

ΗΛΙΑΝΑ ΜΠΟΥΓΙΟΥΚΟΥ

ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΚΑΙ ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗ
ΜΗΧΑΝΙΣΤΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΗΣ ΔΙΑΜΕΤΡΟΥ
ΑΝΑΧΩΡΗΣΗΣ ΦΥΣΑΛΙΔΑΣ ΒΑΣΕΙ
ΕΛΑΧΙΣΤΟΠΟΙΗΣΗΣ ΤΗΣ
ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΓΙΑ ΤΗΝ
ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΠΟΛΥΦΑΣΙΚΩΝ
ΡΟΩΝ ΜΕ ΒΡΑΣΜΟ ΣΕ ΚΩΔΙΚΕΣ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ
ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

Τομέας: Πυρηνικής Τεχνολογίας

Επιβλέπων: Δημήτρης Μητράκος, Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ



ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

Αθήνα, Ιούλιος 2023



NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF
ATHENS SCHOOL OF MECHANICAL
ENGINEERING

ILIANA BOUGIOUKOU

Diploma Thesis:

**Adjustment and evaluation of a mechanistic model,
based on thermodynamic equilibrium, for the
calculation of the bubble lift-off diameter in CFD
simulations of boiling flows**

Section: Nuclear Engineering

Supervisor: Dimitris Mitrakos, Assistant Professor NTUA

Athens, July 2023

Έχω διαβάσει και κατανοήσει τους κανόνες για τη λογοκλοπή και τον τρόπο σωστής αναφοράς των πηγών που περιέχονται στον οδηγό συγγραφής Διπλωματικών Εργασιών. Δηλώνω ότι, από όσα γνωρίζω, το περιεχόμενο της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας είναι προϊόν δικής μου εργασίας και υπάρχουν αναφορές σε όλες τις πηγές που χρησιμοποίησα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτή τη Διπλωματική εργασία είναι του συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις της Σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών ή του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Ηλιάννα Μπουγιούκου

Περιεχόμενα

| | |
|---|-----------|
| Περίληψη | 9 |
| Abstract | 11 |
| 1. Εισαγωγή | 13 |
| 2. Μοντελοποίηση | 16 |
| 2.1 Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής (μοντέλο δύο ρευστών) | 16 |
| 2.2 Μοντέλο υπολογισμού διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, βάσει θερμοδυναμικής ισορροπίας (Guistini et al. 2018) | 21 |
| 2.3 Τροποποιημένο μοντέλο υπολογισμού διαμέτρου αναχώρησης | 33 |
| 3. Αποτελέσματα | 37 |
| 3.1 Πειραματικά δεδομένα | 37 |
| 3.1.1 Πειραματική διάταξη Bartolomei et al. (1982) και Bartolomei και Chanturiya (1967)..... | 37 |
| 3.1.2 Πειραματική διάταξη DEBORA | 41 |
| 3.2 Αριθμητική επίλυση και ανεξαρτησία πλέγματος | 42 |
| 3.3 Αποτελέσματα με το αρχικό μοντέλο διαμέτρου αναχώρησης | 47 |
| 3.3.1 Πειράματα Bartolomei και Chanturiya (1967) και Bartolomei et al. (1982)..... | 48 |
| 3.3.2 Πειράματα DEBORA..... | 53 |
| 3.4 Αξιολόγηση τροποποιημένου μοντέλου διαμέτρου ανύψωσης | 56 |
| 4. Συμπεράσματα | 67 |
| Κατάλογος Σχημάτων | 69 |
| Βιβλιογραφία | 72 |

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία πραγματεύεται την ανάπτυξη ενός μηχανιστικού μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας και τη χρήση του για προσομοίωση πολυφασικών ροών με βρασμό σε κώδικες υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD).

Σκοπός της εργασίας είναι η αξιολόγηση και η τροποποίηση του μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας των Guistini et al. (2018) και η χρήση του σε λογισμικό υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (ANSYS Fluent), για την προσομοίωση πολυφασικών ροών με βρασμό σε κατακόρυφη ροή σε σωλήνα με θερμαινόμενα τοιχώματα.

Το μηχανιστικό μοντέλο των Guistini et al. (2018) βασίζεται σε συνδυασμό της ελαχιστοποίησης της ελεύθερης ενέργειας ενός συστήματος σε θερμοδυναμική ισορροπία και στο ισοζύγιο δυνάμεων που ασκούνται στη φυσαλίδα. Αποτελείται από δύο αρχές, τη θερμοδυναμική ισορροπία κατά την αποκόλληση/ανύψωση της φυσαλίδας από την εστία πυρηνοποίησης προς την κύρια ροή, δηλαδή στην κατεύθυνση κάθετα στη ροή, και την ισορροπία δυνάμεων κατά τη διεύθυνση της ροής που καθορίζει την αναχώρηση της φυσαλίδας και την έναρξη της ολίσθησής της στο τοίχωμα. Τα κύρια πλεονεκτήματα αυτού του μοντέλου είναι ότι η σύνθεσή του είναι σχετικά απλή, και δεν απαιτεί τη χρήση παραμέτρων προσαρμογής για τον καθορισμό των δυνάμεων που ασκούνται στη φυσαλίδα και των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της, όπως για παράδειγμα το εμβαδό βάσης της, το οποίο εξάλλου δεν μπορεί εύκολα να μετρηθεί πειραματικά.

Στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται επιπλέον το μοντέλο των Guistini et al. (2018) τροποποιημένο. Η συνθήκη αναχώρησης της φυσαλίδας μέσω ολίσθησής της πάνω στο τοίχωμα, αγνοείται. Το μοντέλο πλέον λαμβάνει ως διάμετρο αναχώρησης της φυσαλίδας μόνο τη διάμετρο που έχει κατά την ανύψωσή της από το τοίχωμα. Πλέον, σημασία έχει η παραβίαση της ισορροπίας δυνάμεων μόνο στον κατακόρυφο άξονα κάθετα στη ροή και όχι σε αυτόν που είναι παράλληλος με το τοίχωμα.

Το μοντέλο εισήχθη στο λογισμικό υπολογιστικής ρευστοδυναμικής ANSYS Fluent μέσω udf, με την ανάπτυξη συναρτήσεων σε γλώσσα προγραμματισμού C.

Η μεθοδολογία προσομοίωσης βασίζεται σε Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών (two-fluid model) σε συνδυασμό με το γνωστό μοντέλο διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος του Πολυτεχνικού Ινστιτούτου Rensselaer (RPI), (Kurul and Podowski 1990).

Η επαλήθευση και η πιστοποίηση του μοντέλου και του κώδικα που αναπτύχθηκε, γίνεται με βάση πειραματικά δεδομένα των πειραμάτων DEBORA (Manon 2000; Garnier et al. 2001) και των πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967) και των Bartolomei et al. (1982). Τα πειράματα αυτά καλύπτουν ένα ευρύ φάσμα συνθηκών και αφορούν τη ροή δύο διαφορετικών ρευστών, του διχλωροδιφθορομεθανίου (Freon-12, R12) και του νερού, αντίστοιχα, εντός σωλήνα με θερμαινόμενα τοιχώματα.

Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι το μοντέλο της παρούσας εργασίας είναι επαρκές για περιπτώσεις με χαμηλή πίεση συστήματος. Για υψηλότερες πιέσεις φαίνεται ότι στο μοντέλο απαιτούνται βελτιώσεις, που ενδεχομένως πρέπει να περιλαμβάνουν συγχρόνως και τις άλλες παραμέτρους του μοντέλου για τον βρασμό στο τοίχωμα, όπως είναι η πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης και η συχνότητα αναχώρησης των φυσαλίδων.

Abstract

This thesis discusses a mechanistic model for calculating the bubble departure diameter and its use for simulating multiphase boiling flows in Computational Fluid Dynamics (CFD) codes.

The purpose of the work is to evaluate and modify the bubble departure diameter model of Guistini et al. (2018) and its use in ANSYS Fluent software, to simulate multiphase flows with boiling in a heated tube.

The mechanistic model that was originally developed by Guistini et al. (2018) is based on a combination of, first, the minimization of the free energy of the bubble and thermodynamic equilibrium and, second, the balance of forces exerted on the bubble. It consists of two principles, the thermodynamic equilibrium at the lift-off of the bubble and the balance of forces in the direction of flow governing the departure via sliding. The main advantages of this model is that its relatively simple formulation, and that it minimizes the need for using adjustable parameters to determine the forces exerted on the bubble and its geometric characteristics, such as the bubble base area, which cannot easily be determined experimentally.

In this work, the original model of Guistini et al. (2018) was also significantly modified. The condition of the bubble's departure by sliding against the wall is ignored. The model now obtains only the diameter of the bubble for the lift-off condition. In the modified model, only the force equilibrium in the axis, perpendicular to the flow is important and not the one parallel to the wall.

The model was introduced into the ANSYS software via user defined function (udf) written in C.

The simulation methodology is based on an Eulerian two-fluid multiphase flow model combined with the well-known heat flux partition model on the wall of the Rensselaer Polytechnic Institute (RPI) (Kurul and Podowski 1990).

Verification and validation of the model and the code developed are performed on the basis of comparison with an extended experimental database. More specifically, we used the DEBORA experiments (Manon 2000; Garnier et al. 2001) and the experiments of Bartolomei and Chanturiya (1967) and Bartolomei et al. (1982). These experiments cover a wide range of conditions and concern the flow of two different fluids, dichlorodifluoromethane (Freon-12, R12) and water, respectively, in a heated tube.

The results show that the model of the present work performs satisfactorily for cases with low system pressure. For higher pressures, however, it seems that improvement of the predictability of the model are required, which might include the investigation of the other wall boiling components and parameter, in particular the nucleation site density and bubbles departure frequency.

1. Εισαγωγή

Ο βρασμός σε ροή αξιοποιείται σε αρκετές βιομηχανικές εφαρμογές στους τομείς παραγωγής ενέργειας και ψύξης, καθώς είναι ένας αποτελεσματικός μηχανισμός μεταφοράς μεγάλων ροών θερμότητας με μικρές διαφορές θερμοκρασίας. Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν οι πυρηνικοί αντιδραστήρες, οι εναλλάκτες θερμότητας και οι γεννήτριες ατμού (Azhar 2019). Μάλιστα, η ακριβής προσομοίωση της ροής υπόψυκτου εστιακού βρασμού (subcooled nucleate boiling) είναι απαραίτητη για τον σχεδιασμό, τη λειτουργία και την ασφάλεια πυρηνικών σταθμών παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας (nuclear power plants). Πρακτικά όλοι οι υδρόψυκτοι πυρηνικοί αντιδραστήρες, όπως αντιδραστήρες ελαφρού ύδατος (light water reactors – LWR), αντιδραστήρες ζέοντος ύδατος (boiling water reactors – BWR) και αντιδραστήρες πεπιεσμένου ύδατος (pressurized water reactors – PWR), παρουσιάζουν κάποιο βαθμό βρασμού κατά τη διάρκεια της κανονικής λειτουργίας της εγκατάστασης (Colombo 2019).

Ο υπόψυκτος εστιακός βρασμός σε ρευστό που ρέει εντός ενός διαύλου ψύξεως στην καρδιά ενός πυρηνικού αντιδραστήρα, είναι το φυσικό φαινόμενο κατά το οποίο λαμβάνει χώρα σχηματισμός φυσαλίδων στην επιφάνεια του θερμαινόμενου τοιχώματος, ενώ η κύρια θερμοκρασία του ρευστού (bulk temperature) είναι κάτω από την τιμή κορεσμού. Γενικά ως φαινόμενο αυξάνει σε μεγάλο βαθμό την ικανότητα απαγωγής θερμότητας από τα τοιχώματα του διαύλου ψύξεως και κατά συνέπεια του καυσίμου, σε σύγκριση με τη μονοφασική ροή. Αν η ροή θερμότητας των τοιχωμάτων αυξηθεί, ενδέχεται η συγκέντρωση των φυσαλίδων στην επιφάνειά τους να σχηματίσει μία μεμβράνη ατμού (vapor film) πάνω στα τοιχώματα που θα εμποδίζει τη θερμική ροή στο ρευστό, λόγω της αιφνίδιας μείωσης του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας εντός του ατμού, οδηγώντας την εγκατάσταση σε κρίση βρασμού (boiling crisis) ή αλλιώς στην απομάκρυνση από τον εστιακό βρασμό (departure from nucleate boiling – DNB).

Η θερμική ροή μόλις πριν προκληθεί απομάκρυνση από τον εστιακό βρασμό λέγεται κρίσιμη θερμική ροή (critical heat flux). Αν η θερμική ροή από το τοίχωμα του διαύλου ψύξεως ξεπεράσει την κρίσιμη θερμική ροή και προκληθεί κρίση βρασμού, η θερμοκρασία του καυσίμου θα αυξηθεί ταχύτατα, σε βαθμό που θα υποστεί μερική τήξη και θα οδηγήσει σε διαρροή ραδιενέργειας. Ως αποτέλεσμα θα παραβιαστεί το βασικό κριτήριο σχεδιασμού, ότι το καύσιμο δεν πρέπει να φθάσει ποτέ σε τήξη. Συνεπώς, η πρόβλεψη της κρίσιμης θερμικής ροής και η μοντελοποίηση της φαινομενολογίας στη ροή με βρασμό έχει μεγάλη σημασία για τον σχεδιασμό και την ασφάλεια των πυρηνικών αντιδραστήρων.

Το ενδιαφέρον για τη φαινομενολογία της ροής με βρασμό ξεκίνησε από τη δεκαετία του 1930 που πραγματοποιήθηκαν πειραματικές και υπολογιστικές μελέτες (Carey 2020) και έκτοτε έχει επιτευχθεί σημαντική πρόοδος στη μοντελοποίησή της. Οι περισσότερες από αυτές τις μελέτες βασίζονται σε εμπειρικές συσχετίσεις και σε πειράματα, οπότε παρουσιάζουν το σημαντικό μειονέκτημα ότι ισχύουν μόνο για τις ειδικές συνθήκες υπό τις οποίες υποβάλλονται σε δοκιμή και για την εκάστοτε εξεταζόμενη πειραματική γεωμετρία. Σήμερα, στον τομέα της αριθμητικής προσομοίωσης, η κύρια

εστίαση είναι στην υπολογιστική ρευστοδυναμική (Computational Fluid Dynamics - CFD) προσομοίωση για ροή βρασμού δύο φάσεων.

Οι προσομοιώσεις βασισμένες σε υπολογιστική ρευστοδυναμική (CFD) μπορούν να μοντελοποιούν φυσικές διεργασίες σε μεγάλες κλίμακες και με μεγαλύτερη χωρική και χρονική ανάλυση, από τις συμβατικές θερμοϋδραυλικές προσεγγίσεις βασισμένες σε «κώδικα συστήματος» (system codes, πχ RELAP). Τα σημαντικά πλεονεκτήματα αυτής της μεθόδου είναι ότι επιτρέπει τη λεπτομερή ανάλυση της ροής δύο φάσεων και της μεταφοράς θερμότητας και ότι τα αποτελέσματά της μπορούν να συγκριθούν άμεσα με τις τοπικές ποσότητες που μετρώνται σε αντίστοιχα πειράματα. Παρ' όλα αυτά, η συνολική κατανόηση των μηχανισμών και η αξιοπιστία των προσομοιώσεων δεν είναι ακόμη ικανοποιητικές (Dhir 2006; Yadigaroglu 2014; Yadigaroglu και Lakelah 2016; Yeoh 2019), ώστε να επιτραπεί η ευρεία χρήση των δυνατοτήτων υπολογιστικής ρευστοδυναμικής σε πρακτικές εφαρμογές και στην πυρηνική ασφάλεια.

Η προσομοίωση τελευταίας τεχνολογίας για πυρηνικά συστήματα με διφασική ροή και μεταφορά θερμότητας σε υπολογιστική ρευστοδυναμική (CFD), βασίζεται στο Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών (two-fluid Eulerian multiphase model), σε συνδυασμό με το μοντέλο διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος (wall heat flux partitioning model). Το Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών χαρακτηρίζεται από ένα σύνολο εξισώσεων, δηλαδή τη διατήρηση της μάζας, της ορμής και της ενέργειας, τόσο για τη φάση του υγρού, όσο και για τη φάση του ατμού. Η μεταφορά μάζας, ορμής και θερμικής ενέργειας μεταξύ των φάσεων μοντελοποιείται από τους όρους αλληλεπίδρασης μέσω της διεπιφάνειας των δύο φάσεων.

Ως μοντέλο διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος χρησιμοποιείται το γνωστό μοντέλο του Πολυτεχνικού Ινστιτούτου Rensselaer (RPI) των Kuru και Podowski (1990). Σύμφωνα με αυτό, ο ατμός που παράγεται και η λανθάνουσα θερμότητα που μεταφέρεται απαιτούν γνώση της διαμέτρου αναχώρησης των φυσαλίδων που παράγονται στο τοίχωμα. Ο όσο το δυνατόν ακριβέστερος υπολογισμός της διαμέτρου αναχώρησης των φυσαλίδων θα βοηθήσει στην ακριβέστερη πρόβλεψη της ροής θερμότητας από το τοίχωμα προς τη ροή με υπόψυκτο βρασμό, καθώς καθορίζει την ποσότητα του ατμού που παράγεται στο τοίχωμα. Ωστόσο, ακριβείς προβλέψεις του συντελεστή μεταφοράς θερμότητας είναι ακόμα δύσκολο να γίνουν, δεδομένου ότι το μοντέλο RPI αποτελείται από υπομοντέλα τα οποία χρησιμοποιούν εμπειρικές συσχετίσεις, με τους περιορισμούς που αναφέρθηκαν και παραπάνω.

Η εκτίμηση της διαμέτρου αναχώρησης των φυσαλίδων βασίζεται συχνά σε διάφορους εμπειρικούς συσχετισμούς και μηχανιστικά ή ημιμηχανιστικά μοντέλα. Ένα ευρέως χρησιμοποιούμενο εμπειρικό μοντέλο προτάθηκε από τους Tolubinsky και Kostanchuk (1970). Ένα από τα πρώτα μηχανιστικά μοντέλα βασίζεται σε ισορροπία δυνάμεων στην κατεύθυνση κάθετα προς τη θερμαινόμενη επιφάνεια, για βρασμό δεξαμενής (pool boiling) και προτάθηκε το 1935 από τον Fritz (Hsu and Graham 1976). Άλλα γνωστά μηχανιστικά μοντέλα έχουν προταθεί από τους Kocamustafaogullari και Ishii (1983)

που πρόσθεσαν έναν διορθωτικό συντελεστή στον τύπο του Fritz, και από τον Unal (1976) που χρησιμοποίησε ισοζύγιο θερμότητας για τον υπολογισμό της μέγιστης διαμέτρου της φυσαλίδας κατά τη διάρκεια της ανάπτυξής της στο τοίχωμα. Πλέον, έχουν προταθεί αρκετά μοντέλα για την προσομοίωση της ανάπτυξης της φυσαλίδας και της αποκόλλησής της και τον υπολογισμό της διαμέτρου αναχώρησης, κυρίως βάσει των εξισώσεων ισορροπίας των δυνάμεων που ασκούνται στη φυσαλίδα (Klausner et al 1993; Yun 2012).

Πιο πρόσφατα, έχουν παρουσιαστεί αρκετές μελέτες που έχουν νέα εμπειρικά ή μηχανιστικά μοντέλα για πρόβλεψη της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας (Prodanovic et al. 2002; Basu et al. 2005; Brooks και Hibiki 2015; Du et al. 2018). Τα μηχανιστικά μοντέλα, όπως αναφέρθηκε, είναι συχνά βασισμένα στον υπολογισμό της ισορροπίας δυνάμεων στη φυσαλίδα (Klausner et al. 1993). Διάφορες τροποποιήσεις, με βάση την προσαρμογή των παραδοχών της μοντελοποίησης ή/και των αγνώστων παραμέτρων, έχουν προταθεί και βελτιστοποιηθεί έναντι διαφόρων πειραματικών βάσεων δεδομένων (Situ et al. 2005; Yun et al. 2012; Colombo and Fairweather 2015; Sugrue and Buongiorno 2016; Mazzocco et al. 2018; Raj et al. 2020). Αν και τα μοντέλα ισορροπίας δυνάμεων είναι κατά βάση μηχανιστικά, απαιτούν διάφορους συντελεστές ρύθμισης και παραμέτρους προσαρμογής. Μια άλλη μηχανιστική προσέγγιση βασίζεται στον υπολογισμό της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδων ως τη μέγιστη διάμετρο που προκύπτει από τη θερμική ισορροπία στη φυσαλίδα. Ένα κλασικό μοντέλο αυτής της κατηγορίας είναι το μοντέλο του Unal (1976), ενώ ένα πρόσφατο μοντέλο έχει προταθεί επίσης από τον Hoang (2016). Μια διαφορετική μηχανιστική προσέγγιση ακολούθησαν οι Giustini et al. (2018), βασισμένη σε συνδυασμό θερμοδυναμικής ισορροπίας και ανάλυσης ισορροπίας δυνάμεων. Σε αυτό το μοντέλο, διατυπώθηκαν δύο συνθήκες. Αναλυτικότερα, πρόκειται για τη θερμοδυναμική ισορροπία κατά την αναχώρηση της φυσαλίδας και την ισορροπία δυνάμεων στην κατεύθυνση της ροής.

Σε αυτή την εργασία αποσκοπούμε να αξιολογήσουμε την απόδοση και τους περιορισμούς ενός μηχανιστικού μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, στο πλαίσιο προσομοίωσης σε κώδικα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFD. Το μοντέλο που επιλέχθηκε αναπτύχθηκε από τους Giustini et al. (2018). Αυτό χαρακτηρίζεται από απλότητα, ενώ απαιτεί μικρότερο αριθμό άγνωστων παραμέτρων και ως εκ τούτου η προσαρμογή του είναι ευκολότερη. Εκτός από το αρχικό μοντέλο, στην παρούσα εργασία παρουσιάζεται και αξιολογείται διεξοδικά τροποποιημένο μοντέλο, στο οποίο υπολογίζεται μόνο η διάμετρος ανύψωσης (lift-off) της φυσαλίδας, η οποία αντιπροσωπεύει καλύτερα τον ατμό που παράγεται στο τοίχωμα. Η χρήση του μοντέλου απαιτεί τον καθορισμό μόνο μίας παραμέτρου, συγκεκριμένα της θερμοδυναμικής γωνίας επαφής, η οποία θεωρείται ότι αποτελεί ιδιότητα του συστήματος υγρού - τοιχώματος. Το μοντέλο αξιολογείται μέσω σύγκρισης με σημαντικό αριθμό πειραμάτων για ροή με βρασμό νερού των Bartolomei και Chanturiya (1967) και των Bartolomei et al. (1982) καλύπτοντας ένα ευρύ φάσμα συνθηκών.

2. Μοντελοποίηση

2.1 Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής (μοντέλο δύο ρευστών)

Στην εξαναγκασμένη ροή με βρασμό χρησιμοποιείται το Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών (two-fluid Eulerian multiphase model), σύμφωνα με το οποίο λύνονται για κάθε φάση οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας, της ορμής και της ενέργειας. Σε προσομοιώσεις σταθερής κατάστασης, η διατήρηση της μάζας για τη φάση i είναι:

$$\nabla \cdot (a_i \rho_i \vec{u}_i) = \dot{m}_{ji} - \dot{m}_{ij}, \quad (2.1)$$

όπου a_i είναι το κλάσμα όγκου, ρ_i η πυκνότητα, \vec{u}_i η ταχύτητα, \dot{m}_{ji} η μεταφορά μάζας από φάση j σε φάση i και \dot{m}_{ij} η μεταφορά μάζας προς την αντίθετη κατεύθυνση.

Η εξίσωση της διατήρησης της ορμής για τη φάση i είναι:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (a_i \rho_i \vec{u}_i \vec{u}_i) = & -a_i \nabla p + \nabla \cdot (a_i (\bar{\tau}_i + \bar{\tau}_i^t)) + a_i \rho_i \vec{g} \\ & + \vec{F}_i + \dot{m}_{ji} \vec{u}_{ji} - \dot{m}_{ij} \vec{u}_{ij}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

όπου p είναι η κοινή πίεση των δύο φάσεων, $\bar{\tau}_i$ και $\bar{\tau}_i^t$ είναι οι τανυστές διάτμησης των στρωτών και τυρβωδών τάσεων, αντίστοιχα, \vec{F}_i είναι το άθροισμα των δυνάμεων μεταξύ των φάσεων, ενώ οι δύο τελευταίοι όροι συνυπολογίζουν την ανταλλαγή ορμής μεταξύ των φάσεων, στους οποίους οι σχετικές ταχύτητες \vec{u}_{ij} και \vec{u}_{ji} είναι ίσες με \vec{u}_i και \vec{u}_j όταν \dot{m}_{ji} και \dot{m}_{ij} είναι θετικοί.

Η εξίσωση της διατήρησης της ενέργειας είναι:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (a_i \rho_i \vec{u}_i h_i) = & \nabla \cdot (a_i (\vec{q}_i + \vec{q}_i^t)) + a_i (\bar{\tau}_i + \bar{\tau}_i^t) \cdot \vec{u}_i \\ & + Q_{ij} + \dot{m}_{ji} h_{ji} - \dot{m}_{ij} h_{ij}, \end{aligned} \quad (2.3)$$

όπου \vec{q}_i και \vec{q}_i^t είναι η μεταφορά θερμότητας μέσω αγωγής, ο όρος $a_i (\bar{\tau}_i + \bar{\tau}_i^t) \cdot \vec{u}_i$ αφορά την απώλεια θερμότητας λόγω δυνάμεων συνεκτικότητας, Q_{ij} είναι η μεταφορά θερμότητας μεταξύ των φάσεων, και οι δύο τελευταίοι όροι $\dot{m}_{ji} h_{ji}$ αντιπροσωπεύουν τη μεταφορά θερμότητας λόγω αλλαγής φάσης.

Για την επίλυση της τύρβης χρησιμοποιείται ένα τυπικό μοντέλο τύρβης k-ε, με τυπικές συναρτήσεις στο τοίχωμα.

Οι δυνάμεις που ασκούνται μεταξύ των φάσεων στην εξίσωση ορμής περιλαμβάνουν δυνάμεις αντίστασης, δυνάμεις ανύψωσης, δυνάμεις λίπανσης του

τοιχώματος και δυνάμεις τυρβώδους διασποράς. Η δύναμη αντίστασης (drag force) σχετίζεται με τον συντελεστή διαφασικής ανταλλαγής του ρευστού k_{ij} , που ορίζεται ως:

$$k_{ij} = \frac{\rho_c}{6\tau_i} d_b A_i f, \quad (2.4)$$

όπου A_i είναι η επιφάνεια της διεπιφάνειας που υπολογίζεται από το κλάσμα των σωματιδίων της αέριας φάσης, η οποία γράφεται ως:

$$A_i = \frac{6a_p}{d_b} \quad (2.5)$$

Ο όρος f είναι ο συντελεστής αντίστασης και ο όρος τ_i είναι ο χρόνος χαλάρωσης των σωματιδίων, ο οποίος ορίζεται από την σχέση:

$$\tau_i = \frac{\rho_c d_b^2}{18\mu_j}, \quad (2.6)$$

όπου μ_j είναι το δυναμικό ιξώδες της φάσης j . Ο συντελεστής αντίστασης ορίζεται ως:

$$f = \frac{C_D Re}{24}, \quad (2.7)$$

όπου Re ο σχετικός αριθμός Reynolds, που δίνεται από την σχέση:

$$Re = \frac{\rho_c |\vec{u}_i - \vec{u}_j| d_b}{\mu_j} \quad (2.8)$$

Η δύναμη αντίστασης υπολογίζεται από την εξής σχέση:

$$\vec{F}_D = \frac{3\rho_c a_i}{4d_b} C_D |\vec{u}_i - \vec{u}_j| (\vec{u}_i - \vec{u}_j) \quad (2.9)$$

Στην παρούσα εξίσωση της δύναμης αντίστασης, η παράμετρος C_D βασίστηκε στο μοντέλο του Ishii (1979), ως ο ελάχιστος από τους συντελεστές αντίστασης που υπολογίζονται στο ιξώδες και στο στρεβλωμένο πεδίο και ρ_c είναι η πυκνότητα της πρωτογενούς φάσης. Η διάμετρος της φυσαλίδας υπολογίζεται ως συνάρτηση της τοπικής υπόψυξης (Anglart et al. 1995).

Η δύναμη άνωσης που δρα στη δευτερεύουσα φάση i που βρίσκεται εντός της πρωτογενούς φάσης j είναι:

$$\vec{F}_L = \rho_c a_i C_L (\vec{u}_i - \vec{u}_j) \times (\nabla \times \vec{u}_j), \quad (2.10)$$

όπου C_L είναι ο συντελεστής άνωσης, ο οποίος εκτιμάται από το μοντέλο των Moraga et al. (1999), ως:

$$C_L = \begin{cases} 0.07676 & \varphi \leq 6000 \\ -\left(0.12 - 0.2e^{-\left(\frac{\varphi}{3.6}\right) \times 10^{-5}}\right) e^{\left(\frac{\varphi}{3}\right) \times 10^{-7}} & 6000 < \varphi < 5 \times 10^7, \\ -0.6353 & \varphi \geq 5 \times 10^7 \end{cases} \quad (2.11)$$

όπου $\varphi = \frac{Re_b}{Re_\omega}$ και $Re_\omega = \frac{\rho_c |\nabla \times \vec{u}_i| d_b^2}{\mu_j}$ είναι ο τυρβώδης αριθμός Reynolds.

Η δύναμη λίπανσης του τοιχώματος υπολογίζεται ως:

$$\vec{F}_{WL} = \rho_c a_i C_{WL} (\vec{u}_i - \vec{u}_j)^2 \hat{n}_w, \quad (2.12)$$

όπου ο όρος $(\vec{u}_i - \vec{u}_j)^2$ είναι η εφαπτομενική σχετική ταχύτητα φάσης στο τοίχωμα, \hat{n}_w είναι το κάθετο διάνυσμα στο τοίχωμα και C_{WL} είναι ο συντελεστής λίπανσης του τοιχώματος, ο οποίος στην παρούσα εργασία, εκτιμάται από παλιότερες μελέτες (Frank et al. 2008; Hosokawa et al. 2002).

Η τυρβώδης δύναμη διασποράς θεωρείται ως ο μέσος όρος του όρου της αντίστασης μεταξύ φάσεων και ορίζεται ως:

$$\vec{F}_{TD,i} = -C_{TD} k_{ij} \frac{D_j}{\sigma_{ij}} \left(\frac{\nabla a_i}{a_i} - \frac{\nabla a_j}{a_j} \right), \quad (2.13)$$

όπου k_{ij} είναι η παράμετρος ανταλλαγής μεταξύ των φάσεων και D_j η βαθμωτή παράμετρος διασποράς (Burns et al. 2004). Στο παρόν μοντέλο χρησιμοποιηθήκαν τυπικές τιμές για τις σταθερές C_{TD} και σ_{ij} , δηλαδή 1 και 0.9 αντιστοίχως (ANSYS Fluent 2018).

Η ροή θερμότητας μεταξύ των δύο φάσεων θεωρείται συνάρτηση της διαφοράς θερμοκρασίας μεταξύ τους και ορίζεται ως:

$$Q_{ij} = h_{ij} A_i (T_i - T_j), \quad (2.14)$$

όπου h_{ij} είναι ο συντελεστής συναγωγής που σχετίζεται με τον αριθμό Nusselt, ο οποίος δίνεται από την σχέση $Nu = \frac{k_i Nu_i}{d_p}$. Στο παρόν μοντέλο ο αριθμός Nusselt δίνεται από μία

συσχέτιση που περιλαμβάνει τον σχετικό αριθμό Reynolds και βασίζεται στη διάμετρο της φυσαλίδας και στον αριθμό Prandtl (Ranz and Marshall 1952), η οποία ορίζεται ως:

$$Nu = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} \quad (2.15)$$

Η συνολική ροή θερμότητας στο τοίχωμα διαιρείται σε τρεις όρους, σύμφωνα με το μοντέλο διαμερισμού της PRI, που αντιπροσωπεύουν τη συμβατική ροή θερμότητας μέσω συναγωγής, τη ροή ψύξης (quenching heat transfer) και τη ροή θερμότητας λόγω εξάτμισης (Kurul and Podowski 1990):

$$\dot{q}_{wall} = \dot{q}_c + \dot{q}_q + \dot{q}_e \quad (2.16)$$

Η ροή θερμότητας μέσω συναγωγής υπολογίζεται ως:

$$\dot{q}_c = h (T_w - T_l)(1 - A_b) \quad (2.17)$$

Σε αυτήν την εξίσωση h είναι ο συντελεστής συναγωγής, T_w είναι η θερμοκρασία του τοιχώματος, T_l είναι η θερμοκρασία της υγρής φάσης του ρευστού και A_b είναι η περιοχή που καλύπτεται από την πυρηνοποίηση των φυσαλίδων (area of influence) και δίνεται από τον τύπο:

$$A_b = \frac{KN_\alpha \pi d_w^2}{4} \quad (2.18)$$

Αυτή η περιοχή A_b που καλύπτεται από την πυρηνοποίηση των φυσαλίδων εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από τη διάμετρο αναχώρησης της φυσαλίδας, d_w , και την ενεργή πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης N_α . Η εμπειρική σταθερά K , δίνεται από μία εξίσωση που περιλαμβάνει τον υπόψυκτο αριθμό Jakob (Kenning 1985) και ορίζεται ως:

$$K = 4,8 \exp\left(-\frac{Ja_{sub}}{80}\right), \quad (2.19)$$

όπου ο υπόψυκτος αριθμός Jakob ορίζεται ως:

$$Ja_{sub} = \frac{\rho_l C_{p,l} \Delta T_{sub}}{\rho_v} \quad (2.20)$$

Η ροή ψύξης (quenching heat transfer) αντιπροσωπεύει τη ροή θερμότητας από το τοίχωμα στην υγρή φάση του ρευστού που γεμίζει τον χώρο που απομένει μετά την αποκόλληση των φυσαλίδων στο σημείο πυρηνοποίησης και υπολογίζεται από την αναλυτική λύση της μονοδιάστατης χρονικά μεταβαλλόμενης εξίσωσης αγωγής ως:

$$\dot{q}_a = \frac{2k_l}{\sqrt{\pi\lambda_l T}} \sqrt{T_w - T_l} \quad (2.21)$$

Σε αυτήν την εξίσωση, k_l είναι η θερμική αγωγιμότητα της υγρής φάσης, λ_l είναι συντελεστής θερμικής διάχυσης της υγρής φάσης, T είναι ο χρόνος περιόδου της πυρηνοποίησης φυσαλίδων, ο οποίος είναι ίσος με τον αντίστροφο της συχνότητας αναχώρησης φυσαλίδων.

Η ροή θερμότητας λόγω εξάτμισης υπολογίζεται ως εξής:

$$\dot{q}_e = N_a f_d \frac{\pi d_w^3}{6} \rho_g h_{fg}, \quad (2.22)$$

όπου h_{fg} είναι η λανθάνουσα θερμότητα εξάτμισης, N_a είναι η πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης, η οποία υπολογίζεται από εμπειρική συσχέτιση, ως συνάρτηση της υπερθέρμανσης του τοιχώματος (Lemmert and Chawla 1977) ως:

$$N_a = C(T_w - T_{sat})^n \quad (2.23)$$

Οι σταθερές C και n , στην παραπάνω εξίσωση λαμβάνουν τις τιμές 210 και 1.805, αντίστοιχα. Επίσης, χρησιμοποιήθηκε η σχέση των Kocamustafaogullari και Ishii (1983) για την πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης N_a , όπως χρησιμοποιήθηκε και από τους Hibiki και Ishii (2003):

$$N_a = 9.21 \times 10^{-20} \rho^{*-0.96} \left(1 + 0.0049 \rho^* \right)^{4.13} \theta^{2.4} \left(\frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right)^{1.2} R_c^{-4.4}, \quad (2.24)$$

όπου $\Delta \rho = \rho_l - \rho_g$, $\rho^* = \Delta \rho / \rho_g$ και $R_c = \frac{2\sigma T_{sat}}{[\rho_g h_{fg} (T_w - T_{sat})]}$ η ελάχιστη ακτίνα κοιλότητας.

Επιπρόσθετα, η συχνότητα αναχώρησης των φυσαλίδων υπολογίζεται από μοντέλο του Cole (1960):

$$f_d = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_g)}{3\rho_l d_w}} \quad (2.25)$$

2.2 Μοντέλο υπολογισμού διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, βάσει θερμοδυναμικής ισορροπίας (Guistini et al. 2018)

Οι Guistini et al. (2018) ανέπτυξαν μια μέθοδο για την πρόβλεψη της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας σε ροή με βρασμό, με βάση την αρχή ότι η ελεύθερη ενέργεια μιας προσαρτημένης φυσαλίδας σε ισορροπία πρέπει πάντα να είναι ελάχιστη. Το μοντέλο έχει συγκριθεί με τη διάμετρο αναχώρησης φυσαλίδων σε υπάρχουσες πειραματικές βάσεις δεδομένων και έχει αποδειχθεί ότι τα αποτελέσματα που δίνει είναι συγκρίσιμα ή και ανώτερα από εκείνα που επιτυγχάνονται με προηγούμενα μοντέλα, τα οποία βασίζονται στην προσέγγιση ισορροπίας δυνάμεων (Klausner et al. 1993). Το νέο μοντέλο προσφέρει μια σειρά από πλεονεκτήματα έναντι των προηγούμενων μεθόδων, τα οποία συζητούνται στη συνέχεια.

Η επιφάνεια επαφής μεταξύ της φυσαλίδας και της θερμαινόμενης επιφάνειας είναι πολύ σημαντική για τον προσδιορισμό των επιφανειακών τάσεων που δρουν στη φυσαλίδα. Στο μοντέλο των Guistini et al. (2018), η επιφάνεια αυτή, ή ισοδύναμα η γωνία επαφής, υπολογίζεται με βάση την ελαχιστοποίηση της ελεύθερης ενέργειας κατά Gibbs της φυσαλίδας. Αντιθέτως, στα μοντέλα που βασίζονται σε προσέγγιση ισορροπίας δυνάμεων, η περιοχή επαφής αντιμετωπίζεται γενικά ως μία παράμετρος προσαρμογής, που προσδιορίζεται από τη σύγκριση με τα πειράματα. Η χρήση της μηχανιστικής προσέγγισης του μοντέλου των Guistini et al. (2018) στην πρόβλεψη της επιφάνειας επαφής, αυξάνει τη γενικότητα και την εμπιστοσύνη στη δυνατότητα εφαρμογής του όταν εφαρμόζεται εκτός του εύρους των διαθέσιμων πειραματικών δεδομένων.

Σε αντίθεση με τα μοντέλα που βασίζονται σε προσέγγιση ισορροπίας δυνάμεων, το τρέχον μοντέλο ελάχιστης ελεύθερης ενέργειας δείχνει ότι, σε κανονικές συνθήκες ροής βρασμού, οι δυνάμεις αντίδρασης του ρευστού που δρουν στη φυσαλίδα λόγω της ακτινικής διαστολής (δηλαδή, της διόγκωσης της φυσαλίδας λόγω εξάτμισης του περιβάλλοντος υγρού) μπορούν να παραμεληθούν σε σύγκριση με τις δυνάμεις επιφανειακής τάσης.

Αντιθέτως, τα προηγούμενα μοντέλα ισορροπίας δυνάμεων (Andersson and Pettersson 1994) υποστηρίζουν ότι οι δυνάμεις αντίδρασης της υγρής φάσης του ρευστού λόγω της ανάπτυξης φυσαλίδων είναι σημαντικότερες από τις δυνάμεις επιφανειακής τάσης και, ως εκ τούτου, απαιτούν να υπολογιστεί ο ρυθμός ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας ώστε τελικά να υπολογισθεί η διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας. Ωστόσο, με βάση την ενεργειακή προσέγγιση της ελάχιστης ελεύθερης ενέργειας του παρόντος μοντέλου, οι δυνάμεις αντίδρασης της υγρής φάσης του ρευστού λόγω της ανάπτυξης φυσαλίδων μπορούν πρακτικά να αμεληθούν κατά την αναχώρηση της φυσαλίδας σε ροή βρασμού. Η παραμέληση αυτών των δυνάμεων απλοποιεί σημαντικά τον υπολογισμό της διαμέτρου αναχώρησης των φυσαλίδων σε σύγκριση με τα προηγούμενα μοντέλα που βασίζονται στην προσέγγιση ισορροπίας δυνάμεων, διότι η διάμετρος αναχώρησης

φουσαλίδα υπολογίζεται με επαναληπτική λύση δύο εξισώσεων, την αναθεωρημένη εξίσωση της γωνίας επαφής και τη συνθήκη ισορροπίας της φουσαλίδας έναντι ολίσθησης.

Οι μόνες άγνωστες παράμετροι που εμφανίζονται στο τρέχον μοντέλο είναι η γωνία επαφής θερμοδυναμικής ισορροπίας θ^* και η αδιάστατη παράμετρος ε που χρησιμοποιείται για να συσχετίσει την υστέρηση μεταξύ των προηγμένων και των υποχωρούντων γωνιών επαφής θ στο σημείο ισορροπίας. Εκτιμήσεις για τη γωνία επαφής θερμοδυναμικής ισορροπίας θ^* και για την αδιάστατη παράμετρο ε έχουν προταθεί, οι οποίες όταν χρησιμοποιηθούν στο τρέχον μοντέλο, οδηγούν σε τιμές διαμέτρου αναχώρησης φουσαλίδας ικανοποιητικές, που προσεγγίζουν επαρκώς τις πειραματικές μετρήσεις τόσο στην εξαναγκασμένη ροή βρασμού όσο και στον βρασμό χωρίς ροή για ένα ευρύ φάσμα πιέσεων και ρευστών. Γενικά, τα μοντέλα υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φουσαλίδων, που βασίζονται στη μέθοδο ισορροπίας δυνάμεων, απαιτούν πολλές πρόσθετες παραμέτρους που πρέπει να καθοριστούν.

Στο μοντέλο των Guistini et al. (2018), η μέθοδος για την πρόβλεψη της χρονικής εξέλιξης της γωνίας επαφής κατά την ανάπτυξη της φουσαλίδας σε μία οριζόντια επιφάνεια κατά τον βρασμό δεξαμενής (Guistini et al. 2017) επεκτείνεται για την περίπτωση ροής βρασμού σε κεκλιμένη επιφάνεια. Όπως και πριν, η θεμελιώδης υπόθεση είναι ότι μια προσαρτημένη φουσαλίδα είναι πάντα σε κατάσταση θερμοδυναμικής ισορροπίας κάτω από τις δυνάμεις που εφαρμόζονται σε αυτή στιγμιαία. Το **Σχήμα 1** αναπαριστά φουσαλίδα που αναπτύσσεται και τις δυνάμεις που δρουν σ' αυτήν. Οι κύριες παραδοχές του μοντέλου είναι οι εξής:

1. Η φουσαλίδα θεωρείται ότι αναπτύσσεται σε ενεργή εστία πυρηνοποίησης σε επικλινή θερμαινόμενη επιφάνεια παρουσία αναγκαστικής υπόψυκτης ή κορεσμένης ροής υγρού. Ένα στρώμα υπέρθερμου υγρού θεωρείται ότι υπάρχει σε επαφή με τη θερμαινόμενη επιφάνεια, ενώ στα στρώματα υγρού που είναι εν συνεχεία σε επαφή με αυτό η θερμοκρασία του υγρού μειώνεται βαθμωτά μέχρι να φτάσει την κύρια θερμοκρασία του υγρού. Η φουσαλίδα υποθέτουμε ότι αναπτύσσεται εξαιτίας του σχηματισμού ατμού λόγω της εξάτμισης από την επιφάνειά αυτού του στρώματος υπέρθερμου υγρού.
2. Αναφερόμενοι στο **Σχήμα 1**, οι εξωτερικές δυνάμεις που δρουν στη φουσαλίδα είναι i) η δύναμη άνωσης \vec{F}_B που δρα κάθετα προς τα πάνω, ii) η υδροδυναμική δύναμη αντίδρασης λόγω της ακτινικής ανάπτυξης της φουσαλίδας \vec{F}_H , η οποία ενεργεί στην αρνητική z κατεύθυνση, iii) η δύναμη άνωσης \vec{F}_L λόγω της εγκάρσιας μεταβολής ταχύτητας του υγρού κοντά στην επιφάνεια, που δρα στη θετική κατεύθυνση z και iv) η δύναμη αντίστασης ρευστού \vec{F}_{DF} λόγω της επιβαλλόμενης ροή υγρού που δρα στη θετική κατεύθυνση x.
3. Η φουσαλίδα θεωρείται ότι προσεγγίζει το σχήμα τετμημένης σφαίρας με ακτίνα καμπυλότητας R και με γωνία επαφής βάσης θ , που μεταβάλλονται με τον χρόνο. Η γωνία διεπαφής θ , λόγω της παρουσίας της ροής και λόγω της κλίσης της επιφάνειας, αναμένεται να διαφέρει ελαφρώς γύρω από τη βάση της φουσαλίδας

εξαιτίας της δράσης της άνωσης και των δυνάμεων του ρευστού. Η διαφορά αυτή αγνοείται και η υπολογισθείσα τιμή της γωνίας θ θεωρείται ως η μέση τιμή της γύρω από τη βάση της φυσαλίδας.

4. Θεωρείται ότι η αναχώρηση φυσαλίδων από την εστία πυρηνοποίησης μπορεί να συμβεί με την ανύψωση τους μακριά από την επιφάνεια ή με την ολίσθησή τους κατά μήκος της. Η ανύψωση των φυσαλίδων από την επιφάνεια προσδιορίζεται ως το σημείο στο οποίο η γωνία διεπαφής θ πέφτει στο μηδέν (Guistini et al. 2018). Η ολίσθηση των φυσαλίδων κατά μήκος της επιφάνειας προσδιορίζεται από το σημείο στο οποίο η φυσαλίδα γίνεται ασταθής έναντι μικρής μετατόπισης προς τη θετική κατεύθυνση x , με αποτέλεσμα την απεριόριστη κίνησή της κατά μήκος της επιφάνειας. Η διάμετρος της φυσαλίδας στο σημείο αποκόλλησης από το σημείο της πυρηνοποίησης, ανεξάρτητα από το αν είναι με ανύψωση ή ολίσθηση, ονομάζεται «διάμετρος αναχώρησης» της φυσαλίδας (bubble departure diameter).
5. Η θερμοκρασία του ατμού εντός των φυσαλίδων υποτίθεται ότι είναι ομοιόμορφη και ίση με τη θερμοκρασία κορεσμού στην εξωτερική πίεση του ρευστού (Guistini et al. 2018).
6. Οι χωρικές διακυμάνσεις της πίεσης στο εσωτερικό της φυσαλίδας, λόγω της δυναμικής του ρευστού και των υδροστατικών δυνάμεων, θεωρούνται αμελητέες (Plesset et al. 1995).

Το μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας σε βρασμό ρευστού χωρίς ροή (pool boiling) υπολογίζει τη δυναμική γωνία επαφής θ σε κάθε σημείο με τη χρήση της συνθήκης $\delta\tilde{A} = 0$, όπου \tilde{A} είναι η θερμοδυναμική διαθεσιμότητα (ελεύθερη ενέργεια) του συστήματος που αποτελείται από τη φυσαλίδα και το περιβάλλον της (Guistini et al. 2018). Η απειροστή αλλαγή $\delta\tilde{A}$ σε διαθεσιμότητα ελεύθερης ενέργειας λόγω μιας μικρής διαταραχής στο σχήμα ισορροπίας της φυσαλίδας υπολογίζεται ως:

$$\delta\tilde{A} = -\delta V_B \Delta p + \sigma \delta A_S + (\sigma_g - \sigma_f) \delta A_b + \delta W_S, \quad (2.26)$$

όπου V_B είναι ο όγκος της φυσαλίδας, Δp είναι η διαφορά πίεσης μεταξύ του ατμού στο εσωτερικό της φυσαλίδας και της ατμοσφαιρικής πίεσης, σ είναι ο συντελεστής επιφανειακής τάσης της επιφάνειας διεπαφής υγρού-ατμού στο περίβλημα της φυσαλίδας, A_S είναι το εμβαδόν της καμπυλωτής επιφάνειας της φυσαλίδας, σ_f και σ_g είναι αντίστοιχα οι επιφανειακές τάσεις στις επιφάνειες διεπαφής του συστήματος υγρού-στερεού, δηλαδή του ρευστού με το τοίχωμα και του συστήματος ατμού-στερεού, δηλαδή της φυσαλίδας με το τοίχωμα και δW_S είναι το έργο που αποδίδεται από τις υδροστατικές και ρευστοδυναμικές δυνάμεις που δρουν στην επιφάνεια της φυσαλίδας.

Στη συνέχεια, εφαρμόζουμε στην εξίσωση της απειροστής αλλαγής $\delta\tilde{A}$ ελεύθερης ενέργειας (2.26) τη συνθήκη $\delta\tilde{A} = 0$, τόσο για σταθερή ακτίνα της φυσαλίδας R και μεταβλητή δυναμική γωνία επαφής θ , όσο για σταθερή γωνία επαφής θ και μεταβλητή ακτίνα της φυσαλίδας R . Έτσι προκύπτει μία πεπλεγμένη εξίσωση για τη δυναμική γωνία

επαφής βάσης μίας προσαρτημένης στο τοίχωμα φυσαλίδας σε βρασμό ρευστού χωρίς ροή σε οριζόντια επιφάνεια (horizontal pool boiling), ως:

$$\begin{aligned}
 R^{+2} \left[\frac{2}{3} \varphi_1 - \frac{1}{2} \frac{\varphi_2^2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] \\
 - R^+ R^{+2} \left[C_D \varphi_2^2 \varphi_1^{\frac{2}{3}} - \frac{1}{4} \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] \\
 - \left(\cos \theta + \frac{1}{4} \frac{\sin^4 \theta}{\varphi_1} \right) (\cos \theta - \cos \theta^*) = 0,
 \end{aligned} \tag{2.27}$$

όπου οι αδιάστατες μεταβλητές που αφορούν την ακτίνα της φυσαλίδας προκύπτουν ως:

$$R^+ = \frac{R}{\left(\frac{\sigma}{\rho_f g} \right)^{\frac{1}{2}}}, \quad \dot{R}^+ = \frac{\dot{R}}{\left(\frac{\sigma g}{\rho_f} \right)^{\frac{1}{4}}} \tag{2.28}$$

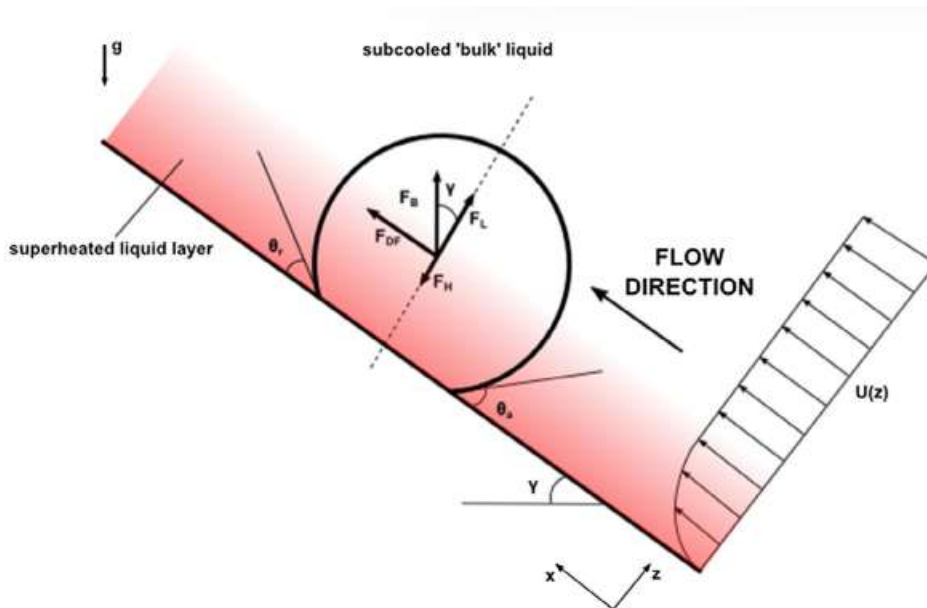
Στις αδιάστατες μεταβλητές που αναφέρθηκαν, \dot{R} είναι ο ρυθμός ανάπτυξης της φυσαλίδας, ρ_f είναι η πυκνότητα του ρευστού, g η επιτάχυνση της βαρύτητας, που σύμφωνα με το S.I. ισούται με $9,81 \text{ ms}^{-2}$, και οι γεωμετρικοί παράγοντες φ_n είναι συναρτήσεις της δυναμικής γωνίας επαφής θ ως:

$$\begin{aligned}
 \varphi_1 &= 0.25(-\cos^3 \theta + 3\cos \theta + 2), \varphi_2 \\
 &= 0.5(1 + \cos \theta), \varphi_3 = \sin^2 \theta,
 \end{aligned} \tag{2.29}$$

σύμφωνα με τους οποίους, το ύψος της φυσαλίδας μπορεί να εκφραστεί ως $2R\varphi_2$ και η ακτίνα της βάσης της φυσαλίδας ως $R\varphi_3^{\frac{1}{2}}$. C_D είναι ο συντελεστής αντίστασης στην κίνηση της φυσαλίδας στην κατεύθυνση z λόγω της ακτινικής ανάπτυξής της. Επιπλέον, θ^* είναι η θερμοδυναμική γωνία επαφής, η οποία θεωρείται θεμελιώδης ιδιότητα του συστήματος ρευστού/επιφάνειας τοιχώματος και δίνεται από την εξίσωση Young-Laplace, $\theta^* = \arccos \left[\frac{\sigma_g - \sigma_f}{\sigma} \right]$.

Για την επιλογή της τιμής της θερμοδυναμικής γωνίας επαφής θ^* , χρησιμοποιήθηκαν πειραματικά δεδομένα για βρασμό χαμηλής πίεσης πάνω σε μεταλλικές επιφάνειες (Guistini et al. 2018). Για βρασμό υψηλής πίεσης νερού, δηλαδή σε πιέσεις μέχρι 50 bar, μια συσχέτιση για θερμοδυναμική γωνία επαφής θ^* προτάθηκε υπονοώντας ότι η θ^* μειώνεται με την αύξηση της θερμοκρασίας κορεσμού, που είναι συνεπής με πειραματικές παρατηρήσεις και, ποιοτικά τουλάχιστον, με προβλέψεις της θεωρίας επιφανειακής προσρόφησης (Adamson 1973).

Το μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας σε βρασμό δεξαμενής (pool boiling) ίσχυε μόνο στην περίπτωση της αναχώρησης της φυσαλίδας σε οριζόντια επιφάνεια, όταν οι μόνες εξωτερικές δυνάμεις που δρουν στη φυσαλίδα είναι η άνωση και η δύναμη αντίδρασης του ρευστού λόγω της ανάπτυξης φυσαλίδων (Guistini et al. 2017). Με σκοπό την επέκταση του μοντέλου για βρασμό σε ροή σε κεκλιμένη επιφάνεια, πρέπει να περιλαμβάνεται στον υπολογισμό της απειροστής αλλαγής $\delta\dot{A}$ ελεύθερης ενέργειας και το έργο από άλλες δυνάμεις. Αναλυτικότερα πρέπει να ληφθούν υπόψη οι παρακάτω δυνάμεις: η δύναμη αντίστασης και ανύψωσης λόγω της επιβαλλόμενης ροής, η συνιστώσα της άνωσης που είναι παράλληλη προς την επιφάνεια και η επιφανειακή δύναμη. Η εισαγωγή αυτών των πρόσθετων όρων ισχύος στις υπάρχουσες εξισώσεις οδηγεί σε μια τροποποιημένη εξίσωση για τη δυναμική γωνία επαφής θ και σε μια νέα συνθήκη σταθερότητας της φυσαλίδας έναντι ολίσθησης, όπως περιγράφεται παρακάτω.



Σχήμα 1: Φυσαλίδα που αναπτύσσεται πάνω σε θερμαινόμενη επιφάνεια μέσα σε ροή υπόψυκτου ρευστού επαπτόμενη στην επιφάνεια (Guistini et al. 2018).

Στο μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας σε βρασμό ρευστού χωρίς ροή (pool boiling), ο όρος που αναφέρεται στο έργο δW_S αφορά τις ενεργές δυνάμεις στην z -κατεύθυνση, F_z και \dot{F}_z , που θα εφαρμοσθούν στην φυσαλίδα όταν υπόκειται σε μικρές διαταραχές είτε στην ενεργή γωνία επαφής θ ή στην ακτίνα αναχώρησης της φυσαλίδας R . Επιθυμητή είναι η επέκταση του μοντέλου ώστε να καταστεί δυνατή η παρουσία επιβαλλόμενης ροής ρευστού και η κλίση της επιφάνειας να είναι μη μηδενική. Επομένως, είναι απαραίτητο να τροποποιηθούν τα F_z και \dot{F}_z , ώστε να συμπεριληφθεί η δύναμη άνωσης F_L , και να αντικατασταθεί η επιτάχυνση λόγω της

βαρύτητας g στον όρο της άνωσης με την συνιστώσα της στην z -κατεύθυνση, δηλαδή ως $g \cos \gamma$. Η δύναμη αντίστασης της φυσαλίδας F_{DF} δεν επηρεάζει τις ενεργές δυνάμεις στην z -κατεύθυνση, F_z και \dot{F}_z καθώς δρα μόνο στην κατεύθυνση που είναι κάθετη ως προς την z .

Υποθέτοντας ότι η φυσαλίδα παραμένει σταθερή μέχρι την αναχώρησή της, η άνωση δίδεται από την ακόλουθη έκφραση:

$$F_L = \frac{\pi}{2} C_L R_{EQ}^2 \rho_f \Delta U^2, \quad (2.30)$$

όπου R_{EQ} είναι η ισοδύναμη ακτίνα μιας σφαιρικής φυσαλίδας που έχει τον ίδιο όγκο με την πραγματική φυσαλίδα, ΔU είναι η διαφορά ταχύτητας μεταξύ του ρευστού και της στατικής φυσαλίδας και C_L είναι ένας συντελεστής άνωσης. Η διαφορά ταχύτητας μεταξύ του ρευστού και της στατικής φυσαλίδας ΔU αξιολογείται τοπικά στην ανύψωση του κέντρου της φυσαλίδας, και υπολογίζεται από ένα κατάλληλο σταθμισμένο ως προς τον χρόνο τυρβώδες προφίλ ταχύτητας. Συγκεκριμένα, στην παρούσα εργασία χρησιμοποιούμε το παγκόσμιο τυρβώδες προφίλ ταχύτητας. Ο συντελεστής άνωσης C_L υπολογίζεται σύμφωνα με τους Klausner et al. (1994) ως:

$$C_L = 3.877 G_S^{\frac{1}{2}} [Re_B^{-2} + 0.014 G_S^2]^{\frac{1}{4}} \quad (2.31)$$

όπου ο αριθμός Reynolds της φυσαλίδας ορίζεται ως $Re_B = \frac{2\rho_f R_{EQ} \Delta U}{\mu}$ και ο όρος G_S υπολογίζεται σύμφωνα με τους Sugrue και Buongiorno (2016) ως:

$$G_S = \frac{f}{8\mu} \rho_f \frac{U_b}{\Delta U} R_{EQ} \quad (2.32)$$

Στον όρο G_S , η U_b είναι η κύρια ταχύτητα του ρευστού, η οποία για την περίπτωση της ροής εντός καναλιού είναι ίση με τη ροή της μάζας διαιρεμένη με την πυκνότητα του υγρού ρευστού. Για την περίπτωση ανάπτυξης φυσαλίδων εντός φίλμ, ισούται με την ταχύτητα της άνω επιφάνειας της μεμβράνης του ρευστού. Ο όρος ΔU είναι η σχετική ταχύτητα μεταξύ του υγρού ρευστού, η οποία μετράται στο επίπεδο που είναι το κέντρο της φυσαλίδας και της φυσαλίδας, μ είναι το ιξώδες του υγρού και f είναι ο συντελεστής τριβής. Ο συντελεστής τριβής f υπολογίζεται για ροή εντός καναλιού, χρησιμοποιώντας τη σταθερή συσχέτιση Colebrook για ομαλά κανάλια.

Εν συνεχεία, θα πραγματοποιηθεί εισαγωγή των παραπάνω αλλαγών στην εξίσωση της γωνίας επαφής θ . Καταρχάς, η αδιάστατη επιβαλλόμενη ταχύτητα ροής ορίζεται ως $U^+ = \frac{\Delta U}{\left(\frac{\sigma g}{\rho_f}\right)^{\frac{1}{4}}}$ και η ισοδύναμη ακτίνα μιας σφαιρικής φυσαλίδας που έχει τον ίδιο όγκο με

την πραγματική φυσαλίδα ορίζεται ως $R_{EQ} = \varphi_1^{\frac{1}{3}} R$. Επομένως, η αναθεωρημένη εξίσωση

της γωνία επαφής θ για την παρουσία επιβαλλόμενης ροής και κλίση της επιφάνειας του τοιχώματος προκύπτει ως:

$$\begin{aligned}
 R^{+2} \left[\frac{2}{3} \varphi_1 - \frac{1}{2} \frac{\varphi_2^2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] \cos \gamma & \\
 - R^{+} R^{+2} \left[C_D \varphi_2^2 \varphi_1^{\frac{2}{3}} - \frac{1}{2} \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] & \\
 + \frac{1}{4} C_L R^{+} U^{+2} \varphi_1^{\frac{2}{3}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] & \\
 - \left(\cos \theta + \frac{1}{4} \frac{\sin^4 \theta}{\varphi_1} \right) (\cos \theta - \cos \theta^*) = 0 &
 \end{aligned} \tag{2.33}$$

Καθώς η φυσαλίδα διογκώνεται, οι δυνάμεις λόγω άνωσης και αντίστασης αυξάνονται στην κατεύθυνση που είναι παράλληλη προς την επιφάνεια. Αν οι δυνάμεις επιφανειακής τάσης στον τοίχο δεν μπορούν πλέον να κρατήσουν τη φυσαλίδα στο σημείο πυρηνοποίησης, η φυσαλίδα απομακρύνεται από αυτό με ολίσθηση κατά μήκος της επιφάνειας (Thorncroft and Klausner 1998). Η συνθήκη για το σπάσιμο της ισορροπίας, που συνεπάγεται απομάκρυνση της φυσαλίδας με ολίσθηση μπορεί να βρεθεί με την εξέταση της απειροστής αλλαγής $\delta \tilde{A}$ στην ελεύθερη ενέργεια που σχετίζεται με ένα μικρό δx μετατόπισης της φυσαλίδας από τη θέση ισορροπίας της. Υποθέτοντας ότι η δx μετατόπιση της φυσαλίδας από τη θέση ισορροπίας της δεν συνεπάγεται καμία αλλαγή στην γωνία επαφής θ ή στην ακτίνα της φυσαλίδας R , η εξίσωση για την απειροστή αλλαγή $\delta \tilde{A}$ σε διαθεσιμότητα ελεύθερης ενέργειας του συστήματος προκύπτει ως:

$$\delta \tilde{A} = \delta W_S = -F_{DF} \delta x - \sigma F_{Bx} \delta x + F_W |\delta x| \tag{2.34}$$

όπου οι τρεις όροι στη δεξιά πλευρά αντιπροσωπεύουν τα έργα που επιτελούνται κατά τη δράση δυνάμεων στη φυσαλίδα. Πιο συγκεκριμένα, ο όρος $F_{DF} \delta x$ ορίζει το έργο της δύναμης κύλισης και προκαλείται από την επιβληθείσα ροή. Ο όρος $\sigma F_{Bx} \delta x$ αναφέρεται στο έργο που επιτελείται από τη συνιστώσα της άνωσης στη x -κατεύθυνση. Ο όρος $F_W |\delta x|$ αντιπροσωπεύει το έργο που επιτελείται από τη δύναμη επιφανειακής τάσης κατά μήκος της γραμμής επαφής μεταξύ του φιλμ φυσαλίδων και της επιφάνειας που πραγματοποιείται η μεταφορά θερμότητας, το οποίο είναι πάντα θετικό, καθώς πάντα αντιτίθεται στη μετατόπιση.

Ο δεύτερος νόμος της θερμοδυναμικής απαιτεί ότι σε κάθε φυσική διεργασία η απειροστή αλλαγή $\delta \tilde{A}$ σε διαθεσιμότητα ελεύθερης ενέργειας του συστήματος θα είναι μικρότερη ή ίση με το μηδέν $\delta \tilde{A} \leq 0$. Ως εκ τούτου, για να είναι σταθερή η ισορροπία, η ελεύθερη ενέργεια \tilde{A} πρέπει να παίρνει πάντοτε μια ελάχιστη τιμή. Από την εξίσωση για την

απειροστή αλλαγή $\delta \tilde{A}$ σε διαθεσιμότητα ελεύθερης ενέργειας, εφαρμόζοντας τον δεύτερο νόμο της θερμοδυναμικής προκύπτει η εξής ανισότητα:

$$F_{DF} + F_{Bx} \leq |F_w| \quad (2.35)$$

Όταν ικανοποιείται αυτή η ανισότητα, τόσο θετικές όσο και αρνητικές τιμές της μετατόπισης δx έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση της ελεύθερης ενέργειας \tilde{A} , από όπου συμπεραίνεται ότι η ελεύθερη ενέργεια είναι ελάχιστη και συνεπώς, είναι πάντοτε δυνατή η επίτευξη σταθερής ισορροπίας. Ωστόσο, αν η ανισότητα δεν ικανοποιείται, μια θετική μετατόπιση δx πάντα καταλήγει σε μείωση της ελεύθερης ενέργειας \tilde{A} . Κατά συνέπεια η σταθερή ισορροπία είναι πλέον αδύνατη και η φυσαλίδα μπορεί να γλιστρήσει κατά μήκος της επιφάνειας στην κατεύθυνση x . Επομένως, η ανισότητα αυτή παρέχει τη συνθήκη για σταθερότητα της φυσαλίδας κατά της ολίσθησης. Οι δυνάμεις της ανισότητας αξιολογούνται παρακάτω.

Στην περίπτωση μιας προσαρτημένης φυσαλίδας σε ροή υγρού που έχει φτάσει στο σημείο ολίσθησης, η θερμοδυναμική γωνία επαφής στο κατάντι άκρο της γραμμής επαφής θα είναι θ_r^* και στο ανάντι άκρο της γραμμής επαφής θα είναι θ_a^* . Από την ολοκλήρωση της δύναμης επιφανειακής τάσης του τοίχου κατά μήκος της γραμμής επαφής, προέκυψε μια τιμή για τη συνισταμένη δύναμη επιφανειακής τάσης που αντιτίθεται στην ολίσθηση της φυσαλίδας, υποθέτοντας μια συγκεκριμένη διακύμανση της γωνίας επαφής μεταξύ των δύο άκρων της γραμμής επαφής (Klausner et al. 1993).

Μια εναλλακτική μέθοδος για την εύρεση της δύναμης επιφανειακής τάσης F_w που δεν συμπεριλαμβάνει υποθέσεις σχετικά με τη διακύμανση της γωνίας επαφής κατά μήκος της γραμμής επαφής, είναι να υιοθετηθεί μια ενεργειακή προσέγγιση. Σε αυτήν την ενεργειακή προσέγγιση χρησιμοποιείται η εξίσωση Young-Laplace για τη συσχέτιση της γωνίας επαφής ισορροπίας με τις επιφανειακές ενέργειες στις διεπιφάνειες ατμού-υγρού, στερεού-ατμού και στερεού-υγρού (Gibbs 1985). Σύμφωνα με την εξίσωση Young-Laplace, υποθέτοντας απουσία εξωτερικών δυνάμεων για την παραγωγή της, η γωνία επαφής ισορροπίας προκύπτει ως:

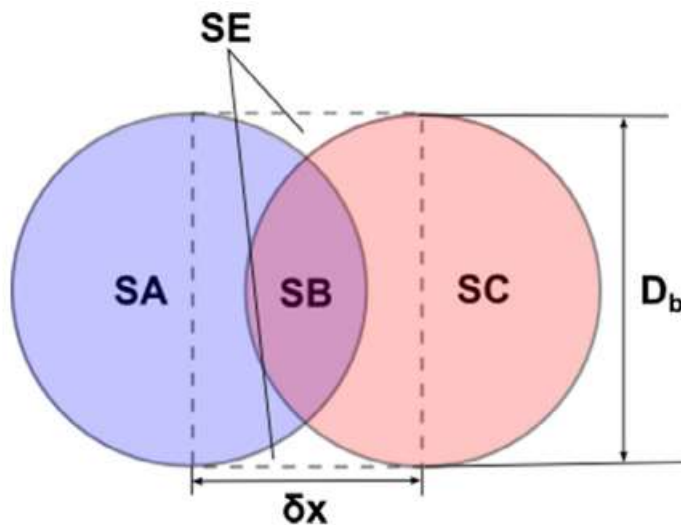
$$\cos\theta^* = \frac{(\sigma_g - \sigma_f)}{\sigma} = \frac{\Delta\sigma}{\sigma} \quad (2.36)$$

Η παραγωγή της εξίσωσης Young-Laplace στην περίπτωση ενός διαφεύγοντος ή υποχωρούντος υγρού μετώπου στο σημείο σπασίματος της ισορροπίας με την ίδια υπόθεση, δηλαδή απουσία εξωτερικών δυνάμεων, οδηγεί στις ισοδύναμες εξισώσεις:

$$\cos\theta_a^* = \frac{\Delta\sigma_a}{\sigma}, \quad (2.37)$$

$$\cos\theta_r^* = \frac{\Delta\sigma_r}{\sigma}, \quad (2.38)$$

όπου $\Delta\sigma_\alpha$ και $\Delta\sigma_r$ είναι οι διαφορές μεταξύ των ειδικών επιφανειακών ενεργειών των διεπιφανειών στερεού-ατμού και στερεού-υγρού, κατά τη διάρκεια της διαβροχής και της απούγρανσης της επιφάνειας, αντίστοιχα. Από ενεργειακή άποψη, η διαφορά μεταξύ της ειδικής επιφανειακής ενέργειας της διεπιφάνειας στερεού-ατμού $\Delta\sigma_\alpha$ μπορεί να χαρακτηριστεί ως η ενέργεια που απαιτείται για τη διαβροχή μιας μοναδιαίας περιοχής της ξηρής επιφάνειας.



Σχήμα 2: Σχήμα κυκλικής βάσης φυσαλίδας, που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της δύναμης επιφανειακής τάσης (Guistini et al. 2018).

Όταν μια προσαρτημένη φυσαλίδα μετατοπίζεται κατά δx , ένα τμήμα της επιφάνειας διαβρέχεται και ένα άλλο τμήμα παύει να διαβρέχεται. Υποθέτουμε ότι η βάση της φυσαλίδας υπόκειται σε μικρή μετατόπιση, ενώ η επιφάνεια της φυσαλίδας παραμένει αμετάβλητη. Για κάθε αυθαίρετο σχήμα της βάσης της φυσαλίδας, η συνισταμένη αλλαγή στην επιφανειακή ενέργεια λόγω της μετατόπισης μπορεί να υπολογιστεί από τη μετατόπιση δx και τη διάμετρο της βάσης της φυσαλίδας D_b σε περιοχή κάθετη ως προς την μετατόπιση δx . Αναλυτικότερα, λαμβάνοντας υπόψη τις αναφερόμενες περιοχές στο **Σχήμα 2**, η περιοχή SB παραμένει ξηρή, η περιοχή SA απούγραινεται, η περιοχή SC είναι βρεγμένη, και η περιοχή SE πρώτα απούγραινεται και στη συνέχεια διαβρέχεται ξανά. Η φυσαλίδα που ανήκουν οι περιοχές έχει επιφάνεια σταθερή και ίση με SF, σύμφωνα με την υπόθεση που έγινε παραπάνω, οπότε γίνεται χρήση του σχήματος φυσαλίδας κυκλικής βάσης. Μεταβολές στην τιμή της ειδικής ελεύθερης ενέργειας είναι, αντίστοιχα, $\Delta\sigma_r$ για την περιοχή SA, $\Delta\sigma_\alpha$ για την περιοχή SC, $\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\alpha$ για την περιοχή SE και μηδενική για την περιοχή SB. Επομένως, το έργο που παράχθηκε από δυνάμεις επιφανειακής τάσης του

τοιχώματος όταν μια προσαρτημένη φυσαλίδα μετατοπίζεται κατά δx μπορεί να υπολογιστεί ως:

$$\begin{aligned} F_w|\delta x| &= -(SF - SB)\Delta\sigma_\alpha + (SF - SB)\Delta\sigma_r \\ &+ [D_b\delta x - (SF - SB)](\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\alpha) \\ &= D_b\delta x(\Delta\sigma_r - \Delta\sigma_\alpha) \end{aligned} \quad (2.39)$$

Η παραπάνω εξίσωση εκφράζει τη δύναμη επιφανειακής τάσης του τοιχώματος F_w χρησιμοποιώντας τη γνωστή διάμετρο της βάσης της φυσαλίδας D_b και τις διαφορές μεταξύ των ειδικών επιφανειακών τάσεων των διεπιφανειών στερεού-ατμού $\Delta\sigma_\alpha$ και στερεού-υγρού $\Delta\sigma_r$, οι οποίες είναι ιδιότητες του ρευστού και της επιφάνειας του τοιχώματος. Όταν η επιφάνεια του τοιχώματος είναι άγνωστη, για να βρούμε τις διαφορές $\Delta\sigma_\alpha$ και $\Delta\sigma_r$ υποθέτουμε ότι η γωνία επαφής αποκλίνει από τη μέση τιμή της για θερμοδυναμική ισορροπία θ^* για μία άγνωστη ακόμη παράμετρο ε που είναι ιδιότητα του συστήματος ρευστό/επιφάνεια. Κατά συνέπεια, προκύπτει ότι οι θερμοδυναμικές γωνίες επαφής κατά την απούγρανση και την διαβροχή αντίστοιχα υπολογίζονται ως:

$$\theta_r^* \equiv (1 - \varepsilon)\theta^* \quad (2.40)$$

$$\theta_\alpha^* \equiv (1 + \varepsilon)\theta^* \quad (2.41)$$

Η παράμετρος ε χρησιμοποιείται για να εξηγήσει την υστέρηση της γωνίας επαφής θ και θεωρείται πολύ μικρότερη από τη μονάδα, κάτι που επιτρέπει την περικοπή της επέκτασης της σειράς συνημίτονων μετά τον όρο δεύτερης τάξης. Προκειμένου να καθοριστεί μια βέλτιστη τιμή για την άγνωστη ακόμα παράμετρο ε , διεξήχθη μια παραμετρική μελέτη, στην οποία προβλέψεις της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας βασισμένες στις εξισώσεις ελεύθερης ενέργειας συγκρίθηκαν με πειραματικά δεδομένα (Guistini et al. 2018). Με βάση τα αποτελέσματα αυτής της μελέτης και άλλων μελετών (Yeoh et al. 2008) επιλέχθηκε για την παράμετρο ε η τιμή 0.07, που ελαχιστοποιεί το συνολικό σφάλμα στις προβλέψεις της διαμέτρου αναχώρησης. Επομένως, το έργο που παράχθηκε από τη δύναμη επιφανειακής μπορεί να προσεγγισθεί κάνοντας χρήση της διαμέτρου της βάσης της φυσαλίδας D_b , της μέσης γωνίας επαφής θερμοδυναμικής ισορροπίας θ^* και της παραμέτρου ε ως:

$$F_w|\delta x| \cong 2\varepsilon|\delta x|D_b\sigma\theta^*, \quad (2.42)$$

όπου η μέση γωνία επαφής θερμοδυναμικής ισορροπίας θ^* μετريέται σε ακτίνια.

Με δεδομένη τη συνήθως μικρή διάμετρο της φυσαλίδας, μάλιστα μικρότερη από ένα χιλιοστό, και τις τυπικές τιμές της επιβαλλόμενης ταχύτητας του υγρού, που είναι

μικρότερες ή ίσες με ένα μέτρο ανά δευτερόλεπτο, η συνιστώσα της δύναμης αντίστασης στην φυσαλίδα στην κατεύθυνση της επιβαλλόμενης ροής αναμένεται να οφείλεται κυρίως στο μοριακό ιξώδες του ρευστού. Η δύναμη αντίστασης στην φυσαλίδα υπολογίζεται από τον νόμο Stokes για μια άκαμπτη σφαίρα (Weber et al. 1978), με την προσθήκη ενός διορθωτικού συντελεστή C_{FD} που να υπολογίζει τις πιθανές αποκλίσεις από το ιξώδες της ροής, όταν ο ρυθμός ροής μάζας υγρού είναι υψηλότερος (Mei and Klausner 1992). Αυτό οδηγεί στις ακόλουθες εξισώσεις για τη δύναμη αντίστασης στην φυσαλίδα:

$$F_{FD} = 6C_{FD}\pi\rho_f\nu R_{EQ}\Delta \quad (2.43)$$

$$C_{FD} = \frac{2}{3} + \left[\left(\frac{12}{Re_B} \right)^{0.65} + 0.796^{0.65} \right]^{-1.54}, \quad (2.44)$$

όπου ν είναι το κινηματικό ιξώδες του υγρού, R_{EQ} είναι η ισοδύναμη ακτίνα μιας σφαιρικής φυσαλίδας που έχει τον ίδιο όγκο με την πραγματική φυσαλίδα και η διαφορά ταχύτητας ΔU είναι η σχετική ταχύτητα μεταξύ του υγρού ρευστού και της φυσαλίδας, η οποία μετράται στο επίπεδο που είναι το κέντρο της φυσαλίδας.

Επίσης η συνιστώσα της άνωσης στην κατεύθυνση που είναι παράλληλη ως προς την επιφάνεια, δηλαδή την κατεύθυνση- x , δίνεται από τον τύπο:

$$F_{Bx} = \frac{4}{3}\pi R^3\varphi_1\rho_f g \sin\gamma \quad (2.45)$$

Συμπερασματικά, με βάση τους παραπάνω ορισμούς των ενεργουσών δυνάμεων, η τελική μορφή της εξίσωσης που εκφράζει την κατάσταση της ισορροπίας έναντι ολίσθησης σε αδιάστατη μορφή είναι:

$$6C_{FD}\pi\varphi_1^{\frac{1}{3}}\nu^+U^+ + \frac{4}{3}\pi\varphi_1R^{+2}\sin\gamma - 4\varepsilon\theta^*\sin\theta = 0, \quad (2.46)$$

όπου το αδιάστατο κινηματικό ιξώδες του υγρού ορίζεται ως:

$$\nu^+ = \nu \left(\frac{\rho_f^3 g}{\sigma^3} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.47)$$

Γενικά η αναθεωρημένη εξίσωση της γωνία επαφής θ για την παρουσία επιβαλλόμενης ροής και κλίση της επιφάνειας του τοιχώματος απαιτεί γνώση της αδιάστατης ακτίνας της φυσαλίδας R^+ και του ρυθμού ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας \dot{R}^+ σε κάθε χρονικό βήμα. Οι όροι στον ρυθμό ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας \dot{R}^+ αντιπροσωπεύουν το έργο που παράγεται από τις δυνάμεις αντίδρασης του ρευστού που συνδέονται με την επέκταση της φυσαλίδας. Αναλυτικότερα, ο ρυθμός

ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας R^+ εξαρτάται από τον αριθμό Jakob, ο οποίος ορίζεται ως:

$$Ja = \frac{c_f \rho_f \Delta T_w}{\rho_g h_{f,g}}, \quad (2.48)$$

όπου c_f είναι η ειδική θερμοχωρητικότητα της υγρής φάσης του ρευστού, ΔT_w είναι η υπερθέρμανση του τοιχώματος και $h_{f,g}$ είναι η λανθάνουσα θερμότητα εξατμίσεως κατά την δημιουργία φυσαλίδων. Γενικά, η επίδραση των δυνάμεων αντίδρασης του ρευστού στην γωνία επαφής θ είναι ασήμαντη για αριθμούς Jakob μικρότερους από ~ 20 , ενώ γίνεται εξαιρετικά σημαντική για αριθμούς Jakob πάνω από ~ 100 (Guistini et al. 2017). Η ροή με βρασμό χαρακτηρίζεται από υψηλούς ρυθμούς μεταφοράς θερμότητας και μετριοπαθείς υπερθερμάνσεις του τοιχώματος, που τυπικά αντιστοιχούν σε αριθμούς Jakob πολύ κάτω από 20, και συνήθως λιγότερο από 5. Σε υψηλές πιέσεις ροής με βρασμό, οι λόγοι πυκνότητας $\frac{\rho_f}{\rho_g}$ είναι μειωμένοι, με αποτέλεσμα να χαρακτηρίζονται από ακόμη μικρότερους αριθμούς Jakob, συνήθως < 1 .

Επομένως, είναι δυνατόν να παραληφθεί ο όρος του ρυθμού ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας R^+ , που αντιπροσωπεύει τις δυνάμεις αντίδρασης στην επέκταση της φυσαλίδας στο περιβάλλον της υγρής φάσης του ρευστού, στην αναθεωρημένη εξίσωση της γωνίας επαφής θ για την παρουσία επιβαλλόμενης ροής και κλίση της επιφάνειας του τοιχώματος. Η παράληψη αυτού του όρου απλοποιεί σημαντικά την ανάλυση, καθώς κάνει τον υπολογισμό του ρυθμού ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας περιττό για τον υπολογισμό της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας. Η απλοποίηση αυτή συνιστά σημαντική διαφορά μεταξύ του παρόντος με τα προηγούμενα μοντέλα, τα οποία απαιτούσαν να γίνει μία προσέγγιση του ρυθμού ανάπτυξης της φυσαλίδας, ο οποίος συνήθως λαμβανόταν από πειραματικές παρατηρήσεις ή ημιμηχανιστικά, αλλά ποτέ δεν υπολογίστηκε μηχανιστικά (Klausner et al. 1993; Yun et al. 2012; Sugrue and Buongiorno 2016).

Στο μοντέλο των Guistini et al. (2018), η διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας υπολογίζεται σταδιακά. Αρχικά, επιλύεται αριθμητικά η αναθεωρημένη εξίσωση της γωνίας επαφής θ , για την εύρεση της γωνίας επαφής θ με συνεχώς αυξανόμενο ρυθμό ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας R^+ .

Σε κάθε βήμα, ελέγχεται η συνθήκη ισορροπίας έναντι ολίσθησης **(2.46)** για να επιβεβαιωθεί ότι η φυσαλίδα είναι σταθερή και δεν έχει αναχωρήσει για να ολισθήσει πάνω στο τοίχωμα. Η διάμετρος αναχώρησης φυσαλίδας λαμβάνεται ως η μικρότερη διάμετρος που ικανοποιεί είτε την συνθήκη $\theta = 0$, είτε στην οποία η συνθήκη έναντι ολίσθησης παραβιάζεται. Η πρώτη περίπτωση αντιπροσωπεύει την αναχώρηση φυσαλίδων μέσω ανύψωσης και η δεύτερη περίπτωση αντιπροσωπεύει την αναχώρηση φυσαλίδων μέσω ολίσθησης. Ο μόνος άγνωστος όρος που εμφανίζεται στο μοντέλο είναι η παράμετρος ε , η οποία περιγράφει την υστέρηση μεταξύ των προηγμένων και των υποχωρούντων

γωνιών επαφής θ στο σημείο ισορροπίας, για την οποία επιλέχθηκε η τιμή 0.07, όπως αναλύθηκε παραπάνω.

2.3 Τροποποιημένο μοντέλο υπολογισμού διαμέτρου αναχώρησης

Το αρχικό μοντέλο, το οποίο αναλύθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο, (Giustini et al. 2018) χρησιμοποιεί μια θερμοδυναμική ισορροπία για να προβλέψει τη χρονική εξέλιξη της γωνίας επαφής της φυσαλίδας σε ροή με βρασμό. Επίσης, εφαρμόζει και μια συνθήκη ισορροπίας δυνάμεων, με βάση το ισοζύγιο των δυνάμεων στην κατεύθυνση της ροής. Αυτή η συνθήκη χρησιμοποιείται για να προβλεφθεί το μέγεθος, στο οποίο η φυσαλίδα θα αποκολληθεί και θα αρχίσει να γλιστρά επάνω στο τοίχωμα. Στην παρούσα μελέτη, υποτίθεται ότι οι φυσαλίδες συνεχίζουν να αναπτύσσονται κατά τη διάρκεια της ολίσθησής τους πάνω στο τοίχωμα, συμβάλλοντας στη ροή θερμότητας λόγω εξάτμισης μέχρι το σημείο της ανύψωσής τους από το τοίχωμα. Θεωρείται καταλληλότερο να χρησιμοποιείται ως διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας η διάμετρος κατά την ανύψωσή της από το τοίχωμα στους υπολογισμούς στο μοντέλο διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος PRI. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η παραγωγή ατμού αντιπροσωπεύεται καλύτερα από τη διάμετρο αναχώρησης της φυσαλίδας κατά την ανύψωση, καθώς αυτή η διάμετρος αντιστοιχεί στο τελικό μέγεθος των φυσαλίδων που παρέχονται στην κύρια ροή του ρευστού. Κατά συνέπεια, η διάμετρος αναχώρησης των φυσαλίδων κατά την ανύψωσή τους από το τοίχωμα χαρακτηρίζει περισσότερο τη συνολική μεταφορά θερμότητας λόγω εξάτμισης στο τοίχωμα, σε σύγκριση με την διάμετρο αναχώρησης των φυσαλίδων κατά την ολίσθησή τους πάνω στο τοίχωμα.

Επομένως, στο παρόν μοντέλο η συνθήκη ισορροπίας της φυσαλίδας έναντι ολίσθησης αγνοείται και χρησιμοποιείται μόνο η συνθήκη ελάχιστης ενέργειας για τη γωνία επαφής θ του αρχικού μοντέλου. Για κατακόρυφες ροές, η συνθήκη αυτή διατυπώνεται ως εξής:

$$\begin{aligned}
 R^{+2} \left[\frac{2}{3} \varphi_1 - \frac{1}{2} \frac{\varphi_2^2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] \cos \gamma & \quad (2.49) \\
 - R^+ R^{+2} \left[C_{D,w} \varphi_2^2 \varphi_1^{\frac{2}{3}} - \frac{1}{2} \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] \\
 + \frac{1}{4} C_{L,w} R^+ U^{+2} \varphi_1^{\frac{2}{3}} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\varphi_2}{\varphi_1} \sin^2 \theta \right] \\
 - \left(\cos \theta + \frac{1}{4} \frac{\sin^4 \theta}{\varphi_1} \right) (\cos \theta - \cos \theta^*) = 0
 \end{aligned}$$

Σε αυτήν την εξίσωση, οι αδιάστατες μεταβλητές που αφορούν την ακτίνα της φυσαλίδας, τον ρυθμό ανάπτυξης των φυσαλίδων και τη σχετική ταχύτητα μεταξύ της φυσαλίδας και

της ροής του ρευστού προκύπτουν, όπως αναλύθηκε στο προηγούμενο υποκεφάλαιο, ως εξής:

$$R^+ = \frac{R}{\left(\frac{\sigma}{\rho_f g}\right)^{\frac{1}{2}}}, \quad \dot{R}^+ = \frac{\dot{R}}{\left(\frac{\sigma g}{\rho_f}\right)^{\frac{1}{4}}}, \quad U^+ = \frac{\Delta U}{\left(\frac{\sigma g}{\rho_f}\right)^{\frac{1}{4}}}, \quad (2.50)$$

όπου θ^* είναι η θερμοδυναμική γωνία επαφής, η οποία είναι ιδιότητα του συστήματος ρευστό-επιφάνεια και $C_{D,w}$ είναι ο συντελεστής αντίστασης για την κίνηση της επιφάνειας της φυσαλίδας λόγω της ακτινικής της αύξησης και ορίζεται ως:

$$C_{D,w} = 23 + \left[\left(\frac{12}{Re_b} \right)^{0.65} + 0.796^{0.65} \right]^{-1.54} \quad (2.51)$$

Επίσης οι γεωμετρικοί παράγοντες είναι συνάρτηση της γωνίας επαφής θ , και δίνονται από τις σχέσεις:

$$\varphi_1 = 0.25(-\cos^3\theta + 3\cos\theta + 2), \quad \varphi_2 = 0.5(1 + \cos\theta) \quad (2.52)$$

Όλα τα παραπάνω επεξηγούνται αναλυτικότερα στο προηγούμενο κεφάλαιο (Giustini et al. 2018). Ο συντελεστής διατμητικής ανύψωσης $C_{L,w}$ υπολογίζεται σύμφωνα με τους Klausner et al. (1994) ως:

$$C_{L,w} = 3.877 G_S^{\frac{1}{2}} [Re_B^{-2} + 0.014 G_S^2]^{\frac{1}{4}}, \quad (2.53)$$

όπου ο αριθμός Reynolds της φυσαλίδας ορίζεται ως $Re_B = \frac{2\rho_l \varphi_1^{1/3} R \Delta U}{\mu}$ και ο όρος G_S υπολογίζεται ως $G_S = \left| \frac{dU}{dy} \right| \frac{R}{\Delta U}$.

Το προφίλ της ταχύτητας εκτιμάται χρησιμοποιώντας μια καθολική διατύπωση για τυρβώδη ροή μονής φάσης (Situ et al. 2005):

$$U^+ = \begin{cases} y^+, & y^+ \leq 5 \\ 5 \ln y^+ - 3.05, & 5 < y^+ < 30 \\ 2.5 \ln y^+ + 5.5, & y^+ \geq 30 \end{cases}, \quad (2.54)$$

όπου $y^+ = \frac{R}{s}$, $s = \frac{\mu}{\rho_l u_t}$ και η ταχύτητα τριβής $u_t = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_l}}$, στην οποία η διατμητική τάση του τοιχώματος τ_w υπολογίζεται ως $\tau_w = \frac{1}{2} C_f \rho_l U_f^2$. Επιπροσθέτως, U_f είναι η μέγιστη ταχύτητα της ροής στον σωλήνα και C_f η σταθερά τριβής, που υπολογίζεται από τον συντελεστή τριβής λ :

$$\lambda = \begin{cases} \frac{64}{Re} Re, & Re < 2300 \\ \frac{0.3164}{Re^{0.25}}, & 2300 \leq Re < 10^5 \\ 0.0032 + 0.221Re^{-0.237}, & 10^5 < Re \end{cases} \quad (2.55)$$

όπου Re είναι ο αριθμός Reynolds.

Η ακτίνα αναχώρησης της φυσαλίδας λόγω ανύψωσης μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση για τη γωνία επαφής θ , ορίζοντάς την να είναι ίση με μηδέν. Αν, όπως αναλύθηκε στο προηγούμενο κεφάλαιο (Giustini et al. 2018), παραμελήσουμε τους όρους ανάπτυξης λόγω του αναμενόμενου χαμηλού ρυθμού ανάπτυξης στις συνθήκες που παρουσιάζουν ενδιαφέρον (Ardron et al. 2017; Giustini et al. 2018), η εξίσωση για τη γωνία επαφής θ μετατρέπεται σε πολυώνυμο δεύτερης τάξης, η θετική λύση του οποίου είναι:

$$R_{LO} = \frac{3\sigma}{2\rho_l g} \left\{ \left[b^2 - \frac{8\rho_l g}{3\sigma} (\cos\theta^* - 1) \right]^{\frac{1}{2}} - b \right\} \quad (2.56)$$

όπου $b = \frac{1}{4} C_{L,w} \frac{\rho_l}{\sigma} \Delta U^2$. Η εξίσωση δεν παρέχει ρητή λύση για την ακτίνα φυσαλίδας αντιθέτως λύνεται επαναληπτικά, καθώς οι παράμετροι στη δεξιά πλευρά είναι επίσης συνάρτηση της ακτίνας της φυσαλίδας.

Η ολίσθηση είναι η κύρια λειτουργία για την αρχική αναχώρηση της φυσαλίδας από το σημείο πυρηνοποίησης της (Klausner et al. 1993; Ahmadi et al. 2012; Sugrue et al. 2014; Giustini et al. 2018). Εκτιμήσεις της σχετικής ταχύτητας της φυσαλίδας βασίζονται συνήθως σε υποθέσεις ή παραμέτρους προσαρμογής. Για παράδειγμα, σε άλλες μελέτες έχει χρησιμοποιηθεί μια τιμή του λόγου της ταχύτητας της φυσαλίδας προς την ταχύτητα της ροής, η οποία ισούται με 0.5. Αυτή επιλέχθηκε με βάση το ελάχιστο μέσο σφάλμα πρόβλεψης για τη διάμετρο αναχώρησης φυσαλίδων σε σύγκριση με πειραματικά δεδομένα (πχ. Situ et al. 2005; Bae et al. 2010). Σε μία άλλη μελέτη θεωρήθηκε ότι η σχετική ταχύτητα της φυσαλίδας είναι ίση με την ταχύτητα ροής του υγρού στο κέντρο της φυσαλίδας (Klausner et al. 1993). Αυτή η τελευταία προσέγγιση είναι κατάλληλη για μια σταθερή φυσαλίδα πριν από την ανύψωσή της από το τοίχωμα, αλλά μπορεί να αποκλίνει σημαντικά από τη σχετική ταχύτητα σε περίπτωση ολίσθησης της φυσαλίδας. Στην παρούσα εργασία, υποθέτουμε ότι οι φυσαλίδες πάντα γλιστρούν πριν από την ανύψωσή τους από το τοίχωμα. Η σχετική ταχύτητα μεταξύ της ολισθαίνουσας φυσαλίδας και της ροής του ρευστού προσεγγίζεται υποθέτοντας ισορροπία των δυνάμεων που ασκούνται στη φυσαλίδα κατά μήκος της κατεύθυνσης της ροής του ρευστού. Θεωρείται, δηλαδή, ότι η φυσαλίδα αποκτά την τελική της ταχύτητα ισορροπίας πριν από την ανύψωση. Κατά τη διάρκεια της ολίσθησης για κατακόρυφο προσανατολισμό, στη φυσαλίδα δρουν η δύναμη αντίστασης και η δύναμη της άνωσης:

$$\frac{4}{3}\pi R^3(\rho_f - \rho_g)g = C_{D,w}6\pi\mu\Delta U \quad (2.57)$$

Επομένως, η σχετική ταχύτητα λαμβάνεται ως:

$$\Delta U = \frac{2R^3(\rho_l - \rho_f)g}{9C_{D,w}\pi\mu} \quad (2.58)$$

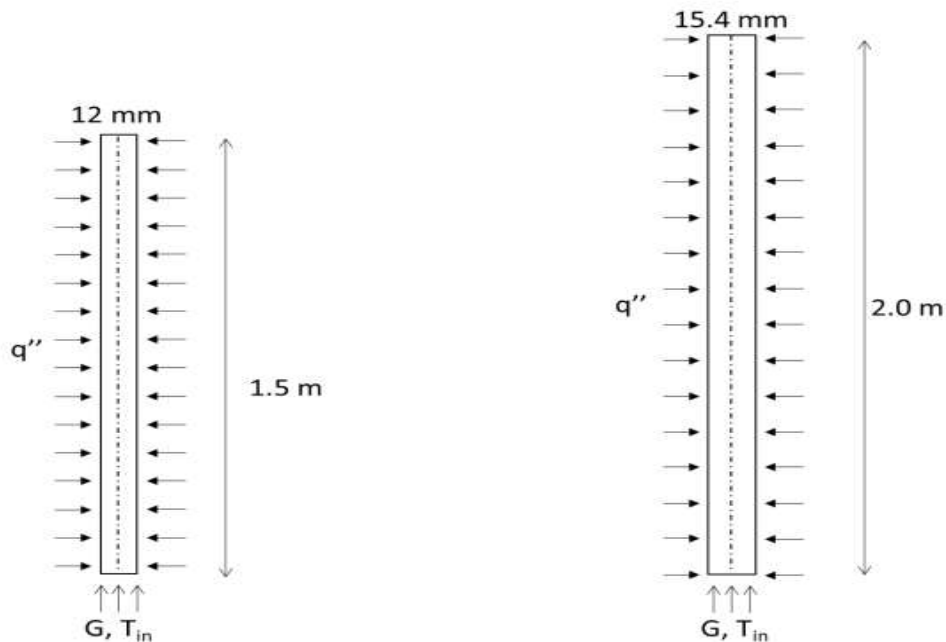
3. Αποτελέσματα

3.1 Πειραματικά δεδομένα

Ο έλεγχος της απόδοσης των μοντέλων υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας σε ροή με βρασμό έγινε με σύγκριση με γνωστά πειραματικά δεδομένα που είναι διαθέσιμα στη βιβλιογραφία. Για την προσομοίωση των πειραμάτων τα μοντέλα υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας εισήχθησαν στο πρόγραμμα (ANSYS Fluent) που εκτελεί προσομοιώσεις CFD με τη βοήθεια συναρτήσεων (user defined functions, udf) σε γλώσσα προγραμματισμού C. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών ρευστομηχανικής συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα από μεγάλο αριθμό πειραματικών περιπτώσεων των πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) και των Bartolomei και Chanturiya (1967), που αφορούν βρασμό σε κατακόρυφη ροή νερού σε σωλήνα με θερμαινόμενα τοιχώματα σε διαφορετικές συνθήκες. Επιπλέον, σύγκριση έγινε και με μία περίπτωση της σειράς πειραμάτων DEBORA που αφορά τη ροή διχλωροδιφθορομεθανίου (R12) (Manon 2000; Garnier et al. 2001). Για τη σύγκριση χρησιμοποιήθηκαν πειραματικές μετρήσεις που αφορούν στο κλάσμα ατμού (void fraction), τη θερμοκρασία του τοιχώματος του σωλήνα και τη μέση θερμοκρασία της υγρής φάσης του ρευστού (Krepper et al. 2011; Krepper and Rzehak 2012; Bartolomei et al. 1982; Bartolomei and Chanturiya 1967). Οι δύο επιλεγμένες βάσεις δεδομένων είναι μεταξύ των συχνότερα χρησιμοποιούμενων για επικύρωση της ικανότητας πρόβλεψης CFD μοντέλων βρασμού σε ροή.

3.1.1 Πειραματική διάταξη Bartolomei et al. (1982) και Bartolomei και Chanturiya (1967)

Τα πειράματα των Bartolomei et al. (1982) και των Bartolomei και Chanturiya (1967) αφορούν τη ροή νερού με βρασμό σε κατακόρυφο κυλινδρικό σωλήνα (**Σχήμα 3**), σε δύο διαφορετικές γεωμετρίες και με ποικίλα ροϊκά χαρακτηριστικά. Το μέσο κλάσμα κενού μετράται με τη χρήση τεχνικής εξασθένησης ακτίνων-γ από πηγή, που λειτουργεί με θούλιο-170 (Thulium-170). Το αξονικό προφίλ της μέσης θερμοκρασίας της υγρής φάσης του ρευστού και της θερμοκρασίας του τοιχώματος του σωλήνα μετρώνται με θερμοστοιχεία σε διαφορετικές αξονικές θέσεις. Η εγκατάσταση λειτουργεί σε πιέσεις μέχρι 15 MPa, με ροές μάζας της υγρής φάσης του ρευστού έως 2000 kg/m²s και με ροές θερμότητας τοιχώματος μέχρι 2.2 MW/m².



Σχήμα 3: Σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης των Bartolomei et al. (1982) και των Bartolomei και Chanturiya (1967).

Στα πειράματα των Bartolomei και Chanturiya (1967), ο σωλήνας έχει εσωτερική διάμετρο ίση με 15.4 mm, μήκος ίσο με 2 m και θερμαίνεται ομοιόμορφα σε όλο του το μήκος. Εξετάζονται δύο περιπτώσεις, η πρώτη εκ των οποίων αφορά τη ροή νερού εντός του σωλήνα σε πίεση ίση με 4.5 MPa, με ροή μάζας ρευστού ίση με 900 kg/m²s, υπόψυξη ίση με 58.2°C και ροή θερμότητας στο τοίχωμα ίση με 570 kW/m². Στη δεύτερη, η ροή νερού εντός του σωλήνα έχει μικρότερη πίεση ίση με 1.5 MPa, ροή μάζας επίσης ίση με 900 kg/m²s, υπόψυξη ίση με 59°C και ροή θερμότητας ίση με 380 kW/m². Η πρώτη πειραματική περίπτωση έχει προσομοιωθεί επιτυχώς σε προηγούμενες εργασίες με χρήση του ANSYS Fluent (Krepper et al. 2007; Kim et al. 2020; Colombo et al. 2019).

Στη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982), ο σωλήνας έχει εσωτερική διάμετρο ίση με 12 mm, μήκος ίσο με 1.5 m και ομοιόμορφα θερμαινόμενο μήκος μεταξύ 0.8 με 1.5 m. Πιο συγκεκριμένα, εξετάστηκαν 26 διαφορετικές περιπτώσεις, οι οποίες αφορούν τη ροή νερού εντός του σωλήνα και διαφέρουν στην πίεση του συστήματος, στη ροή θερμότητας στο τοίχωμα του σωλήνα, στη ροή μάζας ρευστού και στην υπόψυξη εισόδου. Στους παρακάτω πίνακες (**Πίνακες 1-3**) αναγράφονται οι πειραματικές συνθήκες για κάθε μία περίπτωση, όπως έχουν ομαδοποιηθεί στις εργασίες των Bartolomei et al. (1982) και του Kolev (2000). Σε αυτές τις πειραματικές περιπτώσεις, ανά ομάδες όπως έχουν χωριστεί στους πίνακες, μελετάται η επίδραση της μεταβολής της πίεσης, της ροής θερμότητας στο τοίχωμα και της ροής μάζας στο κλάσμα ατμών του ρευστού.

| Πίνακας 1. Πειραματικές περιπτώσεις για μεταβλητή ροή θερμότητας τοιχώματος | | | | |
|--|----------------|------------------------------|-------------------------------|---------------------------|
| Περίπτωση | P (MPa) | G (kg/m²s) | q'' (kW/m²) | T_{in} (K) |
| 1 | 6.81 | 998 | 440 | 521 |
| 2 | 6.89 | 965 | 780 | 493 |
| 3 | 6.84 | 961 | 1130 | 466 |
| 4 | 6.74 | 988 | 1700 | 416 |
| 5 | 7.01 | 996 | 1980 | 434 |
| 6 | 14.79 | 1878 | 420 | 603 |
| 7 | 14.74 | 1847 | 770 | 598 |
| 8 | 14.75 | 2123 | 1130 | 583 |
| 9 | 14.70 | 2014 | 1720 | 545 |
| 10 | 14.89 | 2012 | 2210 | 563 |

| Πίνακας 1. Πειραματικές περιπτώσεις για μεταβλητή ροή μάζας ρευστού | | | | |
|--|----------------|------------------------------|-------------------------------|---------------------------|
| Περίπτωση | P (MPa) | G (kg/m²s) | q'' (kW/m²) | T_{in} (K) |
| 11 | 6.89 | 405 | 790 | 421 |
| 12 | 6.89 | 986 | 780 | 493 |
| 13 | 6.89 | 1467 | 770 | 519 |
| 14 | 6.79 | 2024 | 780 | 520 |
| 15 | 11.02 | 503 | 990 | 494 |
| 16 | 10.81 | 966 | 1130 | 502 |

| | | | | |
|----|-------|------|------|-----|
| 17 | 10.81 | 1554 | 1160 | 563 |
| 18 | 10.84 | 1959 | 1130 | 563 |

| Πίνακας 2. Πειραματικές περιπτώσεις για μεταβλητή πίεση συστήματος | | | | |
|---|----------------|------------------------------|-------------------------------|---------------------------|
| Περίπτωση | P (MPa) | G (kg/m²s) | q'' (kW/m²) | T_{in} (K) |
| 19 | 3.01 | 990 | 980 | 445 |
| 20 | 4.41 | 994 | 900 | 463 |
| 21 | 6.84 | 961 | 1130 | 466 |
| 22 | 10.81 | 966 | 1130 | 502 |
| 23 | 14.58 | 1000 | 1130 | 533 |
| 24 | 6.81 | 2037 | 1130 | 504 |
| 25 | 10.84 | 1959 | 1130 | 563 |
| 26 | 14.75 | 2123 | 1130 | 583 |

Αναλυτικότερα, στον **Πίνακα 1** αναγράφονται οι πειραματικές συνθήκες για δύο σειρές μετρήσεων που έχουν μεταβλητή ροή μάζας ρευστού, σταθερή ροή θερμότητας του τοιχώματος του σωλήνα περίπου στα 1000 kW/m² και 2000 kW/m² και βρίσκονται σε σταθερή πίεση συστήματος και ίση με περίπου 7 ή 15 MPa. Ο **Πίνακας 2** περιέχει τις πειραματικές συνθήκες για δύο σειρές μετρήσεων, που αφορούν περιπτώσεις με μεταβλητή ροή μάζας ρευστού, σε σχεδόν σταθερή πίεση συστήματος, που είναι περίπου ίση με 7 και 11 MPa και σχεδόν σταθερή ροή θερμότητας από το τοίχωμα του σωλήνα και ίση με 800 kW/m² και 100 kW/m². Τέλος, ο **Πίνακας 3** αποτελείται από τα πειραματικά δεδομένα για δύο σειρές μετρήσεων σε μεταβλητή πίεση συστήματος, με ροή μάζας του ρευστού σταθερή και ίση περίπου στα 1000 kg/m²s και στα 2000 kg/m²s και με ροή θερμότητας από το τοίχωμα του σωλήνα ίδια και στις δύο σειρές ίση με 1100 kW/m². Οι πειραματικές συνθήκες στις περιπτώσεις 21, 22, 25 και 26 είναι ταυτόσημες με εκείνες των περιπτώσεων 3, 16, 18 και 8, αντίστοιχα, ωστόσο, συμπεριλαμβάνονται για να υπάρχει

συνέπεια με την πρωτότυπη παρουσίαση των πειραματικών δεδομένων στην υπάρχουσα βιβλιογραφία (Bartolomei et al. 1982; Kolev 2000).

Το κλάσμα κενού του ρευστού παρέχεται ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας του νερού κατά μήκος του σωλήνα (Bartolomei et al. 1982). Επομένως, τα υπολογιζόμενα αποτελέσματα συγκρίνονται με τις πειραματικές μετρήσεις, υπολογίζοντας σε κάθε αξονική θέση z κατά μήκος του σωλήνα την ποιότητα ισορροπίας $\chi_e(z)$. Από μονοδιάστατο ισολογισμό θερμότητας και από τον ορισμό της ποιότητας ισορροπίας (Todreas and Kazimi 2012), προκύπτουν οι ακόλουθες εξισώσεις υπολογισμού της:

$$\chi_e(z) = \frac{h(z) - h_{l,sat}(P)}{h_{fg}(P)} \quad (3.1)$$

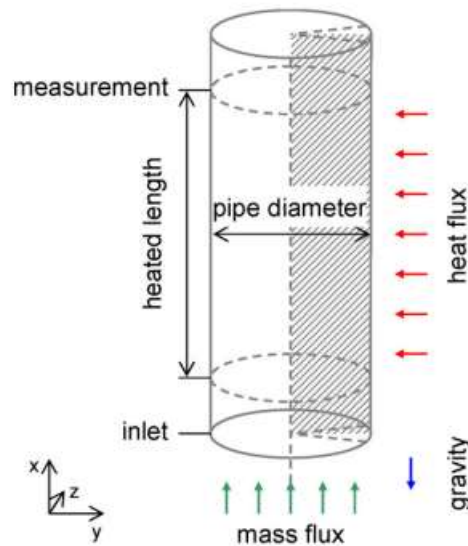
με

$$h(z) = h_l(T_{in}, P) + \frac{q'' \pi D_{tube}}{w} z \quad (3.2)$$

όπου w είναι η παροχή μάζας του νερού, h_{fg} είναι η θερμότητα εξάτμισης στην εκάστοτε πίεση συστήματος P , D_{tube} είναι η διάμετρος του σωλήνα, h είναι η ενθαλπία του μείγματος και h_l είναι η ενθαλπία της υγρής φάσης του ρευστού, T_{in} είναι η θερμοκρασία εισαγωγής του νερού στον σωλήνα και τέλος q'' είναι η ροή θερμότητας από το τοίχωμα του σωλήνα.

3.1.2 Πειραματική διάταξη DEBORA

Τα πειράματα DEBORA πραγματοποιούνται τη ροή με βρασμό διχλωροδιφθορομεθανίου (Freon-12, R12) σε κατακόρυφο σωλήνα με θερμαινόμενα τοιχώματα (Manon 2000; Garnier et al. 2001).



Σχήμα 4: Σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης DEBORA (Krepper et al. 2011).

Ο σωλήνας είναι κατακόρυφος και κυλινδρικός με εσωτερική διάμετρο ίση με 19.2 mm, μήκος ίσο με 3.5 m και ομοιόμορφα θερμαινόμενο μήκος ίσο με περίπου 2.8 m, όπως φαίνεται στο **Σχήμα 4** (Krepper et al. 2011). Η εγκατάσταση λειτουργεί με ροή μάζας της υγρής φάσης του ρευστού να κυμαίνεται μεταξύ $2000-3000 \text{ kg/m}^2\text{s}$ και σε πίεση συστήματος 1.46-2.62 MPa. Το ακτινικό προφίλ του κλάσματος κενού και οι ταχύτητες της αέριας φάσης του ρευστού μετρούνται μέσω ενός οπτικού καθετήρα στο τέλος του θερμαινόμενου μήκους του σωλήνα. Επιπλέον, το ακτινικό προφίλ της μέσης θερμοκρασίας της υγρής φάσης του ρευστού και το αξονικό προφίλ της θερμοκρασίας του τοιχώματος του σωλήνα μετριοούνται από θερμοστοιχεία. Η πειραματική περίπτωση που επιλέχθηκε να εξετασθεί είναι η DEBORA 3 που αφορά τη ροή σε πίεση ίση με 1.46 MPa, ροή μάζας ίση με $2028 \text{ kg/m}^2\text{s}$ και υπόψυξη ίση με 23.8°C . Η ροή θερμότητας από το τοίχωμα του σωλήνα είναι ίση με 76.2 kW/m^2 (Yao and Morel 2002; Krepper et al. 2011).

3.2 Αριθμητική επίλυση και ανεξαρτησία πλέγματος

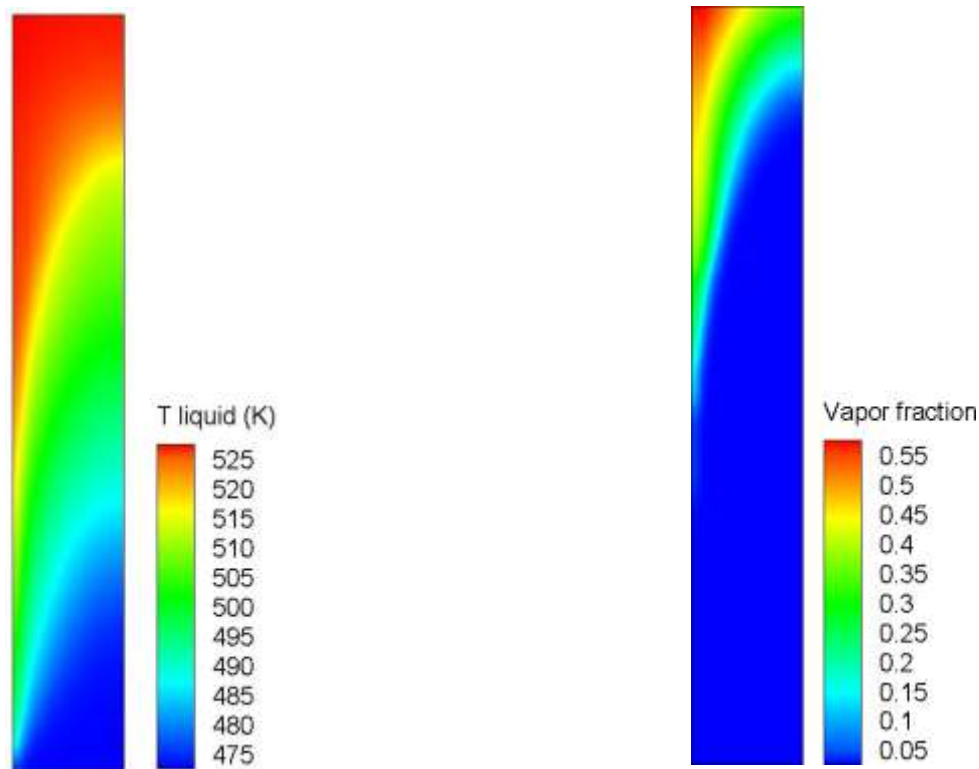
Για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων μεταφοράς (πχ της διατήρησης ορμής, της ενέργειας, του κλάσματος κενού, της τυρβώδης διασποράς και της τυρβώδης κινητικής ενέργειας) χρησιμοποιήθηκαν η μέθοδος ελαχίστων τετραγώνων για τα κελιά του πλέγματος βάσης, μαζί με σχήματα πρώτης τάξης ανάντι διακριτοποίησης, για όλες τις προσομοιώσεις των πειραματικών περιπτώσεων. Συντελεστές χαλάρωσης (relaxation factors) ίσοι με 0.5 χρησιμοποιήθηκαν για όλες τις εξισώσεις μεταφοράς. Επιπρόσθετα, η ροή ψύξης (quenching) και η ροή θερμότητας λόγω μονοφασικής μεταφοράς θερμότητας του μοντέλου βρασμού τοίχου, που χρησιμοποιήθηκε στο πρόγραμμα CFD, υπολογίζονται

χρησιμοποιώντας την τιμή της θερμοκρασίας της υγρής φάσης του ρευστού σε σταθερή θέση $y^+ = 250$, για την αποφυγή λύσεων χωρίς ανεξαρτησία πλέγματος, όπως έχει γίνει και σε άλλες εργασίες (Krepper and Rzehak 2011; Azhar 2019).

Οι ιδιότητες της υγρής φάσης του ρευστού μπορεί να έχουν σημαντική επίδραση στα αποτελέσματα σε περίπτωση προσομοίωσης ροών με βρασμό (Kim et al. 2020). Στην παρούσα εργασία, οι ιδιότητες για την υγρή φάση του ρευστού λαμβάνονται ως εξαρτώμενες από τη θερμοκρασία, ενώ οι ιδιότητες της αέριας φάσης του ρευστού λαμβάνονται ίσες με αυτές στη θερμοκρασία κορεσμού στην πίεση του συστήματος σε κάθε περίπτωση. Η χρήση της θερμοκρασίας του πρώτου κελιού του υπολογιστικού πλέγματος δίπλα στο θερμαινόμενο τοίχωμα πρόκειται για μια απλή και εύκολα εφαρμόσιμη προσέγγιση. Η πυκνωση του πλέγματος, σε αυτήν την περίπτωση, θα έχει ως αποτέλεσμα τη χρήση θερμοκρασίας σε απόσταση ακόμα πιο κοντά στο θερμαινόμενο τοίχωμα, η οποία θα μπορούσε να θεωρηθεί ότι αντιστοιχεί στην απόσταση του κέντρου της φυσαλίδας από το τοίχωμα, όπου υπολογίζονται οι διάφορες δυνάμεις στο μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας. Για να αντιμετωπιστεί η εξάρτηση από το πλέγμα στο μοντέλο της παρούσας εργασίας, οι ιδιότητες της υγρής φάσης του ρευστού υπολογίζονται στη θερμοκρασία του κέντρου της φυσαλίδας, δηλαδή, σε απόσταση από το τοίχωμα ίση με την υπολογιζόμενη ακτίνα της φυσαλίδας. Αυτή η θερμοκρασία προσεγγίζεται από γραμμική παρεμβολή ανάμεσα στη γνωστή θερμοκρασία του τοιχώματος και στη γνωστή θερμοκρασία του πρώτου κελιού του αριθμητικού πλέγματος.

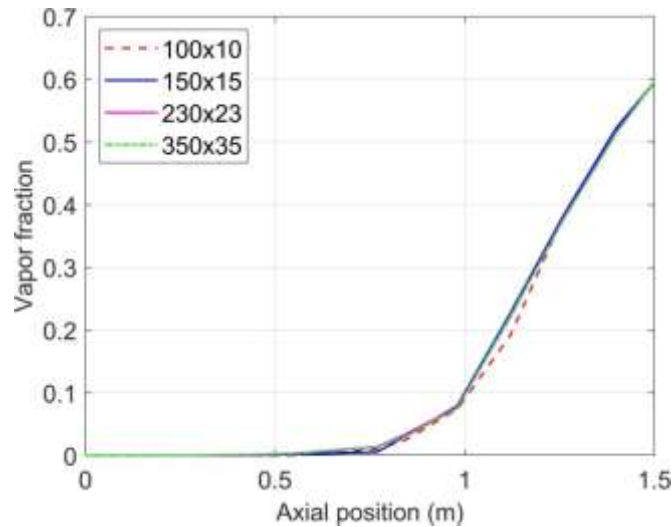
Καθώς το πλέγμα πυκνώνει, μπορεί να θεωρηθεί ότι τουλάχιστον το ήμισυ της φυσαλίδας είναι βυθισμένο στο υπέρθερμο στρώμα του ρευστού, κατά μήκος του οποίου θεωρείται ένα γραμμικό προφίλ της θερμοκρασίας της υγρής φάσης του ρευστού, υπόθεση που συναντάται συχνά στη βιβλιογραφία που αφορά μοντέλα ανάπτυξης φυσαλίδων σε ροή με βρασμό (Hsu and Graham 1976; Yeoh et al. 2008; Todreas and Kazimi 2012; Carey 2020; Hoang et al. 2016).

Ενδεικτικό παράδειγμα της κατανομής της θερμοκρασίας της υγρής φάσης του νερού και του κλάσματος κενού στον σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των πρώτων πειραματικών δοκιμών των Bartolomei και Chanturiya (1967), όπως υπολογίζεται και απεικονίζεται με το πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD), παρουσιάζεται στο **Σχήμα 5**.



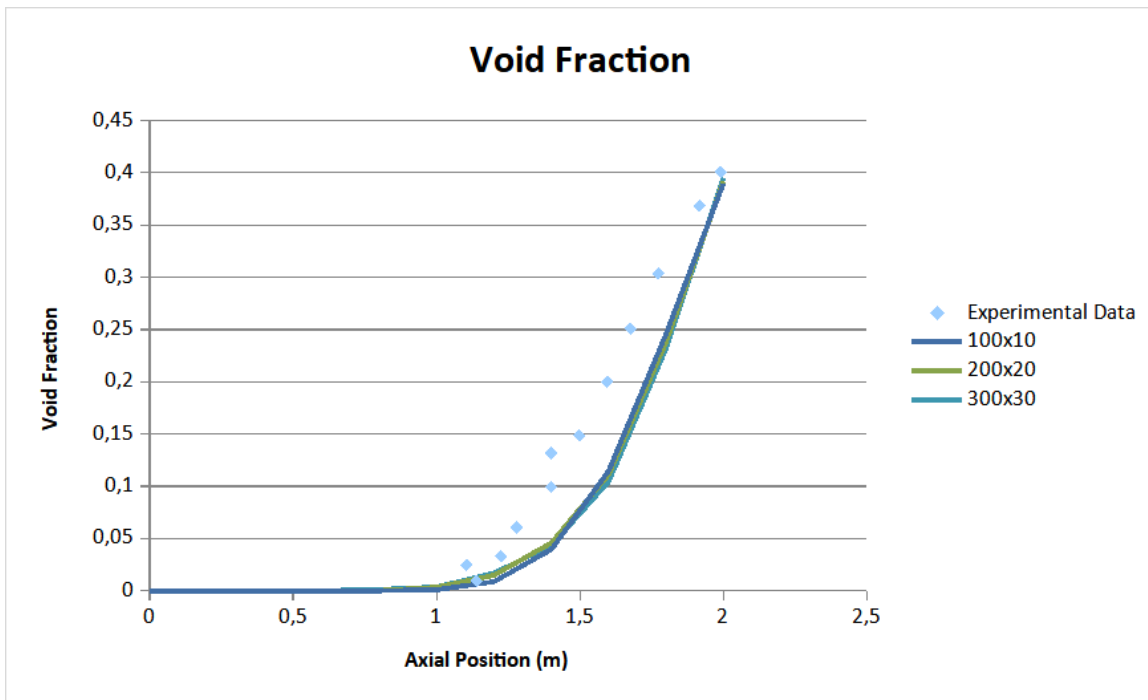
Σχήμα 5: Η θερμοκρασία της υγρής φάσης του νερού (αριστερά) και το κλάσμα κενού (δεξιά) για την πρώτη πειραματική περίπτωση της σειράς πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967). Οι διαστάσεις του σωλήνα δεν είναι σε κλίμακα.

Η ευαισθησία στο πλέγμα των υπολογιζόμενων αποτελεσμάτων από το πρόγραμμα CFD με τη χρήση του τροποποιημένου μοντέλου της παρούσας εργασίας ελέγχθηκαν με τη χρήση διαφορετικών πλεγμάτων. Πιο αναλυτικά, ερευνήθηκε η ευαισθησία του πλέγματος στην Περίπτωση 3 από τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982), που αντιπροσωπεύει μια περίπτωση με μέτρια πίεση συστήματος και κλάσμα ατμού. Η μελέτη για την ευαισθησία πλέγματος στην παρούσα πειραματική περίπτωση έγινε με βάση τα αποτελέσματα του προγράμματος για το κλάσμα κενού του σωλήνα. Παρόμοια συμπεριφορά στην ευαισθησία πλέγματος παρατηρείται και σε άλλες πειραματικές περιπτώσεις που μελετήθηκαν. Αρχικά, επιλέχθηκε ένα αραιό πλέγμα 100x10 κελιών και χρησιμοποιήθηκε ένας συντελεστής ίσος με 1.5 για την αύξησή του σε κάθε μία από τις δύο διαστάσεις του σωλήνα. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι μόνο το πολύ αραιό πλέγμα των 100x10 κελιών παρουσιάζει ορισμένες διαφορές. Όλα τα πυκνότερα πλέγματα συγκλίνουν στην ίδια λύση. Τελικά, επιλέχθηκε ένα πλέγμα με 230 αξονικά και 23 ακτινικά κελιά, για όλες τις περιπτώσεις αυτής της σειράς πειραμάτων.

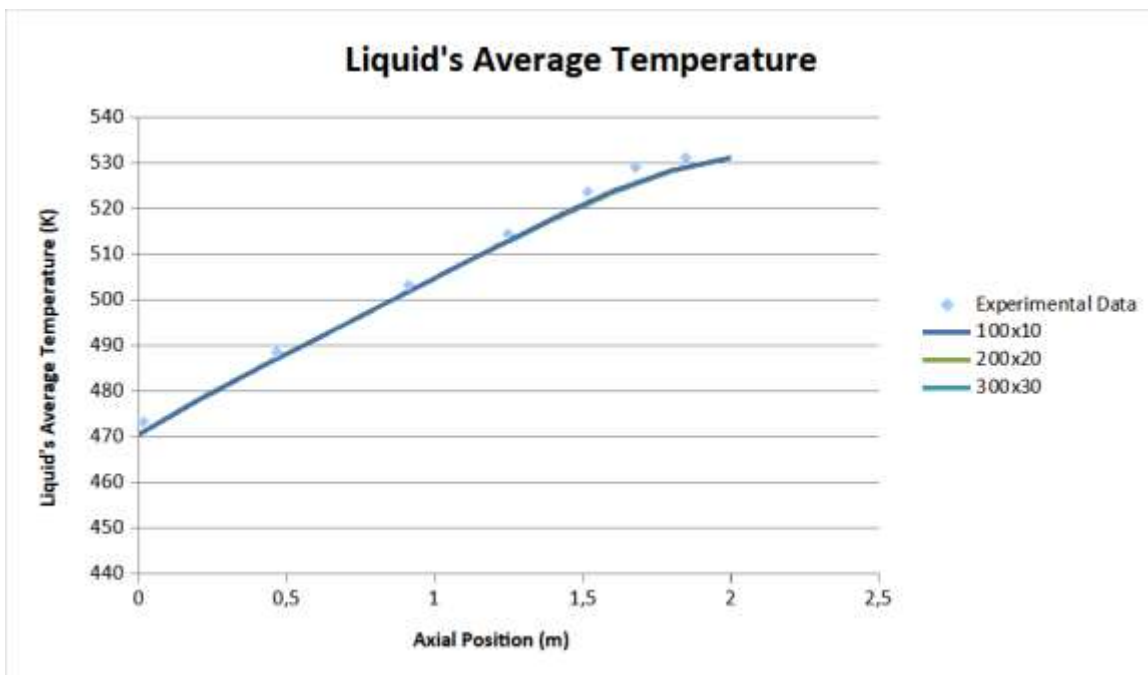


Σχήμα 6: Ευαισθησία πλέγματος του μέσου κλάσματος ατμού για την πειραματική περίπτωση 3 από τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982).

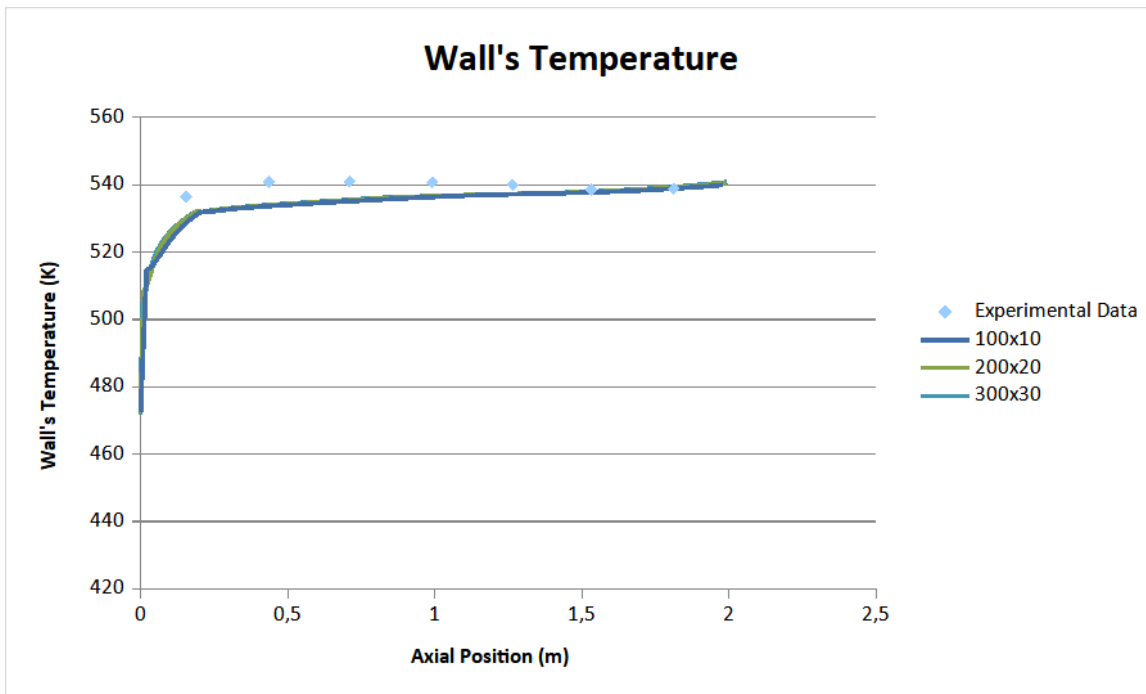
Επιπροσθέτως, ερευνήθηκε η ευαισθησία του πλέγματος για το μοντέλο των Giustini et al. (2018) στην πρώτη περίπτωση των πειραματικών δοκιμών των Bartolomei και Chanturiya (1967). Η μελέτη για την ευαισθησία πλέγματος στην παρούσα πειραματική περίπτωση έγινε με βάση τα αποτελέσματα του προγράμματος για το κλάσμα κενού του σωλήνα, για τη μέση θερμοκρασία της υγρής φάσης του ρευστού και για τη θερμοκρασία του τοιχώματος. Αρχικά, επιλέχθηκε ξανά ένα αραιό πλέγμα 100x10 κελιών και χρησιμοποιήθηκε ένας συντελεστής ίσος με 2.0 για να το αυξήσει σε κάθε μία από τις δύο διαστάσεις του σωλήνα. Τα αποτελέσματα δείχνουν πάλι ότι μόνο το πολύ αραιό πλέγμα των 100x10 κελιών παρουσιάζει ορισμένες διαφορές, ενώ όλα τα πυκνότερα πλέγματα συγκλίνουν στην ίδια λύση. Εν τέλει, επιλέχθηκε ένα πλέγμα με 200 αξονικά και 20 ακτινικά κελιά.



Σχήμα 7: Ευαισθησία πλέγματος του μέσου κλάσματος ατμού για την πρώτη πειραματική περίπτωση, από τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967).



Σχήμα 8: Ευαισθησία πλέγματος της μέσης θερμοκρασίας της υγρής φάσης του ρευστού για την πρώτη πειραματική περίπτωση από τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967).



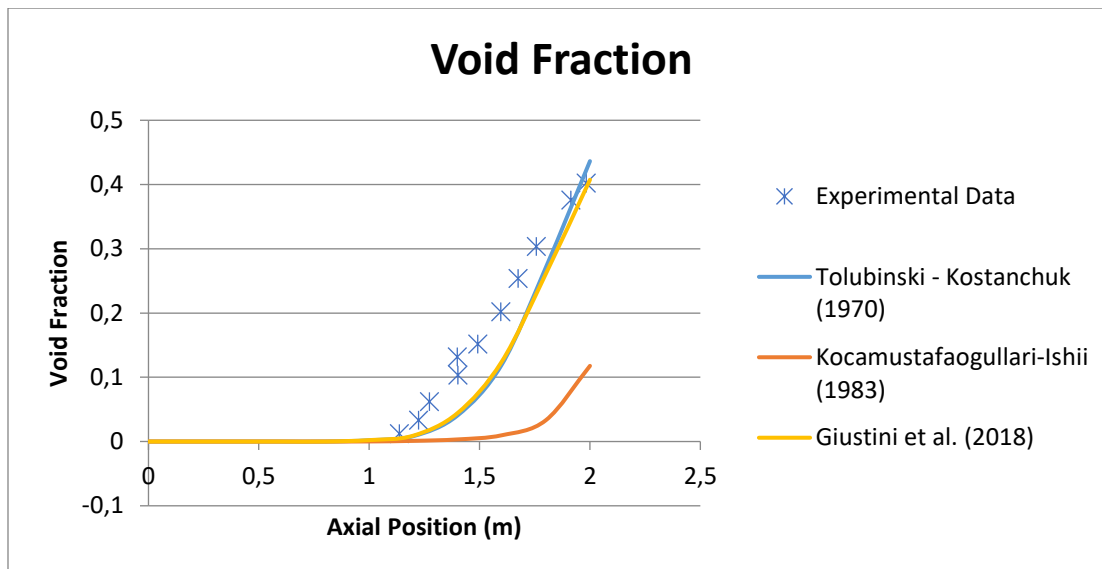
Σχήμα 9: Ευαισθησία πλέγματος της θερμοκρασίας του τοιχώματος για την πρώτη πειραματική περίπτωση από τη σειρά πειραμάτων Bartolomei και Chanturiya (1967).

3.3 Αποτελέσματα με το αρχικό μοντέλο διαμέτρου αναχώρησης

Το αρχικό μοντέλο των Giustini et al. (2018) διαφέρει με το μοντέλο της παρούσας εργασίας στη συνθήκη αναχώρησης της φυσαλίδας από το τοίχωμα του σωλήνα. Συγκεκριμένα, η συνθήκη αναχώρησης της φυσαλίδας του αρχικού μοντέλου συμπεριλαμβάνει την αναχώρησή της μέσω αποκόλλησης και ολίσθησής της πάνω στο τοίχωμα ή/και την αναχώρησή της μέσω της ανύψωσής της από το τοίχωμα, δηλαδή σημασία έχει η παραβίαση της ισορροπίας και στις δύο κατευθύνσεις (κάθεται ή παράλληλα στο τοίχωμα). Η ισορροπία δυνάμεων (κάθεται ή παράλληλα στο τοίχωμα) που θα παραβιάζεται πρώτη καθορίζει και τη διάμετρο της φυσαλίδας. Αν πρώτα σπάσει η ισορροπία παράλληλα στο τοίχωμα τότε η διάμετρος της φυσαλίδας λαμβάνεται ως η διάμετρος στην οποία αρχίζει η ολίσθηση της φυσαλίδας. Αν πρώτα σπάσει η ισορροπία κάθετα στο τοίχωμα, τότε λαμβάνεται η διάμετρος ανύψωσης της φυσαλίδας, καθώς σε αυτή την περίπτωση η φυσαλίδα ανυψώνεται προς την κύρια ροή, απευθείας από την εστία πυρηνοποίησης, χωρίς προηγούμενη ολίσθηση. Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, τα μοντέλα αναχώρησης/ανύψωσης της φυσαλίδας εισήχθησαν στον Fluent, μέσω udf σε γλώσσα C.

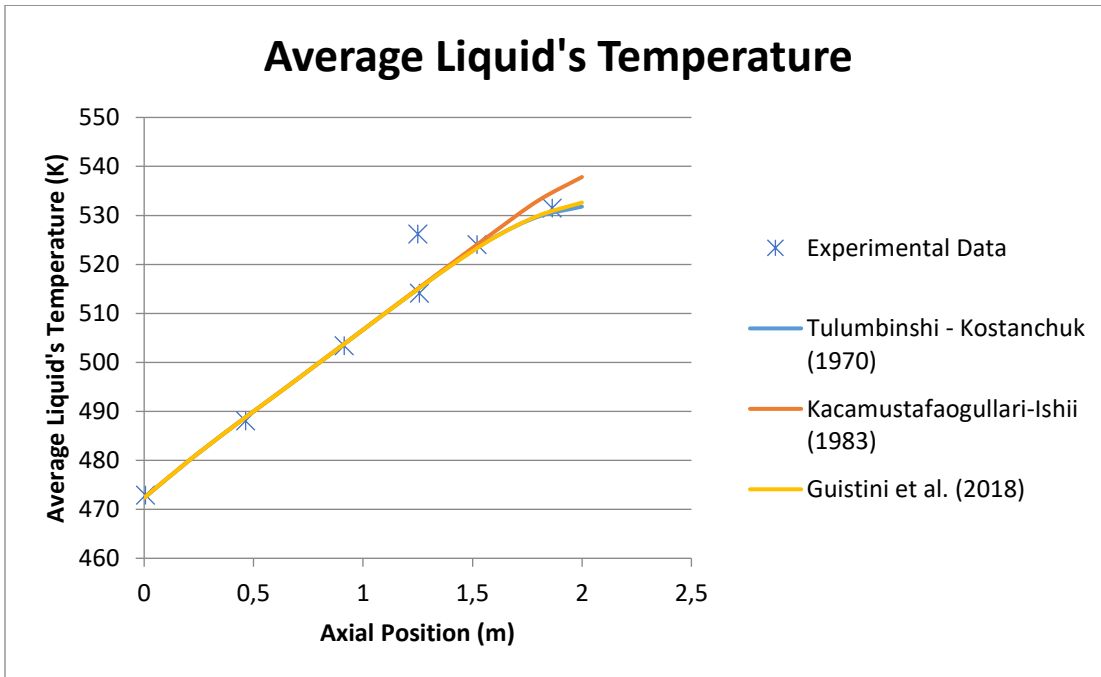
3.3.1 Πειράματα Bartolomei και Chanturiya (1967) και Bartolomei et al. (1982)

Αρχικά, συγκρίνουμε τα αποτελέσματα από το πρόγραμμα προσομοίωσης με χρήση του αρχικού μοντέλου με τα πειραματικά δεδομένα της πρώτης περίπτωσης της σειράς πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967). Στα παρακάτω διαγράμματα εντάχθηκαν τα υπολογισμένα αποτελέσματα με τη χρήση κι άλλων δύο μοντέλων εκτός από το τρέχον μοντέλο για τη διάμετρο αναχώρησης φυσαλίδας, τα οποία είναι ήδη διαθέσιμα στον Fluent. Συγκεκριμένα, έγινε ένας υπολογισμός με το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970) καθώς και με το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1983). Αυτά τα μοντέλα χρησιμοποιούνται συχνά σε υπολογισμούς ρευστοδυναμικής (CFD) για ροές βρασμού και είναι συνήθως διαθέσιμα σε κώδικες γενικής χρήσης.

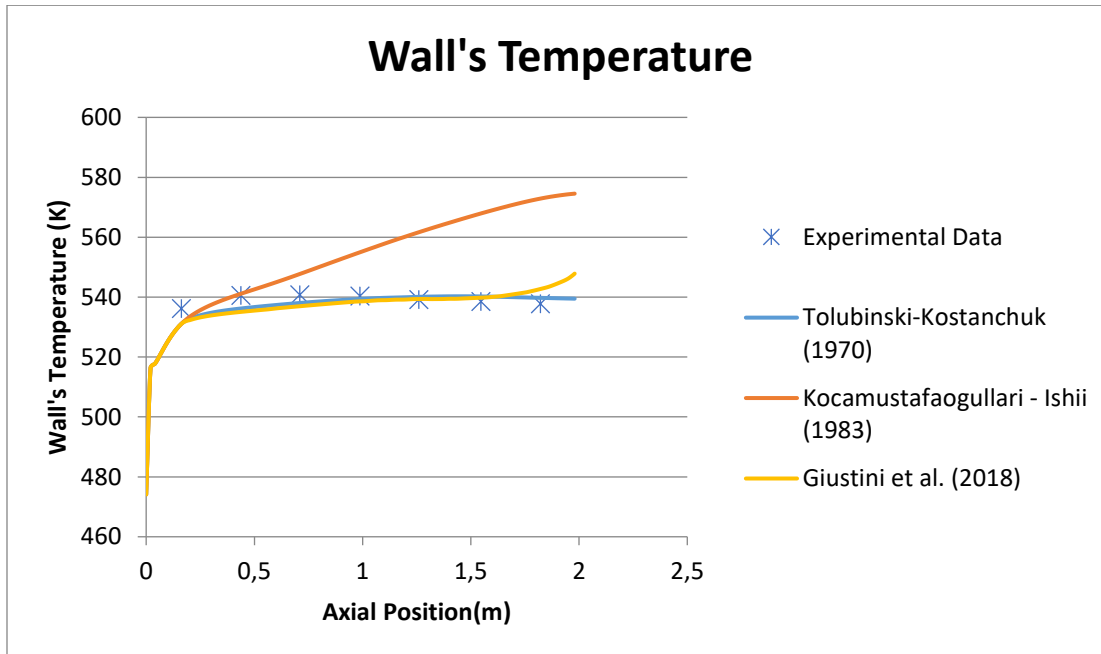


Σχήμα 10: Κλάσμα κενού κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας.

Όπως φαίνεται στο **Σχήμα 10**, το αρχικό μοντέλο προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια το μετρούμενο κλάσμα κενού κατά μήκος του σωλήνα και συγκρίσιμα με το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970). Το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1983) προβλέπει πολύ μικρό κλάσμα κενού κατά μήκος του σωλήνα και υπολογίζει υψηλότερες θερμοκρασίες τοιχώματος, καθώς η υπολογισθείσα μεταφορά θερμότητας εξάτμισης δεν είναι επαρκής για να ψύξει το τοίχωμα του σωλήνα.



Σχήμα 11: Μέση θερμοκρασία επιφανείας του νερού για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας.

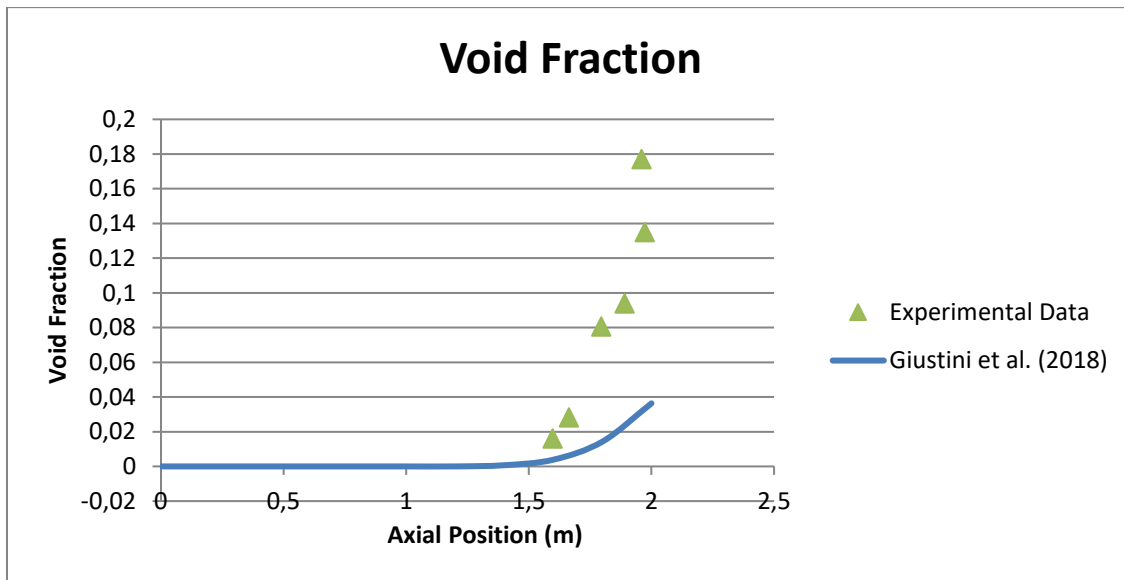


Σχήμα 12: Θερμοκρασία τοιχώματος κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας.

Επιπρόσθετα, συγκρίσιμα είναι τα αποτελέσματα της θερμοκρασίας του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα μεταξύ των αποτελεσμάτων με το αρχικό μοντέλο και εκείνων με το μοντέλο Tolubinsky και Kostanchuk. Πιο συγκεκριμένα, και τα δύο μοντέλα φαίνεται να υποεκτιμούν τη θερμοκρασία του τοιχώματος στο αρχικό μέρος του σωλήνα, με το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk να φαίνεται να είναι ελαφρώς πιο ακριβές. Επίσης, και τα δύο μοντέλα προβλέπουν απότομη μετάβαση της μεταφοράς θερμότητας στο πεδίο που περιέχει τον βρασμό (Σχήμα 10) και υψηλότερη ροή θερμότητας λόγω εξάτμισης, σε σύγκριση με το ομαλότερο σχήμα των μετρούμενων δεδομένων. Αυτή η ασυνέπεια προκαλεί τις χαμηλότερες θερμοκρασίες τοιχώματος που υπολογίζονται κοντά στην είσοδο του σωλήνα. Επιπλέον, κανένα από τα μοντέλα δεν προβλέπει την ελαφρά πτωτική τάση της μετρούμενης θερμοκρασίας του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα, δηλαδή όλα τα μοντέλα προβλέπουν έναν λιγότερο αποτελεσματικό ρυθμό μεταφοράς θερμότητας για το υπόλοιπο μέρος του θερμαινόμενου μήκους του σωλήνα. Ωστόσο, η συνολική συμφωνία των υπολογισμένων μεγεθών από το πρόγραμμα CFD με χρήση του αρχικού μοντέλου και των πειραματικών μετρήσεων είναι ικανοποιητική για την πειραματική περίπτωση που εξετάζεται.

Στη συνέχεια, ελέγχθηκαν τα αποτελέσματα από το πρόγραμμα CFD με χρήση του αρχικού μοντέλου σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα της δεύτερης περίπτωσης της

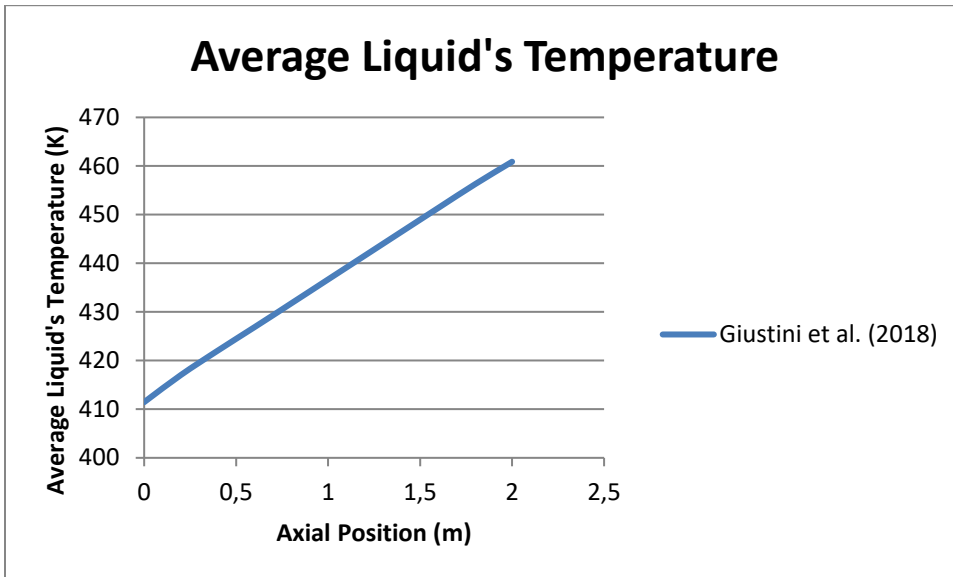
σειράς πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967). Η βιβλιογραφία για αυτή την πειραματική περίπτωση παρέχει πειραματικά δεδομένα μόνο για το κλάσμα κενού κατά μήκος του σωλήνα και όχι για τη μέση θερμοκρασία της υγρής φάσης του ρευστού ή για τη θερμοκρασία του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα. Ωστόσο, τα αποτελέσματα όπως υπολογίζονται για τις θερμοκρασίες του υγρού και του τοιχώματος με χρήση του αρχικού μοντέλου, επίσης παρουσιάζονται, ώστε τουλάχιστον να ελεγχθεί αν η τάση των καμπύλων των αποτελεσμάτων είναι η αναμενόμενη.



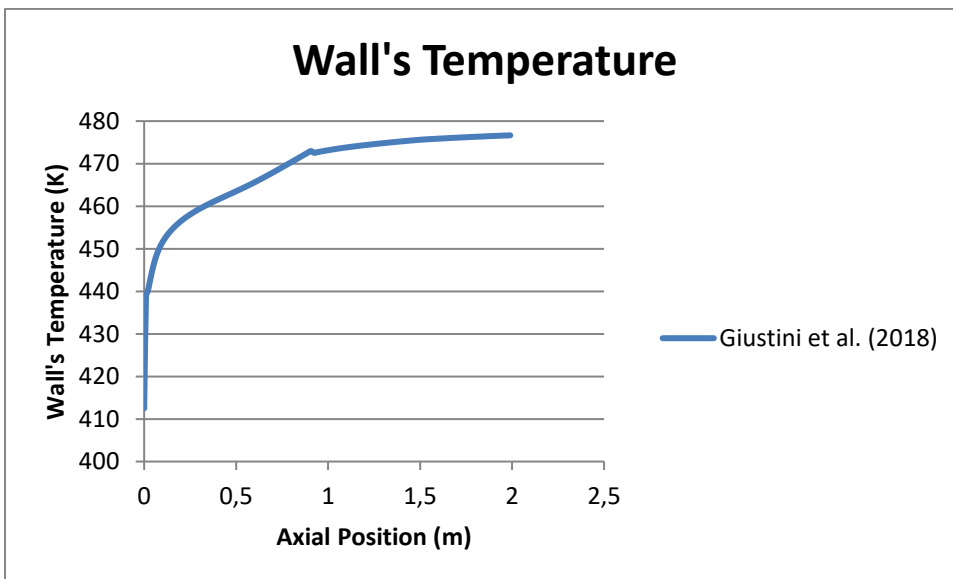
Σχήμα 13: Κλάσμα κενού κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για τη δεύτερη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967).

Τα αποτελέσματα με χρήση του αρχικού μοντέλου για το κλάσμα κενού κατά μήκος του σωλήνα παρουσιάζουν σημαντική απόκλιση σε σύγκριση με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα σε αυτήν την περίπτωση, όπως φαίνεται στο **Σχήμα 13**. Μάλιστα, το υπολογιζόμενο κλάσμα κενού με χρήση του αρχικού μοντέλου στην έξοδο του σωλήνα, είναι περίπου πέντε φορές μικρότερο από τα πειραματικά δεδομένα. Η παραγωγή ατμού αντιπροσωπεύεται καλύτερα από τη διάμετρο αναχώρησης της φυσαλίδας κατά την ανύψωσή της από το τοίχωμα σε σχέση με τη διάμετρο αποκόλλησης και ολίσθησης, καθώς η διάμετρος ανύψωσης είναι αυτή που αντιστοιχεί στο τελικό μέγεθος των φυσαλίδων που παρέχονται στην κύρια ροή του ρευστού.

Κατά συνέπεια, καθώς τελικά στο αρχικό μοντέλο παραβιάζεται πρώτα η ισορροπία παράλληλα στο τοίχωμα, η διάμετρος αναχώρησης είναι μικρότερη από αυτήν της ανύψωσης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το αρχικό μοντέλο να υποεκτιμά σημαντικά την παραγωγή ατμού.



Σχήμα 14: Μέση θερμοκρασία του νερού για τη δεύτερη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967).

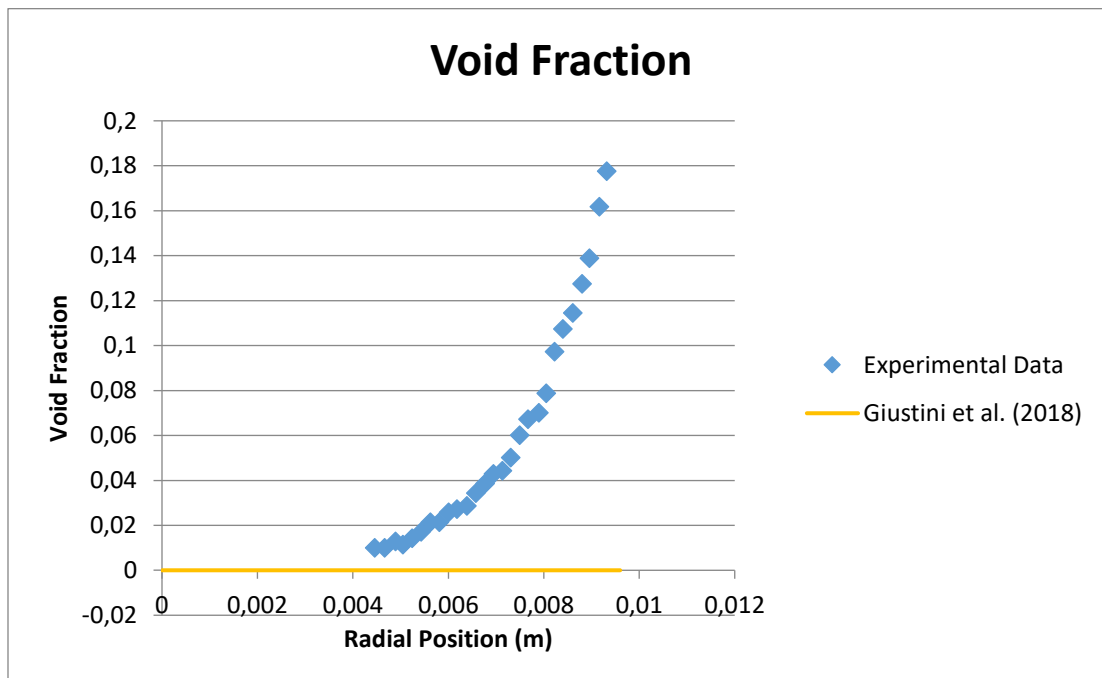


Σχήμα 15: Θερμοκρασία τοιχώματος κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για τη δεύτερη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967).

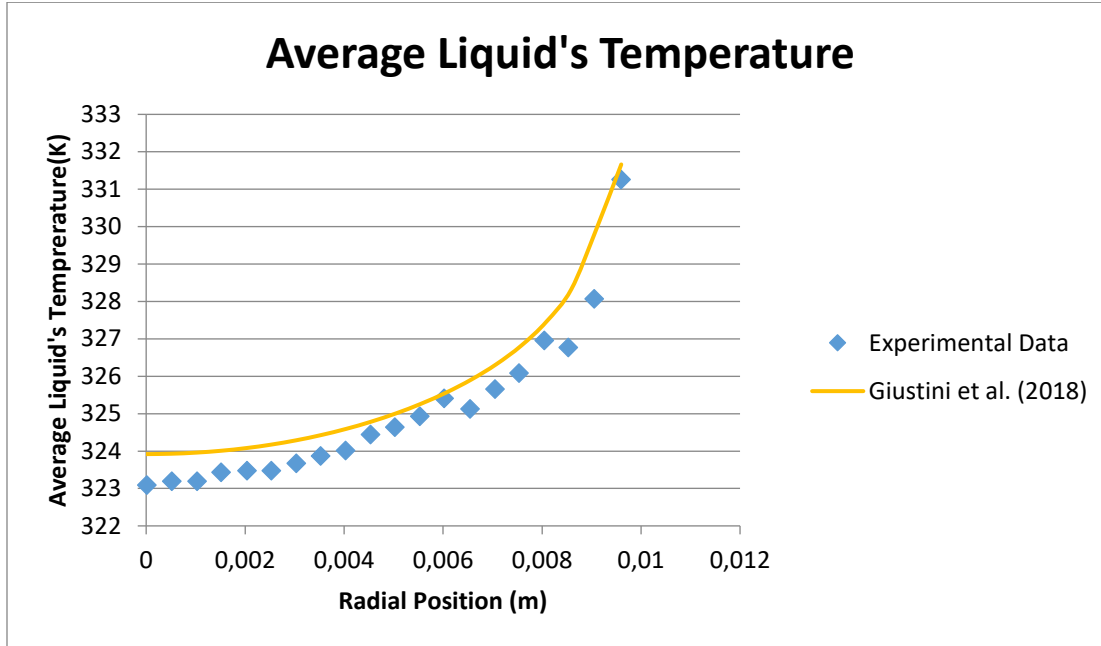
Οι καμπύλες των αποτελεσμάτων του προγράμματος CFD για τη μέση θερμοκρασία της υγρής φάσης του ρευστού και για τη θερμοκρασία του τοιχώματος παρουσιάζονται στα **Σχήματα 14** και **15**. Το μοντέλο προβλέπει σχεδόν συνεχώς αυξανόμενη θερμοκρασία τοιχώματος. Αυτό αντικρούει στην αναμενόμενη συμπεριφορά για την περίπτωση ροής με βρασμό (πχ Todreas and Kazimi 2012), στην οποία η θερμοκρασία του τοιχώματος τείνει να παραμένει σταθερή από την έναρξη του εστιακού βρασμού και μετά σε λίγους βαθμούς πάνω από τη θερμοκρασία κορεσμού. Αυτή η σημαντική απόκλιση από την αναμενόμενη ποιοτική συμπεριφορά οφείλεται στην μικρή παραγωγή ατμού, η οποία δεν είναι ικανή να απάγει τη θερμότητα που προσδίδεται στο τοίχωμα με αποτέλεσμα μέρος αυτής να συντελεί στην αύξηση της θερμοκρασίας του τοιχώματος.

3.3.2 Πείραμα DEBORA

Η πειραματική περίπτωση που επιλέχθηκε να εξετασθεί από τα πειράματα DEBORA είναι η περίπτωση 3. Τα διαγράμματα παρακάτω περιλαμβάνουν τα αποτελέσματα από το πρόγραμμα CFD με χρήση του αρχικού μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα από την υπάρχουσα βιβλιογραφία (Manon 2000; Garnier et al. 2001). Τα αποτελέσματα αφορούν την ακτινική κατανομή του κλάσματος κενού, τη μέση θερμοκρασία του ρευστού στην έξοδο του σωλήνα και τη θερμοκρασία του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα.

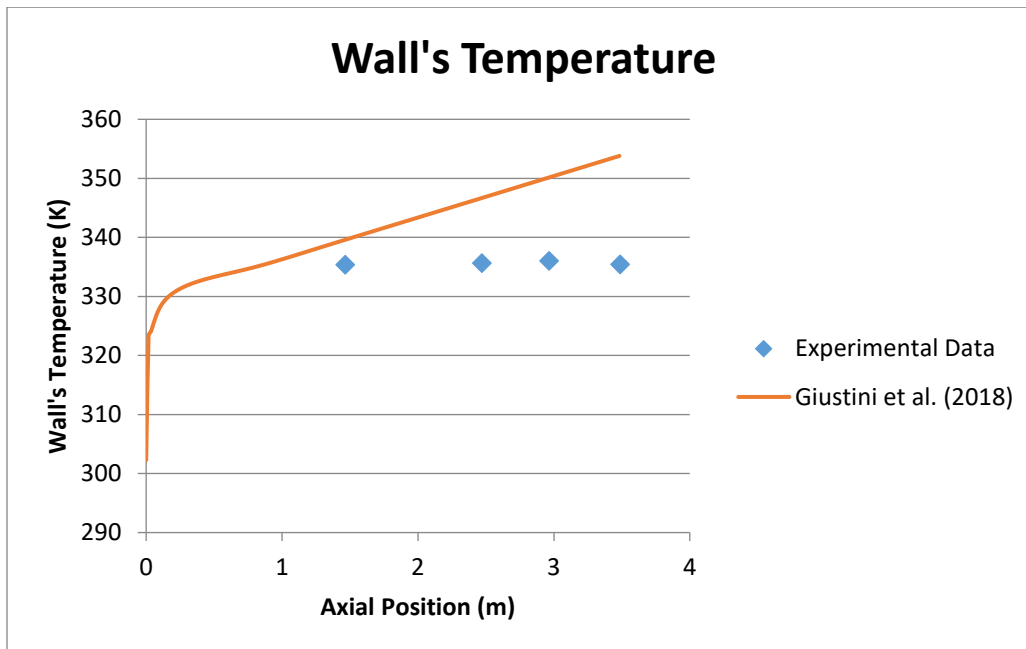


Σχήμα 16: Ακτινικό προφίλ του κλάσματος κενού στο τέλος του θερμαινόμενου σωλήνα για την τρίτη πειραματική περίπτωση DEBORA.



Σχήμα 17: Ακτινικό προφίλ της μέσης θερμοκρασίας του ρευστού στην έξοδο του θερμαινόμενου σωλήνα για την τρίτη πειραματική περίπτωση DEBORA.

Τα αποτελέσματα για το ακτινικό προφίλ του κλάσματος κενού στο τέλος του σωλήνα (**Σχήμα 16**) είναι πολύ μακριά από τα πειραματικά δεδομένα, καθώς, υπολογίζεται πρακτικά μηδενική παραγωγή ατμού. Στο εξεταζόμενο πείραμα που το ρευστό είναι το διχλωροδιφθορομεθανίου (Freon-12, R12), οι ιδιότητες του ρευστού (πχ επιφανειακή τάση) έχουν ως αποτέλεσμα τον υπολογισμό πολύ μικρής διαμέτρου αναχώρησης των φυσαλίδων που οδηγεί στην πολύ μεγάλη υποτίμηση της παραγωγής ατμού στο τοίχωμα. Το μοντέλο φαίνεται να μην είναι ικανό να προσεγγίσει ούτε ποιοτικά τη συγκεκριμένη ροή με βρασμό. Τα αποτελέσματα που αφορούν το ακτινικό προφίλ της μέσης θερμοκρασίας του ρευστού προσεγγίζουν επαρκώς τα πειραματικά δεδομένα, καθώς τα μοντέλα του προγράμματος προσομοίωσης που καθορίζουν αυτή την ιδιότητα δεν εξαρτώνται σε μεγάλο βαθμό από τη διάμετρο αναχώρησης, αλλά από τη συνολική ποσότητα θερμότητας που παραλαμβάνει η ροή και την επίλυση του ροϊκού προβλήματος.



Σχήμα 18: Θερμοκρασία του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα για την τρίτη πειραματική περίπτωση DEBORA.

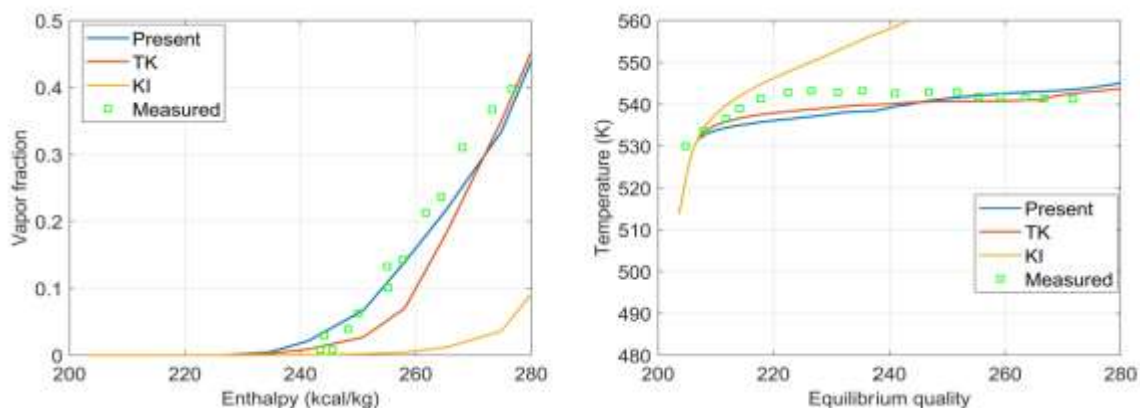
Αντίθετα όμως, τα αποτελέσματα που αφορούν τη θερμοκρασία του τοιχώματος παρουσιάζουν μη ρεαλιστική μορφή και αποκλίνουν από τα πειραματικά δεδομένα (**Σχήμα 18**). Ειδικότερα, δεν αποτυπώνεται η σταθερή ή ακόμα και ελαφρά πτωτική τάση της θερμοκρασίας του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα, όπως φαίνεται από τα πειραματικά δεδομένα. Αντίθετα, παρατηρείται συνεχής αύξηση της θερμοκρασίας η οποία δεν συνάδει με τη γνωστή συμπεριφορά κατά τον υπόψυκτο βρασμό, στον οποίο η θερμοκρασία του τοιχώματος παραμένει λίγους βαθμούς πάνω από τον κορεσμό και περίπου σταθερή ή και μειούμενη κατά μήκος της ροής. Η απόκλιση οφείλεται στη λανθασμένη πρόβλεψη παραγωγής ατμού και συνεπώς στη λανθασμένη πρόβλεψη του ρυθμού απαγωγής θερμότητας από το τοίχωμα, η οποία οδηγεί στον υπολογισμό υψηλότερων θερμοκρασιών τοιχώματος σε σχέση με τις μετρούμενες.

Η μεγάλη απόκλιση των αποτελεσμάτων του προγράμματος CFD με χρήση του αρχικού μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα, ειδικά όσον αφορά την παραγωγή ατμού, τόσο στην περίπτωση του νερού όσο και στην περίπτωση του R12, οδήγησε στην εξέταση της διαφορετικής προσέγγισης του τροποποιημένου μοντέλου. Η αξιολόγηση του τροποποιημένου μοντέλου έναντι μεγάλου αριθμού πειραματικών δεδομένων για νερό παρουσιάζεται στη συνέχεια.

3.4 Αξιολόγηση τροποποιημένου μοντέλου διαμέτρου ανύψωσης

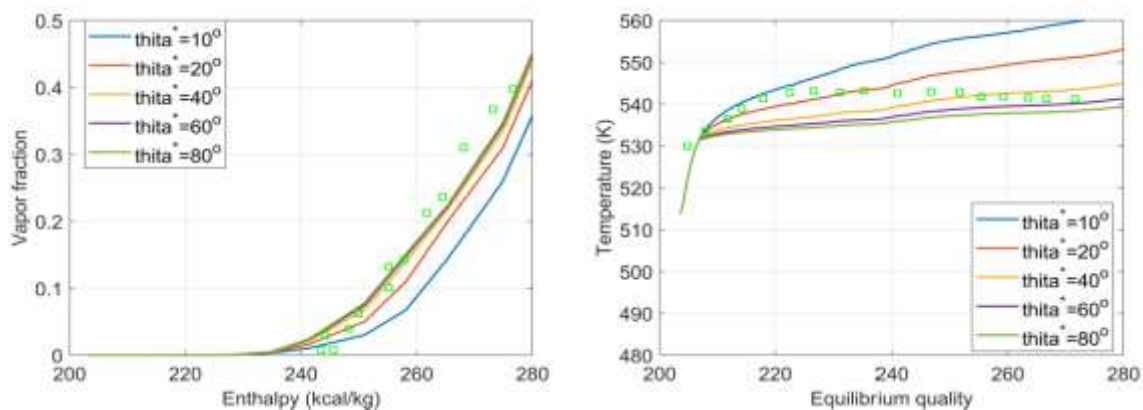
Το τροποποιημένο μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας, εισήχθη στο πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD), που χρησιμοποιήθηκε, δηλαδή το ANSYS Fluent, μέσω udf σε γλώσσα προγραμματισμού C. Ουσιαστικά, διαφοροποιείται σε σχέση με το αρχικό μοντέλο των Guistini et al. (2018) στο ότι η συνθήκη, για την αναχώρηση της φυσαλίδας μέσω ολίσθησης της πάνω στο τοίχωμα, αγνοείται. Το μοντέλο λαμβάνει ως διάμετρο αναχώρησης της φυσαλίδας τη διάμετρο που έχει κατά την ανύψωσή της από το τοίχωμα και αγνοεί τη διάμετρο που έχει κατά την αποκόλλησή της με ολίσθηση. Στο τροποποιημένο μοντέλο, δηλαδή, σημασία έχει το σπάσιμο της ισορροπίας μόνο στον άξονα κάθετο στη ροή και όχι σε αυτόν που είναι παράλληλος με το τοίχωμα.

Αρχικά, συγκρίνουμε τα αποτελέσματα του τροποποιημένου μοντέλου με τα πειραματικά δεδομένα της πρώτης περίπτωσης των πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967). Στο παρακάτω διάγραμμα εντάχθηκαν τα υπολογισμένα αποτελέσματα με τη χρήση κι άλλων δύο μοντέλων εκτός από το τρέχον μοντέλο για τη διάμετρο αναχώρησης φυσαλίδας, τα οποία είναι ήδη διαθέσιμα στο πρόγραμμα ANSYS Fluent. Συγκεκριμένα, χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970) (TK) και το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1983) (KI). Όπως έχει ήδη σημειωθεί και προηγουμένως, αυτά τα μοντέλα χρησιμοποιούνται συχνά σε υπολογισμούς ρευστοδυναμικής (CFD) για ροές βρασμού και είναι συνήθως διαθέσιμα σε κώδικες γενικής χρήσης. Όπως φαίνεται στο **Σχήμα 19**, το παρόν τροποποιημένο μοντέλο προβλέπει πολύ καλά το μετρούμενο κλάσμα κενού κατά μήκος του σωλήνα. Το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk προβλέπει επίσης το κλάσμα κενού με αντίστοιχη ακρίβεια.



Σχήμα 19: Κλάσμα κενού (αριστερά) και θερμοκρασία τοιχώματος (δεξιά) κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας.

Τα αποτελέσματα για τη θερμοκρασία του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα με το τροποποιημένο μοντέλο εξακολουθούν να προσεγγίζουν ικανοποιητικά τις μετρήσεις και να είναι παρεμφερή με τα αποτελέσματα του μοντέλου των Tolubinsky και Kostanchuk (1970), όπως παρατηρήθηκε και στο προηγούμενο κεφάλαιο για το αρχικό μοντέλο των Guistini et al. (2018) για τη συγκεκριμένη πειραματική περίπτωση. Τα μοντέλα ακόμα δεν προβλέπουν την ελαφρά πτωτική τάση της μετρούμενης θερμοκρασίας του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα και κατά συνέπεια τον πραγματικό ρυθμό μεταφοράς θερμότητας. Βέβαια, η συνολική συμφωνία των αποτελεσμάτων και των πειραματικών μετρήσεων είναι ικανοποιητική για αυτή την πειραματική περίπτωση.

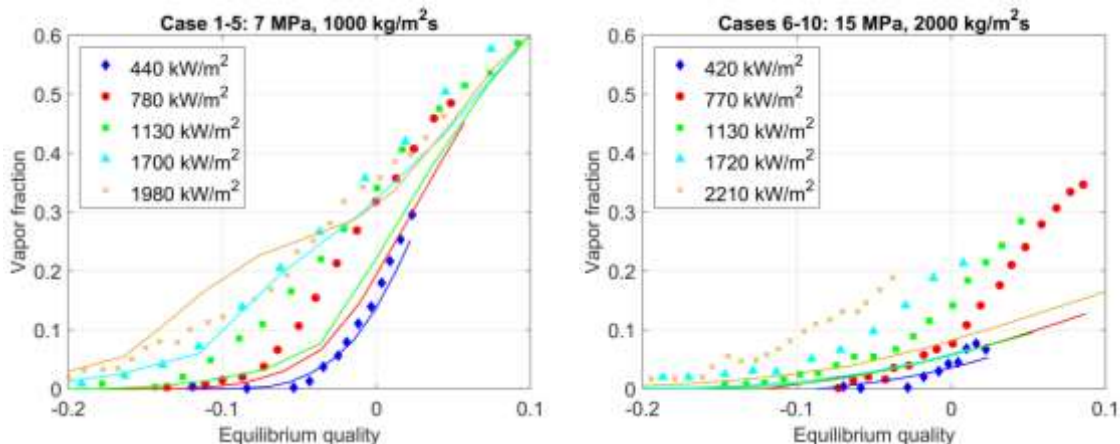


Σχήμα 20: Κλάσμα κενού (αριστερά) και θερμοκρασία τοιχώματος (δεξιά) κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικές τιμές της παραμέτρου θ^* .

Η θερμοδυναμική γωνία επαφής θ^* είναι η μόνη παράμετρος που ρυθμίζεται στο παρόν μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας. Στο αρχικό μοντέλο των Giustini et al. (2018) που χρησιμοποιήθηκε, επιλέχθηκε για τη θερμοδυναμική γωνία επαφής θ^* τιμή ίση με 40° , που θεωρείται τυπική τιμή για ροή με βρασμό σε χαμηλή πίεση συστήματος. Αναλυτικότερα, η αξιολόγηση της επίδρασης της γωνίας επαφής θ^* στο παρόν τροποποιημένο μοντέλο πραγματοποιείται με τη σύγκριση αποτελεσμάτων της ίδιας πειραματικής περίπτωσης χρησιμοποιώντας διαφορετικές τιμές της γωνίας επαφής θ^* . Το **Σχήμα 20** δείχνει τα αποτελέσματα για το κλάσμα κενού και τη θερμοκρασία του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα με γωνία επαφής θ^* ίση με 10° , 20° , 40° , 60° και 80° για την ίδια πειραματική περίπτωση, όπως στο **Σχήμα 19**. Το παρόν μοντέλο με τις χαμηλότερες γωνίες επαφής θ^* των 10° και 20° , προβλέπει περίπου 20-25% λιγότερο ατμό, δηλαδή μικρότερο κλάσμα κενού, λόγω του μικρότερου μέγεθους των φυσαλίδων. Τα αποτελέσματα του παρόντος μοντέλου για το κλάσμα κενού με τις υψηλότερες γωνίες επαφής θ^* , δηλαδή 40° , 60° και 80° , παρουσιάζουν πολύ μικρή διακύμανση. Η επίδραση της γωνίας επαφής θ^* είναι πιο σημαντική για τα αποτελέσματα που αφορούν τη

θερμοκρασία του τοιχώματος. Η χαμηλότερη παραγωγή ατμών για τις χαμηλότερες γωνίες επαφής θ^* των 10° και 20° έχει σημαντική επίδραση στην υπολογισθείσα θερμοκρασία του τοιχώματος. Πιο συγκεκριμένα, συμπεραίνεται ότι η ροή θερμότητας λόγω εξάτμισης για τις εν λόγω γωνίες επαφής δεν επαρκεί για την αποτελεσματική απομάκρυνση της θερμότητας από το τοίχωμα.

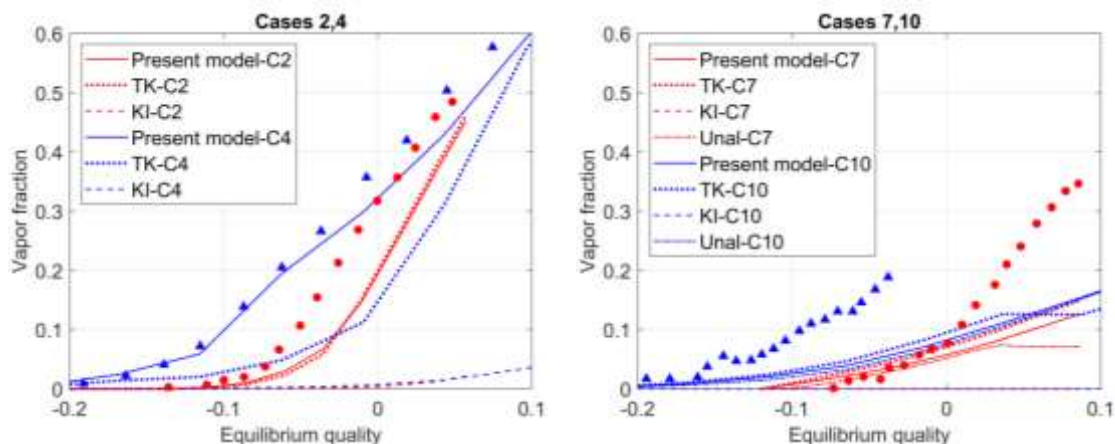
Η θερμοδυναμική γωνία επαφής θ^* έχει γενικά μικρή επίδραση στα υπολογιζόμενα αποτελέσματα για τιμές άνω των 40° . Το παρόν τροποποιημένο μηχανιστικό μοντέλο χρειάζεται μικρή προσαρμογή της γωνίας επαφής θ^* , η οποία είναι μια ιδιότητα του συστήματος ροής-τοιχώματος και δείχνει συγκρίσιμη ακρίβεια με το εμπειρικό μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970), το οποίο βασίζεται σε μεγάλο αριθμό πειραματικών δεδομένων. Με βάση τα παραπάνω, επιλέχθηκε στο παρόν τροποποιημένο μοντέλο για τη θερμοδυναμική γωνία επαφής θ^* τιμή ίση με 40° , όπως και στο αρχικό μοντέλο των Giustini et al. (2018). Σε όλες τις πειραματικές περιπτώσεις (βλ. Πίνακες 1-3) της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982), που παρουσιάζονται παρακάτω, διατηρούμε για τη θερμοδυναμική γωνία επαφής θ^* την τιμή των 40° , εκτός από την περίπτωση 11 στην οποία παρουσιάστηκε αριθμητική αστάθεια κατά την επίλυση.



Σχήμα 21: Κλάσμα κενού ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα με διαφορετικές ροές θερμότητας για τις πειραματικές περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) 1 έως 5 (αριστερά) και 6 με 10 (δεξιά).

Η υπάρχουσα βιβλιογραφία για τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) περιέχει μετρήσεις μόνο για το κλάσμα κενού, ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα. Στο **Σχήμα 21** παρουσιάζεται το υπολογιζόμενο κλάσμα κενού από το πρόγραμμα CFD με χρήση του παρόντος τροποποιημένου μοντέλου, σε σύγκριση με τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα της βιβλιογραφίας (Bartolomei et al. 1982). Το αριστερό διάγραμμα στο **Σχήμα 21** αναφέρεται στις πειραματικές περιπτώσεις 1 έως 5, οι οποίες έχουν μέση πίεση συστήματος περίπου στα 7 MPa, ενώ το δεξί διάγραμμα στο **Σχήμα 21**

αφορά τις πειραματικές περιπτώσεις 6 έως 10, που έχουν υψηλή πίεση συστήματος περίπου στα 15 MPa. Οι πειραματικές περιπτώσεις διαφέρουν ως προς την εφαρμοσμένη ροή θερμότητας τοιχώματος, στις δύο ομαδοποιημένες περιπτώσεις με συγκεκριμένη πίεση συστήματος. Καταρχάς, είναι προφανές ότι η συμφωνία με τις πειραματικές μετρήσεις είναι σημαντικά καλύτερη για τις πειραματικές περιπτώσεις 1 έως 5, που έχουν μέση πίεση συστήματος. Βέβαια, το παρόν μοντέλο έχει χειρότερη ακρίβεια στην πρόβλεψη του αξονικού προφίλ του κλάσματος κενού κατά μήκος του σωλήνα, για τις πειραματικές περιπτώσεις 1-5, παρόλο που είναι σε θέση να προβλέψει το μέγιστο κλάσμα ατμών. Όπως συμπεραίνεται από τα πειραματικά δεδομένα, η παραγωγή ατμού ξεκινά νωρίτερα καθώς η ροή θερμότητας του τοιχώματος αυξάνεται, παρά την υψηλότερη υπόψυξη που έχουν οι πειραματικές περιπτώσεις, όπως παρουσιάζεται στα δεδομένα του **Πίνακα 1**. Αυτό το φαινόμενο που παρατηρείται στα πειραματικά δεδομένα αναπαράγεται ποιοτικά από το μοντέλο, με διαφορετική ακρίβεια μεταξύ των διαφόρων περιπτώσεων. Το μοντέλο θεωρείται ικανό να προβλέπει την αυξανόμενη τάση παραγωγής ατμού στη ροή σε σχέση με τη ροή θερμότητας του τοιχώματος.



Σχήμα 22: Το κλάσμα κενού υπολογιζόμενο χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, στο αριστερά διάγραμμα για δύο πειραματικές περιπτώσεις με μέση πίεση συστήματος στα 7 MPa, την περίπτωση 2 (η γραμμή με το κόκκινο χρώμα) και την περίπτωση 4 (η γραμμή με το μπλε χρώμα) και στο δεξιό διάγραμμα για δύο περιπτώσεις με υψηλή πίεση συστήματος στα 15 MPa, την περίπτωση 7 (η γραμμή με το κόκκινο χρώμα) και την περίπτωση 10 (η γραμμή με το μπλε χρώμα). TK: Tolubinsky and Kostanchuk, KI: Kocamustafaogullari και Ishii. Τα πειραματικά δεδομένα εμφανίζονται σε διακριτά σημεία με το αντίστοιχο χρώμα των υπολογιζόμενων αποτελεσμάτων για την εκάστοτε περίπτωση.

Οι τρέχοντες υπολογισμοί από το πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFD προβλέπουν παρόμοιες τιμές κλάσματος κενού για τις πειραματικές περιπτώσεις 2 και 3.

Παράλληλα, τα αποτελέσματα από το πρόγραμμα CFD είναι ποσοτικά παρόμοια για τις πειραματικές περιπτώσεις 1-3, οι οποίες έχουν ροή θερμότητας από το τοίχωμα μεταξύ 440 και 1130 kW/m². Η ευαισθησία των υπολογισμών στις διακυμάνσεις της επιβαλλόμενης ροής θερμότητας φαίνεται να αυξάνεται στις πειραματικές περιπτώσεις που έχουν υψηλότερες τιμές της.

Οι προβλέψεις του μοντέλου για το κλάσμα κενού στις περιπτώσεις 6-10, που έχουν υψηλή πίεση συστήματος, αποκλίνουν σημαντικά από τα πειραματικά δεδομένα. Πιο συγκεκριμένα, οι υπολογισμοί υποτιμούν τον ατμό που παράγεται στην έξοδο του σωλήνα, σε βαθμό που υπολογίζουν το κλάσμα κενού περίπου τρεις φορές μικρότερο από τα πειραματικά δεδομένα. Μόνο η πειραματική περίπτωση 6 προβλέπεται ικανοποιητικά, η οποία έχει ροή θερμότητας από το τοίχωμα στα 420 kW/m² και χαρακτηρίζεται από πολύ χαμηλή παραγωγή ατμού.

Εν συνεχεία, πραγματοποιήθηκαν περαιτέρω υπολογισμοί με τη χρήση άλλων μοντέλων υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας, όπως φαίνεται στο **Σχήμα 22**, με σκοπό να διερευνηθεί κατά πόσο αυτές οι προβλέψεις συνδέονται με το τρέχον μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου ανύψωσης της φυσαλίδας. Χρησιμοποιήθηκαν τρία μοντέλα, πιο συγκεκριμένα το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970), το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1983) και το μοντέλο του Unal (1976), που είναι συνήθως διαθέσιμα σε κωδικούς CFD. Αναλυτικότερα, στα διαγράμματα του **Σχήματος 22** παρουσιάζονται δύο πειραματικές περιπτώσεις με μέση πίεση συστήματος στα 7 MPa και δύο πειραματικές περιπτώσεις με υψηλή πίεση συστήματος στα 15 MPa. Δεν παρουσιάστηκαν αποτελέσματα για το μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου ανύψωσης της φυσαλίδας του Unal για τις περιπτώσεις με μέση πίεση συστήματος, διότι οι υπολογισμοί της αριθμητικής επίλυσης ήταν ασταθείς και απέκλιναν. Γενικά, το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970) και το μοντέλο του Unal (1976), στις περιπτώσεις που συγκλίνει αριθμητικά, παρέχουν αποτελέσματα σχετικά κοντά σε αυτά που ελήφθησαν με τη χρήση του παρόντος τροποποιημένου μοντέλου. Βέβαια, ειδικά στην πειραματική περίπτωση 4, η οποία περιλαμβάνει υψηλή παραγωγή ατμού, το παρόν μοντέλο προβλέπει σημαντικά καλύτερα την εξέλιξη της παραγωγής ατμού, δηλαδή το κλάσμα κενού, κατά μήκος του σωλήνα. Το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1983) προβλέπει πολύ χαμηλές τιμές κλάσματος κενού σε όλες τις πειραματικές περιπτώσεις, με αποκλίσεις από τα πειραματικά δεδομένα που μπορούν να φθάσουν ακόμη και την αλλαγή της τάξης μεγέθους.

Η υπόθεση, για την εισαγωγή δεδομένων στο πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD), ότι το κλάσμα ατμού βρίσκεται στη θερμοκρασία κορεσμού του ρευστού ελέγχθηκε χονδρικά. Αναλυτικότερα, εκτελέστηκαν με το πρόγραμμα CFD υπολογισμοί με το παρόν τροποποιημένο μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, στο οποίο συμπεριλήφθηκε επίσης η επίλυση της εξίσωσης της ενέργειας και για τον ατμό. Τα αποτελέσματα των υπολογισμών συγκρίθηκαν με τα αποτελέσματα για την πειραματική περίπτωση 4 της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982), η οποία χαρακτηρίζεται από υψηλή παραγωγή ατμού. Παρατηρήθηκε ότι τα αποτελέσματα δεν είχαν καμία απόκλιση στο προφίλ ατμού, δηλαδή στο κλάσμα κενού. Η

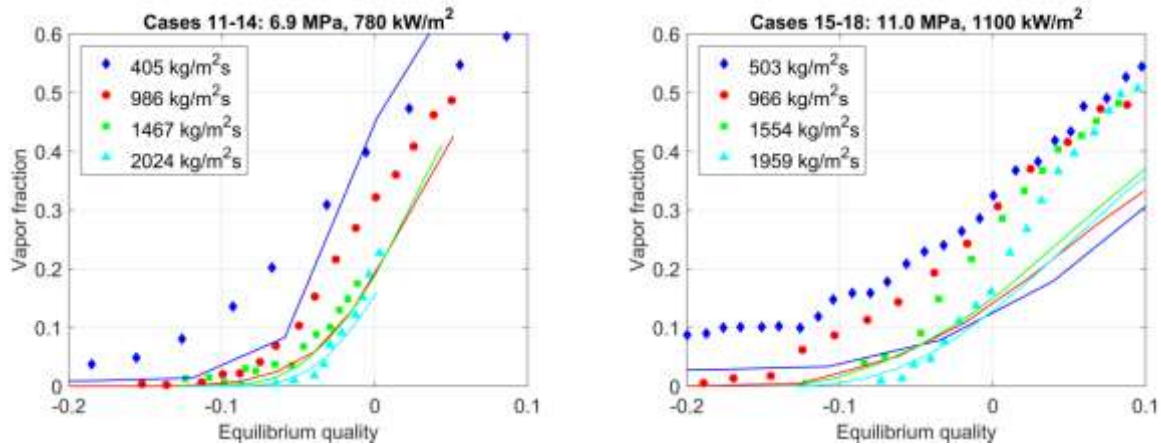
Θερμοκρασία του ατμού ήταν, όπως αναμενόταν, πολύ διαφορετική, καθώς στο τροποποιημένο μοντέλο η εξίσωση ενέργειας λύνεται και για την αέρια φάση του ρευστού, καθώς λαμβάνεται υπόψη η μεταφορά θερμότητας στη φάση του ατμού. Παρατηρήθηκε θερμοκρασιακή διαφορά της τάξεως των 3 K στη μέγιστη θερμοκρασία τοιχώματος, συγκεκριμένα από περίπου 593 K για το παρόν τροποποιημένο μοντέλο με την υπόθεση ότι το προφίλ ατμού βρίσκεται σε θερμοκρασία κορεσμού, που έχει ήδη παρουσιαστεί, σε 596 K για τα νέα αποτελέσματα.

Ο συνολικός υπολογιστικός χρόνος του παρόντος τροποποιημένου μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας έχει απόκλιση από τον υπολογιστικό χρόνο του μοντέλου των Tolubinsky και Kostanchuk (1970), που παρέχει παρόμοια αποτελέσματα, της τάξης των λίγων λεπτών. Πιο συγκεκριμένα, ο υπολογιστικός χρόνος του παρόντος μοντέλου είναι στα 160s και ο υπολογιστικός χρόνος για το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970) είναι στα 140s. Μάλιστα, και τα δύο μοντέλα απαιτούν σχεδόν τον ίδιο αριθμό επαναλήψεων μέχρι να συγκλίνουν αριθμητικά. Ωστόσο, ο καθαρός χρόνος που απαιτείται από την κεντρική μονάδα επεξεργασίας (CPU) του υπολογιστή, στον οποίο εκτελείται το πρόγραμμα CFD, για να πραγματοποιήσει τις επαναλήψεις και να επιτύχει αριθμητική σύγκλιση είναι διπλάσιος για το παρόν μοντέλο, μάλιστα στα 0.030s ανά επανάληψη CFD. Αυτό συμβαίνει διότι το παρόν μοντέλο απαιτεί πρόσθετες επαναλήψεις για τον υπολογισμό της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, σε σύγκριση με το μοντέλο των Tolubinsky και Kostanchuk (1970), που επιλύεται με μια ενιαία ρητή έκφραση.

Στη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) εξετάστηκε η επίδραση της ροής μάζας του ρευστού στην εξέλιξη του κλάσματος κενού κατά μήκος του αγωγού. Τα διαγράμματα του **Σχήματος 23** παρουσιάζουν το κλάσμα κενού για πειραματικές περιπτώσεις που χαρακτηρίζονται από διαφορετικές ροές μάζας του ρευστού που κυμαίνονται περίπου στα 400 kg/m²s έως 2000 kg/m²s. Τα διαγράμματα συμπεριλαμβάνουν μετρήσεις πειραματικών περιπτώσεων που ομαδοποιούνται ανάλογα με την πίεση συστήματός τους, δηλαδή το αριστερό διάγραμμα περιλαμβάνει περιπτώσεις με πίεση συστήματος περίπου στα 7 MPa και το δεξιό διάγραμμα περιέχει περιπτώσεις με πίεση συστήματος στα 11 MPa. Τα υπολογισμένα αποτελέσματα από το πρόγραμμα CFD με τη χρήση του παρόντος τροποποιημένου μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, δείχνουν μια συμπεριφορά παρόμοια με αυτή που εξετάστηκε για πειραματικές περιπτώσεις με διαφορετική ροή θερμότητας από το τοίχωμα σε σταθερή πίεση συστήματος και με μικρές διακυμάνσεις στην ροή μάζας του ρευστού. Οι υπολογισμοί για την πειραματική περίπτωση 11, που έχει πολύ χαμηλή ροή μάζας ρευστού στα 405 kg/m²s, δεν συνέκλιναν, παρά τη χρήση εντός του παρόντος τροποποιημένου μοντέλου πολύ χαμηλών παραγόντων χαλάρωσης σε τιμές της τάξης των 0.05 και διάφορες ρυθμίσεις αριθμητικής επίλυσης. Εξαιτίας αυτού, μόνο σε αυτή την περίπτωση χρησιμοποιήθηκε μια γωνία επαφής θ^* ίση με 25° στο παρόν μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, η οποία είναι η υψηλότερη τιμή για τη γωνία επαφής που επιτρέπει τη σύγκλιση των υπολογισμών του προγράμματος CFD σε μια λύση με την ίδια διαμόρφωση μοντέλου όπως και στις άλλες περιπτώσεις. Με βάση τα διαγράμματα

του **Σχήματος 20**, η σχετικά μικρή διαφορά στο κλάσμα κενού μεταξύ της γωνία επαφής θ^* των 25° και των 45° δεν αναμένεται να επηρεάσει σημαντικά τα συνολικά συμπεράσματα για αυτήν την πειραματική περίπτωση σε σχέση με τις υπόλοιπες.

Γενικά, οι υπολογισμοί του προγράμματος CFD με χρήση του παρόντος μοντέλου προβλέπουν με ποικίλη ακρίβεια το κλάσμα κενού, όπως προκύπτει από το **Σχήμα 23**, για τις πειραματικές περιπτώσεις που είναι σε μέση πίεση συστήματος, της τάξης των 7 MPa. Μάλιστα, στις πειραματικές περιπτώσεις 13 και 14, που έχουν ροή μάζας του ρευστού ίση με 1467 και 2024 kg/m²s, αντίστοιχα, το υπολογιζόμενο κλάσμα κενού προσεγγίζει ακριβέστερα τα πειραματικά δεδομένα. Ωστόσο, όπως φαίνεται στα διαγράμματα του **Σχήματος 21**, στην πειραματική περίπτωση με μέση πίεση και ροή μάζας περίπου ίση με 1000 kg/m²s το παρόν τροποποιημένο μοντέλο προβλέπει πολύ καλά το κλάσμα κενού σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Αντίθετα στο διάγραμμα του **Σχήματος 23** παρατηρούμε ότι ο υπολογισμός για αυτή την πειραματική περίπτωση έχει τη μικρότερη ακρίβεια. Επομένως, δεν μπορεί να συναχθεί κάποιο συμπέρασμα για την επίδραση της ροής μάζας του ρευστού στην ικανότητα πρόβλεψης του παρόντος τροποποιημένου μοντέλου. Επίσης, τα αποτελέσματα για τις πειραματικές περιπτώσεις με υψηλότερη πίεση συστήματος παρέχουν σημαντικά μικρότερη ακρίβεια, με μεγαλύτερη απόκλιση, όχι μόνο για την εξέλιξη του κλάσματος κενού, αλλά και για την τελική τιμή του κλάσματος κενού στην έξοδο του σωλήνα, για όλες τις πειραματικές περιπτώσεις, ανεξαρτήτως από τη ροή μάζας ρευστού.

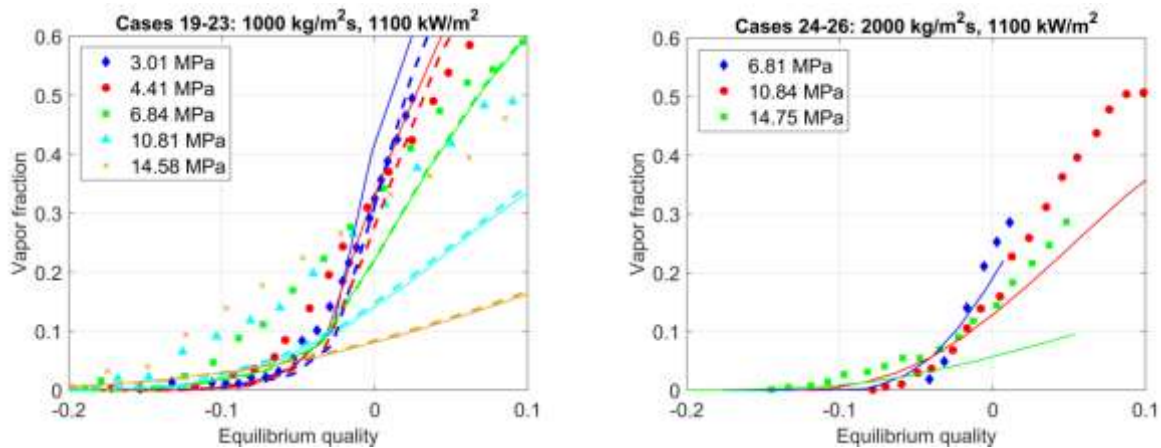


Σχήμα 23: Κλάσμα κενού ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα, για διάφορες ροές μάζας του ρευστού για τις πειραματικές περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) 11 έως 14 (αριστερά) και 15 έως 18 (δεξιά).

Φαίνεται ότι η πίεση έχει καθοριστική επίδραση στην ικανότητα πρόβλεψης του παρόντος μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, όπως απεικονίζεται και στο **Σχήμα 24**. Τα διαγράμματα αυτού του σχήματος δείχνουν το κλάσμα κενού σε σχέση με την ποιότητα ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα για πειραματικές περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982), οι οποίες έχουν

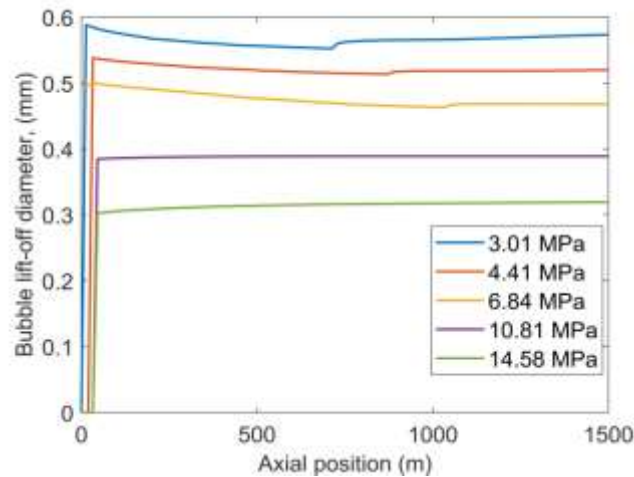
διαφορετικές πιέσεις συστήματος από περίπου 3 MPa έως 15 MPa. Οι υπολογισμοί του προγράμματος CFD με χρήση του παρόντος μοντέλου είχαν μεγαλύτερη σύγκλιση με τα πειραματικά δεδομένα, όσον αφορά το κλάσμα κενού κατά μήκος του σωλήνα, σε πειραματικές περιπτώσεις που έχουν χαμηλή έως και μέση πίεση συστήματος. Αντίθετα, το υπολογιζόμενο κλάσμα κενού με χρήση του παρόντος μοντέλου υποτιμάται σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα στις περιπτώσεις με υψηλή πίεση συστήματος. Μάλιστα, όσο αυξάνεται η πίεση συστήματος της εκάστοτε πειραματικής περίπτωσης τόσο αυξάνεται η απόκλιση μεταξύ του υπολογιζόμενου κλάσματος κενού με τα πειραματικά δεδομένα. Στην πειραματική περίπτωση με την υψηλότερη πίεση συστήματος ίση με 15 MPa, το υπολογιζόμενο κλάσμα κενού είναι γύρω στις τρεις φορές χαμηλότερο σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Βέβαια, η χαμηλή ικανότητα πρόβλεψης του παρόντος μοντέλου για πειραματικές περιπτώσεις με υψηλότερες πιέσεις συστήματος παρατηρείται και στα υπόλοιπα υπάρχοντα μοντέλα υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, όπως φαίνεται στο **Σχήμα 22**.

Το μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας που θα χρησιμοποιηθεί στο πρόγραμμα CFD επιδρά σημαντικά στον υπολογισμό του κλάσματος κενού κατά μήκος του σωλήνα. Ωστόσο, μεταξύ των τεσσάρων μοντέλων που εξετάστηκαν, κανένα δεν βελτίωσε τη συστηματική υποεκτίμηση του κλάσματος κενού στις πειραματικές περιπτώσεις με υψηλή πίεση συστήματος. Η πίεση συστήματος επιδρά στη διάμετρο αναχώρησης φυσαλίδας. Πιο συγκεκριμένα, έχει παρατηρηθεί πειραματικά ότι η διάμετρος αναχώρησης φυσαλίδας μειώνεται για περιπτώσεις με υψηλότερη πίεση συστήματος (Giustini et al. 2018; Kim et al. 2020; Ahmadi et al. 2012). Το παρόν τροποποιημένο μοντέλο αναπαράγει αυτή την τάση που έχει παρατηρηθεί πειραματικά, διότι εμφανίζει χαμηλότερη επιφανειακή τάση σε περιπτώσεις με υψηλότερη πίεση συστήματος και κατά συνέπεια υπολογίζει χαμηλότερη δύναμη επιφανειακής τάσης που προκαλεί την αναχώρηση της φυσαλίδας νωρίτερα σε μικρότερο μέγεθος. Η εξάρτηση της υπολογιζόμενης διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας, δηλαδή της διαμέτρου ανύψωσής της από το τοίχωμα στο παρόν τροποποιημένο μοντέλο, με την πίεση συστήματος μπορεί να αποδειχθεί στο **Σχήμα 24**. Τα διαγράμματα αυτά παρουσιάζουν τη διάμετρο ανύψωσης φυσαλίδων κατά μήκος του σωλήνα, όπως υπολογίζεται για τις πειραματικές περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982), συγκεκριμένα για τις περιπτώσεις 19–23 που έχουν διαφορετικές πιέσεις συστήματος.



Σχήμα 24: Κλάσμα ατμών, ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα, όπως υπολογίζεται με $\theta^* = 40^\circ$ μοίρες, για τις πειραματικές περιπτώσεις 19 έως 23 (αριστερά) και 24 έως 26 (δεξιά), που έχουν διαφορετικές πιέσεις συστήματος. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τα αντίστοιχα αποτελέσματα χρησιμοποιώντας το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1983) για την πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης.

Η διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας μειώνεται κατά ένα συντελεστή ίσο με δύο για αύξηση της πίεσης συστήματος από 30 έως περίπου 150 bar, η οποία, ωστόσο, είναι μία ήπια μείωση σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα από την προαναφερθείσα βιβλιογραφία. Ως εκ τούτου, η αδυναμία ικανοποιητικού υπολογισμού των διάφορων ιδιοτήτων της ροής, όπως το κλάσμα ατμού από το παρόν μοντέλο μπορεί να οφείλεται σε πληθώρα χαρακτηριστικών της ροής του συστήματος κλάσμα ατμού – τοίχωμα, όπως η συχνότητα αναχώρησης φυσαλίδων από το τοίχωμα και η πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης τους. Συνεπώς, προκειμένου το παρόν τροποποιημένο μοντέλο να είναι σε θέση να προβλέψει ικανοποιητικά το κλάσμα κενού σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα των πειραματικών περιπτώσεων με υψηλότερη πίεση συστήματος, η μείωση της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας πρέπει να αντισταθμίζεται από μια αντίστοιχα σημαντική αύξηση της συχνότητας αναχώρησης φυσαλίδων ή/και της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης, όσο η πίεση του συστήματος αυξάνεται.



Σχήμα 25: Διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας κατά μήκος του σωλήνα, όπως υπολογίζεται με το παρόν μοντέλο στο πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD) ANSYS fluent.

Αναλυτικότερα, η πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης δεν εξαρτάται από την πίεση συστήματος στα συνήθως χρησιμοποιούμενα μοντέλα υπολογισμού της, όπως το μοντέλο των Lemmert και Chawla (1977) που χρησιμοποιείται στην παρούσα εργασία. Ένα μοντέλο που θα συμπεριλάμβανε την πίεση συστήματος στους υπολογισμούς του, θα μπορούσε να αναπαράγει καλύτερα την πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης στους υπολογισμούς που γίνονται στο πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής CFD (Yun et al. 2012). Επομένως, δοκιμάστηκε σε μία σειρά προσομοιώσεων στο πρόγραμμα CFD να χρησιμοποιηθεί το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1977) για τον υπολογισμό της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης, το οποίο προβλέπει την αύξηση της πυκνότητάς με την αύξηση της πίεσης συστήματος (Hibiki and Ishii 2003). Ωστόσο, τα υπολογιζόμενα αποτελέσματα από το πρόγραμμα CFD με χρήση του παρόντος μοντέλου υπολογισμού διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας σε συνδυασμό με το μοντέλο των Kocamustafaogullari και Ishii (1970) για τον υπολογισμό της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης, δεν παρουσιάζουν κάποια βελτίωση, καθώς το υπολογιζόμενο κλάσμα κενού είναι σημαντικά χαμηλότερο από τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για πειραματικές περιπτώσεις με υψηλή πίεση συστήματος, όπως φαίνεται στο αριστερά διάγραμμα του **Σχήματος 24**.

Η χρήση διαφορετικών ζευγών μοντέλων υπολογισμού διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας και μοντέλων υπολογισμού της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης μπορεί να παρέχει παρόμοια και ικανοποιητικά αποτελέσματα για τις ιδιότητες της ροής από το πρόγραμμα CFD. Ωστόσο, τα ίδια μοντέλα μεμονωμένα, π.χ. για τα μοντέλα υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, μπορεί να παρέχουν σημαντικά διαφορετικά αποτελέσματα (Cheung et al. 2014; Kim et al. 2020). Αυτό υπογραμμίζει τη σημασία της χρήσης αξιόπιστων, αν είναι εφικτό μηχανιστικών, μοντέλων για τον υπολογισμό των διάφορων ιδιοτήτων που εισάγονται στο μοντέλο της ροής θερμότητας από τον βρασμό της

ροής στο τοίχωμα. Η πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης είναι δύσκολο να υπολογισθεί μηχανιστικά, καθώς σχετίζεται άμεσα με το μέγεθος και το σχήμα των κοιλοτήτων της επιφάνειας του τοιχώματος του σωλήνα, τα οποία ποικίλουν όχι μόνο ανάλογα με το αρχικό υλικό του τοιχώματος και την επεξεργασία της επιφάνειάς του, αλλά και με το ιστορικό χρήσης της εγκατάστασης και τη σταδιακή υποβάθμιση της επιφάνειας του θερμαινόμενου τοιχώματος (Forrest et al. 2016; Trojer et al. 2018). Επομένως, η ανάπτυξη και η επικύρωση των μηχανιστικών μοντέλων υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας είναι μια σημαντική πτυχή για την αύξηση της αξιοπιστίας των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων.

Τα υπάρχοντα πειραματικά δεδομένα για το μέγεθος μεμονωμένης φυσαλίδας μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να καθοριστεί το αναμενόμενο εύρος τιμών για τη διάμετρο αναχώρησης της φυσαλίδας, το οποίο διευκολύνει στην επιλογή του συνδυασμού μοντέλων που περιγράφει καλύτερα τα πραγματικά μεγέθη, αντί να βασίζεται σε συνδυασμούς που δεν μπορούν να στοιχειοθετηθούν φυσικά. Η αυξημένη εμπιστοσύνη σε ορισμένα από τα συστατικά του μοντέλου διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος μπορεί να βοηθήσει στη συνέχεια στην αξιολόγηση της επίδρασης των υπολοίπων. Η ανάπτυξη και η επικύρωση μηχανιστικών μοντέλων υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας πρέπει να βασίζεται τόσο σε πειραματικά δεδομένα όσο και σε υπολογισμούς από πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής προσομοίωσης ροών με βρασμό CFD για το μέγεθος μίας μεμονωμένης φυσαλίδας. Τέλος, η διερεύνηση της επίδρασης του μοντέλου υπολογισμού της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης και του μοντέλου υπολογισμού της συχνότητας ανύψωσης φυσαλίδων, σε συνδυασμό με το μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, θα μπορούσε να σταθεί από μόνη της ως αντικείμενο μιας εκτεταμένης ειδικής έρευνας, καθώς ένας αριθμός μοντέλων, συμπεριλαμβανομένων των μηχανιστικών, έχουν προταθεί στη βιβλιογραφία (Wang and Podowski 2017).

4. Συμπεράσματα

Σκοπός της εργασίας ήταν η προσαρμογή μηχανιστικού μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, ώστε να βελτιώσει την ικανότητα υπολογιστικής προσομοίωσης ροών βρασμού σε ευρύ φάσμα συνθηκών. Πιο αναλυτικά, επιδιώκεται η αξιολόγηση και η τροποποίηση του μηχανιστικού μοντέλου των Guistini et al. (2018), που βασίζεται στην ελαχιστοποίηση της ελεύθερης ενέργειας σε θερμοδυναμική ισορροπία. Η ενσωμάτωση του μοντέλου στο λογισμικό υπολογιστικής ρευστοδυναμικής ANSYS Fluent γίνεται μέσω της δυνατότητας που παρέχει για τη χρήση User Defined Functions (udf) σε γλώσσα προγραμματισμού C. Για τη διερεύνηση της απόδοσης του μοντέλου, πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις πληθώρας περιπτώσεων των πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) και των Bartolomei και Chanturiya (1967) με νερό και μίας πειραματικής περίπτωσης της σειράς πειραμάτων DEBORA με ψυκτικό R12 (Manon 2000; Garnier et al. 2001).

Το μηχανιστικό μοντέλο των Guistini et al. (2018) βασίζεται στην αρχή ότι η ελεύθερη ενέργεια μιας φυσαλίδας σε ισορροπία πάνω στο τοίχωμα πρέπει πάντα να είναι ελάχιστη. Αποτελείται από δύο βασικές συνθήκες, τη θερμοδυναμική ισορροπία κατά την αναχώρηση της φυσαλίδας και την ισορροπία δυνάμεων στην κατεύθυνση της ροής. Το κύριο πλεονέκτημα αυτού του μοντέλου είναι ότι δεν απαιτεί χρήση ρυθμιζόμενων παραμέτρων για τον καθορισμό των δυνάμεων που ασκούνται στη φυσαλίδα και των γεωμετρικών χαρακτηριστικών της, όπως το εμβαδόν βάσης της, το οποίο δεν μπορεί να επιβεβαιωθεί πειραματικά και είναι μεγάλης σημασίας για τον προσδιορισμό των επιφανειακών δυνάμεων που δρουν στη φυσαλίδα. Η μειωμένη εξάρτηση του μοντέλου από ρυθμιζόμενες παραμέτρους προσφέρει μεγαλύτερη εμπιστοσύνη στη δυνατότητα εφαρμογής του για να προσομοιώσει συνθήκες κατά τις οποίες τα πειραματικά δεδομένα είναι περιορισμένα.

Στην παρούσα εργασία το μοντέλο των Guistini et al. (2018) τροποποιήθηκε. Η συνθήκη αναχώρησης της φυσαλίδας μέσω ολίσθησης πάνω στο τοίχωμα αγνοείται και πλέον λαμβάνεται ως διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας μόνο η διάμετρος ανύψωσης της από το τοίχωμα. Πλέον, σημασία έχει το σπάσιμο της ισορροπίας δυνάμεων μόνο στον κατακόρυφο άξονα κάθετα στη ροή και όχι σε αυτόν που είναι παράλληλος με το τοίχωμα. Θεωρείται ότι είναι καταλληλότερο να χρησιμοποιείται ως διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας η διάμετρος της κατά την ανύψωσή της από το τοίχωμα για τους υπολογισμούς στο μοντέλο μεταφοράς θερμότητας λόγω βρασμού του τοιχώματος PRI στο πλαίσιο υπολογισμών ρευστομηχανικής. Η παραγωγή ατμού και η συνολική μεταφορά θερμότητας λόγω εξάτμισης στο τοίχωμα αντιπροσωπεύονται πολύ καλύτερα από τη διάμετρο ανύψωσης της φυσαλίδας, καθώς αυτή η διάμετρος αντιστοιχεί στο τελικό μέγεθος των φυσαλίδων που παρέχονται στην κύρια ροή του ρευστού.

Η αξιολόγηση του μοντέλου των Guistini et al. (2018) έγινε με δύο περιπτώσεις των πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967) που αφορούν τη ροή νερού με βρασμό και μία περίπτωση των πειραμάτων DEBORA που αφορούν την ροή

διχλωροδιφθορομεθανίου (Freon-12, R12) (Manon 2000; Garnier et al. 2001). Η αξιολόγηση του τροποποιημένου μοντέλου της παρούσας εργασίας έγινε με περιπτώσεις των πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) που αφορούν ροή νερού με βρασμό σε ένα ευρύ φάσμα πιέσεων, ρυθμών ροής μάζας και ροών θερμότητας.

Η μεθοδολογία προσομοίωσης βασίζεται σε ένα Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών σε συνδυασμό με το γνωστό μοντέλο διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος του Πολυτεχνικού Ινστιτούτου Rensselaer (RPI), το οποίο είναι που κυρίως επηρεάζεται από τη σωστή μοντελοποίηση της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας (Kurgul and Podowski 1990). Αποδείχθηκε ότι η διάμετρος ανύψωσης της φυσαλίδας, που χρησιμοποιείται ως είσοδος στο μοντέλο διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος RPI είναι πιο αποτελεσματική από την υπολογιζόμενη διάμετρο αναχώρησης του μοντέλου των Guistini et al. (2018). Επίσης, στο μοντέλο RPI χρησιμοποιείται η πυκνότητα του σημείου πυρηνοποίησης, η οποία δεν συμπεριλαμβάνεται στο μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας και γενικώς δεν έχει μοντελοποιηθεί επαρκώς, η οποία μπορεί να είναι παράγοντας για κάποιες αποκλίσεις που παρατηρήθηκαν στα αποτελέσματα.

Τα υπολογιζόμενα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο **Κεφάλαιο 3** του μοντέλου των Guistini et al. (2018) όσον αφορά το κλάσμα κενού είναι σε μεγάλη απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα στην περίπτωση των πειραμάτων DEBORA, που ο ατμός υπολογίζεται να είναι μηδενικός. Ωστόσο, τα αποτελέσματα του μοντέλου αυτού για τα πειράματα των Bartolomei και Chanturiya (1967) είναι αρκετά ικανοποιητικά και συγκρίσιμα με τα αποτελέσματα ήδη υπάρχοντων μοντέλων στο ANSYS Fluent.

Τα αποτελέσματα με το τροποποιημένο μοντέλο της παρούσας εργασίας που παρουσιάστηκαν στο **Κεφάλαιο 3** είναι σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα των περιπτώσεων των πειραμάτων Bartolomei et al. (1982). Ειδικά, στις πειραματικές περιπτώσεις που έχουν μικρότερο εύρος πιέσεων, μέχρι 7 MPa, τα αποτελέσματα της προσομοίωσης είναι σε πλήρη συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα. Ωστόσο, σε πειραματικές περιπτώσεις με υψηλότερες πιέσεις, που προσεγγίζουν τα 15 MPa, διαπιστώθηκε ότι η απόκλιση της αξονικής κατανομής του κλάσματος ατμού με τα πειραματικά δεδομένα αυξάνεται ανάλογα με την πίεση συστήματος.

Συνεπώς, παρότι το μοντέλο έχει καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα για χαμηλές πιέσεις, προτείνεται περαιτέρω βελτίωση του μοντέλου, συμπεριλαμβανομένης ίσως και της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης, καθώς και από εκεί ενδέχεται να προκύπτει πηγή σφαλμάτων στα υπολογιζόμενα αποτελέσματα.

5. Κατάλογος Σχημάτων

- **Σχήμα 1** - Φυσαλίδα που αναπτύσσεται πάνω σε θερμαινόμενη επιφάνεια μέσα σε ροή υπόψυκτου ρευστού επαπτόμενη στην επιφάνεια (Guistini et al. 2018). **25**
- **Σχήμα 2** - Σχήμα κυκλικής βάσης φυσαλίδας, που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της δύναμης επιφανειακής τάσης (Guistini et al. 2018). **29**
- **Σχήμα 3** - Σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης των Bartolomei et al. (1982) και των Bartolomei και Chanturiya (1967). **38**
- **Σχήμα 4** - Σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας της πειραματικής διάταξης DEBORA (Krepper et al. 2011). **42**
- **Σχήμα 5** - Η θερμοκρασία της υγρής φάσης του νερού (αριστερά) και το κλάσμα κενού (δεξιά) για την πρώτη πειραματική περίπτωση της σειράς πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967). Οι διαστάσεις του σωλήνα δεν είναι σε κλίμακα. **44**
- **Σχήμα 6** - Ευαισθησία πλέγματος του μέσου κλάσματος ατμού για την πειραματική περίπτωση 3 από τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982). **45**
- **Σχήμα 7** - Ευαισθησία πλέγματος του μέσου κλάσματος ατμού για την πρώτη πειραματική περίπτωση, από τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967). **46**
- **Σχήμα 8** - Ευαισθησία πλέγματος της μέσης θερμοκρασίας της υγρής φάσης του ρευστού για την πρώτη πειραματική περίπτωση από τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei και Chanturiya (1967). **46**
- **Σχήμα 9** - Ευαισθησία πλέγματος της θερμοκρασίας του τοιχώματος για την πρώτη πειραματική περίπτωση από τη σειρά πειραμάτων Bartolomei και Chanturiya (1967). **47**
- **Σχήμα 10** - Κλάσμα κενού κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας **48**
- **Σχήμα 11** - Μέση θερμοκρασία επιφανείας του νερού για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας. **49**
- **Σχήμα 12** - Θερμοκρασία τοιχώματος κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας. **50**

- **Σχήμα 13** - Κλάσμα κενού κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για τη δεύτερη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967). **51**
- **Σχήμα 14** - Μέση θερμοκρασία του νερού για τη δεύτερη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967). **52**
- **Σχήμα 15** - Θερμοκρασία τοιχώματος κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την δεύτερη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967). **52**
- **Σχήμα 16** - Ακτινικό προφίλ του κλάσματος κενού στο τέλος του θερμαινόμενου σωλήνα για την τρίτη πειραματική περίπτωση DEBORA. **53**
- **Σχήμα 17** - Ακτινικό προφίλ της μέσης θερμοκρασίας του ρευστού στην έξοδο του θερμαινόμενου σωλήνα για την τρίτη πειραματική περίπτωση DEBORA. **54**
- **Σχήμα 18** - Θερμοκρασία του τοιχώματος κατά μήκος του σωλήνα για την τρίτη πειραματική περίπτωση DEBORA. **55**
- **Σχήμα 19** - Κλάσμα κενού (αριστερά) και θερμοκρασία τοιχώματος (δεξιά) κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα διαμέτρου αναχώρησης της φυσαλίδας. **56**
- **Σχήμα 20** - Κλάσμα κενού (αριστερά) και θερμοκρασία τοιχώματος (δεξιά) κατά μήκος του θερμαινόμενου σωλήνα για την πρώτη πειραματική περίπτωση των Bartolomei και Chanturiya (1967), χρησιμοποιώντας διαφορετικές τιμές της παραμέτρου θ^* . **57**
- **Σχήμα 21** - Κλάσμα κενού ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα με διαφορετικές ροές θερμότητας για τις πειραματικές περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) 1 έως 5 (αριστερά) και 6 με 10 (δεξιά). **58**
- **Σχήμα 22** - Το κλάσμα κενού υπολογιζόμενο χρησιμοποιώντας διαφορετικά μοντέλα υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, στο αριστερά διάγραμμα για δύο πειραματικές περιπτώσεις με μέση πίεση συστήματος στα 7 MPa, την περίπτωση 2 (η γραμμή με το κόκκινο χρώμα) και την περίπτωση 4 (η γραμμή με το μπλε χρώμα) και στο δεξιό διάγραμμα για δύο περιπτώσεις με υψηλή πίεση συστήματος στα 15 MPa, την περίπτωση 7 (η γραμμή με το κόκκινο χρώμα) και την περίπτωση 10 (η γραμμή με το μπλε χρώμα). TK: Tolubinsky and Kostanchuk, KI: Kocamustafaogullari και Ishii. Τα πειραματικά δεδομένα εμφανίζονται σε διακριτά σημεία με το αντίστοιχο χρώμα των υπολογιζόμενων αποτελεσμάτων για την εκάστοτε περίπτωση. **59**
- **Σχήμα 23** - Κλάσμα κενού ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα, για διάφορες ροές μάζας του ρευστού για τις πειραματικές περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (1982) 11 έως 14 (αριστερά) και 15 έως 18

(δεξιά).

62

- **Σχήμα 24** - Κλάσμα ατμών, ως συνάρτηση της ποιότητας ισορροπίας κατά μήκος του σωλήνα, όπως υπολογίζεται με $\theta^* = 40^\circ$ μοίρες, για τις πειραματικές περιπτώσεις 19 έως 23 (αριστερά) και 24 έως 26 (δεξιά), που έχουν διαφορετικές πιέσεις συστήματος. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν τα αντίστοιχα αποτελέσματα χρησιμοποιώντας το μοντέλο Kocamustafaogullari και Ishii (1983) για την πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης. 64
- **Σχήμα 25** - Διάμετρος αναχώρησης της φυσαλίδας κατά μήκος του σωλήνα, όπως υπολογίζεται με το παρόν μοντέλο στο πρόγραμμα υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD) ANSYS fluent. 65

6. Βιβλιογραφία

- Adamson A.W., 1973. Potential distortion model for contact angle and spreading.
- Ahmadi R., Ueno T., Okawa T., 2012. Bubble dynamics at boiling incipience in subcooled upward boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.
- Andersson H.I., Pettersson B.A., 1994. Modeling plane turbulent Couette flow.
- Anglart H., Nylund O., Kurul N., Podowski M.Z., 1997. CFD prediction of flow and phase distribution in fuel assemblies with spacers.
- ANSYS, Inc., 2018. ANSYS Fluent User's Guide.
- Ardron K. H, Giustini G., Walker S. P., 2017. Prediction of dynamic contact angles and bubble departure diameters in pool boiling using equilibrium thermodynamics.
- Azhar M., 2019. Numerical Study of Nucleate Boiling Flows Using ANSYS Fluent.
- Bae B.U., Yun B.J., Yoon H.Y., Park G.C., Song C.-H., 2010. Analysis of subcooled boiling flow with one group interfacial area transport equation and bubble liftoff model.
- Bartolomei G.G., Brantov V.G., Molochnikov Yu.S., Kharitonov Yu.V., Solodkii V.A., Batashova G.N. and Mikjailov V.N., 1982. An experimental investigation of true volumetric vapor content with subcooled boiling in tubes.
- Bartolomei G.G., Chanturiya V.M., 1967. Experimental study of true void fraction when boiling subcooled water in vertical tubes.
- Basu N., Warriar G. R., Dhir V.K., 2005. Wall Heat Flux Partitioning During Subcooled Flow Boiling: Part 1—Model Development.
- Brooks C.S., Hibiki T., 2015. Wall nucleation modeling in subcooled boiling flow.
- Burns A.D.B., Frank Th., Hamill I., Shi J.-M., 2004. The Favre Averaged Drag Model for Turbulent Dispersion in Eulerian Multi-Phase Flows.
- Carey V. P., 2020. *Liquid-Vapor Phase Change Phenomena*.
- Chen E., Li Y., Cheng X., 2009. CFD simulation of upward subcooled boiling flow of refrigerant-113 using the two-fluid model.
- Cheung S.C.P., Vahaji S., Yeoh G.H., Tu J.Y., 2014. Modeling subcooled flow boiling in vertical channels at low pressures.
- Clift R., Grace J., Weber M.E., 1978. *Bubbles, Drops, and Particles*.

- Cole R., 1960. A Photographic Study of Pool Boiling in the Region of the Critical Heat Flux.
- Colombo M., Fairweather M., 2015. Prediction of bubble departure in forced convection boiling: a mechanistic model.
- Colombo M., Thakrar R., Fairweather M., Walker S.P., 2019. Assessment of semi-mechanistic bubble departure diameter modelling for the CFD simulation of boiling flows.
- Del Valle V.H., Kenning D.B.R., 1985. Subcooled flow boiling at high heat flux.
- Dhir V. K., 2006. Mechanistic Prediction of Nucleate Boiling Heat Transfer-Achievable of Hopeless Task.
- Du J., Zhao C., Bo H., 2018. Investigation of bubble departure diameter in horizontal and vertical subcooled flow boiling.
- Forrest E.C., Don S.M., Hu L.-W., Buongiorno J., McKrell T.J., 2016. Effect of Surface Oxidation on the Onset of Nucleate Boiling in a Materials Test Reactor Coolant Channel.
- Frank Th., Zwart P.J., Krepper E., Prasser H.-M., Lucas D., 2008. Validation of CFD models for mono-and polydisperse air-water two-phase flows in pipes.
- Fritz W., 1935. Maximum volume of vapor bubbles.
- Gibbs J.W., 1985. On the equilibrium of heterogeneous substances.
- Gilman L., Baglietto E., 2017. A self-consistent, physics-based boiling heat transfer modeling framework for use in computational fluid dynamics.
- Giustini G., Ardron K.H. and Walker S.P., 2018. Modelling of bubble departure in flow boiling using equilibrium thermodynamics.
- Hibiki T., Ishii M., 2003. Active nucleation site density in boiling systems.
- Hoang N.H., Chu I.-C., Euh D.-J., Song C.-H., 2016. A mechanistic model for predicting the maximum diameter of vapor bubbles in a subcooled boiling flow.
- Hoang N.H., Song C.-H., Chu I.-C., Euh D.-J., 2017. A bubble dynamics-based model for wall heat flux partitioning during nucleate flow boiling.
- Hosokawa S., Tomiyama A., Misaki S., Hamada T., 2002. Lateral Migration of Single Bubbles Due to the Presence of Wall.
- Hsu Y.-Y., Graham R.W., 1976. Transport Processes In Boiling and Two-Phase Systems.

- Ishii M., 1979. Two-fluid model for two-phase flow.
- Ishii M., Hibiki T., 2011. Thermo-Fluid Dynamics of Two-Phase Flow.
- Karayiannis T. G., Mahmoud M. M., 2017. Flow boiling in microchannels: Fundamentals and applications.
- Kim S.J., Johns R.C., Yoo J., Baglietto E., 2020. Progress Toward Simulating Departure from Nucleate Boiling at High-Pressure Applications with Selected Wall Boiling Closures.
- Klausner J.F., Mei R., Bernhard D.M., Zeng L.Z., 1993. Vapor bubble departure in forced convection boiling.
- Kocamustafaogullari G., Ishii M., 1983. Interfacial area and nucleation site density in boiling systems.
- Krepper E., Končar B., Egorov Y., 2007. CFD modelling of subcooled boiling—Concept, validation and application to fuel assembly design.
- Krepper E., Rzehak R., 2011. CFD for subcooled flow boiling: simulation of DEBORA experiment.
- Kumar M., Moharama A., Nayak A.K., Joshi J.B., 2018. CFD simulation of boiling flows inside fuel rod bundle of a natural circulation BWR during SBO.
- Kurul N., Podowski M., 1990. Multidimensional effects in forced convection subcooled boiling.
- Kurul N., Podowski M.Z., 1991. On the modeling of multidimensional effects in boiling channels.
- Launder B. E., Spalding D. B., 1972. Lectures in Mathematical Models of Turbulence.
- Launder B. E., Spalding D. B., 1974. The Numerical Computation of Turbulent Flows.
- Lemmert M., Chawla L.M., 1977. Influence of flow velocity on surface boiling heat transfer coefficient in Heat Transfer in Boiling.
- Lifante C., Frank Th., Burns A., 2013. Wall boiling modeling extension towards critical heat flux, The 15th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermalhydraulics.
- Manon E., 2000. Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements boillants sous-saturés dans les conditions des Réacteurs à Eau sous Pression.
- Mazzocco T., Ambrosini W., Kommajosyula R., Baglietto E., 2018. A reassessed model for mechanistic prediction of bubble departure and lift off diameters.

- Mei R., Klausner J.F., 1992. Unsteady force on a spherical bubble at finite Reynolds number with small fluctuations in the free-stream velocity.
- Mei R., Klausner J.F., 1994. Shear lift force on spherical bubbles.
- Moraga F.J., Bonetto R.T., Lahey R.T., 1999. Lateral forces on spheres in turbulent uniform shear flow.
- NIST, 2022. U.S. National Institute of Standards and Technology Chemistry
- Pothukuchi H., Kelm S., Patnaik B.S.V., Prasad B.V.S.S.S., Allelein H.-J., 2019. CFD modeling of critical heat flux in flow boiling: Validation and assessment of closure models.
- Prodanovic V., Fraser D., Salcudean, 2002. Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates.
- Raj S., Pathak M., Khan M.K., 2020. An improved mechanistic model for predicting bubble characteristic size in subcooled flow boiling.
- Ranz W.E., Marshall W.R., 1952. Vaporation from Drops, Part I.
- Shaver D.R., Podowski M.Z., 2015. Modeling and validation of forced convection subcooled boiling.
- Situ R., Hibiki T., Ishii M., Mori M., 2005. Bubble lift-off size in forced convective subcooled boiling flow.
- Sugrue R., Buongiorno J., 2016. A modified force-balance model for prediction of bubble departure diameter in subcooled flow boiling.
- Sugrue R., Buongiorno J., McKrell T., 2014. An experimental study of bubble departure diameter in subcooled flow boiling including the effects of orientation angle, subcooling, mass flux, heat flux, and pressure.
- Thorncroft G.E., Klausner J.F., Mei R., 1998. An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling.
- Todreas N.E., Kazimi M.S., 2012. Nuclear Systems. Volume 1. Thermal Hydraulic Fundamentals.
- Tolubinsky V.I., Kostanchuk D.M., 1970. Vapour bubbles growth rate and heat transfer intensity at subcooled water boiling.
- Trojer M., Azizian R., Paras J., McKrell T., Atkhen K., Bucci M., Buongiorno J., 2018. A margin missed: The effect of surface oxidation on CHF enhancement in IVR accident scenarios.

- Ünal H.C., 1976. Maximum bubble diameter, maximum bubble-growth time and bubble-growth rate during the subcooled nucleate flow boiling of water up to 17.7 MN/m².
- Wang Z., Podowski M.Z., 2017. A new mechanistic model for nucleation site density.
- Wang Z., Shaver D., Podowski M.Z., 2016. On the Modeling of Wall Heat Flux Partitioning in Subcooled Flow Boiling.
- Yadigaroglu G., 2014. CMFD and the critical-heat-flux grand challenge in nuclear thermal-hydraulics.
- Yadigaroglu G., Lakelah D., 2016. Nuclear Safety and Thermal Hydraulics: Personal Thoughts and Some Recent Progress.
- Yao W., Morel C., 2002. Prediction of parameters distribution of upward boiling two-phase flow with two-fluid models.
- Yeoh G.H., 2019. Thermal hydraulic considerations of nuclear reactor systems: Past, present and future challenges.
- Yeoh G.H., Cheung C.P., Tu J.Y., Ho M.K.M., 2008. Fundamental consideration of wall heat partition of vertical subcooled boiling flows.
- Yun B.-J., Splawski A., Lo S., Song C.-H., 2012. Prediction of a subcooled boiling flow with advanced two-phase flow models.
- Zeng L.Z., Klausner J.F., Bernhard D.M., Mei R., 1993. A unified model for the prediction of bubble detachment diameters in boiling systems.