

ΤΣΙΜΠΛΙΑΡΗΣ ΚΑΓΙΑΡΑΣ ΝΙΚΟΛΑΟΣ

ΑΞΙΟΛΟΓΗΣΗ ΝΕΟΥ ΜΗΧΑΝΙΣΤΙΚΟΥ
ΜΟΝΤΕΛΟΥ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΗΣ
ΔΙΑΜΕΤΡΟΥ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΦΥΣΑΛΙΔΑΣ
ΒΑΣΕΙ ΤΗΣ ΙΣΟΡΡΟΠΙΑΣ ΔΥΝΑΜΕΩΝ
ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ ΡΟΩΝ ΜΕ
ΒΡΑΣΜΟ ΣΕ ΚΩΔΙΚΕΣ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗΣ ΡΕΥΣΤΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ

Τομέας: Πυρηνικής Τεχνολογίας

Επιβλέπων: Μητράκος Δημήτριος , Επίκουρος Καθηγητής ΕΜΠ

Αθήνα 2023



ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

--- κενή σελίδα ---

Υπεύθυνη δήλωση για λογοκλοπή και για κλοπή πνευματικής ιδιοκτησίας:

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.

Τσιμπλιάρης Καγιάρας Νικόλαος

Ευχαριστίες

Οφείλω ένα ζέχωρο ευχαριστώ στον επιβλέποντα καθηγητή της εργασίας μου, κ. Μητράκο Δημήτρη, επίκουρο καθηγητή της σχολής Μηχανολόγων Μηχανικών για την εξαιρετικά χρήσιμη, άοκνη και συνεχή καθοδήγησή του κατά την εκπόνηση της παρούσας Διπλωματικής Εργασίας. Είναι ευνόητο ότι δε θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί δίχως την υποστήριξή του.

Θα ήθελα, επίσης, να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στους γονείς, τους συγγενείς και τους φίλους μου οι οποίοι με βοήθησαν ποικιλοτρόπως ενίοτε πολύ, ενίοτε ακόμη περισσότερο, πάντα όσο οι συνθήκες το απαιτούσαν. Η γνώμη τους λειτουργεί πάντα ως πολύτιμη πυξίδα, οι ζωές τους ως παράδειγμα.

Οφείλω, τέλος, να αφιερώσω την Διπλωματική εργασία αυτή στη γιαγιά μου της οποίας ενώ της στέρησαν το προνόμιο του να σπουδάσει, εκείνη έκανε ό,τι μπορούσε από πλευράς της ώστε να μην διαιωνιστεί αυτό το λάθος.

Περιεχόμενα

Περίληψη.....	6
Abstract	7
1. Εισαγωγή	8
2. Μοντελοποίηση	10
2.1 Μοντέλο πολυφασικής ροής Euler και μοντέλο διαχωρισμού θερμότητας (wall heat partitioning model).....	10
2.2 Μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας	16
3. Παρουσίαση Αξιοποιούμενων Πειραματικών Διατάξεων	21
3.1 Η Πειραματική Διάταξη των Bartolomei et al. (1982).....	21
3.2 Η Σειρά Πειραμάτων DEBORA.....	25
4. Αποτελέσματα	27
4.1 Εύρεση βέλτιστου πλέγματος και ανεξαρτησία πλέγματος.....	28
4.2 Αποτελέσματα	30
4.2.1 Αποτελέσματα σχετικά με το πείραμα των Bartolomei et al.....	30
4.2.2 Αποτελέσματα σχετικά με τις εξεταζόμενες περιπτώσεις DEBORA	
1,3,7	42
5. Συμπεράσματα	48
6. Κατάλογος Πινάκων	50
7. Κατάλογος Σχημάτων	51
8. Κατάλογος Αναφορών.....	53

Περίληψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία προτείνεται και αξιολογείται ένα νέο μηχανιστικό μοντέλο για τον υπολογισμό της διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας για την προσομοίωση πολυφασικών ροών με βρασμό σε κώδικες υπολογιστικής ρευστοδυναμικής (CFD).

Το μοντέλο που προτείνεται υπολογίζει τη διάμετρο ανύψωσης φυσαλίδας μέσω της ισορροπίας δυνάμεων που ασκούνται στη φυσαλίδα στη διεύθυνση κάθετη της ροής. Στο μοντέλο εισάγονται δύο παράμετροι προσαρμογής (a,b). Η πρώτη αντιστοιχεί στον λόγο της διαμέτρου επαφής της φυσαλίδας στο τοίχωμα προς τη διάμετρο της φυσαλίδας. Η δεύτερη αποτελεί συντελεστή διόρθωσης προκειμένου να αντιμετωπιστούν οι αβεβαιότητες στον ρυθμό διάγκωσης της φυσαλίδας (πχ πάχος υπέρθερμου στρώματος, συμπύκνωση). Στην παρούσα εργασία, η παράμετρος b διατηρείται σταθερή σε μία επιλεγμένη τιμή και μελετάται η μεταβολή των προβλέψεων του μοντέλου καθώς αλλάζει η παράμετρος a.

Στόχος του υπολογιστικού μοντέλου είναι να επιτυγχάνει ακριβή περιγραφή πειραματικών δεδομένων, να παρουσιάζει αντοχή σε μεταβολή των συνθηκών (ρευστού, πίεσης, ροής μάζας και θερμότητας) ενώ σημαντική κρίνεται η απλή δομή του μοντέλου η οποία ελαχιστοποιεί το υπολογιστικό κόστος. Το πλαίσιο προσομοίωσης που χρησιμοποιείται για την προσομοίωση του μοντέλου απαρτίζεται από το Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών και το μοντέλο διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος του Πολυτεχνικού Ινστιτούτου Rensselaer (RPI). Οι συνθήκες προς μοντελοποίηση εισάγονται στο λογισμικό υπολογιστικής ρευστοδυναμικής ANSYS Fluent 2021R το οποίο υποδέχεται το μοντέλο ως συνάρτηση χρήστη (user defined function).

Η αξιολόγηση του υπολογιστικού μοντέλου γίνεται με βάση δύο σειρές πειραματικών δεδομένων. Τα –εδραιωμένης αξίας- πειράματα ζέοντος ύδατος σε υψηλές πιέσεις των Bartolomei et al. [1] αποτελούν εξαιρετικά πολύτιμους δείκτες για την αξιοπιστία υπολογιστικών μοντέλων σε ροές με βρασμό καθώς σπανίζουν πειραματικές διατάξεις σε τόσο υψηλές πιέσεις λειτουργίας. Η σειρά πειραμάτων DEBORA [2], [3] κρίνεται, συμπληρωματικά, ιδιαίτερης σημασίας ως προς την αξιολόγηση του μοντέλου καθώς χρησιμοποιεί ένα διαφορετικό ρευστό, το ψυκτικό υγρό διχλωροδιφθορομεθάνιο (R12).

Τα αποτελέσματα που προκύπτουν είναι ενθαρρυντικά για περιπτώσεις χαμηλών και μέσων πιέσεων. Σε υψηλές πιέσεις, παρατηρείται σημαντική επιδείνωση των προβλέψεων του μοντέλου. Γενικά, προκύπτει πως το μοντέλο επιτυγχάνει τις καλύτερες προβλέψεις του για τιμές του a μεγαλύτερες του 0.5, δηλαδή για έντονα λειψές φυσαλίδες. Μελέτη της επίδρασης των άλλων συνιστωσών του μοντέλου διαμερισμού της ροής θερμότητας του τοιχώματος, δηλαδή της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης και της συχνότητας αναχώρησης φυσαλίδας διαφαίνονται ως οι κύριες κατευθύνσεις για περαιτέρω έρευνα.

Abstract

In this thesis, a novel mechanistic model for calculating the lift-off diameter of bubbles for simulating multiphase boiling flows in the context of Computational Fluid Dynamics (CFD) is proposed and assessed.

The proposed model calculates the bubble lift-off diameter by using the force balance in the direction perpendicular to the flow. Two fitting parameters (a,b) are integrated to the model. The first corresponds to the fraction of dry-base diameter by the bubble diameter. The second fitting parameter functions as a correction factor that deals with uncertainties in calculating the growth rate of the bubble (such as thickness of superheated layer, condensation phenomena). In this assignment, parameter b is held to a constant pre decided value while the behavior and prediction capability of the model is examined for various values of the fitting parameter, a.

Goal of the mechanistic model is to achieve exact predictions of experimental data, to present resilience to different conditions (pressure, mass and heat flux, working fluid). At the same time, simplicity is considered important as it implies minimized computational cost. The simulation environment is consisted of the Eulerian two-fluid multiphase flow model in combination with the wall heat flux partitioning model proposed by the Rensselaer Polytechnic Institute (RPI). The various cases examined are introduced to ANSYS Fluent 2021R software for CDF which receives the computational model in the form of user-defined function.

The computational model is tested using two experimental series. The experiments held by Bartolomei et al. [1] involve various cases of boiling water at high pressure and are established as a reliable way of testing the legitimacy of computational models for flow boiling. The DEBORA [2], [3] series of experiments that uses a different fluid (refrigerant R12) is also deemed of particular significance for testing the model's response to the working fluid change.

The results that arise are encouraging for low and medium pressure cases. At high pressure, a significant deterioration of the model's predictions is observed. In general the model is found to achieve better predictions for a values higher or equal to 0.5. The study of other components of the wall heat flux partitioning model, such as nucleation site density and departure frequency, is considered the next step for further research.

1. Εισαγωγή

Το φαινόμενο του βρασμού αξιοποιείται τεχνολογικά ποικιλοτρόπως σε διάφορα πεδία, από την ψύξη ηλεκτρονικών και τα συστήματα θέρμανσης, έως τις βιομηχανίες επεξεργασίας τροφίμων και τις αλυσίδες καθαρισμού του νερού [4],[5],[6],[7]. Ειδικότερα όσον αφορά στην πυρηνική τεχνολογία, το φαινόμενο του υπόψυκτου βρασμού σε ροή είναι καίριας σημασίας στην πλειοψηφία των αντιδραστήρων (Light Water Reactors), καθώς καθορίζει τη μεταφορά θερμότητας από τις ράβδους καυσίμου στο ψυκτικό/εργαζόμενο μέσο και συνεπώς την θερμοϋδραυλική απόδοση της εκάστοτε μονάδας. Αποτυχία ελέγχου του φαινομένου στους αντιδραστήρες μπορεί να οδηγήσει είτε σε μη συμφέρουσες τιμές παραγόμενης ενέργειας, είτε σε μερική τήξη του καυσίμου και καταστροφή του αντιδραστήρα [8].

Για αυτούς τους λόγους, έγινε σαφές από νωρίς, πως για να επιτευχθεί βέλτιστος σχεδιασμός αντιδραστήρων ζέοντος (BWR) και –κυρίως– πεπιεσμένου ύδατος (PWR), πρέπει να κατανοηθεί επαρκώς το δυναμικό φαινόμενο του υπόψυκτου βρασμού σε ροή [9]. Καθώς όμως η έρευνα πάνω στη φαινομενολογία του βρασμού προχωράει, διαπιστώνεται και η πολυπλοκότητα της. Κάποια από τα στοιχεία τα οποία την συνιστούν είναι οι περίπλοκοι μηχανισμοί δυνάμεων και μεταφοράς μάζας μεταξύ των φάσεων, οι δίνες (turbulent eddies) που σχηματίζονται στα κανάλια [10]. Όλα τα παραπάνω συνεπάγονται την ανάγκη χρήσης σημαντικού πλήθους κρίσιμων παραμέτρων για την περιγραφή των φαινομένων υπόψυκτου βρασμού και συνεπακόλουθα δυσχεραίνουν την σφαιρική κατανόηση των σχετιζόμενων υποφαινομένων [11]. Πράγματι, μέχρι και σήμερα οι προτεινόμενες σχέσεις περιγραφής του φαινομένου είναι είτε εμπειρικές είτε προκύπτουν από συγκεκριμένες πειραματικές διατάξεις, με μειονέκτημα την αδυναμία γενικευμένης εφαρμογής τους.

Μια απάντηση στα παραπάνω –καθώς και στην εκ των πραγμάτων δύσκολη έως αδύνατη επίλυση των περίπλοκων εξισώσεων που προκύπτουν σε διαφασικά προβλήματα τριών διαστάσεων (3D) – προσπαθεί να δώσει η υπολογιστική ρευστοδυναμική πολλών φάσεων (M-CFD) [12]. Μέσω αυτής γίνεται να αναλυθούν–επιλυθούν περίπλοκα συστήματα, γίνεται να επιτύχουμε χωρικές και χρονικές αναλύσεις ευκολότερα και να δοκιμάσουμε μοντέλα αλγεβρικά μη επιλύσιμα [10]. Το συνηθέστερο και πλέον επικρατέστερο μοντέλο προσομοίωσης που χρησιμοποιείται είναι το μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών του Euler (two-fluid Eulerian multiphase model) [13]. Στο μοντέλο του Euler οι 2 φάσεις συνυπάρχουν διακριτά σε κάθε κελί του υπολογιστικού πλέγματος. Για κάθε μία από τις 2 φάσεις ισχύουν οι βασικές εξισώσεις διατήρησης των ρευστών –ορμής, μάζας, ενέργειας– ενώ υπάρχουν και επιπλέον σχέσεις οι οποίες μοντελοποιούν την αλληλεπίδραση μεταξύ των δύο φάσεων, ήτοι τη μεταφορά μάζας, ορμής και θερμικής ενέργειας. Παράλληλα, το μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών του Euler υπερέρχει άλλων και σε επίπεδο απαιτήσεων υπολογιστικής ισχύος.

Συνδυαστικά με το μοντέλο του Euler, υπάρχει η ανάγκη μοντελοποίησης της αλληλεπίδρασης του τοιχώματος με το ρευστό. Για αυτό το λόγο, αξιοποιήσαμε το εδραιωμένο πλέον μοντέλο των Kurul and Podowski [14], σύμφωνα με το οποίο η θερμότητα που μεταφέρεται από το τοίχωμα προς το ρευστό και συνεπώς η ποσότητα ρευστού που ατμοποιείται συναρτώνται της διαμέτρου ανύψωσης (lift-off diameter) των φυσαλίδων οι οποίες σχηματίζονται στα κοιλώματα του τοιχώματος.

Για τον υπολογισμό της διαμέτρου ανύψωσης των φυσαλίδων δεν υπάρχει διαθέσιμο κάποιο ολοκληρωμένο φυσικό μοντέλο, παρά μόνο εμπειρικές σχέσεις και μηχανιστικά μοντέλα. Προεξέχων σε αυτή την κατηγορία είναι το εμπειρικό μοντέλο των Tolubinski and Kostanchuk [15] το οποίο ακολούθησε παλαιότερες δημοσιεύσεις αντίστοιχων μοντέλων από τους, Fritz [16], τους Kocamustafaogullari και Ishii [17]. Με την ανάπτυξη των ηλεκτρονικών υπολογιστών, τελευταία έχουν προταθεί πολλά αντίστοιχα νέα μοντέλα όπως αυτά των Prodanovic et al. [18], Basu et al. [19], Brooks and Hibiki [20] ενώ έχουν γίνει και προτάσεις βελτίωσης- επέκτασης των ήδη υπάρχοντων (Hibiki et al. [21], Yun et al. [22], Colombo and Fairweather 2015 [23], Sugrue and Buongiorno [24], Mazzocco et al. [25], Raj et al. 2020 [26]). Σημαντική κατά τη δημιουργία πολλών εκ των παραπάνω μοντέλων κρίνεται η συνάφεια των μεταβλητών που περιέχουν με φυσικές έννοιες [27], [22]. Σε αυτή τη βάση, πολλά από τα παραπάνω μοντέλα προτείνουν ασκούμενες δυνάμεις πάνω στη φυσαλίδα (δυνάμεις εξαρτώμενες του μεγέθους της) που εν τέλει θα αναχωρήσει και υπολογίζουν τη διάμετρο αναχώρησής της στη βάση της θερμοδυναμικής ισορροπίας.

Κάτι αντίστοιχο θα επιχειρηθεί στην παρούσα εργασία. Θα προταθεί ένα νέο μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας το οποίο βασίζεται στην αλληλεπίδραση τριών δυνάμεων πάνω στη φυσαλίδα: τη δύναμη επιφανειακής τάσης, τη δύναμη ασταθούς έλξης και τη διατμητική δύναμη ανύψωσης. Όταν οι δύο πρώτες δυνάμεις –που πασχίζουν να κρατούν τη φυσαλίδα προσκολλημένη στο τοίχωμα- γίνουν αντίθετες με τη δύναμη ανύψωσης που την εξωθεί προς τον κύριο όγκο του ρευστού, τότε θεωρούμε πως η φυσαλίδα παρουσιάζει τη διάμετρο αναχώρησής. Το μοντέλο θα προσομοιωθεί μέσω υπολογιστικών κωδίκων CFD για διάφορες τιμές πιέσεων, παροχών μάζας ρευστού και θερμότητας. Θα εξεταστεί η πιστότητα του μοντέλου εν συγκρίσει με τα πειραματικά δεδομένα που συνέλλεξαν οι Bartolomei et al [1] ενώ θα μελετηθεί και μία περίπτωση της σειράς πειραμάτων DEBORA [2], [3]. Θα εξεταστεί για ποιες τιμές των παραμέτρων προσαρμογής το μοντέλο προσεγγίζει καλύτερα την πραγματικότητα όπως αυτή απεικονίζεται στα πειραματικά δεδομένα. Στόχος είναι το προτεινόμενο μοντέλο να παρουσιάζει απλότητα και κατά το δυνατόν τη μικρότερη ανάγκη αλλαγής των συμπληρωματικών παραμέτρων με αλλαγή των εξεταζόμενων συνθηκών.

2. Μοντελοποίηση

2.1 Μοντέλο πολυφασικής ροής Euler και μοντέλο διαχωρισμού θερμότητας (wall heat partitioning model)

Στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιείται το μοντέλο πολυφασικής ροής σε Eulerian πλαίσιο (Eulerian multiphase model) για δύο ρευστά (two-fluid model). Οι εξισώσεις διατήρησης γράφονται διακριτά για κάθε φάση, τον ατμό (vapor) και το υγρό (liquid). Θεωρώντας μόνιμη κατάσταση, η αρχή διατήρησης της μάζας για την εκάστοτε φάση i γράφεται:

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

Στην παραπάνω εξίσωση a_i είναι το κλάσμα όγκου, ρ_i η πυκνότητα της εκάστοτε φάσης, \vec{u}_i η ταχύτητα της υγρής φάσης, \dot{m}_{ji} η μεταφορά μάζας από τη φάση j στη φάση i και \dot{m}_{ij} η μεταφορά μάζας προς την αντίθετη κατεύθυνση.

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

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

Στην παραπάνω εξίσωση, p είναι η κοινή πίεση στην οποία υπόκεινται οι δύο φάσεις, $\bar{\tau}_i$, $\bar{\tau}_i^t$ είναι οι τανυστές των στρωτών και τυρβωδών τάσεων διάτμησης τ , αντίστοιχα, και \vec{F}_i είναι το άθροισμα των δυνάμεων αλληλεπίδρασης των δύο φάσεων. Ο όρος $\dot{m}_{ji} \vec{u}_{ji}$ αναφέρεται στη μεταφορά ορμής από τη φάση j στη φάση i ενώ ο όρος $\dot{m}_{ij} \vec{u}_{ij}$ αναφέρεται στη μεταφορά ορμής από τη φάση i στη φάση j . Σημειώνεται ότι $\vec{u}_{ij} = \vec{u}_i$ και $\vec{u}_{ji} = \vec{u}_j$ όταν οι παροχές μάζας λαμβάνονται με θετική φορά.

Η εξίσωση της διατήρησης της ενέργειας γράφεται:

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

όπου \bar{q}_i και \bar{q}_i^t είναι η μεταφορά θερμότητας μέσω αγωγής, $a_i (\bar{\tau}_i + \bar{\tau}_i^t) \cdot \vec{u}_i$ είναι οι απώλειες θερμότητας λόγω της ύπαρξης δυνάμεων συνεκτικότητας, Q_{ij} είναι η μεταφορά θερμότητας από τη φάση i στη φάση j , $\dot{m}_{ji} h_{ji}$ και $\dot{m}_{ij} h_{ij}$ είναι η συναλλασσόμενη θερμότητα μεταξύ των δύο φάσεων, λόγω της αλλαγής φάσης.

Για τη μοντελοποίηση της τύρβης, χρησιμοποιείται ένα τυπικό (standard) μοντέλο τύρβης k - ϵ με τυπικές συναρτήσεις τοιχώματος.

Μεταξύ των δύο φάσεων ασκούνται δυνάμεις ανύψωσης, λίπανσης του τοιχώματος, τυρβώδους διασποράς ενώ επίσης ασκείται και η δύναμη οπισθέλκουσας (drag force). Η τελευταία εξαρτάται από το συντελεστή διαφασικής ανταλλαγής του ρευστού, k_{ij} , ο οποίος δίνεται από τη σχέση:

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

d_b είναι η ισοδύναμη σφαιρική διάμετρος φυσαλίδας η οποία δίνεται από τη γραμμική συσχέτιση των Kurul and Podolski (1990) [14] και Anglart et al. (1997) [28] :

$$d_b = \frac{d_{B,1}(T_{sub} - T_{sub,2}) + d_{B,2}(T_{sub} - T_{sub,1})}{T_{sub,2} - T_{sub,1}} \quad (2.5)$$

όπου για τυπικές εφαρμογές στον τομέα της πυρηνικής ενέργειας προτείνονται οι τιμές [28]: $d_{B,1} = 0.1 \text{ mm}$, $d_{B,2} = 2 \text{ mm}$, $T_{sub,1} = -13.5 \text{ K}$, $T_{sub,2} = 5 \text{ K}$.

A_i είναι η επιφάνεια της διεπιφάνειας η οποία υπολογίζεται από το κλάσμα των σωματιδίων της αέριας φάσης, και δίνεται από τον τύπο:

$$A_i = \frac{6a_j}{d_b} \quad (2.6)$$

τ_i είναι ο χρόνος χαλάρωσης των σωματιδίων, ο οποίος δίνεται από τον τύπο:

$$\tau_i = \frac{\rho_i d_b^2}{18\mu_j} \quad (2.7)$$

όπου μ_j είναι το δυναμικό ιξώδες της φάσης j .

f είναι ο συντελεστής οπισθέλκουσας που δίνεται από τη σχέση:

$$f = \frac{C_D Re}{24} \quad (2.8)$$

με Re το σχετικό αριθμό Reynolds,

$$Re = \frac{\rho_i |u_i - u_j| d_p}{\mu_j} \quad (2.9)$$

Η δύναμη αντίστασης (drag force) υπολογίζεται από τον παρακάτω τύπο:

$$\vec{F}_D = \frac{3\rho_c a_i}{4d_b} C_D |\vec{u}_i - \vec{u}_j| (\vec{u}_i - \vec{u}_j) \quad (2.10)$$

όπου ρ_c είναι η πυκνότητα της πρωτογενούς φάσης. Ο παράγοντας C_D υπολογίζεται από το μοντέλο του Ishii et al. [29] ως: $C_D = \frac{24}{Re} (1 + 0.1Re^{0.75})$. Τη διάμετρο της φυσαλίδας στη ροή τη θεωρήσαμε –σύμφωνα με τους Anglart et al [28]– συνάρτηση της τοπικής υπόψυξης.

Στη δευτερεύουσα φάση i –εντός της κύριας j - ασκείται η δύναμη άνωσης που δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{F}_L = \rho_c a_i C_L (\vec{u}_i - \vec{u}_j) \times (\nabla \times \vec{u}_j) \quad (2.11)$$

Ο όρος C_L λέγεται συντελεστής άνωσης και υπολογίζεται σύμφωνα με τους Moraga et al. [30] από την πολυκλαδική συνάρτηση:

$$C_L = \begin{cases} 0.07676 & \varphi \leq 6000 \\ -\left(0.12 - 0.2e^{-\left(\frac{\varphi}{3.6}\right) \times 10^{-5}}\right) e^{\left(\frac{\varphi}{3}\right) \times 10^{-7}} & 6000 < \varphi < 5 \times 10^7, \\ -0.6353 & \varphi \geq 5 \times 10^7 \end{cases} \quad (2.12)$$

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

Η δύναμη λίπανσης στο τοίχωμα δίνεται από τον παρακάτω τύπο:

$$\vec{F}_{WL} = \rho_c a_i C_{WL} (\vec{u}_i - \vec{u}_j)^2 \hat{n}_w \quad (2.13)$$

Η παράμετρος C_{WL} λέγεται συντελεστής λίπανσης του τοιχώματος και υπολογίζεται με βάση τις εργασίες των Frank et al. [31] και Hosokawa et al. [32]). $(\vec{u}_i - \vec{u}_j)^2$ είναι το τετράγωνο της εφαπτομενικής σχετικής ταχύτητας μεταξύ των φάσεων ενώ με \hat{n}_w συμβολίζεται το κάθετο διάνυσμα στο τοίχωμα.

Η τυρβώδης δύναμη διασποράς είναι ο μέσος όρος της αντίστασης μεταξύ των φάσεων και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$\overrightarrow{F_{TD,i}} = -C_{TD}k_{ij} \frac{D_j}{\sigma_{ij}} \left(\frac{\nabla a_i}{a_i} - \frac{\nabla a_j}{a_j} \right) \quad (2.14)$$

Στην παραπάνω σχέση θεωρούμε $C_{TD} = 1$ και $\sigma_{ij}=0.9$, σύμφωνα με τις προεπιλεγμένες τιμές του κώδικα [33]. Η παράμετρος D_j λέγεται βαθμωτή παράμετρος διασποράς (Burns et al. [34]).

Η ροή θερμότητας από τη φάση i στη φάση j είναι συνάρτηση της διαφοράς θερμοκρασίας ανάμεσα στις δύο φάσεις:

$$Q_{ij} = h_{ij}A_i(T_i - T_j) \quad (2.15)$$

Ο συντελεστής διαφασικής συναγωγής, h_{ij} , εξαρτάται από τον αριθμό Nusselt, και υπολογίζεται σύμφωνα με τους Ranz και Marshall [35]:

$$h_{ij} = \frac{k_f Nu}{d_b} = \frac{k_f}{d_b} \left(2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} \right) \quad (2.16)$$

Σύμφωνα με το μοντέλο διαχωρισμού της θερμότητας στο τοίχωμα (wall heat flux partitioning model) τοιχώματος το οποίο προτάθηκε από τους Kurul and Podowski [14], η μεταφορά θερμότητας στο τοίχωμα χωρίζεται σε τρεις μηχανισμούς: μέσω συναγωγής, μέσω του μηχανισμού της ροής ψύξης (quenching heat transfer) και τέλος, μέσω του μηχανισμού της εξάτμισης των φυσαλίδων. Τα παραπάνω αποκρυσταλλώνονται στην παρακάτω σχέση:

$$\dot{q}_{wall} = \dot{q}_c + \dot{q}_q + \dot{q}_e \quad (2.17)$$

Η ροή θερμότητας μέσω τυρβώδους συναγωγής υπολογίζεται σύμφωνα με την εξίσωση:

$$\dot{q}_c = h (T_W - T_L)(1 - A_b) \quad (2.18)$$

Στην παραπάνω σχέση, h είναι ο συντελεστής συναγωγής, T_w, T_l είναι οι θερμοκρασίες του τοιχώματος και του υγρού αντίστοιχα ενώ A_b είναι το κομμάτι της επιφάνειας στο οποίο δημιουργούνται και αναπτύσσονται οι φυσαλίδες. Αναφορικά με τη μεταφορά θερμότητας μέσω συναγωγής, είναι αναμενόμενο πως αυτή συμβαίνει στα σημεία του τοίχου στα οποία δεν παρατηρείται πυρηνοποίηση φυσαλίδων- εξ 'ου και ο όρος $(1 - A_b)$. Ο όρος A_b μπορεί να υπολογιστεί γεωμετρικά και είναι ίσος με:

$$A_b = \frac{KN_\alpha \pi d_w^2}{4} \quad (2.19)$$

όπου N_α είναι η ενεργός πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης και d_w είναι η διάμετρος αναχώρησης (departure diameter) της φυσαλίδας. Ο όρος K είναι ένας εμπειρικός συντελεστής ο οποίος δίνεται από τον τύπο που προτάθηκε από τους Valle και Kenning 1985 [36]:

$$K = 4,8 \exp\left(-\frac{Ja_{sub}}{80}\right) \quad (2.20)$$

όπου ο Ja_{sub} είναι ο υπόψυκτος αριθμός Jakob:

$$Ja_{sub} = \frac{\rho_l C_{p,l} \Delta T_{sub}}{\rho_v} \quad (2.21)$$

Ο μηχανισμός της ροής ψύξης (quenching heat transfer) αναφέρεται στο διάστημα εκείνο κατά το οποίο η φυσαλίδα έχει ήδη αναχωρήσει και υπόψυκτο υγρό έρχεται να πληρώσει το χώρο που εκκενώθηκε στην περιοχή της εκάστοτε κοιλότητας του τοιχώματος. Η μεταφορά θερμότητας από το τοίχωμα στο νεοεισαχθέν ρευστό τότε δίνεται από την λύση της μονοδιάστατης χρονικά μεταβαλλόμενης εξίσωσης αγωγής θερμότητας, η οποία δίνεται ως:

$$\dot{q}_q = \frac{2k_l}{\sqrt{\pi\lambda_l T}} \sqrt{T_w - T_l} \quad (2.22)$$

k_l είναι η θερμική αγωγιμότητα της υγρής φάσης και λ_l ο συντελεστής θερμικής διάχυσης της υγρής φάσης. Με T συμβολίζουμε την περίοδο πυρηνοποίησης φυσαλίδων.

Η ροή θερμότητας λόγω εξάτμισης δίνεται ως:

$$\dot{q}_e = N_a f_d \frac{\pi d_w^3}{6} \rho_g h_{fg}, \quad (2.23)$$

όπου, N_a είναι η χωρική πυκνότητα των φυσαλίδων, f_d η συχνότητα αναχώρησης τους και h_{fg} η τιμή της λανθάνουσας θερμότητας ατμοποίησης του ρευστού.

Η χωρική πυκνότητα των εστιών πυρηνοποίησης φυσαλίδων υπολογίζεται από τη σχέση των Lemmert και Chawla 1977 [37], ως συνάρτηση της υπερθέρμανσης του τοιχώματος :

$$N_a = C(T_w - T_{sat})^n \quad (2.24)$$

με $C = 210$, $n = 1.805$.

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε άλλη μία σχέση υπολογισμού της χωρικής πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης που απορρέει από την εργασία των Kocamustafaogullari και Ishii [17] και τροποποιήθηκε από τους Hibiki και Ishii [38]. Είναι:

$$N_a = 9.21 \times 10^{-20} \rho^{*-0.96} (1 + 0.0049 \rho^*)^{4.13} \theta^{2.4} \left(\frac{\sigma}{g \Delta \rho} \right)^{1.2} R_c^{-4.4} \quad (2.25)$$

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

Η συχνότητα αναχώρησης των φυσαλίδων υπολογίζεται από τη σχέση που προτείνεται από τον Cole [39]:

$$f_d = \sqrt{\frac{4g(\rho_l - \rho_g)}{3\rho_l d_w}} \quad (2.26)$$

2.2 Μοντέλο υπολογισμού της διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας

Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται ένα νέο μηχανιστικό μοντέλο για την εκτίμηση της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας, που αναπτύχθηκε πρόσφατα στον Τομέα Πυρηνικής Τεχνολογίας. Οι παράμετροι προσαρμογής που εισάγονται είναι δύο: ο συντελεστής a ο οποίος εκφράζει το λόγο της διαμέτρου βάσης (base diameter) προς τη διάμετρο τη φυσαλίδας (r_b) και ο συντελεστής b ο οποίος είναι ένας συντελεστής διόρθωσης του ρυθμού ανάπτυξης της φυσαλίδας ο οποίος έχει χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα και στο παρελθόν [40], [27], [21], [41].

Η διάμετρος ανύψωσης της φυσαλίδας υπολογίζεται με την εφαρμογή της ισορροπίας δυνάμεων σε αυτή. Καθώς η φυσαλίδα αναχωρεί από την εστία πυρηνοποίησης, είτε θα ανυψωθεί απευθείας, είτε θα κυλίσει παράλληλα στο τοίχωμα (sliding) πριν ανυψωθεί. Σε κάθε περίπτωση, η ισορροπία των δυνάμεων στην κατεύθυνση της ροής του ρευστού μπορεί να αγνοηθεί δεδομένου ότι για την παρούσα μελέτη ενδιαφέρει μόνο η στιγμή και η διάμετρος ανύψωσης της φυσαλίδας, δηλαδή το σημείο στο οποίο πρώτη φορά παραβιάζεται η ισορροπία των δυνάμεων στην κάθετη στη ροή διεύθυνση. Ως εκείνο το σημείο η φυσαλίδα θεωρείται ότι αναπτύσσεται.

Μέχρι την αποκόλληση της φυσαλίδας από το τοίχωμα, θεωρούμε πως σε αυτή ασκούνται τρεις δυνάμεις. Η επιφανειακή τάση (F_{ST}) και η δύναμη αντίστασης λόγω ανάπτυξης της φυσαλίδας (growth unsteady drag, F_G) πασχίζουν να διατηρήσουν τη φυσαλίδα προσκολλημένη στην υπέρθερμη επιφάνεια. Αντίθετα, η διατμητική δύναμη ανύψωσης (F_{SL}) προωθεί τη φυσαλίδα προς τον κύριο όγκο του ρευστού. Η φυσαλίδα θεωρείται συμμετρική, συνεπώς την ίδια φύση παρουσιάζει και η επιφανειακή τάση η οποία δεν έχει παρά μόνο κάθετη συνιστώσα. Αυτή η παραδοχή υποστηρίζεται από το γεγονός ότι ειδικά σε μεγάλες πιέσεις, οι φυσαλίδες τείνουν να ολισθαίνουν παράλληλα στο τοίχωμα [42]. Με γνώμονα αυτά που σημειώθηκαν σε αυτή και την προηγούμενη παράγραφο, η φυσαλίδα θα αποκολληθεί όταν η διατμητική τάση άνωσης υπερσχύσει της συνισταμένης των δυνάμεων της επιφανειακής τάσης και της δύναμης αντίστασης λόγω ανάπτυξης. Τα παραπάνω απεικονίζονται στο **σχήμα 1**. Στο οριακό σημείο πριν την ανύψωση, η ισορροπία δυνάμεων παίρνει τη μορφή της παρακάτω εξίσωσης:

$$F_{ST} + F_G - F_{SL} = 0$$

Ισοδύναμα, η παραπάνω σχέση γράφεται:

$$2\pi a r_b \sigma + \rho_f \pi r_b^2 \left(\frac{11}{2} \dot{r}_b^2 + \frac{11}{6} \right) r_b \ddot{r}_b - \frac{1}{2} \pi C_L \pi \rho_f r_b^2 u_r^2 = 0 \quad (2.27)$$

Στην παραπάνω εξίσωση, ρ_f είναι η πυκνότητα του ρευστού, σ είναι η επιφανειακή τάση, C_L είναι ο συντελεστής ανύψωσης διάτμησης ο οποίος λαμβάνεται ίσος με 2.61 σύμφωνα με τους Mazzocco et al. [25]. Ο όρος u_r είναι η σχετική ταχύτητα ανάμεσα στη φυσαλίδα και στο ρευστό, σε απόσταση από τον τοίχο ίση με αυτή του κέντρου της φυσαλίδας.

Η παράμετρος $a r_b$ είναι η διάμετρος βάσης (dry-base diameter) φυσαλίδας. Σε αντίθεση με άλλα μοντέλα, όπου ο όρος αυτός αφήνεται ως παράμετρος προσαρμογής, σε αυτό το μοντέλο προτείνεται η συσχέτισή του με την ακτίνα της φυσαλίδας και την παράμετρο a , που είναι γεωμετρικός δείκτης του κυκλικού τμήματος που ανυψώνεται. Αυτή η προσέγγιση δείχνει να παρουσιάζει μεγαλύτερη συνάφεια με τα φυσικά μεγέθη, καθώς ο όγκος της φυσαλίδας που ανυψώνεται επηρεάζει άμεσα τη μεταφερόμενη θερμότητα.

Στο προτεινόμενο μοντέλο η ακτίνα της φυσαλίδας κατά το διάστημα στο οποίο διογκώνεται, δίνεται ως συνάρτηση της ρίζας του χρόνου:

$$r_b(t) = G * t^{1/2} \quad (2.28)$$

Η παραπάνω σχέση και ο συντελεστής διόγκωσης G προκύπτουν από τον ισολογισμό θερμότητας στη φυσαλίδα, όπως θα περιγράψει παρακάτω.

Θεωρήθηκε ότι $A_\sigma = 2a\sigma$, $A_G = \frac{22}{24} \rho_f G^3$, $A_{SL} = 0.5 C_L \rho_f u_r^2$. Τότε, με βάση την εξίσωση (2.28), η εξίσωση (2.27) μπορεί να πάρει την παρακάτω μορφή:

$$A_{SL} (t^{\frac{1}{2}})^2 + A_\sigma t^{\frac{1}{2}} + A_G = 0 \quad (2.29)$$

Η εξίσωση (2.29) είναι μία εξίσωση 2^{ου} βαθμού ως προς $t^{\frac{1}{2}}$ και συνεπώς λύνεται μέσω διακρίνουσας. Ο χρόνος ανύψωσης της φυσαλίδας και η διάμετρος ανύψωσης, δίνονται από τη λύση της εξίσωσης:

$$t_{lo} = \left[\frac{A_\sigma + (A_\sigma^2 + 4A_{SL}A_G)^{\frac{1}{2}}}{2A_{SL}} \right]^2 \quad (2.30)$$

$$D_{b,lo} = 2G * t_{lo}^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

Αναφορικά με τη σχετική ταχύτητα της φυσαλίδας, αυτή θεωρείται ως ο μέσος όρος μεταξύ του μηδέν (δηλαδή της ακραίας περίπτωσης στην οποία η φυσαλίδα έχει κοινή ταχύτητα με το ρευστό) και της τερματικής ταχύτητας (terminal velocity), παραδοχή που συνάδει περισσότερο με την περίπτωση κατά την οποία οι φυσαλίδες κυρίως ολισθαίνουν, όπως για μεγάλες πιέσεις. Θεωρούμε πως η φυσαλίδα αποκτά την τερματική ταχύτητα πριν τη στιγμή κατά την οποία ανυψώνεται όπως προτείνεται από τους Mitrakos et al. [43]. Στη βάση αυτή, η τερματική ταχύτητα για την περίπτωση κατακόρυφης ροής, δίνεται από την ισορροπία των δυνάμεων άνωσης (F_B) και έλξης (F_D):

$$u_r = \frac{R^2(\rho_f - \rho_g)g}{9\nu\rho_f C_{d,w}} \quad (2.32)$$

όπου $\nu = \frac{\mu}{\rho_f}$, όπου ν είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού, μ είναι το δυναμικό ιξώδες του ρευστού, ρ_f είναι η πυκνότητα του ρευστού και ρ_g είναι η πυκνότητα του ατμού. Ο όρος $C_{d,w}$ λέγεται συντελεστής οπισθέλκουσας (drag coefficient) και δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$C_{D,w} = \frac{2}{3} + \left[\left(\frac{12}{Re_b} \right)^n + 0.796^n \right]^{\frac{-1}{n}} \quad (2.33)$$

με $n=0.65$, και Re_b είναι ο αριθμός Reynolds που αντιστοιχεί στη σχετική ταχύτητα u_r και ο οποίος δίνεται από τη σχέση: $Re_b = \frac{2R\rho_f u_r}{\mu}$.

Ο ρυθμός ανάπτυξης της φυσαλίδας υπολογίζεται από το ισοζύγιο θερμότητας στη φυσαλίδα.

$$\rho_g h_{fg} \frac{d\left(\frac{\pi}{24} b_v D^3\right)}{dt} = \frac{k_l \Delta T_w}{(\pi \alpha_f)^{0.5}} t^{\frac{-1}{2}} \frac{\pi D^2}{6} (1 + \cos\varphi) \quad (2.34)$$

Στην παραπάνω εξίσωση το δεξί μέλος περιγράφει τη μεταφορά θερμότητας από το ρευστό στην επιφάνεια της φυσαλίδας. Θεωρείται ότι η φυσαλίδα αναπτύσσεται, λόγω μεταφοράς θερμότητας από το περιβάλλον υγρό, με μέση υπερθέρμανση $\Delta T_w = \Delta T_w - T_{sat}$, ο ρυθμός της οποίας (δεύτερο μέλος) υπολογίζεται από την επίλυση της μη μόνιμης μεταφοράς θερμότητας στη φυσαλίδα εντός άπειρης έκτασης ρευστού σε θερμοκρασία T_w . Η προσέγγιση αυτή είναι όμοια με αυτή κλασικών πλέον εργασιών, όπως αυτή των Zuber et al. [44] για βρασμό δεξαμενής, που πολύ συχνά χρησιμοποιούνται, ωστόσο, για τον υπολογισμό της

μεταφοράς θερμότητας βρασμού σε ροή [21], [27]. Στον παρόν μοντέλο, λαμβάνεται υπόψη ο μειωμένος όγκος της λειψής φυσαλίδας στην οποία θεωρείται ότι λαμβάνει χώρα η μεταφορά θερμότητας από το περιβάλλον υγρό, μέσω του συντελεστή $1 + \cos\varphi$.

Με λύση της παραπάνω εξίσωσης, βρίσκουμε το ρυθμό διόγκωσης της φυσαλίδας:

$$D(t) = 2 \frac{4Gb}{\rho_g h_{fg} b_v} \quad (2.35)$$

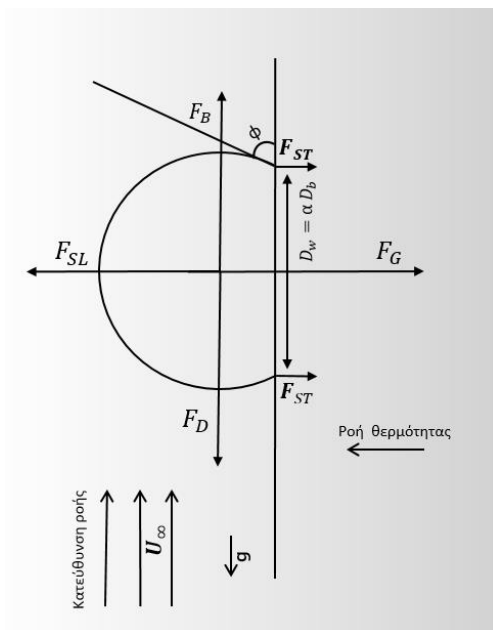
όπου ο συντελεστής διόγκωσης φυσαλίδας δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$G = 4 (1 + \cos\varphi) \frac{k_l (T_{wall} - T_{SAT})}{(\pi \alpha_f)^{0.5}} \quad (2.36)$$

Στην εξίσωση (2.35), ο όρος $b_v = 2 + 3\cos\varphi - (\cos\varphi)^3$ είναι ένας γεωμετρικός όρος ο οποίος αναφέρεται στον όγκο της λειψή φυσαλίδας - σε σχέση με τη θεωρητική ολόκληρη.

Για τον προσδιορισμό των παραμέτρων προσαρμογής χρησιμοποιήθηκε μεγάλος αριθμός πειραματικών δεδομένων της βιβλιογραφίας, για τη διάμετρο αναχώρησης και τον ρυθμό διόγκωσης. Η μεθοδολογία και η βάση των πειραματικών δεδομένων θα περιγραφεί σε άλλη εργασία. Στην παρούσα χρησιμοποιείται η τιμή $\beta = 1.15$ για την παράμετρο προσαρμογής του ρυθμού διόγκωσης, όπως προέκυψε από την παραπάνω εργασία. Η παράμετρος προσαρμογής α , έχει φυσική σημασία, καθώς είναι ο λόγος της διαμέτρου βάσης προς την διάμετρο της φυσαλίδας. Η παράμετρος αυτή, είναι ωστόσο, πολύ δύσκολο να μετρηθεί ή να εκτιμηθεί μηχανιστικά. Στην παρούσα εργασία ο λόγος αυτός χρησιμοποιείται για παραμετρική ανάλυση, θεωρώντας διαφορετικές τιμές.

Το σύστημα των εξισώσεων (2.35) και (2.36) επιλύεται επαναληπτικά για τον υπολογισμό του χρόνου και τη διάμετρο ανύψωσης.



Σχήμα 14: Απεικόνιση της φυσαλίδας, των δυνάμεων που ασκούνται σε αυτή και της γειτνιάζουσας γεωμετρίας σύμφωνα με το μοντέλο που περιγράφεται στην παρούσα υποενότητα

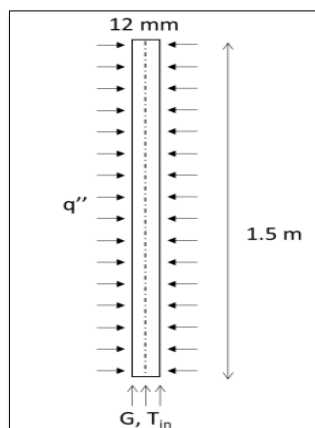
3. Παρουσίαση Αξιοποιούμενων Πειραματικών Διατάξεων

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται συνοπτικά οι σειρές πειραμάτων μέσω των οποίων ύστερα αξιολογείται το μοντέλο υπολογισμού ανύψωσης φυσαλίδας.

3.1 Η Πειραματική Διάταξη των Bartolomei et al. (1982)

Στο πείραμα των Bartolomei et al [1] εξετάζεται η συμπεριφορά του νερού, καθώς αυτό ρέει δια μέσου ομοιόμορφα θερμαινόμενου κατακόρυφου σωλήνα (**Σχήμα 2**). Ο σωλήνας έχει διάμετρο 12 mm , μήκος 1,5 m και η θέρμανση γίνεται ομοιόμορφα στο πάνω τμήμα του, στο διάστημα 0.8 m – 1.5 m. Η πειραματική διάταξη είναι εξοπλισμένη με διάφορα θερμοστοιχεία καταναμημένα σε όλο μήκος του σωλήνα. Το κλάσμα ατμού κατά μήκος του αγωγού μετράται με παρατήρηση της εξασθένησης ακτινών-γ που εκπέμπονται από πηγή θουλίου-170 (Thulium-170).

Συνολικά, στην εργασία των Bartolomei et al [1] καταγράφονται 26 πειραματικές περιπτώσεις υπό διαφορετικές συνθήκες πίεσης, ροής μάζας, θέρμανσης τοιχώματος και θερμοκρασίας εισόδου. Οι εξεταζόμενες περιπτώσεις παρουσιάζονται στους (**πίνακες 1-3**), όπως ομαδοποιούνται στις εργασίες των Bartolomei et al [1] και του Kolev [45]. Τα πειράματα που ομαδοποιούνται στον **πίνακα 1** αφορούν μεταβλητή ισχύ θέρμανσης τοιχώματος για 2 διαφορετικές τάξεις πιέσεων (6.74-6.89 MPa , 14.70-14.79 MPa) και 3 διαφορετικές τάξεις ροών μάζας (961-998 kg/m²s, 1847-1878 kg/m²s, 2012-2123 kg/m²s). Στον **πίνακα 2** εξετάζεται η επίδραση της μεταβολής της ροής μάζας του ρευστού για 3 διαφορετικές τάξεις ροών θερμότητας (770-790 kW/m², 990 kW/m², 1130-1160 kW/m²) και 2 διαφορετικές τάξεις πιέσεων (6.79-6.89 MPa, 11.02-11.84 MPa). Τέλος, στον **πίνακα 3** εξετάζεται η επίδραση της μεταβλητής πίεσης συστήματος για 2 διαφορετικές τάξεις ροών μάζας (961-1000 kg/m²s, 1959-2123 kg/m²s) και ροών θερμότητας (900-980 kW/m² , 1130 kW/m²). Σημειώνεται ότι οι περιπτώσεις 21,22,25,26 είναι πανομοιότυπες με τις περιπτώσεις 3,16,18,8, αντίστοιχα.



Σχήμα 22: Σκιαγράφιση της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε από τους Bartolomei et al.

Πίνακας 14: Πειράματα με μεταβλητή ισχύ θέρμανσης

Περίπτωση	P (MPa)	G (kg/m ² s)	q'' (kW/m ²)	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

Περίπτωση	P (MPa)	G (kg/m ² s)	q'' (kW/m ²)	T _{in} (K)
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 22: Πειράματα με μεταβλητή ροή μάζας ρευστού

Περίπτωση	P (MPa)	G (kg/m ² s)	q'' (kW/m ²)	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 33: Πειράματα για μεταβλητή πίεση

Περίπτωση	P (MPa)	G (kg/m ² s)	q'' (kW/m ²)	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

Δεδομένου ότι το πείραμα των Bartolomei et al. δίνει τα αποτελέσματα του κλάσματος ατμού –όχι συναρτήσει του ύψους του σωλήνα- αλλά της ποιότητας ισορροπίας χ_e , στην παρουσίαση των αποτελεσμάτων που ακολουθεί, αξιοποιήθηκαν οι παρακάτω εξισώσεις μέσω των οποίων η ποιότητα ισορροπίας εκφράζεται συναρτήσει του ύψους (z) του σωλήνα.

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

$h_{l,sat}(P)$ είναι η ενθαλπία του κορεσμένου νερού και $h_{fg}(P)$ η θερμότητα ατμοποίησης για την πίεση του πειράματος. Η ενθαλπία του μίγματος $h(z)$, υπολογίζεται από τον ισολογισμό θερμότητας κατά μήκος του αγωγού:

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

Ο όρος $h_l(T_{in}, P)$ είναι η ενθαλπία του ρευστού στην είσοδο. Για τον υπολογισμό αυτού του όρου, θεωρήθηκε πως η εξάρτηση της ενθαλπίας από την πίεση είναι εξαιρετικά ασθενής· είναι λοιπόν: $h_l(T_{in}, P) = h_{lSAT}(T_{in}, P)$. Εν συνεχεία, q'' είναι η ροή θερμότητας από το τοίχωμα, $D_{tube} = 0.012 \text{ m}$ είναι η διάμετρος του σωλήνα και w η παροχή μάζας του νερού.

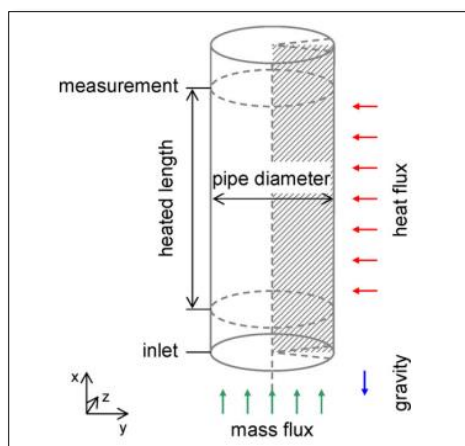
3.2 Η Σειρά Πειραμάτων DEBORA

Το πείραμα DEBORA[2], [3] έχει και αυτό ως αντικείμενο μελέτης τη ροή σε βρασμό σε κατακόρυφο, κυκλικό, ομοιόμορφα θερμαινόμενο σωλήνα. Αυτή τη φορά όμως το ρευστό υπό εξέταση αλλάζει: είναι το ψυκτικό διχλωροδιφθορομεθάνιο (Freon-12 ή R12). Η περίπτωση της σειράς πειραμάτων DEBORA παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον για τη μελέτη της μηχανικής των πυρηνικών αντιδραστήρων ελαφρού ύδατος (LWR). Καθώς οι τελευταίοι λειτουργούν σε περιβάλλοντα εξαιρετικά υψηλών πιέσεων, θερμοκρασιών είναι εξαιρετικά δύσκολο να κατασκευαστούν πειραματικές διατάξεις που να προσομοιώνουν αυτές τις συνθήκες. Η χρήση ψυκτικού ρευστού είναι μία πρόταση παράκαμψης της παραπάνω δυσκολίας· με πολύ μικρότερες πιέσεις/θερμοκρασίες επιτυγχάνονται αντίστοιχα κλάσματα ατμού, μεγαλύτερες διάμετροι σωλήνων – μέσω των οποίων μετράται ευκολότερα το προφίλ ταχυτήτων [46].

Η σειρά πειραμάτων DEBORA αποτελείται από 7 πειράματα (DEBORA 1-7). Καθώς ο απόλυτος αριθμός που χαρακτηρίζει το πείραμα αυξάνει, αυξάνει η θερμοκρασία εισόδου του ρευστού, ενώ η ροή μάζας και θερμότητας παραμένουν σταθερές. Ο σωλήνας σε όλες τις περιπτώσεις παρουσιάζει την ίδια γεωμετρία (**σχήμα 3**), έχει διάμετρο 19.2 mm και μήκος 3.5 m. Οι θερμοκρασίες εισόδου ψυκτικού που μελετώνται κυμαίνονται από 31.16 °C έως 70.53 °C, για δύο τιμές πιέσεων (1.46 MPa και 2.62 MPa). Οι ροές μάζας –όπως τονίστηκε προηγουμένως - είναι πρακτικά σταθερές (1985-2030 kg/m²s), το ίδιο και οι ροές θερμότητας (73.89 KW/m² -76.26 KW/m²). Σε όλες τις περιπτώσεις, μετράται το κλάσμα ατμού μέσω ενός οπτικού καθετήρα στην έξοδο, καθώς και τα ακτινικά/αξονικά προφίλ της θερμοκρασίας μέσω θερμοστοιχείων.

Στην παρούσα εργασία επιλέχθηκαν ενδεικτικά οι περιπτώσεις DEBORA 1, DEBORA 3, DEBORA 7 για να βοηθήσουν στην αξιολόγηση του μοντέλου. Ο γνώμονας επιλογής των παραπάνω περιπτώσεων είναι η ποικιλία στις παρατηρούμενες συμπεριφορές στην εργασία των Krepper et al.[46] και συνεπώς η καλύτερη αξιολόγηση του μοντέλου. Τα στοιχεία των περιπτώσεων αυτών παρουσιάζονται στον **πίνακα 4**.

Πίνακας 4: Δεδομένα πειράματος DEBORA 1,3,7				
ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ	ΥΠΟΒΑΛΛΟΜΕΝΗ ΠΙΕΣΗ	ΡΟΗ ΜΑΖΑΣ	ΡΟΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑΣ	ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΕΙΣΟΔΟΥ
DEBORA 1	2.62 MPa	1996 kg/m ² s	73.89 kW/m ²	68.52 °C
DEBORA 3	1.46 MPa	2028 kg/m ² s	76.20 kW/m ²	28.52 °C
DEBORA 7	1.46 MPa	2024 kg/m ² s	76.26 kW/m ²	44.21 °C



Σχήμα 3: Αναπαράσταση της γεωμετρίας στην οποία διεξάχθηκαν τα πειράματα DEBORA (Krepper et al. [46])

4. Αποτελέσματα

Στόχος αυτού του κεφαλαίου είναι να παρουσιαστούν τα αποτελέσματα που προέκυψαν κατά την εκπόνηση αυτή της εργασίας. Αρχικά, θα γίνει επεξήγηση της μεθοδολογίας επίλυσης του εξεταζόμενου προβλήματος και της δημιουργίας του υπολογιστικού πλέγματος. Έπειτα, θα δειχθεί η ανεξαρτησία των αποτελεσμάτων από το υπολογιστικό πλέγμα. Τα αποτελέσματα τα οποία προκύπτουν υποβάλλονται σε διαδικασία σύγκρισης και αξιολόγησης σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα των Bartolomei et al. καθώς και μία πειραματική περίπτωση από την σειρά πειραμάτων DEBORA [3],[2].

Για την προσομοίωση των πειραματικών διατάξεων μέσω CFD χρησιμοποιούμε το πρόγραμμα ANSYS fluent (2021 R1) στο οποίο προσφέρεται μια ευρεία βάση μοντέλων υπολογισμού από τα οποία επιλέγουμε αυτά τα οποία αναφέρονται στο κεφάλαιο (2.1). Το μοντέλο υπολογισμού ανύψωσης φυσαλίδας το οποίο προτάθηκε στο κεφάλαιο (2.2) εισάγεται στο πρόγραμμα ως συνάρτηση χρήστη (user defined function) γραμμένη σε κώδικα C. Το πρόβλημα εκ φύσεως είναι αξονοσυμμετρικό και συνεπώς δύναται να μοντελοποιηθεί μέσω επίπεδης δισδιάστατης (2D planar) γεωμετρίας. Για μείωση του υπολογιστικού κόστους προσομοιώνεται μόνο η μισή (αξονοσυμμετρική) γεωμετρία.

Οι εξισώσεις διατήρησης ορμής, όγκου ατμού, τυρβώδους κινητικής ενέργειας, τυρβώδους διάχυσης και ενέργειας επιλέγονται να λυθούν αριθμητικά με τη μέθοδο των ελάχιστων τετραγώνων συνδυαστικά με ανάντι σχήματα πρώτης τάξης για τα κέντρα όγκο των κελιών βάσης. Η εξίσωση της πίεσης επιλύεται με τη μέθοδο PRESTO (pressure staggered option). Σε αντίθεση με άλλες μεθόδους που προτείνονται, η μέθοδος PRESTO υπολογίζει την πίεση στην ακμή των υπολογιστικών κελιών, σε αντίθεση με άλλες μεθόδους που υπολογίζουν την πίεση στο κέντρο των κελιών. Η διακριτοποίηση της μεθόδου PRESTO δίνει αυξημένη ακρίβεια αφού δεν απαιτεί την εισαγωγή κλίσης πίεσης στα άκρα του σωλήνα. Σημειώνεται παρόλα αυτά πως παρουσιάζει μεγαλύτερο υπολογιστικό κόστος σε σχέση με άλλες μεθόδους [47].

Σε όλες τις εξισώσεις που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη παράγραφο χρησιμοποιήθηκαν μικροί παράμετροι χαλάρωσης (relaxation factors) (με τιμές 0.4-0.5), που εξασφαλίζουν ομαλή σύγκλιση, στις περιπτώσεις που μελετώνται. Για αντίστοιχους λόγους ορίζουμε ένα σχετικά μικρό αριθμό Courant, ίσο με 20.

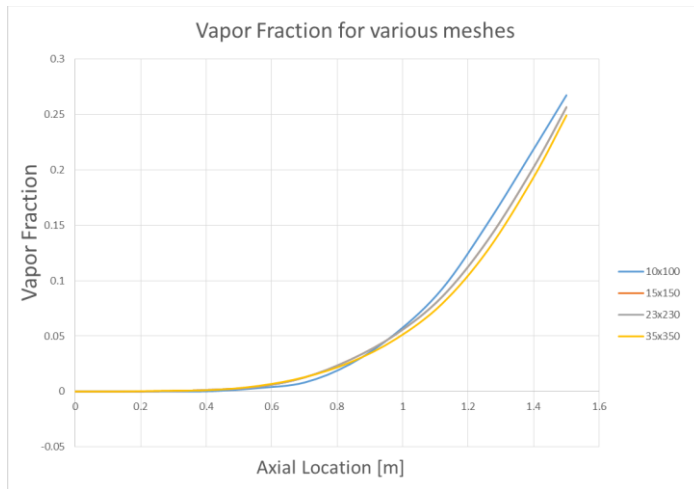
Όπως φαίνεται στις εξισώσεις (2.18),(2.22), η ροή θερμότητας μέσω τυρβώδους συναγωγής και η ροή ψύξης (quenching) απαιτούν για τον υπολογισμό τους τη θερμοκρασία της υγρής φάσης του ρευστού στον κύριο όγκο του. Στην παρούσα εργασία, το μέγεθος αυτό

υπολογίζεται σε σταθερή απόσταση $y^+ = 250$ από το θερμαινόμενο τοίχωμα. Αυτή η προσέγγιση έχει ακολουθηθεί και στο παρελθόν ([46], [48]) με στόχο την ανεξαρτητοποίηση των λύσεων από το υπολογιστικό πλέγμα.

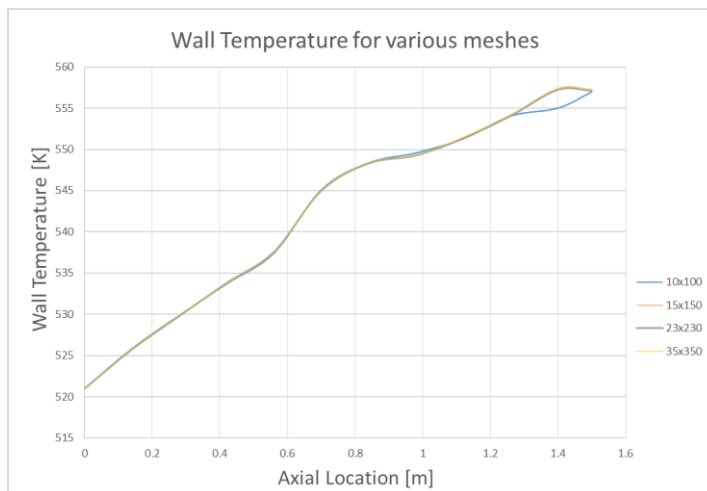
Το ρευστό, μαζί με την αλλαγή της θερμοκρασίας του, υφίσταται αλλαγές στις υπόλοιπες ιδιότητές του. Για να προχωρήσουμε στην επίλυση, θεωρήσαμε πως η πυκνότητα, η ειδική θερμότητα σε σταθερή πίεση, η θερμική αγωγιμότητα και το ιξώδες της υγρής φάσης είναι διγαμμικές συναρτήσεις της θερμοκρασίας. Τα 3 σημεία τα οποία είναι απαραίτητα για των προσδιορισμό των υπολοίπων μέσω παρεμβολής λήφθηκαν από τη βάση δεδομένων NIST [49]. Αναφορικά με την αέρια φάση, θεωρήσαμε πως παρουσιάζει σταθερές ιδιότητες, τις ιδιότητες του κορεσμένου ατμού για τη γνωστή πίεση λειτουργίας της κάθε περίπτωσης.

4.1 Εύρεση βέλτιστου πλέγματος και ανεξαρτησία πλέγματος

Η εξάρτηση των αποτελεσμάτων από το υπολογιστικό πλέγμα ερευνάται ενδεικτικά στην περίπτωση 1 των πειραμάτων των Bartolomei et al. [1]. Δείκτες για την αξιολόγηση της ευαισθησίας λαμβάνονται το παραγόμενο κλάσμα ατμού του σωλήνα και η θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος. Τα παραπάνω μελετώνται και παρουσιάζονται συγκριτικά για 4 διαφορετικά πλέγματα. Το αραιότερο πλέγμα που επιλέχθηκε ήταν το πλέγμα 100x10 ενώ το πυκνότερο είχε 350x35 κελιά. Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται συγκριτικά στα **σχήματα 4-5** αναδεικνύουν ορισμένες μικρές διαφορές ανάμεσα στις προβλέψεις του αραιότερου πλέγματος ,100x10, σε σχέση με αυτά των υπολοίπων. Τα πυκνότερα πλέγματα καταλήγουν πρακτικά στα ίδια αποτελέσματα. Για τους δύο παραπάνω λόγους, στην παρούσα εργασία επιλέγεται το αραιότερο εκ των πλεγμάτων τα οποία συγκλίνουν στις ίδιες λύσεις, δηλαδή το πλέγμα 23x230.



Σχήμα 44: Ευαισθησία πλέγματος του μέσου κλάσματος ατμού για την περίπτωση 1 των πειραμάτων των Bartolomei et al.

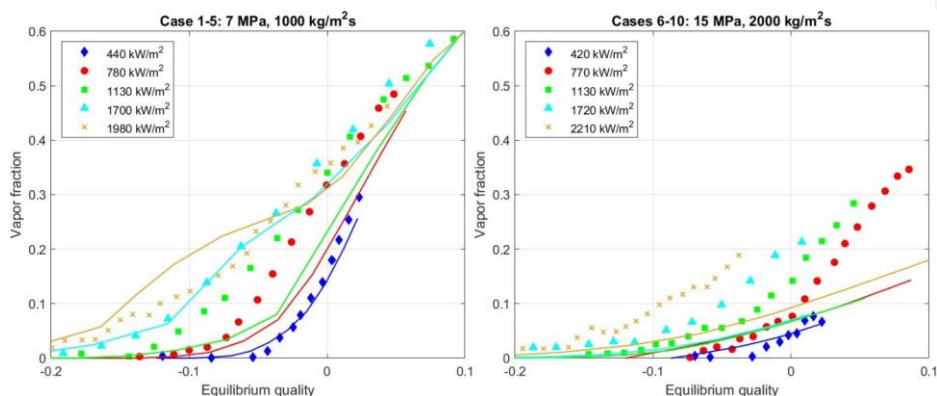


Σχήμα 55: Ευαισθησία πλέγματος της θερμοκρασίας του θερμαινόμενου τοιχώματος για την περίπτωση 1 των πειραμάτων των Bartolomei et al.

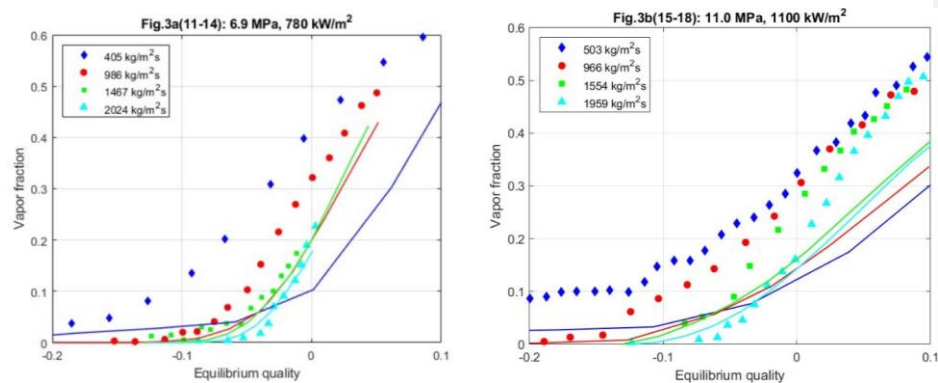
4.2 Αποτελέσματα

4.2.1 Αποτελέσματα σχετικά με το πείραμα των Bartolomei et al.

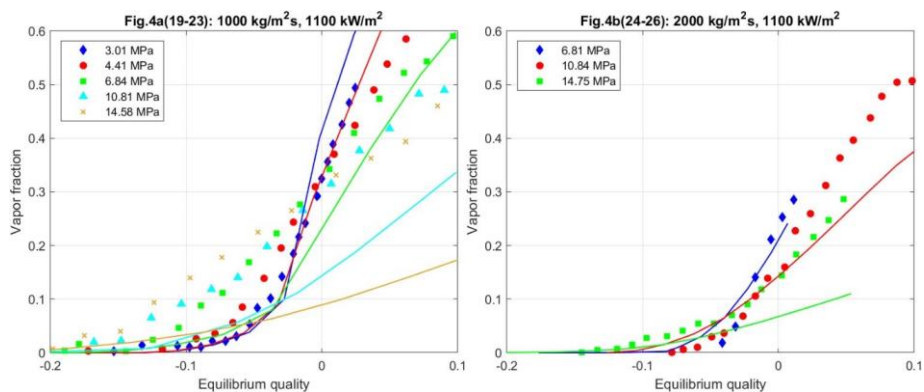
Σε αυτή την υποενότητα παρουσιάζονται τα υπολογιστικά αποτελέσματα των προσομοιώσεων των πειραμάτων των Bartolomei et al. Αρχικά παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του κλάσματος ατμού (σχήματα 6-8) και της διαμέτρου ανύψωσης (σχήμα 9) για όλες τις 26 πειραματικές περιπτώσεις θεωρώντας $a = 0.5$ και $b = 1.15$. Ύστερα, εξετάζεται η επίδραση της μεταβολής της παραμέτρου προσαρμογής a στο προβλεπόμενο κλάσμα ατμού (σχήματα 10-17) και στη διάμετρο ανύψωσης της φυσαλίδας (σχήματα 18-20). Τέλος, παρατίθενται κάποια ενδεικτικά διαγράμματα της θερμοκρασίας ρευστού που προβλέπει το μοντέλο (σχήμα 21).



Σχήμα 66: Συγκριτική παρουσίαση κλάσματος κενού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας για τις περιπτώσεις 1-10 (πίνακας 1). Οι συνεχείς γραμμές είναι οι προβλέψεις του μοντέλου, ενώ τα σημεία συμβολίζουν τα αποτελέσματα των Bartolomei et al.



Σχήμα 77: Συγκριτική παρουσίαση κλάσματος κενού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας για τις περιπτώσεις 11-18 (πίνακας 2). Για το ίδιο χρώμα, οι συνεχείς γραμμές είναι οι προβλέψεις του μοντέλου, ενώ τα σημεία συμβολίζουν τα αποτελέσματα των Bartolomei et al.



Σχήμα 88: Συγκριτική παρουσίαση κλάσματος κενού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας για τις περιπτώσεις 19-26 (πίνακας 3). Για το ίδιο χρώμα, οι συνεχείς γραμμές είναι οι προβλέψεις του μοντέλου, ενώ τα σημεία συμβολίζουν τα αποτελέσματα των Bartolomei et al.

Στα **σχήματα 6-8** φαίνεται πως το προτεινόμενο μοντέλο σε γενικές γραμμές προβλέπει την τάση των πειραματικών δεδομένων, κάποιες φορές καθυστερημένα, άλλες εσπευσμένα. Η περίπτωση στην οποία το μοντέλο δείχνει να παρουσιάζει μεγαλύτερη απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένων είναι η 11^η (**σχήμα 7**). Επίσης, το μοντέλο εν γένει υποεκτιμά τη μείωση της κυρτότητας των καμπυλών ατμού μετά το μέσο του σωλήνα, ενώ υπερεκτιμά την αύξησή της στην αρχή του.

Για πίεση 7 MPa και ροή μάζας 1000 kg/(m²s) (**σχήμα 6, αριστερά**), στις περιπτώσεις 1-5, σε γενικές γραμμές προβλέπεται ορθά η τάση των πειραματικών καμπυλών με τρόπο που φαίνεται να είναι ανεξάρτητος της μεταβολής της ροής θερμότητας μιας και οι περιπτώσεις 3,4 (με ενδιάμεσες παροχές μάζας) παρουσιάζουν τη χειρότερη πρόβλεψη ενώ οι περιπτώσεις 1,2,5 την καλύτερη. Η περίπτωση 1 (χαμηλότερη ροή θερμότητας) ξεχωρίζει αφού παρουσιάζει ελάχιστο σφάλμα πρόβλεψης. Στις περιπτώσεις 4, 5 παρατηρείται σχετικά καλή πρόβλεψη του κλάσματος ατμού με την περίπτωση 4 να υπερεκτιμά το κλάσμα ατμού στην αρχή του σωλήνα και την περίπτωση 5 να υποτιμά το κλάσμα ατμού προς την έξοδο του αγωγού. Ακόμη και στις περιπτώσεις όπου το σφάλμα αγγίζει την τιμή 100%, η τάση των πειραματικών καμπυλών προβλέπεται ως επί το πλείστο. Σημαντικό είναι επίσης το γεγονός ότι στις περιπτώσεις 1-5 υπολογίζεται με αρκετά μεγάλη ακρίβεια το μέγιστο κλάσμα ατμού.

Σε συνθήκες πολύ υψηλής πίεσης -15 MPa- και ροής μάζας 2000 kg/(m²s) (**σχήμα 6, δεξιά**), η πρόβλεψη του μοντέλου είναι σαφώς χειρότερη. Μόνο για πολύ χαμηλή ροή θερμότητας (περίπτωση 6), υπάρχει συνάφεια μεταξύ της πειραματικής καμπύλης και της πρόβλεψης του μοντέλου. Στις υπόλοιπες περιπτώσεις, υποτιμάται σοβαρά το κλάσμα ατμού. Η υποδεέστερη ικανότητα πρόβλεψης σε πολύ υψηλές πιέσεις ήταν αναμενόμενη για λόγους που θα αναλυθούν κατά το σχολιασμό του **σχήματος 8**.

Η μορφή των διαγραμμάτων του **σχήματος 7** υποδεικνύει πως η μεταβολή της ροής μάζας επηρεάζει έως ένα βαθμό την ικανότητα πρόβλεψης του μοντέλου. Για μικρότερη πίεση (6.9 MPa) παρατηρείται –εξαιρουμένης της περίπτωσης 11- πολύ καλή προβλεψιμότητα των πειραματικών καμπυλών: οι περιπτώσεις 13,14 παρουσιάζουν μικρό σφάλμα ενώ η περίπτωση 12 παρουσιάζει ικανοποιητική προβλεψιμότητα της τάσης της με σφάλμα που δεν υπερβαίνει το 60%.

Αξίζει μία ιδιαίτερη αναφορά στις περιπτώσεις 11 και 12. Ειδικότερα η περίπτωση 11 παρουσίασε προβλήματα σύγκλισης τα οποία επιλύθηκαν με τη χρήση διαφορετικών αριθμητικών μεθόδων. Η σύγκλιση που επιτεύχθηκε καταλήγει σε μη αναμενόμενο αποτέλεσμα (υποτιμά σημαντικά το κλάσμα ατμού), οι αιτίες του οποίου δεν κατέστη δυνατό να προσδιοριστούν στο χρονικό πλαίσιο εκπόνησης της παρούσας εργασίας. Παρά τις επανειλημμένες προσπάθειες και τις επαναλήψεις των υπολογισμών δε βρέθηκε κάποιο αριθμητικό σφάλμα. Αν και δεν ανέκυψαν προβλήματα στη σύγκλιση της περίπτωσης 12,

αυτή παρουσιάζει αντίστοιχη φαινομενολογία με μικρότερη ένταση. Καθώς κρίνεται ως ιδιαίτερα σημαντική η ικανότητα πρόβλεψης του μοντέλου σε χαμηλές ροές μάζας, αυτή η μορφή αποτελεσμάτων χρήζει περαιτέρω μελέτης.

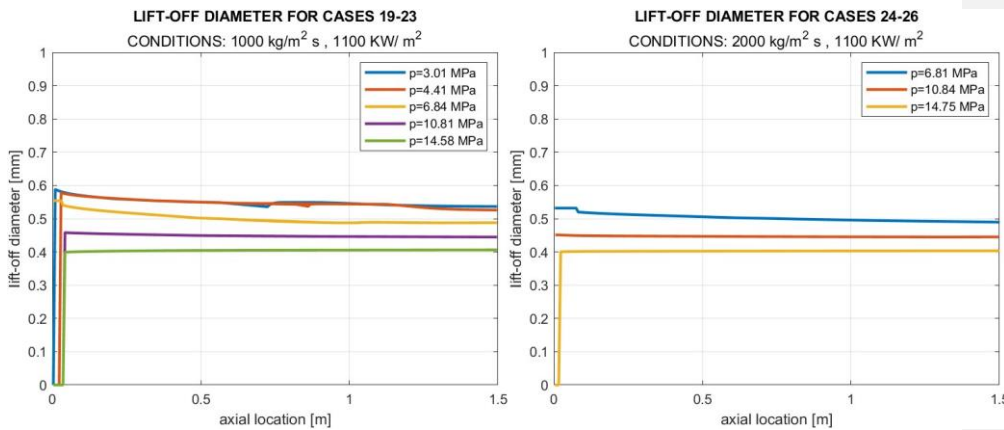
Για υψηλότερη πίεση (11.0 MPa), το σφάλμα στον υπολογισμό του κλάσματος ατμού είναι σημαντικά μεγαλύτερο· στις περιπτώσεις 15,16 ξεπερνάει ακόμη και το 300% σε ορισμένα σημεία. Παρόλα αυτά, η τάση των καμπυλών προσέγγισης είναι παρόμοια με την τάση των πειραματικών καμπυλών. Συγκρίνοντάς τες, μοιάζει ότι οι καμπύλες του μοντέλου είναι όμοιες στη μορφή, αλλά υστερούν σε σχέση με τα πειραματικά σημεία των Bartolomei et al.

Το **σχήμα 8** αφορά στις περιπτώσεις 19-26. Ενώ το ίδιο διαφαίνεται και στα δύο προηγούμενα σχήματα, στο σχήμα 5 γίνεται σαφής η εξάρτηση της ακρίβειας προσέγγισης του μοντέλου από την αύξηση της πίεσης. Για χαμηλές πιέσεις (περιπτώσεις 19, 20, 24), το μοντέλο ακολουθεί τη χωρική εξέλιξη του φυσικού φαινομένου. Για μέσες πιέσεις (περίπτωση 21) παρατηρείται υστέρηση- όπως παρατηρήθηκε και παραπάνω στο σχήμα //. Ωστόσο για υψηλές τιμές πιέσεων –μεγαλύτερες των 10 MPa- (περιπτώσεις 22, 23, 26) η καμπύλη προσέγγισης υποεκτιμά σημαντικά το κλάσμα ατμού σε όλο το μήκος του σωλήνα.

Το φαινόμενο της σοβαρής υποεκτίμησης του κλάσματος ατμού από μοντέλα CFD σε πολύ υψηλές τιμές πιέσεων δεν παρατηρείται πρώτη φορά στην παρούσα εργασία. Είναι γνωστό πως σε συνθήκες υψηλής πίεσης, μειώνεται δραματικά η διάμετρος ανύψωσης των φυσαλίδων [50], [51], [52]. Ένας τρόπος με τον οποίο ίσως μπορεί να προβλεφθεί το κλάσμα ατμού με ακριβέστερο τρόπο, θα ήταν μέσω της χρήσης ενός μοντέλου υπολογισμού της χωρικής πυκνότητας εστιών πυρηνοποίησης το οποίο θα λαμβάνει υπόψη τη μεταβολή της πίεσης- σε αντίθεση με το μοντέλο των Lemmert και Chawla [37] που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία. Παράλληλα, η συχνότητα αναχώρησης επηρεάζει σημαντικά το κλάσμα ατμού. Στην παρούσα εργασία, για τον υπολογισμό της χρησιμοποιήσαμε τη σχέση του Cole [39] (**σχέση 2.26**) στην οποία η επίδραση της πίεσης συστήματος υπεισέρχεται μέσω δύο παραμέτρων: τη διάμετρο ανύψωσης (που όπως προαναφέρθηκε μειώνεται με αύξηση της πίεσης) και την πυκνότητα της αέρια φάσης. Παρόλα αυτά, επειδή λόγω της μορφής της σχέσης του Cole, αυτοί οι δύο όροι μερικώς αυτοαναιρούνται, ίσως υπάρχει ανάγκη για μία σχέση η οποία θα συνυπολογίζει πιο δραστικά τη μεταβολή της πίεσης στον υπολογισμό της συχνότητας αναχώρησης.

Στο **σχήμα 9** παρουσιάζεται η επίδραση της πίεσης στην εκτιμώμενη από το υπολογιστικό μοντέλο διάμετρο ανύψωσης φυσαλίδας. Φαίνεται πως πράγματι με αύξηση της πίεσης, η διάμετρος αναχώρησης των φυσαλίδων μειώνεται. Συγκρίνοντας την περίπτωση 19 με την περίπτωση 23 βλέπουμε πως πηγαίνοντας από τα 30 bar στα 145.8 bar, υπάρχει μείωση της διαμέτρου ανύψωσης κατά περίπου 30%. Παρά το ότι αυτό το ποσοστό μείωσης δεν είναι αμελητέο, είναι μία τάξη μεγέθους μικρότερη από το αναγκαίο για να επιτευχθεί ορθή

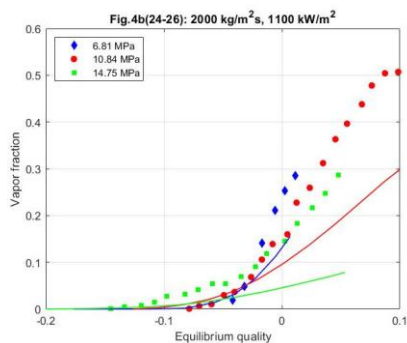
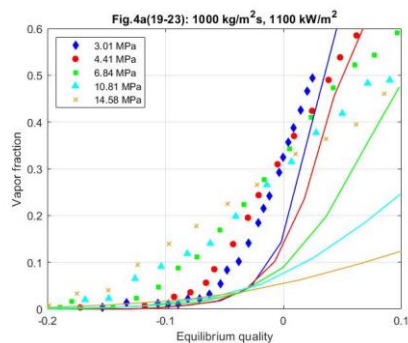
πρόβλεψη του κλάσματος ατμού. Μία ακόμη παρατήρηση που προκύπτει από τα διαγράμματα είναι ότι η διάμετρος ανύψωσης δεν επηρεάζεται σημαντικά από την αλλαγή της ροής μάζας. Έτσι, στις περιπτώσεις 21 (**σχήμα 9, αριστερά**) και 24 (**σχήμα 9, δεξιά**) με πιέσεις $p=6.84$ MPa και $p=6.81$ MPa αντίστοιχα οι τιμές της είναι σχεδόν ταυτόσημες.



Σχήμα 99: Παρουσίαση της εξάρτησης της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης με αλλαγή της πίεσης συστήματος για τις περιπτώσεις 19-26 (**πίνακας 3**) των Bartolomei et al.

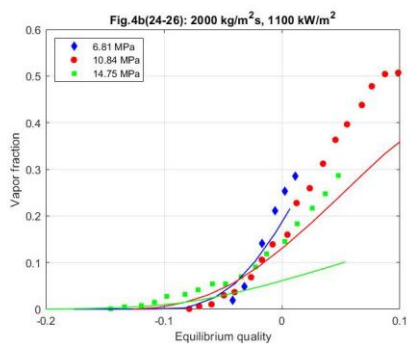
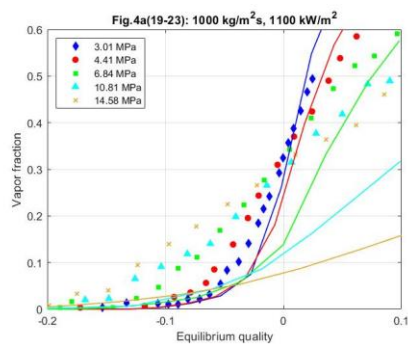
Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά

Εν συνεχεία μελετάται (**σχήματα 10-17**) η επίδραση της αλλαγής της παραμέτρου προσαρμογής a στην ικανότητα πρόβλεψης του μοντέλου στις περιπτώσεις 19-26 (**πίνακας 3**). Η τιμή του συντελεστή διόρθωσης ανάπτυξης της φυσαλίδας κρατείται ίδια με προηγουμένως ($b = 1.15$). Οι τιμές του συντελεστή a που δοκιμάστηκαν βρίσκονται στο εύρος 0.01-0.99. Όσο πιο κοντά στο 1 βρίσκεται η τιμή του συντελεστή, τόσο πιο μεγάλη τιμή λαμβάνει η διάμετρος βάσης της φυσαλίδας. Αναμένεται πως όσο αυξάνεται η τιμή του a , οι φυσαλίδες που ανυψώνονται θα είναι πιο λιγότερο ολοκληρωμένες αλλά με μεγαλύτερη τιμή διαμέτρου- και συνεπώς τελικού όγκου- οπότε το προβλεπόμενο κλάσμα ατμού θα αυξάνεται.



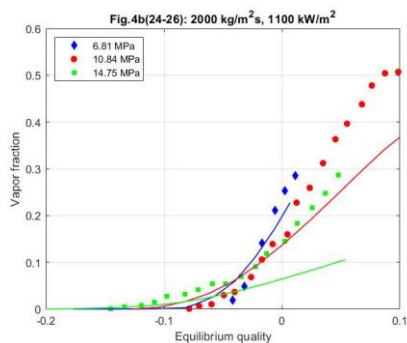
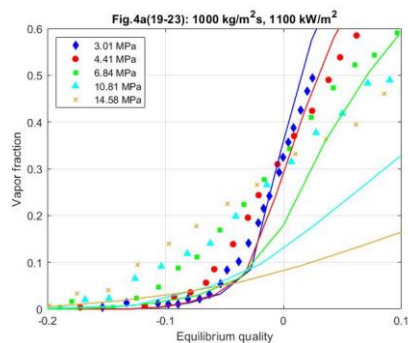
Σχήμα 1010: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.01$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



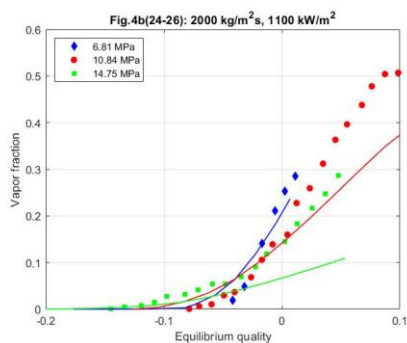
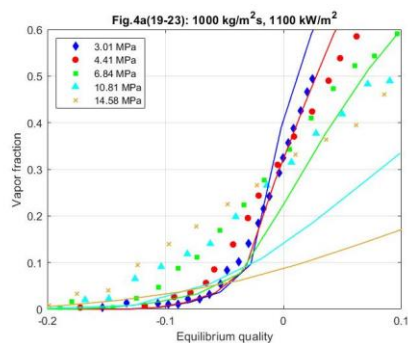
Σχήμα 1111: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.1$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



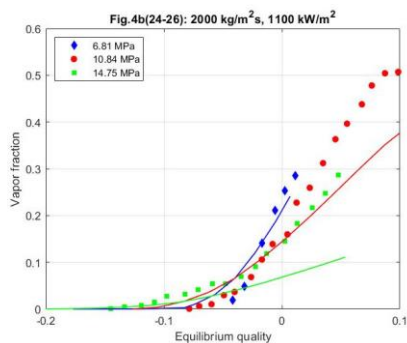
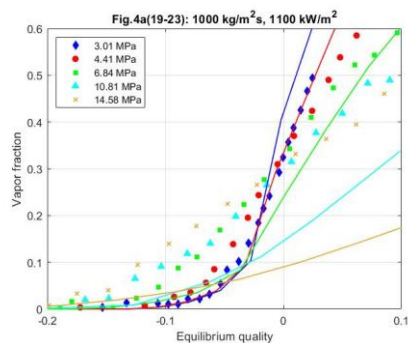
Σχήμα 1212: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.2$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



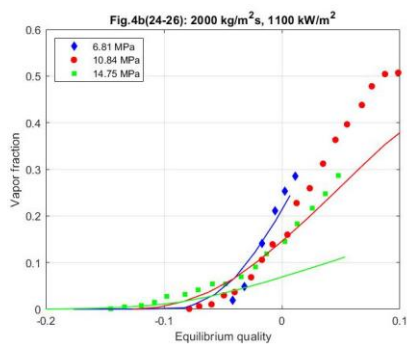
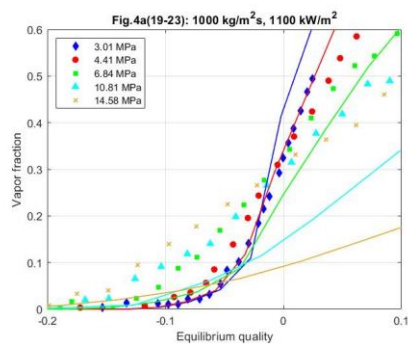
Σχήμα 1313: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.4$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



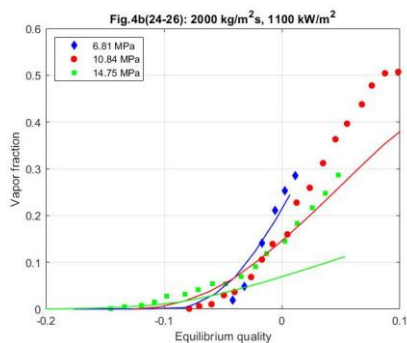
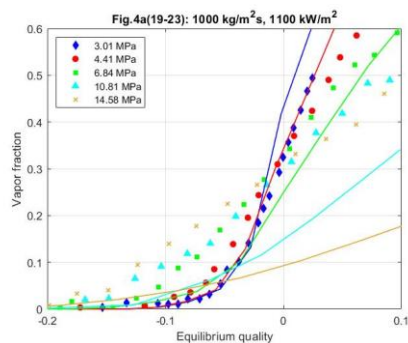
Σχήμα 1414: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.6$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



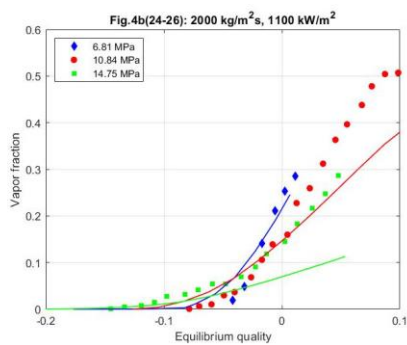
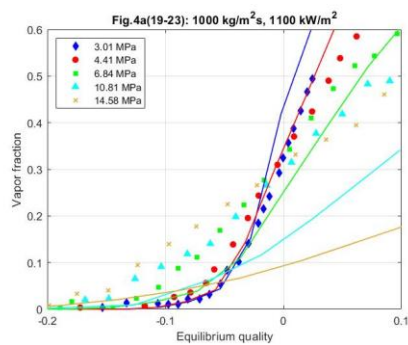
Σχήμα 1515: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.8$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 1616: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.9$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 1717: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσει της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.99$.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά

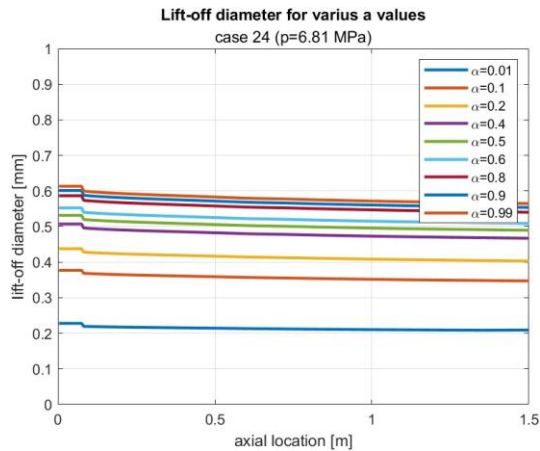
Παρατηρώντας τα **σχήματα 10-17** αλλά και το **σχήμα 8** παρατηρούμε πως η περίπτωση 19 ($p=3.01$ MPa) περιγράφεται βέλτιστα για $a=0.2$. Στις μικρές πιέσεις (περιπτώσεις 19, 20) το μοντέλο φαίνεται πως υποτιμά το κλάσμα ατμού στο μεγαλύτερο μέρος του σωλήνα. Παράλληλα, καταλήγει να υπερτιμά ελαφρά το κλάσμα ατμού σε υψηλές πιέσεις αφού η αλλαγή της κυρτότητας των προσεγγιστικών καμπυλών γίνεται γρηγορότερα από την αλλαγή κυρτότητας των πειραματικών σημείων. Με αύξηση του a , το μοντέλο υπερτιμά ελαφρώς εντονότερα το κλάσμα ατμού στο πέρας του σωλήνα, αλλά εξασφαλίζει καλή προσέγγιση των πειραματικών καμπυλών χαμηλής πίεσης (περιπτώσεις 19,20) για περίπου το 60% του μήκους του σωλήνα. Σε μέσες και υψηλές πιέσεις (περιπτώσεις 20,21), αύξηση του a συνεπάγεται μόνο μείωση της απόκλισης καθώς το μοντέλο προβλέπει μεγαλύτερο κλάσμα ατμού (αυξάνεται η διάμετρος ανύψωσης φυσαλίδας). Χαρακτηριστικές ως προς το παραπάνω είναι οι περιπτώσεις υψηλής πίεσης 22, 23 στην οποία για $a=0.99$ παράγεται αξιόλογα περισσότερος ατμός εν συγκρίσει με το πόσο παράγεται για $a= 0.01$. Έτσι, αν και το σφάλμα πρόβλεψης παραμένει σημαντικό, η τιμή του μειώνεται αισθητά.

Για μεγάλες τιμές παροχών (περιπτώσεις 24-26) το κλάσμα ατμού υποτιμάται λιγότερο (περίπτωση 24) ή περισσότερο (περιπτώσεις 25,26) καθώς η πίεση αυξάνει. Έτσι, η αύξηση του a , που οδηγεί σε αύξηση του προβλεπόμενου κλάσματος ατμού, φέρνει τις καμπύλες προσέγγισης κοντύτερα στα πειραματικά δεδομένα. Ειδικότερα, η περίπτωση 24 (χαμηλής πίεσης) περιγράφεται καλύτερα στην αρχή της από την τιμή $a=0.01$ ενώ ύστερα, χρησιμότερη είναι η τιμή $a=0.99$ (η βέλτιστη τιμή a για επίτευξη περιγραφής σε όλο το μήκος του σωλήνα παραμένει η τιμή $a=0.2$ όπως και στην περίπτωση 19 στην οποία το σύστημα βρίσκονταν υπό συνθήκες εξίσου χαμηλής πίεσης.

Ως γενική παρατήρηση θα μπορούσαμε να πούμε πως η προσεγγιστική ικανότητα του μοντέλου επιδεινώνεται για τιμές a μικρότερες του 0.4 ενώ από 0.5 και έπειτα η αλλαγή των προσεγγιστικών καμπυλών παραμένει – ως επί το πλείστο- προς τη θετική κατεύθυνση, αλλά με μικρή διαφοροποίηση της μίας από την άλλη. Αυτό καταδεικνύει πως μόνη της, η αλλαγή της παραμέτρου a δεν επαρκεί για να δώσει την απάντηση ως προς την ικανότητα πρόβλεψης των πειραματικών δεδομένων. Μάλιστα, φαίνεται πως οποιαδήποτε από τις τιμές $a>0.4$ (δηλαδή για γωνίες επαφής φυσαλίδων μεγαλύτερες των 23°) θα μπορούσε να παρέχει τη βέλτιστη ικανότητα προσέγγισης σε ένα τροποποιημένο μοντέλο με βάση το προτεινόμενο υπάρχον.

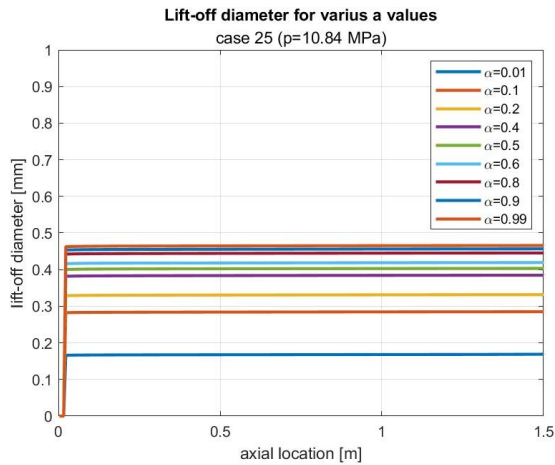
Στα **σχήματα 18-20** φαίνεται ότι πράγματι το μοντέλο προβλέπει για δεδομένη περίπτωση όλο και μεγαλύτερη διάμετρο ανύψωσης φυσαλίδας καθώς η παράμετρος προσαρμογής a , αυξάνεται. Επαληθεύεται και η παρατήρηση που έγινε στην προηγούμενη παράγραφο: όταν το a παίρνει την τιμή 0.4, έπειτα η διαφορά στην εκτίμηση της διαμέτρου ανύψωσης γίνεται σημαντικά πιο ήπια. Σε όλες τις εξεταζόμενες περιπτώσεις, η μεταβολή του a από 0.01 στην τιμή $a=0.2$ συνεπάγεται περίπου διπλασιασμό της διαμέτρου αναχώρησης. Αντίθετα, για

μεταβολή του α από 0.2 στην τιμή 0.99 παρατηρείται μεταβολή της τάξης του 60%. Σε κάθε περίπτωση οι τιμές $\alpha=0.8, \alpha=0.9, \alpha=0.99$ είναι σε όλα τα διαγράμματα σχεδόν ταυτόσημες.



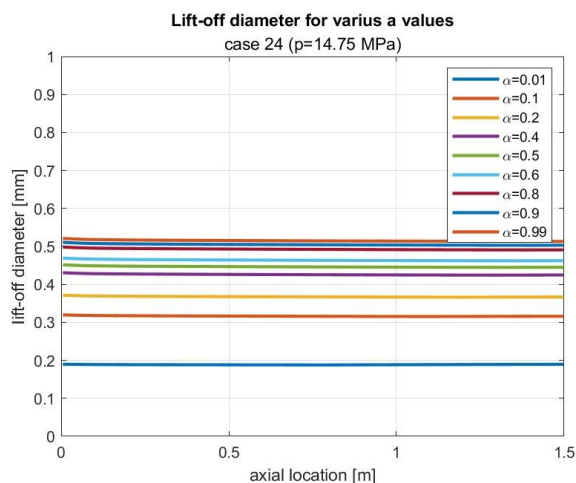
Σχήμα 1818: Εξάρτηση της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας της περίπτωσης 24 ($p= 6.81$ MPa) από τη μεταβολή της παραμέτρου προσαρμογής α

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 1919: Εξάρτηση της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας της περίπτωσης 25 ($p= 10.84$ MPa) από τη μεταβολή της παραμέτρου προσαρμογής α

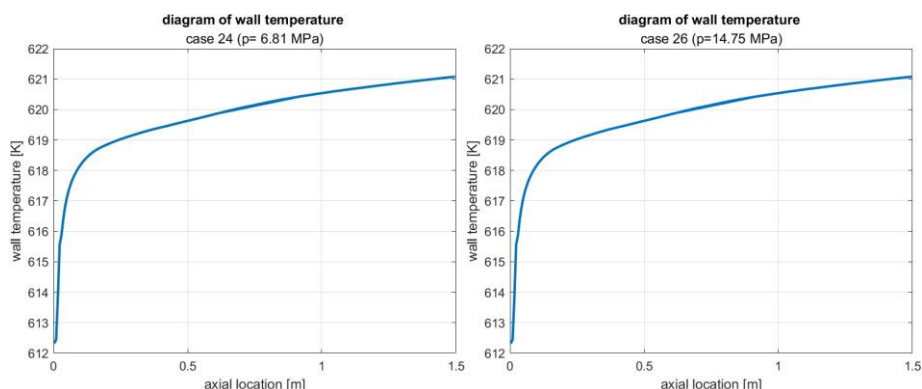
Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 20: Εξάρτηση της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας της περίπτωσης 26 ($p= 14.75$ MPa) από τη μεταβολή της παραμέτρου προσαρμογής a

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά

Στο **σχήμα 21** παρουσιάζεται η θερμοκρασία του τοιχώματος, ενδεικτικά, για τις περιπτώσεις 24 (χαμηλή πίεση) και 26 (υψηλή πίεση). Το ρευστό εισέρχεται υπόψυκτο στο σωλήνα και αρχικά παραλαμβάνει το μεγαλύτερο μέρος της ροής θερμότητας μέσω συναγωγής. Έτσι, η θερμοκρασία του τοιχώματος ανεβαίνει αρκετά γρήγορα. Καθώς όμως συμβαίνει αυτό, αρχίζει να παρατηρείται όλο και εντεινόμενο το φαινόμενο του υπόψυκτου βρασμού το οποίο παραλαμβάνει μεγάλο τμήμα της ροής θερμότητας οπότε και η κλίση της καμπύλης γίνεται πιο ήπια. Σταδιακά, η θερμοκρασία του τοιχώματος τείνει να σταθεροποιηθεί ελαφρώς πάνω από τη θερμοκρασία βρασμού.

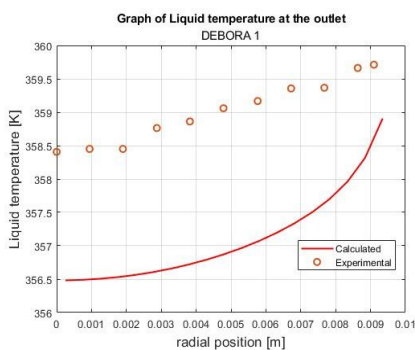
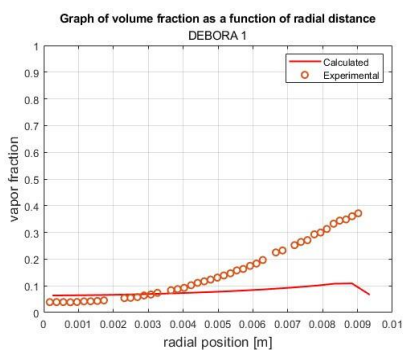


Σχήμα 2121: Γραφική αναπαράσταση της θερμοκρασίας του τοιχώματος συναρτήσει του αξονικής θέσης στο σωλήνα. Φαίνονται οι περιπτώσεις 24, 26 του πίνακα 3.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά

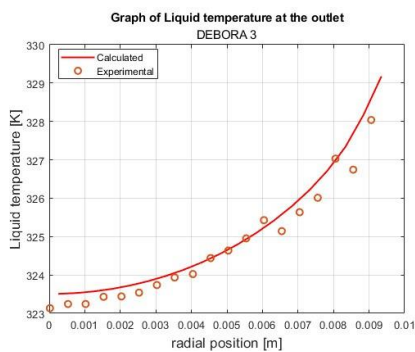
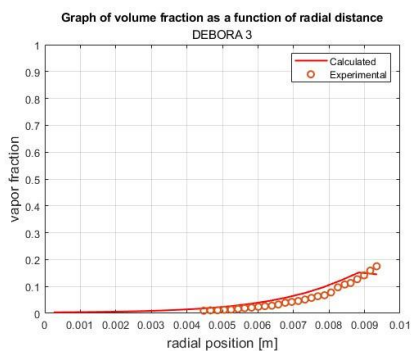
4.2.2 Αποτελέσματα σχετικά με τις εξεταζόμενες περιπτώσεις DEBORA 1,3,7

Σε αυτή την υποενότητα παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που της προσομοίωσης των πειραμάτων DEBORA 1, 3, 7. Αρχικά παρατίθενται τα διαγράμματα της ακτινικής κατανομής του κλάσματος ατμού στην έξοδο του σωλήνα (**σχήματα 22-24, αριστερά**). Το ίδιο συμβαίνει και για τη θερμοκρασία της υγρής φάσης στην έξοδο του σωλήνα (**σχήματα 22-24, δεξιά**). Ύστερα, ο σωλήνας μελετάται αξονικά ως προς το μέσο κλάσμα ατμού (**σχήματα 25-27, αριστερά**) και τη θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος (**σχήματα 25-27, δεξιά**). Η περίπτωση DEBORA 1 επιλέχθηκε ενδεικτικά και για αυτή παρουσιάζεται η μεταβολή του υπολογιζόμενου κλάσματος ατμού, καθώς μεταβάλλεται η παράμετρος προσαρμογής α (**σχήμα 28**). Τα αποτελέσματα του μοντέλου παρουσιάζονται σε σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα των διατάξεων DEBORA όπου είναι διαθέσιμα στην εργασία των Krepper et al [46].



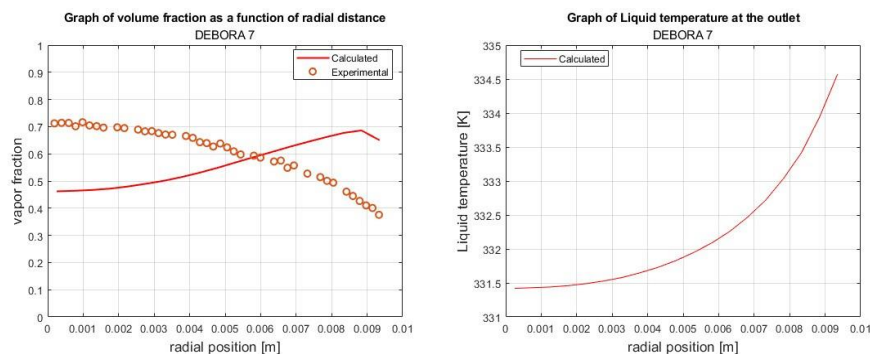
Σχήμα 2222: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού (αριστερά) και της θερμοκρασίας του ρευστού (δεξιά) στην έξοδο του σωλήνα συναρτήσει της ακτίνας του σωλήνα για την περίπτωση DEBORA 1.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 2323: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού (αριστερά) και της θερμοκρασίας του ρευστού (δεξιά) στην έξοδο του σωλήνα συναρτήσει της ακτίνας του σωλήνα για την περίπτωση DEBORA 3.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 2424: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού (αριστερά) και της θερμοκρασίας του ρευστού (δεξιά) στην έξοδο του σωλήνα συναρτήσει της ακτίνας του σωλήνα για την περίπτωση DEBORA 7.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά

Όπως φαίνεται στα **σχήματα 22-24** το υπολογιστικό μοντέλο προσεγγίζει γενικά ικανοποιητικά τόσο το κλάσμα ατμού όσο και τη θερμοκρασία του ρευστού στην έξοδο του σωλήνα. Στην περίπτωση DEBORA 1, η οποία αναφέρεται στη μεγαλύτερη τιμή πίεσης ($p=2.62$ MPa), η ικανότητα πρόβλεψης του μοντέλου –αν και ικανοποιητική– είναι σε γενικές γραμμές πιο αδύναμη. Το ποσοστό ατμού υποτιμάται σημαντικά ενώ δεν προβλέπεται ορθά η τάση της καμπύλης του ατμού. Αντίστοιχα με το κλάσμα ατμού, η θερμοκρασία του ρευστού στην έξοδο του σωλήνα επίσης υποτιμάται. Σημειώνεται πως σε σχέση με τις επόμενες περιπτώσεις, στην περίπτωση DEBORA 1 αναμένονταν πιο αδρή ικανότητα πρόβλεψης λόγω της αυξημένης τιμής πίεσης της πίεσης συστήματος.

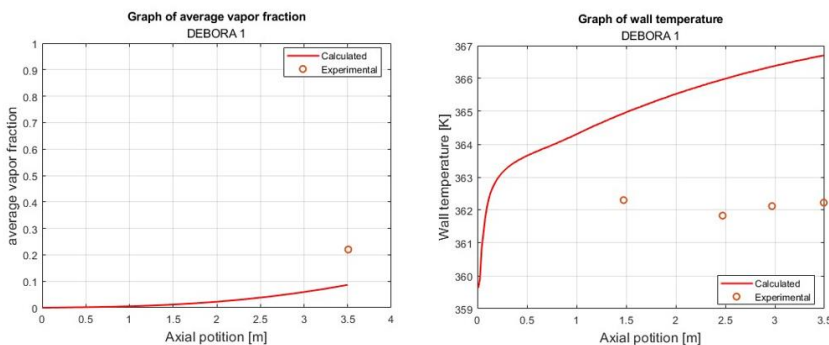
Η περίπτωση DEBORA 3 του **σχήματος 23** ($p=1.46$ MPa) περιγράφεται εξαιρετικά. Οι υπολογιστικές καμπύλες του κλάσματος ατμού και της θερμοκρασίας του ρευστού στην έξοδο του σωλήνα βρίσκονται πολύ κοντά στα πειραματικά δεδομένα τόσο σε επίπεδο απόλυτων τιμών όσο και σε επίπεδο κλίσης.

Στην περίπτωση DEBORA 7 ($p=1.46$ MPa), καθώς φαίνεται στο **σχήμα 24**, το μοντέλο επιτυγχάνει μία ικανοποιητική πρόβλεψη του κλάσματος ατμού στην έξοδο του σωλήνα. Η υπολογιζόμενη καμπύλη είναι πάντα στην ίδια τάξη μεγέθους με τα πειραματικά δεδομένα. Συγκρίνοντας τα προφίλ των κλασμάτων ατμού στις εξεταζόμενες περιπτώσεις (DEBORA 3,7), διαφαίνεται μία μετατόπιση του μέγιστου ατμού προς το κέντρο του σωλήνα καθώς η θερμοκρασία εισόδου αυξάνει. Το υπολογιστικό μοντέλο αποτυγχάνει να συνυπολογίσει την επίδραση αυτού του φαινομένου. Παρόλα αυτά, το σφάλμα, δεν ξεπερνά ποτέ το 40% ενώ ταυτόχρονα φαίνεται ότι το μέσο κλάσμα ατμού στην έξοδο όλου του σωλήνα εκτιμάται

σωστά. Στο δεξί μέρος του **σχήματος 24** παρατίθεται και η θερμοκρασία του ρευστού στην έξοδο του σωλήνα. Είναι λογικό πως το ρευστό στην περίπτωση DEBORA 7 φτάνει σε πιο υψηλές θερμοκρασίες, σε σχέση με την περίπτωση DEBORA 3, καθώς οι συνθήκες των δύο πειραμάτων είναι παρόμοιες με μόνη ουσιαστική διαφορά τη μεγαλύτερη τιμή θερμοκρασίας εισόδου στην περίπτωση 7.

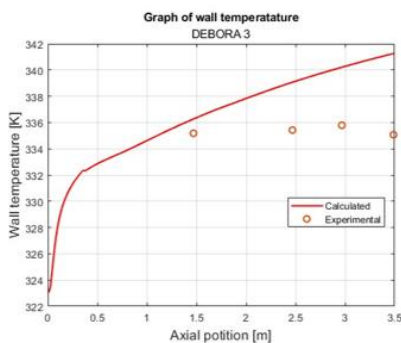
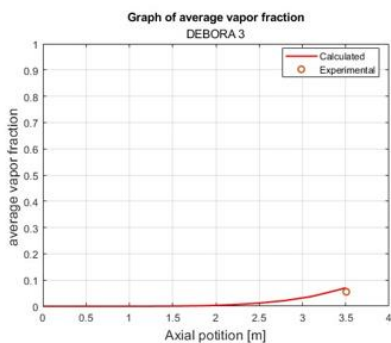
Παρατηρώντας τα **σχήματα 25-27, αριστερά** επιβεβαιώνουμε τα συμπεράσματα που αναφέρθηκαν προηγουμένως. Το μέσο κλάσμα ατμού στην περίπτωση DEBORA 1-όπως αναφέρθηκε προηγουμένως για την έξοδο του σωλήνα-υποτιμάται ενώ το μέσο κλάσμα ατμού στην περίπτωση DEBORA 2 προσεγγίζεται εξαιρετικά. Αν και δε δίνονται πειραματικά δεδομένα, λαμβάνοντας υπόψη τα πειραματικά δεδομένα του **σχήματος 24,αριστερά** μπορούμε να συμπεράνουμε πως το μέσο κλάσμα ατμού εκτιμάται με αξιοσημείωτη ακρίβεια.

Αναφορικά με την θερμοκρασία του τοιχώματος, στα **σχήματα 25,26** φαίνεται πως υπερεκτιμάται συστηματικά. Ακόμη και στην περίπτωση DEBORA 3 που το κλάσμα ατμού εκτιμάται ακριβώς, αυτό συμβαίνει με τοίχωμα πιο θερμό του πραγματικού. Σημειώνεται εδώ ότι κατά τη μοντελοποίηση των περιπτώσεων DEBORA (και σε αντίθεση με τη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al.), οι ιδιότητες του ψυκτικού υγρού θεωρήθηκαν σταθερές, ανεξάρτητες της θερμοκρασίας. Συνεπώς, η θέρμανση του ψυκτικού η οποία οδηγεί σε αύξηση της θερμικής του αγωγιμότητας αγνοήθηκε. Αυτή η παραδοχή πιθανώς ευθύνεται –μερικώς ή ολικά- για την υπερεκτίμηση της θερμοκρασίας του τοιχώματος.



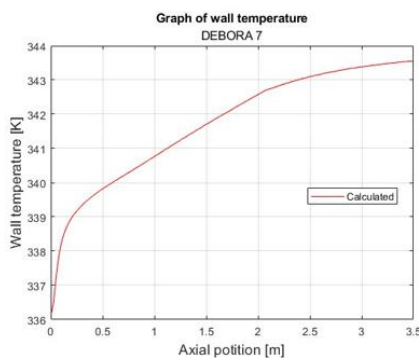
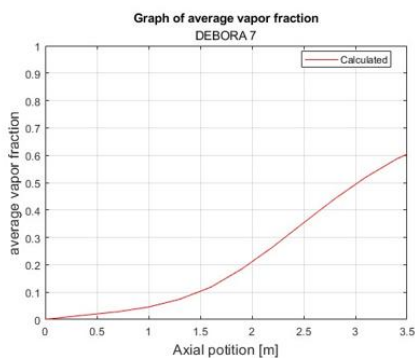
Σχήμα 2525: Αξονική μελέτη της περίπτωσης DEBORA 1. Φαίνεται το μέσο κλάσμα ατμού (αριστερά) και η θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος (δεξιά) συναρτήσει της θέσης στο σωλήνα.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



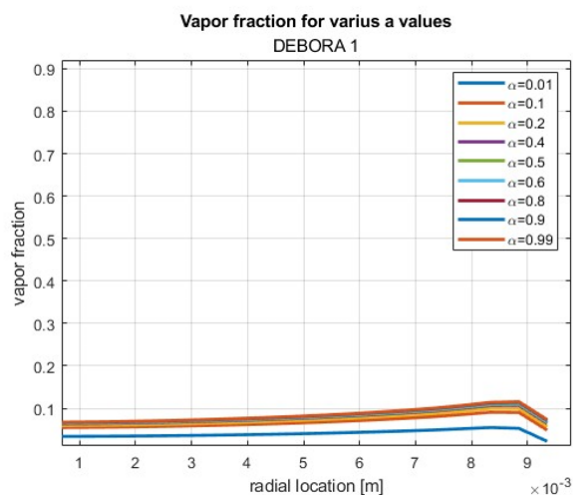
Σχήμα 2626: Αξονική μελέτη της περίπτωσης DEBORA 3. Φαίνεται το μέσο κλάσμα ατμού (αριστερά) και η θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος (δεξιά) συναρτήσει της θέσης στο σωλήνα.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 2727: Αξονική μελέτη της περίπτωσης DEBORA 3. Φαίνεται το μέσο κλάσμα ατμού (αριστερά) και η θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος (δεξιά) συναρτήσει της θέσης στο σωλήνα.

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά



Σχήμα 2828: Μεταβολή του εκτιμώμενου κλάσματος ατμού με αλλαγή της παραμέτρου προσαρμογής α .

Μορφοποιήθηκε: Ελληνικά

Στο **σχήμα 28** μελετάται η επίδραση της παραμέτρου προσαρμογής α στα αποτελέσματα του υπολογιστικού μοντέλου ενδεικτικά για την περίπτωση DEBORA 1. Η ποιοτική συμπεριφορά του μοντέλου είναι αντίστοιχη με αυτή που περιεγράφηκε κατά τη μελέτη της επίδρασης του α στη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. Με αύξηση του α παρατηρείται αύξηση του εκτιμώμενου κλάσματος ατμού. Παράλληλα, για $\alpha > 0.2$, περαιτέρω αύξηση της τιμής του α δε σημαίνει παρά μόνο μικρή αύξηση του προβλεπόμενου κλάσματος ατμού. Γενικότερα, θα μπορούσαμε να πούμε πως η αύξηση του α στη περίπτωση DEBORA 1 επηρεάζει λιγότερο ποσοτικά το κλάσμα ατμού εν συγκρίσει με τις περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων των Bartolomei et al. (**σχήματα 10-17**).

5. Συμπεράσματα

Στόχος της παρούσας εργασίας ήταν η παρουσίαση και η αξιολόγηση ενός νέου μηχανιστικού μοντέλου υπολογισμού της διαμέτρου αναχώρησης φυσαλίδας για τον υπολογισμό της ροής θερμότητας λόγω εξάτμισης στο τοίχωμα κατά την προσομοίωση ροών με βρασμό στο πλαίσιο υπολογιστικής ρευστομηχανικής (CFD). Το νέο μοντέλο επιδιώκει να παρουσιάζει ένα συνδυασμό των παρακάτω θετικών χαρακτηριστικών: απλότητα (ώστε να είναι υπολογιστικά εφικτή η χρήση του), καλή συμπεριφορά σε ένα κατά το δυνατόν ευρύ φάσμα συνθηκών και ενσωμάτωση παραμέτρων προσαρμογής που αντικατοπτρίζουν πραγματικά φυσικά μεγέθη. Η συμπεριφορά του μοντέλου μελετάται μέσω του λογισμικού υπολογιστικής ρευστοδυναμικής ANSYS Fluent (2021 R) και για δύο σειρές πειραματικών δεδομένων. Στα πειράματα ζέοντος ύδατος των Bartolomei et al. ([1]) προσομοιώθηκαν όλες οι πειραματικές περιπτώσεις, ομαδοποιημένες με τρόπο ώστε να εξάγονται ευκολότερα συμπεράσματα για την επίδραση της ροής μάζας και θερμότητας, της πίεσης στην ικανότητα πρόβλεψης του μοντέλου. Στη σειρά πειραμάτων ψυκτικού R12 DEBORA ([2], [3]) επιλέχθηκαν ενδεικτικά 3 περιπτώσεις –που καλύπτουν όσο το δυνατόν μεγαλύτερο εύρος συνθηκών– οι οποίες κρίνεται πως είναι ικανές για την αξιόπιστη αξιολόγηση του μοντέλου.

Στο μοντέλο που προτάθηκε σε αυτή την εργασία, η αναχώρηση της φυσαλίδας εξαρτάται αποκλειστικά από την ισορροπία των δυνάμεων στην κάθετη στη ροή διεύθυνση. Οι δυνάμεις που είναι παράλληλες στη διεύθυνση αξιοποιούνται για την εύρεση της ταχύτητας ολίσθησης της φυσαλίδας. Κατά την ανάλυση υπεισέρχονται δύο παράμετροι προσαρμογής, ο λόγος της βάρους της φυσαλίδας προς την ακτίνα της και ένας συντελεστής διόρθωσης του ρυθμού διόγκωσης της φυσαλίδας. Οι δύο αυτές παράμετροι έχουν σαφή φυσική σημασία, κάτι που θεωρείται βασικό πλεονέκτημα του μοντέλου. Για την προσομοίωση του μοντέλου –όπως αναφέρεται στην **υποενότητα 2.1**– χρησιμοποιήθηκε το Eulerian μοντέλο πολυφασικής ροής δύο ρευστών συνδυαστικά με το μοντέλο διαχωρισμού της ροής θερμότητας (wall heat partitioning model) που προτείνεται από το Πολυτεχνικό Ινστιτούτο Rensselaer (RPI).

Τα αποτελέσματα που δίνει το μοντέλο για τις εξεταζόμενες σειρές πειραμάτων παρουσιάστηκαν στο **κεφάλαιο 4**. Από αυτά φαίνεται πως το μοντέλο περιγράφει ορισμένες πειραματικές περιπτώσεις φτωχά, την πλειοψηφία με ικανοποιητικό τρόπο και αρκετές σχεδόν άριστα. Ο κύριος παράγοντας που δυσχεραίνει την ορθή περιγραφή των πειραματικών δεδομένων από το μοντέλο είναι η πίεση: σε μεγάλες τιμές προκαλεί μείωση της διαμέτρου αναχώρησης πέραν της ικανότητας πρόβλεψης του προτεινόμενου μοντέλου. Αυτή η φαινομενολογία είναι γνωστή και αναφέρεται συχνά στη διεθνή βιβλιογραφία κατά την παρουσίαση υπολογιστικών μοντέλων μελέτης βρασμού σε μεγάλες πιέσεις. Σε αυτό το πλαίσιο, διαπιστώνεται ότι το μοντέλο που προτείνεται στην παρούσα εργασία δεν

υπολείπεται, και σε ορισμένα σημεία υπερκεράζει, τις προβλέψεις εδραιωμένων υπολογιστικών μοντέλων της βιβλιογραφίας. Στη σειρά πειραμάτων των Bartolomei et al. η ικανότητα πρόβλεψης είναι αντίστοιχη του μοντέλου των Tolubinsky και Kostanchuk [15] ενώ για τις εξεταζόμενες περιπτώσεις της σειράς πειραμάτων DEBORA προκύπτει ικανότητα προσομοίωσης αντίστοιχη του μοντέλου που προτείνεται από τους Krepper και Rzehak [46]. Όπως υπονοήθηκε προηγουμένως, το μοντέλο παρουσιάζει εξαιρετική συμπεριφορά σε χαμηλές τιμές πιέσεων.

Σε αυτή την εργασία, έγινε μελέτη της συμπεριφοράς του μοντέλου με μεταβολή της παραμέτρου προσαρμογής α . Βρέθηκε πως το μοντέλο πετυχαίνει καλύτερες προβλέψεις για τιμές του α μεγαλύτερες του 0.5, δηλαδή για έντονα λειψές φυσαλίδες. Σε όλες τις περιπτώσεις που εξετάστηκαν, η δεύτερη παράμετρος προσαρμογής, b , κρατήθηκε σταθερή. Αυτή η προσέγγιση κρίθηκε ικανοποιητική στα πλαίσια της παρούσας εργασίας, ωστόσο είναι σαφές πως με μελέτη της επίδρασης της μεταβολής της παραμέτρου b –ιδανικά συνδυαστικά με την παράμετρο α – μπορούν να επιτευχθούν βελτιωμένες προσεγγίσεις των πειραματικών δεδομένων. Μία μελέτη που θα προσπαθούσε να προσεγγίσει το βέλτιστο συνδυασμό των παραμέτρων προσαρμογής, εύλογα θα ξεκινούσε από μεγάλες τιμές του α -οι οποίες αποδείχτηκαν προτιμότερες για την περιγραφή των φυσικών φαινομένων.

Η ποιότητα των αποτελεσμάτων επιβεβαιώνει πως η χρήση του Eulerian μοντέλου δύο φάσεων και του μοντέλου διαχωρισμού της ροής θερμότητας παρέχουν ένα υποσχόμενο πλαίσιο για τη δοκιμή υπολογιστικών μοντέλων. Ερευνητικό ενδιαφέρον παρουσιάζει η μελέτη του μοντέλου σε συνδυασμό με τη χρήση και αξιολόγηση των άλλων συνιστωσών του μοντέλου βρασμού στο τοίχωμα, δηλαδή της πυκνότητας των εστιών πυρηνοποίησης και της συχνότητας αναχώρησης των φυσαλίδων, για τα οποία τα προεπιλεγμένα μοντέλα του κώδικα χρησιμοποιήθηκαν.

6. Κατάλογος Πινάκων

Πίνακας 1: Πειράματα με μεταβλητή ισχύ θέρμανσης.....	22
Πίνακας 2: Πειράματα με μεταβλητή ροή μάζας ρευστού	23
Πίνακας 3: Πειράματα για μεταβλητή πίεση	24
Πίνακας 4: Δεδομένα πειράματος DEBORA 1,3,7.....	26

7. Κατάλογος Σχημάτων

Σχήμα 1: Απεικόνιση της φυσαλίδας, των δυνάμεων που ασκούνται σε αυτή και της γειτνιάζουσας γεωμετρίας σύμφωνα με το μοντέλο που περιγράφεται στην παρούσα υποενότητα	20
Σχήμα 2: Σκιαγράφιση της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκε από τους Bartolomei et al.	22
Σχήμα 3: Αναπαράσταση της γεωμετρίας στην οποία διεξάχθηκαν τα πειράματα DEBORA (Krepper et al. [46]).....	26
Σχήμα 4: Ευαισθησία πλέγματος του μέσου κλάσματος ατμού για την περίπτωση 1 των πειραμάτων των Bartolomei et al.	29
Σχήμα 5:Ευαισθησία πλέγματος της θερμοκρασίας του θερμαινόμενου τοιχώματος για την περίπτωση 1 των πειραμάτων των Bartolomei et al.....	29
Σχήμα 6: Συγκριτική παρουσίαση κλάσματος κενού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας για τις περιπτώσεις 1-10 (πίνακας 1). Οι συνεχείς γραμμές είναι οι προβλέψεις του μοντέλου, ενώ τα σημεία συμβολίζουν τα αποτελέσματα των Bartolomei et al.....	30
Σχήμα 7: Συγκριτική παρουσίαση κλάσματος κενού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας για τις περιπτώσεις 11-18 (πίνακας 2). Για το ίδιο χρώμα, οι συνεχείς γραμμές είναι οι προβλέψεις του μοντέλου, ενώ τα σημεία συμβολίζουν τα αποτελέσματα των Bartolomei et al.	31
Σχήμα 8: Συγκριτική παρουσίαση κλάσματος κενού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας για τις περιπτώσεις 19-26 (πίνακας 3). Για το ίδιο χρώμα, οι συνεχείς γραμμές είναι οι προβλέψεις του μοντέλου, ενώ τα σημεία συμβολίζουν τα αποτελέσματα των Bartolomei et al.	31
Σχήμα 9: Παρουσίαση της εξάρτησης της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης με αλλαγή της πίεσης συστήματος για τις περιπτώσεις 19-26 (πίνακας 3) των Bartolomei et al.	34
Σχήμα 10: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.01$	35
Σχήμα 11: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.1$	35
Σχήμα 12: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.2$	36
Σχήμα 13: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.4$	36
Σχήμα 14: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.6$	37
Σχήμα 15: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.8$	37
Σχήμα 16: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.9$	38
Σχήμα 17: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού συναρτήσεως της ποιότητας ισορροπίας των περιπτώσεων 19-26 (πίνακας 3) για τιμή της παραμέτρου προσαρμογής $a=0.99$	38

Σχήμα 18: Εξάρτηση της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας της περίπτωσης 24 ($p= 6.81$ MPa) από τη μεταβολή της παραμέτρου προσαρμογής a	40
Σχήμα 19: Εξάρτηση της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας της περίπτωσης 25 ($p= 10.84$ MPa) από τη μεταβολή της παραμέτρου προσαρμογής a	40
Σχήμα 20: Εξάρτηση της προβλεπόμενης διαμέτρου ανύψωσης φυσαλίδας της περίπτωσης 26 ($p= 14.75$ MPa) από τη μεταβολή της παραμέτρου προσαρμογής a	41
Σχήμα 21: Γραφική αναπαράσταση της θερμοκρασίας του τοιχώματος συναρτήσει του αξονικής θέσης στο σωλήνα. Φαίνονται οι περιπτώσεις 24, 26 του πίνακα 3.....	42
Σχήμα 22: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού (αριστερά) και της θερμοκρασίας του ρευστού (δεξιά) στην έξοδο του σωλήνα συναρτήσει της ακτίνας του σωλήνα για την περίπτωση DEBORA 1.	43
Σχήμα 23: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού (αριστερά) και της θερμοκρασίας του ρευστού (δεξιά) στην έξοδο του σωλήνα συναρτήσει της ακτίνας του σωλήνα για την περίπτωση DEBORA 3.....	43
Σχήμα 24: Διαγράμματα του κλάσματος ατμού (αριστερά) και της θερμοκρασίας του ρευστού (δεξιά) στην έξοδο του σωλήνα συναρτήσει της ακτίνας του σωλήνα για την περίπτωση DEBORA 7.....	44
Σχήμα 25: Αξονική μελέτη της περίπτωσης DEBORA 1. Φαίνεται το μέσο κλάσμα ατμού (αριστερά) και η θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος (δεξιά) συναρτήσει της θέσης στο σωλήνα.....	45
Σχήμα 26: Αξονική μελέτη της περίπτωσης DEBORA 3. Φαίνεται το μέσο κλάσμα ατμού (αριστερά) και η θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος (δεξιά) συναρτήσει της θέσης στο σωλήνα.....	46
Σχήμα 27: Αξονική μελέτη της περίπτωσης DEBORA 3. Φαίνεται το μέσο κλάσμα ατμού (αριστερά) και η θερμοκρασία του θερμαινόμενου τοιχώματος (δεξιά) συναρτήσει της θέσης στο σωλήνα.....	46
Σχήμα 28: Μεταβολή του εκτιμώμενου κλάσματος ατμού με αλλαγή της παραμέτρου προσαρμογής a	47

8. Κατάλογος Αναφορών

- [1] G. G. Bartolomej κ.ά., 'Experimental study on void fraction in subcooled boiling in tubes', *Τεπλοηnergetika*, τχ. 3, σσ. 20–22, 1982.
- [2] E. Manon, 'Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des réacteurs à eau sous pression', These de doctorat, Châtenay-Malabry, Ecole centrale de Paris, 2000. Ημερομηνία πρόσβασης: 30 Ιούλιος 2023. [Έκδοση σε ψηφιακή μορφή]. Διαθέσιμο στο: <https://www.theses.fr/2000ECAP0696>
- [3] J. Garnier, E. Manon, και G. Cubizolles, 'LOCAL MEASUREMENTS ON FLOW BOILING OF REFRIGERANT 12 IN A VERTICAL TUBE', *Multiph. Sci. Technol.*, τ. 13, τχ. 1 & 2, 2001, doi: 10.1615/MultScienTechn.v13.i1-2.10.
- [4] F. Zhang, 'An Individual Household-Based Heating Metering and Charging Management System for Central Heating in Community Residential Buildings', *Int. J. Heat Technol.*, τ. 39, τχ. 3, σσ. 787–796, Ιουνίου 2021, doi: 10.18280/ijht.390312.
- [5] J. Mathew και S. Krishnan, 'A Review on Transient Thermal Management of Electronic Devices', *J. Electron. Packag.*, τ. 144, τχ. 010801, Αυγούστου 2021, doi: 10.1115/1.4050002.
- [6] J. Gao, F. Proulx, και M. J. Rodriguez, 'Effects of domestic handling of drinking water on halogenated acetaldehydes', *Chemosphere*, τ. 261, σ. 127531, Δεκεμβρίου 2020, doi: 10.1016/j.chemosphere.2020.127531.
- [7] J. Ilic, I. Tomasevic, και I. Djekic, 'Influence of water-based and contact heating preparation methods on potato mechanical properties, mastication, and sensory perception', *Int. J. Gastron. Food Sci.*, τ. 25, σ. 100401, Οκτωβρίου 2021, doi: 10.1016/j.ijgfs.2021.100401.
- [8] M. Colombo, R. Thakrar, M. Fairweather, και S. P. Walker, 'Assessment of semi-mechanistic bubble departure diameter modelling for the CFD simulation of boiling flows', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 344, σσ. 15–27, Απριλίου 2019, doi: 10.1016/j.nucengdes.2019.01.014.
- [9] V. P. Carey, *Liquid-Vapor Phase-Change Phenomena: An Introduction to the Thermophysics of Vaporization and Condensation Processes in Heat Transfer Equipment, Third Edition*, 3ο έκδ. Boca Raton: CRC Press, 2020. doi: 10.1201/9780429082221.
- [10] M. Pham, G. Bois, F. Francois, και E. Baglietto, 'Assessment of State-of-the-art multiphase CFD modeling for subcooled flow boiling in reactor applications', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 411, σ. 112379, Σεπτεμβρίου 2023, doi: 10.1016/j.nucengdes.2023.112379.

- [11] Ο. Oikonomidou κ.ά., 'Bubble growth analysis during subcooled boiling experiments on-board the international space station: Benchmark image analysis', *Adv. Colloid Interface Sci.*, τ. 308, σ. 102751, Οκτωβρίου 2022, doi: 10.1016/j.cis.2022.102751.
- [12] N. Mérigoux, 'Multiphase Eulerian-Eulerian CFD supporting the nuclear safety demonstration', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 397, σ. 111914, Οκτωβρίου 2022, doi: 10.1016/j.nucengdes.2022.111914.
- [13] 'Computational Techniques for Multiphase Flows - 2nd Edition'. <https://shop.elsevier.com/books/computational-techniques-for-multiphase-flows/yeoh/978-0-08-102453-9> (ημερομηνία πρόσβασης 26 Ιούλιος 2023).
- [14] N. Kurul και M. Z. Podowski, 'MULTIDIMENSIONAL EFFECTS IN FORCED CONVECTION SUBCOOLED BOILING', παρουσιάστηκε στο International Heat Transfer Conference 9, Begel House Inc., 1990. doi: 10.1615/IHTC9.40.
- [15] V. I. Tolubinsky και D. M. Kostanchuk, 'VAPOUR BUBBLES GROWTH RATE AND HEAT TRANSFER INTENSITY AT SUBCOOLED WATER BOILING', παρουσιάστηκε στο International Heat Transfer Conference 4, Begel House Inc., 1970. doi: 10.1615/IHTC4.250.
- [16] F. Fritz, W W., 'Maximum volume of vapor bubbles', *Phys. Z.*, τ. 36, τχ. 11, σσ. 379–384, 1935.
- [17] G. Kocamustafaogullari και M. Ishii, 'Interfacial area and nucleation site density in boiling systems', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 26, τχ. 9, σσ. 1377–1387, Σεπτεμβρίου 1983, doi: 10.1016/S0017-9310(83)80069-6.
- [18] V. Prodanovic, D. Fraser, και M. Salcudean, 'Bubble behavior in subcooled flow boiling of water at low pressures and low flow rates', *Int. J. Multiph. Flow*, τ. 28, τχ. 1, σσ. 1–19, Ιανουαρίου 2002, doi: 10.1016/S0301-9322(01)00058-1.
- [19] N. Basu, G. Warriar, και V. K. Dhir, 'Wall Heat Flux Partitioning During Subcooled Flow Boiling: Part 1—Model Development', *J. Heat Transf.-Trans. Asme - J HEAT Transf.*, τ. 127, Φεβρουαρίου 2005, doi: 10.1115/1.1842784.
- [20] C. S. Brooks και T. Hibiki, 'Wall nucleation modeling in subcooled boiling flow', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 86, σσ. 183–196, Ιουλίου 2015, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.03.005.
- [21] R. Situ, T. Hibiki, M. Ishii, και M. Mori, 'Bubble Lift-off Size in Forced Convective Subcooled Boiling Flow', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 48, Δεκεμβρίου 2005, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.06.031.
- [22] B.-J. Yun, A. Splawski, S. Lo, και C.-H. Song, 'Prediction of a subcooled boiling flow with advanced two-phase flow models', *Nucl. Eng. Des. - NUCL ENG DES*, τ. 253, Δεκεμβρίου 2012, doi: 10.1016/j.nucengdes.2011.08.067.

- [23] H. Setoodeh, W. Ding, D. Lucas, και U. Hampel, 'Prediction of Bubble Departure in Forced Convection Boiling with a Mechanistic Model That Considers Dynamic Contact Angle and Base Expansion', *Energies*, τ. 12, τχ. 10, Art. τχ. 10, Ιανουαρίου 2019, doi: 10.3390/en12101950.
- [24] R. Sugrue και J. Buongiorno, 'A modified force-balance model for prediction of bubble departure diameter in subcooled flow boiling', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 305, σσ. 717–722, Αυγούστου 2016, doi: 10.1016/j.nucengdes.2016.04.017.
- [25] T. Mazzocco, W. Ambrosini, R. Kommajosyula, και E. Baglietto, 'A reassessed model for mechanistic prediction of bubble departure and lift off diameters', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 117, σσ. 119–124, Φεβρουαρίου 2018, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.09.105.
- [26] S. Raj, M. Pathak, και K. Khan, 'An improved mechanistic model for predicting bubble characteristic size in subcooled flow boiling', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 149, σ. 119188, Μαρτίου 2020, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119188.
- [27] J. F. Klausner, R. Mei, D. M. Bernhard, και L. Z. Zeng, 'Vapor bubble departure in forced convection boiling', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 36, τχ. 3, σσ. 651–662, Φεβρουαρίου 1993, doi: 10.1016/0017-9310(93)80041-R.
- [28] H. Anglart, O. Nylund, N. Kurul, και M. Z. Podowski, 'CFD prediction of flow and phase distribution in fuel assemblies with spacers', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 177, τχ. 1, σσ. 215–228, Δεκεμβρίου 1997, doi: 10.1016/S0029-5493(97)00195-7.
- [29] M. Ishii, 'Two-fluid model for two-phase flow', *Present. Dep. Energy Int. Workshop Two-Phase Flow Fundam.*, Ιουνίου 1987, Ημερομηνία πρόσβασης: 27 Ιούλιος 2023. [Έκδοση σε ψηφιακή μορφή]. Διαθέσιμο στο: <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1987doe..work.....1>
- [30] F. J. Moraga, F. J. Bonetto, και R. T. Lahey, 'Lateral forces on spheres in turbulent uniform shear flow', *Int. J. Multiph. Flow*, τ. 25, τχ. 6, σσ. 1321–1372, Σεπτεμβρίου 1999, doi: 10.1016/S0301-9322(99)00045-2.
- [31] Th. Frank, P. J. Zwart, E. Krepper, H.-M. Prasser, και D. Lucas, 'Validation of CFD models for mono- and polydisperse air–water two-phase flows in pipes', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 238, τχ. 3, σσ. 647–659, Μαρτίου 2008, doi: 10.1016/j.nucengdes.2007.02.056.
- [32] S. Hosokawa, A. Tomiyama, S. Misaki, και T. Hamada, 'Lateral Migration of Single Bubbles Due to the Presence of Wall', Ιανουαρίου 2002. doi: 10.1115/FEDSM2002-31148.
- [33] 'ANSYS Fluent User's Guide'. 2019.Release 19.2
- [34] A. D. Burns, T. Frank, I. Hamill, και J.-M. Shi, 'The Favre Averaged Drag Model for Turbulent Dispersion in Eulerian Multi-Phase Flows', Ημερομηνία πρόσβασης: 27

- Ιούλιος 2023. [Έκδοση σε ψηφιακή μορφή]. Διαθέσιμο στο: <https://www.hzdr.de/publications/Publ-6158>
- [35] Ranz, W. and Marshall, W, 'Evaporation from Drops.Part 1,Chemical Engineering Progress,1952',
- [36] V. H. Del Valle και D. B. R. Kenning, 'Subcooled flow boiling at high heat flux', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 28, τχ. 10, σσ. 1907–1920, Οκτωβρίου 1985, doi: 10.1016/0017-9310(85)90213-3.
- [37] Lemmert, M και Chawla, JM, 'INFLUENCE OF FLOW VELOCITY ON SURFACE BOILING HEAT TRANSFER COEFFICIENT', *Health Environ. Res. Online HERO*, 1974, [Έκδοση σε ψηφιακή μορφή]. Διαθέσιμο στο: https://hero.epa.gov/hero/index.cfm/reference/details/reference_id/8632073
- [38] T. Hibiki και M. Ishii, 'Active nucleation site density in boiling systems', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 46, σσ. 2587–2601, Ιουλίου 2003, doi: 10.1016/S0017-9310(03)00031-0.
- [39] R. Cole, 'A photographic study of pool boiling in the region of the critical heat flux', *AIChE J.*, τ. 6, τχ. 4, σσ. 533–538, 1960, doi: 10.1002/aic.690060405.
- [40] M. Colombo και M. Fairweather, 'Prediction of bubble departure in forced convection boiling: A mechanistic model', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 85, τχ. 1, Art. τχ. 1, Ιουνίου 2015.
- [41] H. C. Ünal, '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', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 19, τχ. 6, σσ. 643–649, Ιουνίου 1976, doi: 10.1016/0017-9310(76)90047-8.
- [42] G. E. Thorncroft, J. F. Klausner, και R. Mei, 'An experimental investigation of bubble growth and detachment in vertical upflow and downflow boiling', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 41, τχ. 23, σσ. 3857–3871, Δεκεμβρίου 1998, doi: 10.1016/S0017-9310(98)00092-1.
- [43] D. Mitrakos, A. Vouros, H. Bougioukou, και G. Giustini, 'Computational fluid dynamics prediction of subcooled boiling of water using a mechanistic bubble-departure model', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 412, σ. 112465, Οκτωβρίου 2023, doi: 10.1016/j.nucengdes.2023.112465.
- [44] N. Zuber, 'The dynamics of vapor bubbles in nonuniform temperature fields', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 2, τχ. 1, σσ. 83–98, Μαρτίου 1961, doi: 10.1016/0017-9310(61)90016-3.

- [45] Kolev NI, 'Applied multi-phase flow analysis and its relation to constitutive physics, 8th International Symposium on Computational Fluid Dynamics', τ. vol 9, τχ. no 1, σ. pp 549-561, Απριλίου 2000.
- [46] E. Krepper και R. Rzehak, 'CFD for subcooled flow boiling: Simulation of DEBORA experiments', *Nucl. Eng. Des.*, τ. 241, τχ. 9, σσ. 3851–3866, Σεπτεμβρίου 2011, doi: 10.1016/j.nucengdes.2011.07.003.
- [47] *Handbook of Computational Fluid Mechanics*. Elsevier, 1996.
- [48] M. Azhar, 'Numerical Study of Nucleate Boiling Flows Using ANSYS Fluent', παρουσιάστηκε στο The 4th World Congress on Momentum, Heat and Mass Transfer, Απριλίου 2019. doi: 10.11159/icmfht19.114.
- [49] E. W. Lemmon, 'THERMOPHYSICAL PROPERTIES OF FLUIDS', *NIST*, Ιανουαρίου 2009, Ημερομηνία πρόσβασης: 16 Αύγουστος 2023. [Έκδοση σε ψηφιακή μορφή]. Διαθέσιμο στο: <https://www.nist.gov/publications/thermophysical-properties-fluids>
- [50] G. Giustini, K. H. Ardron, και S. P. Walker, 'Modelling of bubble departure in flow boiling using equilibrium thermodynamics', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 122, σσ. 1085–1092, Ιουλίου 2018, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.02.057.
- [51] S. J. Kim, R. Johns, J. Yoo, και E. Baglietto, 'Progress Toward Simulating Departure from Nucleate Boiling at High-Pressure Applications with Selected Wall Boiling Closures', *Nucl. Sci. Eng.*, τ. 194, σσ. 1–18, Μαΐου 2020, doi: 10.1080/00295639.2020.1743579.
- [52] T. Ueno και T. Okawa, 'Bubble dynamics at boiling incipience in subcooled upward flow boiling', *Int. J. Heat Mass Transf.*, τ. 55, σσ. 488–497, Ιανουαρίου 2012, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.09.050.

--- Τέλος εγγράφου ---