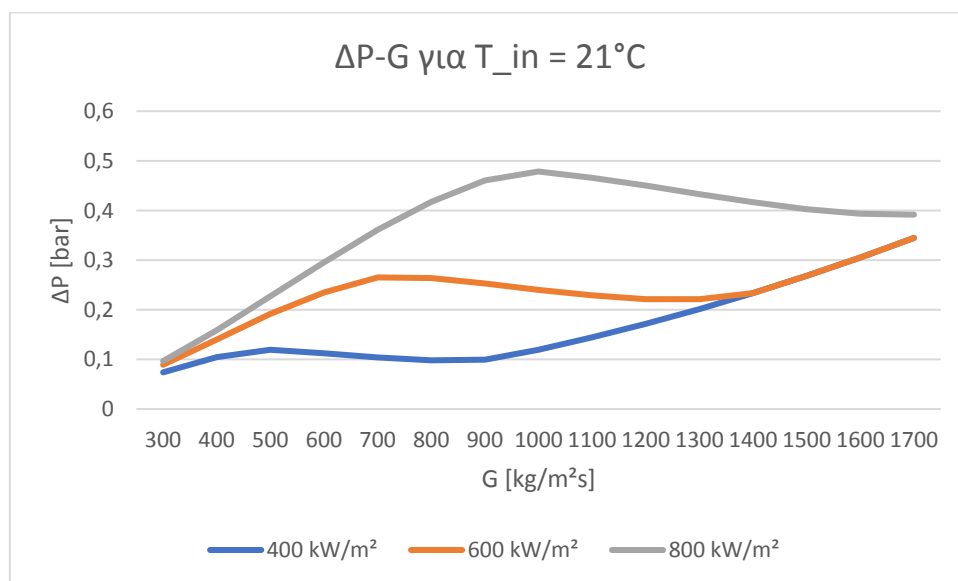
Η επίδραση της θερμοκρασίας εισόδου του υγρού φαίνεται ότι παίζει πολύ σημαντικό ρόλο όσον αφορά τη κλίση της καμπύλης. Όσο μεγαλύτερη είναι η θερμοκρασία του υγρού, τόσο πιο επίπεδη γίνεται η αρνητική κλίση ώσπου εξαφανίζεται στην περίπτωση των 200°C. Επομένως, όπως και με τη πίεση εισόδου, μεγαλύτερη θερμοκρασία εισόδου του υγρού σταθεροποιεί το σύστημα. Αυτό συμφωνεί και με τα πειραματικά και θεωρητικά αποτελέσματα των Akçuzlu et al (1980) για το υγρό Freon-11, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.6 . Προφανώς χρησιμοποιήθηκαν διαφορετικές τιμές αλλά το αποτέλεσμα είναι παρόμοιο.



Σχήμα 4.6: Σύγκριση πειραματικών και θεωρητικών χαρακτηριστικών ροής σε μόνιμες συνθήκες από Akyüzlü et al. (1980)

4.4.3 Επίδραση θερμοροής Q_w

Η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε και στην περίπτωση που αλλάζει η θερμοροή για ίδια πίεση εισόδου (115 bar) και θερμοκρασία εισόδου υγρού (21°C).



Σχήμα 4.7: Καμπύλη πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας για διαφορετικές θερμοροές

Όπως φαίνεται στο σχήμα 4.7, η θερμορροή δεν παίζει σημαντικό ρόλο στην αρνητική κλίση της καμπύλης. Η αύξηση της θερμορροής ουσιαστικά μετατοπίζει τη κλίση προς τα δεξιά. Αυτό σημαίνει ότι, για την ίδια παροχή, το ρευστό στην έξοδο του θα βρίσκεται όλο και πιο κοντά στη κατάσταση της αέριας φάσης, κάτι που είναι λογικό αφού θα προσδίδεται περισσότερη θερμότητα στο τοίχωμα και έτσι η ενθαλπία του ρευστού στην έξοδο θα είναι μεγαλύτερη. Παρ' όλα αυτά η τιμή της θερμορροής δεν παύει να είναι σημαντική. Για μία συγκεκριμένη χαρακτηριστική βαλβίδας, η σωστή τιμή στη θερμορροή μπορεί να κάνει ένα σημείο λειτουργίας ευσταθές, ενώ μία λάθος τιμή μπορεί να μετατοπίσει τη καμπύλη έτσι ώστε το ίδιο σημείο να γίνει ασταθές.

Κεφάλαιο 5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στην παρούσα διπλωματική εργασία περιεγράφηκαν σημαντικές παράμετροι της διφασικής ροής που είναι χρήσιμες για το σχεδιασμό μιας συσκευής. Κατά το βρασμό υγρού μέσα σε σωλήνα, με την εμφάνιση της διφασικής ροής, δημιουργούνται διαφόρων ειδών αστάθειες. Αναφέρθηκε ο τρόπος δημιουργίας και ο μηχανισμός αυτών των ασταθειών καθώς και η σημασία που έχει η πρόβλεψη εμφάνισής τους. Για τη πρόβλεψη των ασταθειών αναλύθηκαν βασικά μαθηματικά μοντέλα, τα οποία χρησιμοποιήθηκαν για την εξαγωγή χαρακτηριστικών καμπυλών πτώσης πίεσης-μαζικής ταχύτητας για το σύστημα βρασμού σε μόνιμες συνθήκες.

Σημαντικά συμπεράσματα εξήχθησαν για τη μορφή αυτών των καμπυλών και η σημασία που έχουν για την ευστάθεια ενός συστήματος. Η επίδραση της πίεσης λειτουργίας του συστήματος καθώς και της θερμοκρασίας του υπόψυκτου υγρού στην είσοδο είναι σημαντική καθώς διαφορετικές τιμές τους οδηγούν σε αλλαγή στην αρνητική κλίση της καμπύλης. Όταν η πίεση στην είσοδο είναι μεγαλύτερη, η αρνητική κλίση είναι πιο επίπεδη και έτσι το σύστημα τείνει να σταθεροποιείται. Το ίδιο συμβαίνει και όταν η θερμοκρασία εισόδου του υγρού είναι πιο κοντά στη θερμοκρασία κορεσμού του. Ωστόσο, η ύπαρξη αρνητικής κλίσης δε συνεπάγεται

απαραίτητα αστάθεια, αλλά εξαρτάται και από τη μορφή και κλίση της εξωτερικής χαρακτηριστικής της αντλίας και από τα σημεία στα οποία τέμνονται οι δύο αυτές καμπύλες. Όσον αφορά τη θερμοροή στο τοίχωμα του σωλήνα, αυτή δεν παίζει σημαντικό ρόλο στο πόσο απότομη είναι η κλίση, αλλά τη μετατοπίζει αρκετά στο διάγραμμα. Επομένως, είτε μεγαλύτερες είτε μικρότερες θερμοροές μπορούν να σταθεροποιούν το σύστημα ανάλογα με το πού είναι τα σημεία λειτουργίας.

Τα φαινόμενα που περιεγράφηκαν αφορούν συστήματα βρασμού. Όμως η διφασική ροή υπάρχει και σε συστήματα συμπύκνωσης. Συγκριτικά, έχουν γίνει πολύ λίγες μελέτες που αφορούν αστάθειες διφασικής ροής για συμπύκνωση. Έτσι, προτείνεται η πραγματοποίηση πειραματικών, αλλά και αναλυτικών ερευνών σε συστήματα αυτής της διεργασίας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Μποντόζογλου Β. , Συσκευές Θερμικών Διεργασιών, Διδακτικές Σημειώσεις (2019)
- Akagawa K. , Sakaguchi T. , Study on distribution of flow rates and flow stabilities in parallel long evaporators, Bulletin of JSME 14 (1971) 837–848.
- Akyüzlü K. , Veziroglu T.N. ,Kakac S. and Dogan T. , Finite difference analysis of two-phase flow pressure-drop and density-wave type oscillations, Wärme- und Stoffübertragung 14, (1980) 253-267.
- Aritomi M. , Chiang J. , Mori M. , Geysering in parallel boiling channels, Nuclear Engineering and Design 141, (1993) 111–121.
- Bouré J. , Bergles A. , Tong L. , Review of two-phase flow instabilities, Nuclear Engineering and Design 25, (1973) 165–192.
- Cicchitti A. , Lombardi C. , Silvestri M. , Soldaini G. , Zavalluilli R. , Two-phase cooling experiments: pressure drop, heat transfer and burnout measurements, Nuclear Energy 7, (1960), pp. 407-425.
- Darzi M, Chanwoo P. , Experimental Visualization and Numerical Simulation of Liquid-Gas Two-Phase Flows in a Horizontal Pipe. (2017) V007T09A011. 10.1115/IMECE2017-72113.
- Fukuda K. ,Kobori T. , Classification of two-phase flow instability by density wave oscillation model, Journal of Nuclear Technology 16, (1979) 95–108.
- Griffith P. , Geysering in liquid-filled lines, ASME Paper 62-HT-39, 1962.

Kakac S. , Veziroglu T.N. , A review of two-phase flow instabilities, Advances in Two-phase Flow and Heat Transfer, Vol. II, Martinus Nijhoff, Boston, MA, (1983) 577-668.

Ledinegg M. , Instability of flow during natural and forced circulation, Die Wärme 61 (8) (1938) 891–898.

McAdams W.H. , Woods W.K. , Heroman L.C. , Vaporization inside horizontal tubes-II. Benzene-oil mixtures, Trans. ASME 64, (1942), pp. 193-200.

Nukiyama S. , The maximum and minimum values of the heat Q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure, International Journal of Heat and Mass Transfer 9, (1966), 1419–1433.

Qiao H. , Laughman C. , "Modeling and Analysis of Pressure Drop Oscillations in Horizontal Boiling Flow" (2021). International Refrigeration and Air Conditioning Conference. Paper 2190

Ruspini L.C. , Marcel C.P. , Clause A. , Two-phase flow instabilities: A review, International Journal of Heat and Mass Transfer 71, (2014), pp. 521-548.

Stenning A. , Veziroglu T. , Flow oscillation modes in forced convection boiling, Heat Transfer and Fluid Mechanics Institute, Stanford University Press (1965) 301–316.

Veziroglu T.N. , Kakac S. , Williams A. and Lee S.S. , Two-phase flow instabilities and effect of inlet subcooling, prepared for National Science Foundation, Final Report (1978).

Yow W. , Van Duyn D. , Chiu C. , Analysis of root causes of water hammer, in: The Third International Topical Meeting on Nuclear Power Plant Thermal Hydraulics and Operations (NUPTHO-3), 1988, pp. 103–109.