



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ  
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

## ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Σχεδίαση και υπολογιστική ανάλυση συσκευών ως  
προς την δημιουργία του φαινομένου της σπηλαίωσης**

Κεπεσίδης Γρηγόριος  
ΑΕΜ: 1643

Επιβλέπων καθηγητής: Τουρλιδάκης Αντώνιος

ΚΟΖΑΝΗ 2024



## **I. Ευχαριστίες**

Αρχικά θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή κ. Αντώνιο Τουρλιδάκη για τις γνώσεις, τον χρόνο, την βοήθεια και για την καθοδήγηση που μου παρείχε για την εκπόνηση της εργασίας αλλά και για το πολύ ενδιαφέρον θέμα το οποίο πρότεινε να ερευνήσω.

Επιπλέον θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου για την στήριξη που μου προσέφεραν όλα τα χρόνια των σπουδών μου.

## II. Περίληψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία διερευνήθηκε το φαινόμενο της σπηλαίωσης μέσω του σχεδιασμού και της υπολογιστικής ανάλυσης συσκευών κατάλληλων για την ανάπτυξη της.

Όταν ένα υγρό σταθερής θερμοκρασίας πέφτει κάτω από μια συγκεκριμένη πίεση ατμοποιείται και δημιουργούνται φυσαλίδες. Οι φυσαλίδες αυτές παρουσιάζουν διαβρωτικές και πιθανώς καταστρεπτικές συνέπειες για τις συσκευές αλλά μπορούν επίσης να εκμεταλλευτούν σε διάφορες χρήσιμες εφαρμογές. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιων εφαρμογών είναι η βελτίωση της ποιότητας του νερού που θα αναλυθεί περισσότερο μαζί με άλλες στην εργασία.

Αρχικά παρουσιάστηκαν οι εξισώσεις που περιγράφουν την ροή, την δυναμική των φυσαλίδων και την σπηλαίωση και έγινε επιλογή των συσκευών υδροδυναμικής σπηλαίωσης προς μελέτη και η παρουσίαση κάποιων πειραματικών δεδομένων για αυτές. Οι συσκευές που επιλέχθηκαν είναι ένα σωλήνας venturi, ένα ακροφύσιο, ένα υδροπτερύγιο και μία φυγοκεντρική αντλία.

Τέλος, με την βοήθεια του λογισμικού υπολογιστικής ρευστοδυναμικής Ansys πραγματοποιήθηκε η σχεδίαση τους και η υπολογιστική τους ανάλυση ως προς συγκεκριμένα γεωμετρικά χαρακτηριστικά αλλά και των συνοριακών συνθηκών που επικρατούν σε αυτές.

### **III. Abstract**

In this thesis, the phenomenon of cavitation was explored through the design and computational analysis of devices that are suitable for its development.

When a liquid at a constant temperature drops below a certain pressure, it vaporises and bubbles are formed. These bubbles have a corrosive and potentially destructive effect on devices but can also be exploited in various useful applications. A typical example of such applications is the improvement of water quality which will be further analysed along with others in the thesis.

To start with, the equations describing the flow, bubble dynamics and cavitation were presented and the hydrodynamic cavitation devices to be studied were selected along with experimental data for them. The devices selected are a venturi tube, a nozzle, a hydrofoil and a centrifugal pump.

Finally, the design and computational analysis of the selected devices were carried out regarding to the specific geometric characteristics and the boundary conditions prevailing in them, with the help of programs of the Ansys suite.

## IV. Περιεχόμενα

I. Ευχαριστίες.....	3
II. Περίληψη.....	4
III. Abstract.....	5
IV. Περιεχόμενα.....	6
V. Ονοματολογία συμβόλων.....	9
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1.....	12
1.1 Τι είναι σπηλαίωση.....	12
1.2 Αρνητικές επιπτώσεις σπηλαίωσης.....	13
1.3 Εφαρμογές σπηλαίωσης.....	13
1.4 Ιστορική αναδρομή.....	15
1.5 Αριθμός σπηλαίωσης.....	16
1.6 Πυρηνοποίηση σπηλαίωσης.....	17
1.6.1 Επιφανειακή τάση.....	17
1.6.2 Ισοζύγιο φυσαλίδας.....	18
1.6.3 Ανάπτυξη και ευστάθεια της φυσαλίδας.....	19
1.6.4 Κατάρρευση της φυσαλίδας.....	20
1.7 Η εξίσωση Rayleigh-Plesset.....	21
1.8 Ταλάντωση φυσαλίδας.....	23
1.8.1 Γραμμική ταλάντωση φυσαλίδας.....	24
1.8.2 Μη γραμμική ταλάντωση φυσαλίδας.....	25
1.9 Ηχοφωταύγεια.....	26
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2.....	28
2.1 Μηχανισμοί σπηλαίωσης.....	28
2.2 Venturi.....	29
2.3 Ακροφύσιο.....	32
2.4 Υδροπτερύγιο.....	33
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3.....	36
3.1 Εξισώσεις του πεδίου ροής ρευστού.....	36
3.1.1 Διατήρηση της μάζας.....	36
3.1.2 Διατήρηση της ορμής.....	37
3.1.3 Διατήρηση της ενέργειας.....	38
3.2 Τύρβη.....	38

3.2.1 Μοντελοποίηση της τύρβης.....	39
3.2.2 Εξισώσεις Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) .....	40
3.2.3 Eddy Viscosity.....	40
3.2.3.1 Το μοντέλο k- $\omega$ .....	41
3.2.3.2 Το μοντέλο Shear-Stress Transport (SST) .....	41
3.2.3.3 Το μοντέλο k- $\omega$ SST.....	42
3.3 Πολυφασική ροή.....	43
3.4 Μοντέλα σπηλαίωσης.....	44
3.4.1 Το μοντέλο Rayleigh-Plesset.....	44
3.4.2 Το μοντέλο Zwart-Gerber-Belamri.....	45
3.4.3 Το μοντέλο Schnerr-Sauer.....	46
3.5 Υπολογιστική ανάλυση.....	46
3.5.1 Η έννοια του $y^+$ .....	47
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4.....	48
4.1 Σωλήνας venturi.....	48
4.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας.....	49
4.3 Κατασκευή πλέγματος.....	50
4.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων.....	52
4.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων venturi και συνοριακών συνθηκών.....	54
4.5.1 Λόγος μήκους προς διάμετρο λαιμού.....	55
4.5.2 Γωνία σύγκλισης $\alpha$ .....	56
4.5.3 Γωνία απόκλισης $\beta$ .....	59
4.5.4 Διαφορά πίεσης $\Delta P$ .....	60
4.6 Προσομοίωση μεταβατικής ροής.....	61
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5.....	65
5.1 Ακροφύσιο.....	65
5.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας.....	66
5.3 Κατασκευή πλέγματος.....	66
5.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων.....	69
5.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων ακροφυσίου και συνοριακών συνθηκών.....	70
5.5.1 Διάμετρος στένωσης.....	70
5.5.2 Γωνία σύγκλισης $\beta$ .....	72
5.5.3 Κλάσμα πίεσης.....	73
5.6 Σύγκριση μοντέλων σπηλαίωσης.....	75
5.7 Προσομοίωση μεταβατικής ροής.....	77

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6.....	84
6.1 Υδροπτερύγιο.....	84
6.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας.....	85
6.3 Κατασκευή πλέγματος.....	85
6.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων.....	88
6.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων υδροπτεριγίου και συνοριακών συνθηκών.....	91
6.5.1 Γωνία προσβολής $\alpha$ .....	91
6.5.2 Διαφορά πίεσης $\Delta P$ .....	93
6.6 Συνδυασμός δύο υδροπτερυγίων.....	95
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7.....	98
7.1 Αντλία.....	98
7.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας.....	99
7.3 Κατασκευή πλέγματος.....	102
7.4 Αποτελέσματα ανάλυσης αρχικής γεωμετρίας και συνθηκών λειτουργίας της αντλίας.....	103
7.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων και συνθηκών λειτουργίας της αντλίας.....	107
7.5.1 Παροχή μάζας $\dot{m}$ .....	107
7.5.2 Περιστροφική ταχύτητα.....	109
7.5.3 Πίεση στην έξοδο <i>Poutlet</i> .....	111
7.5.4 Γωνία εξόδου $\beta_2$ .....	113
7.5.5 Σχήμα ακμής προσβολής.....	114
7.5.6 Πάχος πτερυγίου $e$ .....	117
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8.....	119
8.1 Συμπεράσματα.....	119
8.2 Προτάσεις για περαιτέρω έρευνα.....	120
VI. Βιβλιογραφία.....	121



## V. Ονοματολογία συμβόλων

### Λατινικά Σύμβολα

$c$	Ταχύτητα ήχου
$C_D$	Συντελεστής εκφόρτισης
$CD_{k\omega}$	Συντελεστής εγκάρσιας διάχυσης
$D, d$	Διάμετρος
$D_e$	Διάμετρος τοιχώματος κορυφής
$D_h$	Υδραυλική διάμετρος
$D_{hub}$	Διάμετρος πλήμνης
$D_{shaft}$	Διάμετρος καλύμματος
$D_{tip}$	Διάμετρος πτερυγίου
$E$	Ενέργεια
$e$	Ενέργεια ανά μονάδα μάζας
$e$	Πάχος πτερυγίου
$F$	Δύναμη
$F_{evap}$	Συντελεστής εξάτμισης
$F_{cond}$	Συντελεστής συμπύκνωσης
$f(x, t)$	Βηματική συνάρτηση
$f_i$	Βαρυτική δύναμη ανά μονάδα όγκου
$H$	Καμπυλότητα επιφάνειας
$H$	Ύψος
$H$	Μανομετρικό ύψος
$i$	Γωνία πρόσπτωσης
$k$	Τυρβώδης κινητική ενέργεια
$L$	Μήκος
$l$	Μήκος λαιμού
$m$	Μάζα
$m_B$	Μάζα φουσαλίδας
$\dot{m}_{evap}$	Ρυθμός εξάτμισης
$\dot{m}_{cond}$	Ρυθμός συμπύκνωσης
$N$	Πυκνότητα συγκέντρωσης πυρήνα
$N$	Αριθμός πτερυγίων
$n$	Περιστροφική ταχύτητα
$p_\infty$	Πίεση ισορροπίας
$p_{\infty 0}$	Μέση πίεση του πεδίου πίεσης
$P_{abs}$	Απόλυτη πίεση
$P_{atm}$	Ατμοσφαιρική πίεση
$P_{baro}$	Βαρομετρική πίεση
$p_c$	Κρίσιμη πίεση ισοζυγίου φουσαλίδας

$p_{g0}$	Αρχική μερική πίεση ατμού
$p_G$	Πίεση στο εσωτερικό φυσαλίδας
$P_{gauge}$	Πίεση gauge
$P_{in}$	Πίεση εισόδου
$p_L$	Πίεση υγρού
$P_{out}$	Πίεση εξόδου
$P_{ref}$	Πίεση αναφοράς
$P_v$	Πίεση ατμοποίησης
$Q$	Θερμότητα
$r$	Ακτίνα από το κέντρο μέχρι ένα σημείο έξω από την φυσαλίδα
$R, R_B$	Ακτίνα φυσαλίδας
$\dot{R}$	Ρυθμός ανάπτυξης ακτίνας φυσαλίδας
$R_c$	Κρίσιμη ακτίνα ισοζυγίου φυσαλίδας
$R_0$	Αρχική ακτίνα φυσαλίδας
$Re$	Αριθμός Reynolds
$Re_{dh}$	Αριθμός Reynolds βασισμένος στην υδραυλική διάμετρο
$T$	Θερμοκρασία
$t$	Χρόνος
$U, V, v$	Ταχύτητα
$u(r, t)$	Ακτινική προς τα έξω ταχύτητα
$u_\tau$	Ταχύτητα τριβής
$W$	Πλάτος
$W$	Έργο
$y^+$	Αδιάστατη απόσταση τοίχου
$x, y, z$	Καρτεσιανές συντεταγμένες

### Ελληνικά Σύμβολα

$\alpha$	Γωνία προσβολής
$\alpha$	Γωνία σύγκλισης
$\alpha$	Επιτάχυνση
$\alpha_1$	Σταθερά ροής
$\alpha_v$	Ογκομετρικό κλάσμα ατμού
$\alpha_{nuc}$	Ογκομετρικό κλάσμα πυρήνα
$\beta$	Γωνία απόκλισης
$\beta_1$	Γωνία εισόδου
$\beta_2$	Γωνία εξόδου
$\beta_{acoustic}$	Ακουστική συνεισφορά
$\Gamma$	Κλάσμα ειδικών θερμοχωρητικοτήτων

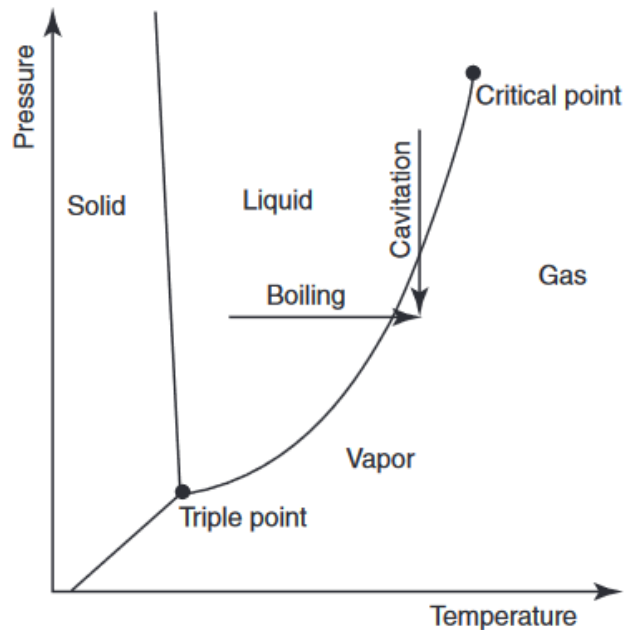
$\gamma$	Επιφανειακή τάση
$\delta$	Συνάρτηση του Kronecker
$\varepsilon$	Πλάτος ταλάντωσης
$\varepsilon$	Παράγοντας επεκτασιμότητας
$\eta_H$	Υδραυλική απόδοση
$\eta_V$	Ογκομετρική απόδοση
$\eta_{mech}$	Μηχανική απόδοση
$\eta_P$	Απόδοση αντλίας
$\theta_1$	Γωνία ροής εισόδου
$I$	Ένταση τύρβης
$\mu$	Δυναμικό ιξώδες
$\nu$	Κινηματικό ιξώδες
$\rho$	Πυκνότητα
$\rho_L$	Πυκνότητα νερού
$\rho_v$	Πυκνότητα ατμού
$\sigma$	Αριθμός σπηλαίωσης
$\tau_p$	Χρόνος Rayleigh
$\tau$	Τανυστής τάσης
$\varphi$	Γωνία κλίσης
$\omega, \Omega$	Συχνότητα ταλάντωσης

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

## 1.1 Τι είναι σπηλαίωση

Σπηλαίωση ονομάζεται το φαινόμενο της δημιουργίας και ανάπτυξης φυσαλίδων ή κοιλοτήτων ατμού μέσα σε ένα υγρό σταθερής θερμοκρασίας.

Η αλλαγή αυτή της φάσης του υγρού σε ατμό στις συγκεκριμένες περιοχές συμβαίνει όταν η απόλυτη πίεση πέφτει τοπικά κάτω από την πίεση ατμών ( $P_v$ ), η οποία εξαρτάται από την θερμοκρασία του υγρού.



Διάγραμμα 1. Διάγραμμα αλλαγής φάσης

Πηγή: Sipilä T.P.,(2017) *Fundamentals of Cavitation, Encyclopedia of Maritime and Offshore Engineering*

Όπως φαίνεται και από το σχήμα η διαδικασία της αλλαγής φάσης του υγρού είναι αντιστρέψιμη διαδικασία. Επομένως όταν η πίεση στις περιοχές που υπάρχουν φυσαλίδες επανέλθει πάνω από την γραμμή της τάσης ατμών ή όταν οι φυσαλίδες μετακινηθούν σε περιοχές με υψηλότερη πίεση, τότε αυτές καταρρέουν.

Η δημιουργία της σπηλαίωσης μπορεί να προέρχεται από την διαφορά πίεσης σε ένα κινούμενο υγρό που ρέει σε σωληνώσεις, υδροπτέρυγες, βαλβίδες διαφράγματος ακόμα και σε ελεύθερες επιφάνειες (υδροδυναμική σπηλαίωση), από τοπική εναπόθεση ενέργειας μέσω πηγών λέιζερ (οπτική σπηλαίωση), από ηχητικά κύματα (ακουστική σπηλαίωση) και από την πτώση πίεσης στο κέντρο στροβίλων που παρατηρούνται λόγω φυγοκεντρικών δυνάμεων σε αντλίες και προπέλες (στροβιλώδης σπηλαίωση).

## 1.2 Αρνητικές επιπτώσεις σπηλαιώσης

Η παρουσία σπηλαιώσης είναι τις περισσότερες φορές ανεπιθύμητη καθώς οδηγεί σε προβλήματα που αφορούν διαβρώσεις, θόρυβο (ηχορύπανση) ή και πτώση της απόδοσης μίας μηχανής.



Εικόνα 1 Διάβρωση επιφάνειας πτερωτής λόγω σπηλαιώσης  
Πηγή: Thamsen, P.U., et al., (2008) Cavitation in Single-Vane Sewage Pumps. *International Journal of Rotating Machinery*

Η διάβρωση λόγω σπηλαιώσης αποτελεί ένα πολύ συχνό φαινόμενο σε συσκευές και μηχανισμούς με τοιχώματα και μηχανικά και κινούμενα μέρη. Ιδιαίτερα σε συσκευές όπως σωλήνες ή έλικες και αντλίες με πτερύγια, εμφανίζονται στις επιφάνειες διαβρώσεις και μικροκαταστροφές λόγω διατμητικών τάσεων που δημιουργούνται από την εκπομπή ωστικών κυμάτων κατά την κατάρρευση των φυσαλίδων. Η κατάρρευση αυτή των φυσαλίδων είναι και ο λόγος που δημιουργείται ο θόρυβος. Ένα ακόμα μειονέκτημα που παρουσιάζει η σπηλαιώση στις αντλίες είναι ότι μειώνει την απόδοση σε αυτές. Εκτός από το γεγονός ότι η μειωμένη απόδοση μίας αντλίας αποτελεί πρόβλημα από μόνη της, μπορεί να οδηγήσει και σε ένα φαινόμενο που ονομάζεται σπηλαιώση εκκένωσης. Τότε η πίεση στον διαχύτη μίας αντλίας αυξάνεται σημαντικά και το ρευστό ανακυκλοφορεί στο εσωτερικό της αντλίας. Το ρευστό τότε υποχρεώνεται να κινηθεί σε στενές περιοχές μέσα στην αντλία οι οποίες αυξάνουν την ταχύτητά του. Επομένως λόγω του νόμου του Bernoulli δημιουργείται μία περιοχή χαμηλής πίεσης που οδηγεί σε περεταίρω ατμοποίηση της υγρού.

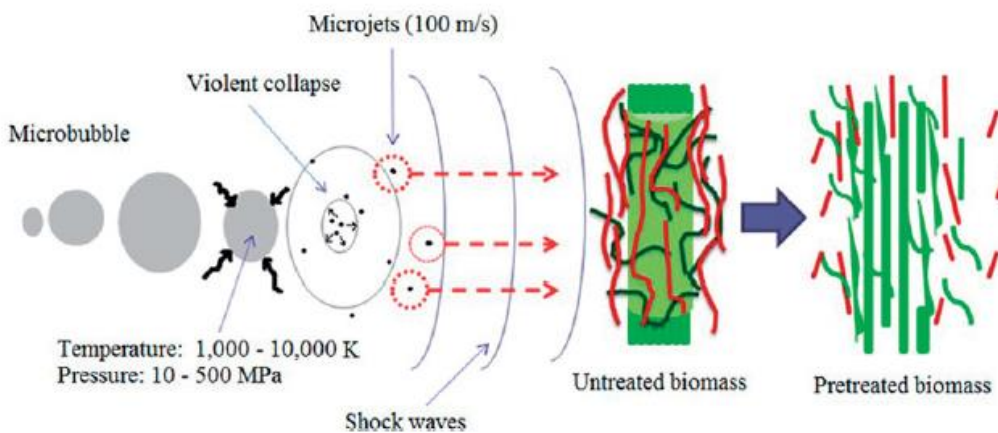
Επιπρόσθετα, σε μηχανισμούς εκκένωσης πλημμυρών και φράγματα που είναι κατασκευασμένοι συνήθως από παράγωγα σκυροδέματος αλλά και σε βαλβίδες ελέγχου όπου παρουσιάζονται στενοί διάδρομοι από τους οποίους ρέει το υγρό, ατέλειες στις επιφάνειες και μικροδιαβρώσεις μπορούν να επιταχύνουν το φαινόμενο της σπηλαιώσης. Σε αυτές τις περιοχές αυξάνεται η ταχύτητα του ρευστού και η πίεση του πέφτει σημαντικά με αποτέλεσμα η σπηλαιώση να είναι ακόμα πιο έντονη.

## 1.3 Εφαρμογές σπηλαιώσης

Παρά τα αρνητικά αποτελέσματα που επιφέρει, η σπηλαιώση είναι αξιοποιήσιμη για ένα ευρύ πεδίο εφαρμογών λόγω των οξειδωτικών ιδιοτήτων, των υψηλών πιέσεων, της εμφάνισης τύρβης και της αλλαγής φάσης που παρουσιάζει το φαινόμενο.

Μία από τις πιο χρήσιμες εφαρμογές της σπηλαιώσης είναι ο καθαρισμός, η απολύμανση και η βελτίωση ποιότητας του νερού. Οι πολύ μεγάλες θερμοκρασίες και πιέσεις που αναπτύσσονται για νανοδευτερόλεπτα κατά την κατάρρευση των φυσαλίδων οδηγούν στην μετατροπή των μορίων νερού σε υψηλής οξειδωσης ελεύθερες ρίζες όπως  $H_2O_2$ ,  $H^{\cdot}$ ,  $HO_2^{\cdot}$ ,  $HO^{\cdot}$  οι οποίες αντιδρούν με οργανικούς ρύπους καταστρέφοντάς τους. Επίσης μικροοργανισμοί οι οποίοι παγιδεύονται στο εσωτερικό των φυσαλίδων, σκοτώνονται από την ενέργεια που παράγεται κατά την κατάρρευση τους.

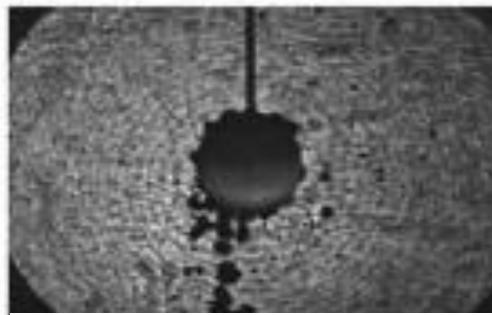
Με παρόμοιο τρόπο επιτυγχάνεται και ο καθαρισμός των βιοκαυσίμων και κυρίως της βιομάζας. Η τύρβη και τα ωστικά κύματα των φυσαλίδων είναι υπεύθυνα για τον καθαρισμό οργανικών ρύπων στο εσωτερικό της βιομάζας αυξάνοντας έτσι τις πορώδεις επιφάνειες της καθιστώντας την έτοιμη για την παραγωγή βιοαιθανόλης.



Εικόνα 2 Σχηματική αναπαράσταση του μηχανισμού προετοιμασίας βιομάζας για καύση μέσω σπηλαιώσης  
 Πηγή: Terán Hilares, et al., (2018). Hydrodynamic cavitation as a strategy to enhance the efficiency of lignocellulosic biomass pretreatment. *Critical Reviews in Biotechnology*

Επιπρόσθετα ενδιαφέρον παρουσιάζουν και εργαστηριακά αποτελέσματα αποθείωσης οργανικών ενώσεων μέσω συσκευών σπηλαιώσης, με την απομάκρυνση του θείου να ξεπερνάει το 99% σε συγκεκριμένα καύσιμα όπως ενώσεις οκτανόλης, το οκτάνιο ( $C_8H_{18}$ ) και το τολουόλιο ( $C_7H_8$ ) αλλά και με επαρκή αποθείωση στο εμπορικό diesel.

Η βιομηχανία του φαγητού και του ποτού θα μπορούσε επίσης να εκμεταλευτεί τις ιδιότητες της σπηλαιώσης. Μελέτες στην ζυθοποιία έδειξαν σημαντικά αποτελέσματα στην μείωση της θερμοκρασίας σακχαροποίησης της μύρας, επομένως και της ενέργειας που απαιτείται και αυξημένη κατά 30% αποδοτικότητα στην απομάκρυνση του αμύλου της μύρας με αποτέλεσμα την μείωση των θερμίδων που προσλαμβάνονται κατά την κατανάλωση της. Όσον αφορά την βιομηχανία του φαγητού η σπηλαιώση φαίνεται να έχει τα ίδια αποτελέσματα σε συντομότερο χρόνο με τις



Εικόνα 3 Καταστροφή πέτρας σε νεφρό με την βοήθεια ακουστικής σπηλαιώσης  
 Πηγή: Zhu, S., (2002). The role of stress waves and cavitation in stone comminution in shock wave lithotripsy. *Ultrasound in Medicine & Biology*

υπάρχουσες τεχνολογές στον τομέα της επαναενυδάτωσης της πρωτεΐνης γάλακτος, που αποτελεί την κύρια ιδιότητα για τον χαρακτηρισμό της ποιότητας της σκόνης για γαλακτοκομικά προϊόντα.

Τέλος σημαντική είναι η συμβολή της σπηλαίωσης και στον ιατρικό τομέα, αφού η κατανόηση του φαινομένου μπορεί να οδηγήσει σε ταχύτερη ίαση αλλά και πρόληψη ασθενειών και τραυμάτων. Συγκεκριμένα, η σπηλαίωση προκαλεί ζημιά στον ιστό τεχνιτών καρδιών και βαλβίδων, την "θραύση" των ερυθρών αιμοσφαιρίων (αιμόλυση) αλλά και στον εγκέφαλο καθώς μετά από τραύματα στο κεφάλι δημιουργούνται περιοχές χαμηλής πίεσης στις οποίες δημιουργούνται συσαλίδες στο εγκεφαλικό υγρό. Επιπλέον οι μέθοδοι εντοπισμού ασθενειών στο σώμα μέσω υπερήχων ευνοούνται από τις φυσαλίδες αφού είναι χιλιάδες φορές πιο ανακαστικές από τον ιστό του σώματος. Τέλος τα ωστικά κύματα κατά την κατάρρευση των φυσαλίδων της σπηλαίωσης έχουν την δυνατότητα να καταστρέψουν θρόμβους και πέτρες στα νεφρά.

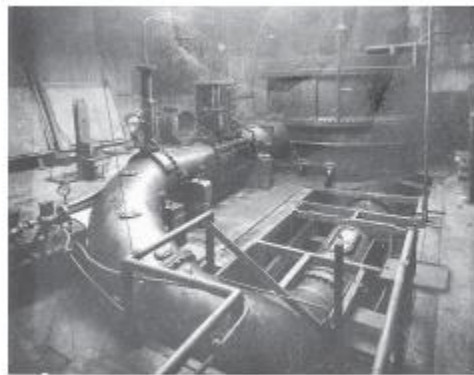
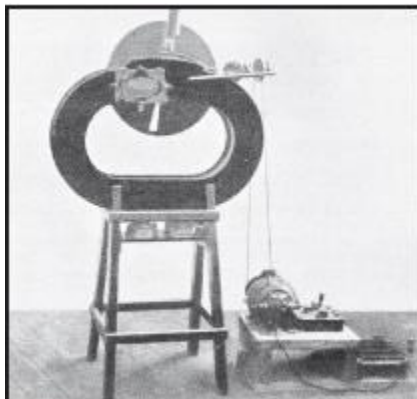
## 1.4 Ιστορική αναδρομή

Η έννοια του φαινομένου της σπηλαίωσης σε περιστρεφόμενες μηχανές έγινε αρχικά αντιληπτή από τον Evangelista Torricelli και τον Leonhard Euler και παρουσιάστηκε για πρώτη φορά επίσημα σε έρευνα το 1754 από τον τελευταίο, σε μελέτη του για τους υδροστροβίλους.

Από τα μέσα του 19<sup>ου</sup> αιώνα, οι μαθηματικοί George Stokes, Henry Besant και Osborne Reynolds μελέτησαν τον σχηματισμό και την κατάρρευση των φυσαλίδων και των κοιλοτήτων στο εσωτερικό των υγρών.

Οι πρώτες πραγματικές παρατηρήσεις του φαινομένου της σπηλαίωσης αφορούσαν την ναυτιλιακή τεχνολογία και ειδικότερα τις προπέλες των πλοίων. Το 1893 οι Sydney Barnaby και Charles Parsons ανακάλυψαν ότι η αποτυχία πλεύσης με την ταχύτητα σχεδιασμού κατά 3 κόμβους, του βρετανικού αντιτορπιλικού HMS Daring 8 χρόνια νωρίτερα, οφειλόταν στην δημιουργία φυσαλίδων ατμού στα πτερύγια της προπέλας.

Έτσι σχεδιάστηκε από τον Parsons ένα χρόνο αργότερα το πρώτο τούνελ νερού για την μελέτη του φαινομένου και έγινε γνωστή με την λήψη των πρώτων φωτογραφιών, η συσχέτιση της σπηλαίωσης με την διάβρωση και πρόκλησης ζημιάς στις προπέλες.



Εικόνα 4 Τα πρώτα τούνελ σπηλαίωσης από τον Charles Parsons

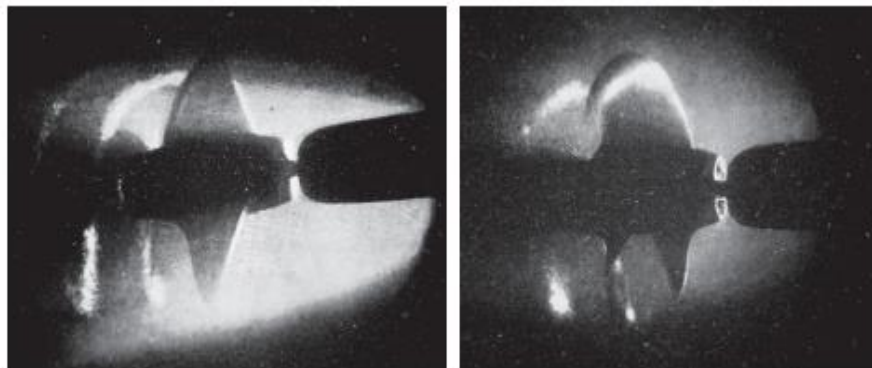
Πηγή: Weitendorf E.-A.,(2001) *On the History of Propeller Cavitation and Cavitation Tunnels.*

Ο John Isaac Thornycroft, ο οποίος επίσης μελέτησε τον σχηματισμό των φουσαλίδων στις προπέλες πολεμικών πλοίων, εισήγαγε τον όρο σπηλαιώση που προέρχεται από την λατινική λέξη "cavus" που σημαίνει "κούφιος".

Στις αρχές του 20<sup>ου</sup> αιώνα οι φυσικές ιδιότητες του φαινομένου εξετάστηκαν με μεγαλύτερη λεπτομέρεια με τις έρευνες του Lord Rayleigh (1917), Stanley Cook (1919), Horace Lamb (1932), Milton Plesset (1949) και Robert Knapp (1955) όπου μελετήθηκε η δυναμική των φουσαλίδων και οι πιέσεις που αναπτύσσονται. Αργότερα, με την φυσική πίσω από την δημιουργία και κατάρρευση των φουσαλίδων εδραιωμένη, μελετήθηκε ο τρόπος ανάπτυξης του φαινομένου της σπηλαιώσης σε συγκεκριμένους μηχανισμούς αλλά και το είδος της σπηλαιώσης. Τέτοιες μελέτες πραγματοποιήθηκαν από τον Arnold Emerson (1972) και τον Marshall Tulin (1953) για ροή σε πτερύγια, από τους Wolfgang Isay (1967) και Ernst Weitendorf (1973) για προπέλες διαφόρων γεωμετριών, από τον Waid (1957) για επίπεδες πλάκες και από τον Lowell Randall (1952) για γεωμετρίες venturi.

## 1.5 Αριθμός σπηλαιώσης

Οι χρήσιμες εφαρμογές αλλά και τα αρνητικά αποτελέσματα που επιφέρει η σπηλαιώση καθιστούν αναγκαίο τον έλεγχο της, όσον αφορά το αν και σε τι βαθμό θα επιτραπεί η ανάπτυξη της. Η ανάγκη αυτή οδήγησε στην εισαγωγή του αριθμού σπηλαιώσης από τον Diether Thoma το 1920 και εφαρμόστηκε αρχικά σε υδροπτερύγια και σε στόμια



Εικόνα 5 Οι πρώτες λήψεις φωτογραφιών για την απεικόνιση της σπηλαιώσης στα τούνελ του Charles Parsons

Πηγή: Weitendorf E.-A.,(2001) *On the History of Propeller Cavitation and Cavitation Tunnels.*

σωληνώσεων. Ο αριθμός σπηλαιώσης είναι μία αδιάστατος παράμετρος που εκφράζει τον βαθμό ανάπτυξης της σπηλαιώσης και ορίζεται ως:

$$\sigma = \frac{P_{ref} - P_v}{\frac{1}{2} \rho V^2} \quad (1.5.1)$$



όπου:  $P_{ref}$  η στατική πίεση αναφοράς σε κάποιο σημείο της ροής του υγρού,

$P_v$  η πίεση ατμών του υγρού στην σταθερή θερμοκρασία

$\rho$  η πυκνότητα του υγρού σε σταθερή θερμοκρασία

$V$  η ταχύτητα του υγρού στην περιοχή που ξεκινάει η σπηλαιώση

Αριθμός σπηλαιώσης μπορεί να αποδοθεί σε οποιαδήποτε ροή ρευστού ακόμα και αν δεν εμφανίζεται σπηλαιώση σε αυτήν και εξαρτάται από την γεωμετρία του μηχανισμού που μελετάται, από την πυκνότητα και το ιξώδες του υγρού, από την θερμοκρασία του και την ταχύτητα του.

## 1.6 Πυρηνοποίηση σπηλαιώσης

Όπως παρουσιάστηκε παραπάνω η αλλαγή της φάσης μεταξύ υγρού και αερίου είναι ο λόγος που εμφανίζεται η σπηλαιώση. Η αλλαγή αυτή της φάσης του υγρού ξεκινά συνήθως από μικροσκοπικούς πυρήνες που μεταφέρονται από την ροή του υγρού.

Οι πυρήνες αυτοί εμφανίζονται σε περιοχές και σημεία "αδυναμίας". Τέτοιες περιοχές δημιουργούνται είτε λόγω των θερμικών κυκλοφοριών στο εσωτερικό του υγρού, είτε εξαιτίας της πτώσης της πίεσης του υγρού στις συγκεκριμένες περιοχές. Τα σημεία αυτά αν και μπορούν να εμφανιστούν και μέσα στον ίδιο τον όγκο του υγρού, κυρίως παρατηρούνται στα τοιχώματα των μηχανισμών διαμέσου του οποίου αυτό ρέει.

Μία μικροφουσαλίδα αποτελεί την βασική, τυπική και πιο διαδεδομένη μορφή τέτοιων πυρήνων. Έχει σφαιρικό σχήμα με διάμετρο στην κλίμακα του μικρομέτρου ( $\mu\text{m}$ ) και στο εσωτερικό του περικλείεται ένα μίγμα κάποιου ιδανικού αερίου μαζί με τον ατμό του υγρού.

### 1.6.1 Επιφανειακή τάση

Επιφανειακή τάση  $\gamma$  είναι η ικανότητα των υγρών να μειώνουν την επιφάνειά τους όσο το δυνατόν περισσότερο λόγω των δυνάμεων συνοχής στο εσωτερικό του υγρού. Έτσι για παράδειγμα, όταν ένα υγρό έρχεται σε επαφή με τον αέρα, τα μόρια του υγρού που βρίσκονται στην επιφάνεια του, δέχονται μεγαλύτερες δυνάμεις από τα υπόλοιπα μόρια στον όγκο του υγρού από αυτά του αέρα. Με αυτόν τον τρόπο αναπτύσσεται πίεση προς το εσωτερικό του υγρού, δημιουργώντας έτσι φουσαλίδες με την ελάχιστη επιφάνεια.

Η επιφανειακή τάση εκφράζει την εφελκυστική δύναμη ανά μονάδα μήκους (N/m).

Η πίεση που αναπτύσσεται στην επιφάνεια επαφής δύο φάσεων μελετήθηκε από τον Pierre-Simon Laplace το 1805. Σύμφωνα με τον νόμο του Laplace, η πίεση αυτή προκύπτει από την διαφορά των επιμέρους πιέσεων των φάσεων  $\Delta p = P_{in} - P_{out}$  εξαρτάται από την καμπυλότητα  $H$  της επιφάνειας και την επιφανειακή τάση  $\gamma$  και ορίζεται ως εξής:

$$\Delta p = 2H\gamma \quad (1.6.1.1)$$

Ο νόμος του Laplace μπορεί επίσης να τροποποιηθεί ώστε να ληφθεί υπόψη η ακτίνα της φυσαλίδας  $R$  για την μελέτη της σχέσης της πίεσης με την επιφανειακή τάση ως εξής:

$$P = \frac{2\gamma}{R} \quad (1.6.1.2)$$

## 1.6.2 Ισοζύγιο φυσαλίδας

Για την μελέτη της ισορροπίας της φυσαλίδας σε ένα υγρό, υποθέτουμε ότι η εξωτερική πίεση  $p_\infty$  γύρω από το υγρό παραμένει σταθερή, η ακτίνα  $R$  της φυσαλίδας είναι αρκετά μικρή ώστε η υδροστατική πίεση  $p = 2\rho gR$  να είναι αμελητέα σε σχέση με την πίεση από την επιφανειακή τάση  $p_\gamma$  και ότι το υγρό έχει σταθερή θερμοκρασία, επομένως το αέριο στο εσωτερικό της φυσαλίδας αναπτύσσεται ισοθερμικά. Επομένως με τις συγκεκριμένες υποθέσεις εξάγεται η συνθήκη ισορροπίας:

$$p_\infty = p_{g0} \left[ \frac{R_0}{R} \right]^3 + p_v - \frac{2\gamma}{R} \quad (1.6.2.1)$$

Όπου  $p_{g0}$  η αρχική μερική πίεση του ατμού στο εσωτερικό της φυσαλίδας

$R_0$  η αρχική ακτίνα της φυσαλίδας

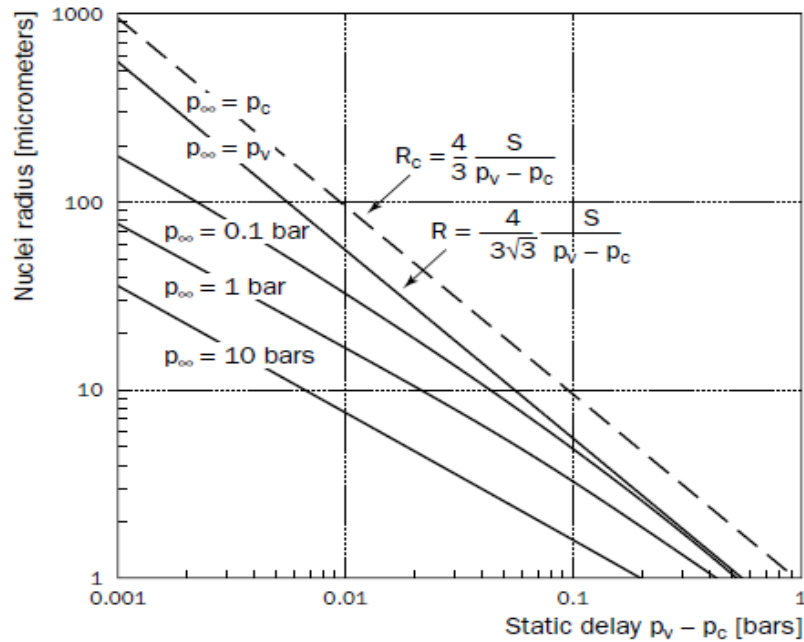
Είναι προφανές από την παραπάνω εξίσωση, ότι η ισορροπία μπορεί να διαταραχθεί λόγω της αλλαγής στην πίεση και την ακτίνα. Οι ελάχιστες τιμές της πίεσης και της ακτίνας για το ισοζύγιο ονομάζονται κρίσιμες και δίνονται από:

$$\begin{cases} R_c = \sqrt{\frac{3p_{g0}R_0^3}{2\gamma}} \\ p_c = p_v - \frac{4\gamma}{3R_c} \end{cases} \quad (1.6.2.2)$$

Οι κρίσιμες τιμές αυτές εξαρτώνται από την επιφανειακή τάση και από την τιμή  $p_{g0}R_0^3$  η ποσότητα της οποίας καθορίζει την μάζα του αερίου στο εσωτερικό της φυσαλίδας.

### 1.6.3 Ανάπτυξη και ευστάθεια της φυσαλίδας

Με την αλλαγή της φάσης του υγρού και την δημιουργία του πυρήνα, η φυσαλίδα έχει την τάση να μεγαλώσει. Αν η πίεση  $p_\infty$  που εφαρμόζεται είναι ίση με την πίεση ατμού  $p_v$  τότε η φυσαλίδα δεν μεγαλώνει και παραμένει σε ισορροπία. Όταν η πίεση ατμού ξεπεράσει την τιμή της εξωτερικής πίεσης τότε η ακτίνα της φυσαλίδας αρχίζει να μεγαλώνει.



Διάγραμμα 2 Διάγραμμα ακτινών ισοζυγίου από πυρήνες αέρα σε νερό για διάφορες εξωτερικές πιέσεις

Πηγή: Franc J-P., Michel J-M., (2004) *Fundamentals of Cavitation, Fluid Mechanics and its Applications FMIA vol.76*

Η αλλαγή της πίεσης του υγρού γύρω από τον πυρήνα αποτελεί την βασική παράμετρο που επηρεάζει την ανάπτυξή του. Αυτή περιγράφεται με την βοήθεια των εξισώσεων NASG σε φυσαλίδες μικρής κλίμακας όπου η πίεση σε σταθερή κατάσταση στο εσωτερικό της φυσαλίδας  $p_G$ , αρχικής ακτίνας  $R_0$  με επιφανειακή τάση  $\gamma$  επηρεάζουν την πίεση του υγρού που την περιβάλλει  $p_L$  ως εξής:

$$p_L = p_G - \frac{2\gamma}{R_0} \quad (1.6.3.1)$$

Επιπρόσθετα, η πίεση του υγρού μεταβάλλεται και ανάλογα την ποσότητα άρα και τον συνολικό όγκο των φυσαλίδων. Τα παραπάνω δεδομένα επομένως δείχνουν ότι υπάρχει μια κρίσιμη τιμή για την ακτίνα της φυσαλίδας, πάνω από την οποία συμβαίνει η αλλαγή της πίεσης:

$$R_c = \frac{2\gamma}{p_v - p_\infty} \quad (1.6.3.2)$$

Καθώς η ακτίνα της φυσαλίδας μεγαλώνει η επιφανειακή τάση και το ιξώδες του υγρού σταματάνε να έχουν επιρροή στην ανάπτυξή της. Έτσι ακόμα και όταν η φυσαλίδα είναι μόλις 3 φορές μεγαλύτερη από τον αρχικό πυρήνα, μπορεί να χρησιμοποιηθεί με μικρό περιθώριο σφάλματος η εξίσωση της ανάπτυξης της ακτίνας της φυσαλίδας:

$$\dot{R} \cong \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p_\infty}{\rho}} \quad (1.6.3.3)$$

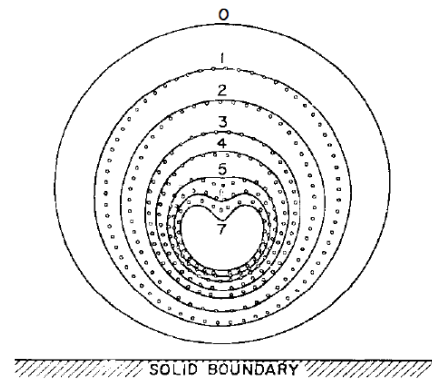
Ένας πυρήνας σε σταθερές συνθήκες μπορεί να αντέξει μέχρι κάποιες τιμές πίεσης, κάτω από τις οποίες καταρρέει. Η οριακή αυτή τιμή  $p_c$  αποτελεί ένδειξη για τον χρόνο καθυστέρησης της σπηλαίωσης, όταν συγκρίνεται με την πίεση ατμού. Η σύγκριση αυτή προέρχεται από την διαφορά τους  $p_v - p_c$  και σε συνδυασμό με την εξίσωση (1.5.2) γίνεται αντιληπτό ότι όσο μικραίνει η ακτίνα ο πυρήνας γίνεται ασταθής και αυξάνεται "εκρηκτικά" με αποτέλεσμα την επιβράδυνση της σπηλαίωσης.

## 1.6.4 Κατάρρευση της φυσαλίδας

Λόγω των αρνητικών αποτελεσμάτων που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 1.2 τα οποία εμφανίζονται κατά την κατάρρευση των φυσαλίδων, είναι ιδιαίτερα σημαντική η μελέτη των υψηλών ταχυτήτων, πιέσεων και θερμοκρασιών που αναπτύσσονται εκείνη την στιγμή.

Η διαδικασία της κατάρρευσης ξεκινάει όταν η πίεση που εφαρμόζεται περάσει πάνω από την τιμή της πίεσης ατμού. Επειδή την στιγμή της κατάρρευσης η ακτίνα της φυσαλίδας έχει την μέγιστη τιμή, η

επίδραση της επιφανειακής τάσης και του ιξώδους συνεχίζει να θεωρείται αμελητέα η ταχύτητα με την οποία καταρρέει η φυσαλίδα δίνεται από:



Εικόνα 6 Τα στάδια κατάρρευσης μίας φυσαλίδας όπως περιγράφηκε θεωρητικά από τον Plesset

Πηγή: Plesset M.S. Prosperetti A., (1977) *Bubble Dynamics and Cavitation, Annual Review of Fluid Mechanics*

$$\dot{R} \cong - \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty - p_v}{\rho} \left[ \left( \frac{R_0}{R} \right)^3 - 1 \right]} \quad (1.6.4.1)$$

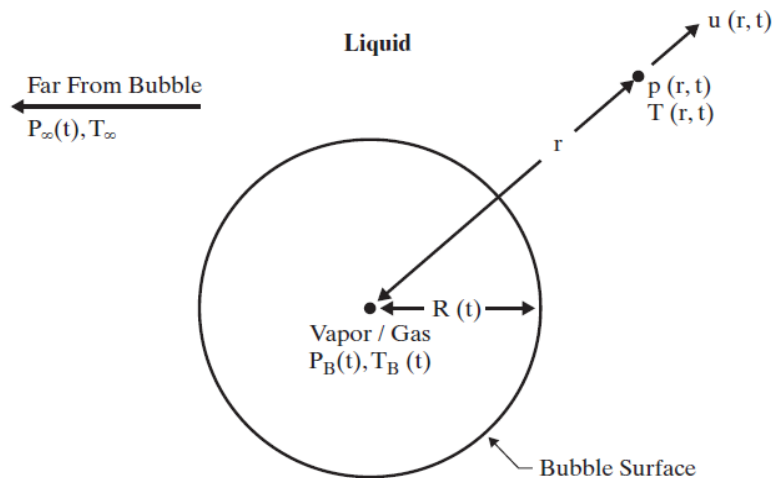
Η παραπάνω εξίσωση οδηγεί ολοκληρώνοντας και στον υπολογισμό του χρόνου Rayleigh, δηλαδή του χρόνου που απαιτείται για την φυσαλίδα να φτάσει από την μέγιστη ακτίνα της στο  $R=0$  δηλαδή μέχρι να εξαφανιστεί εντελώς. Ο χρόνος αυτός υπολογίζεται από:

$$\tau_p \cong 0.915R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty - p_v}} \quad (1.6.4.2)$$

## 1.7 Η εξίσωση Rayleigh-Plesset

Οι παραπάνω εξισώσεις για την ευστάθεια και την κατάρρευση των φυσαλίδων προκύπτουν υποθέτοντας ότι έχουν σφαιρικό σχήμα, από τις εξισώσεις Rayleigh-Plesset.

Αν και η συμπιεστότητα ενός υγρού επηρεάζει την κατάρρευση μιας φυσαλίδας, για την μελέτη των εξισώσεων Rayleigh-Plesset θεωρείται ότι η πυκνότητα του υγρού παραμένει σταθερή. Το ίδιο θεωρείται και για το ιξώδες το οποίο είναι σταθερό και ομοιόμορφο σε



Εικόνα 7 Σχηματική αναπαράσταση σφαιρικής φυσαλίδας  
 Πηγή: Brennen C.,(2014) Cavitation and Bubble Dynamics, Cambridge University Press

όλο τον όγκο του υγρού, όπως και η θερμοκρασία. Η κύρια παράμετρος της ανάλυσης είναι η ακτίνα της φυσαλίδας  $R$ , με την ακτινική απόσταση από ένα σημείο του υγρού εκτός της φυσαλίδας μέχρι το κέντρο της φυσαλίδας να ορίζεται ως  $r$ .

Η διατήρηση της μάζας ενός ασυμπίεστου υγρού όταν  $\text{div}\vec{V} = 0$  δίνει:

$$u(r, t) = \dot{R} \frac{R^2}{r^2} \quad (1.7.1)$$

Για νευτώνεια υγρά η εξίσωση Navier-Stokes για κίνηση στην κατεύθυνση  $r$  είναι:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} - \nu_L \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial u}{\partial r} \right) - \frac{2u}{r^2} \right] \quad (1.7.2)$$

Όπως αναφέρθηκε η επιρροή του ιξώδους είναι αμελητέα στην συγκεκριμένη ανάλυση, οπότε ο όρος του ιξώδους στην εξίσωση Navier-Stokes είναι μηδενικός, άρα η εξίσωση της ορμής είναι:

$$-\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} \quad (1.7.3)$$

στην οποία αντικαθιστώντας την εξίσωση (1.6.1) λαμβάνεται ως συνάρτηση της απόστασης:

$$\ddot{R} \frac{R^2}{r^2} + 2\dot{R}^2 \left[ \frac{R}{r^2} - \frac{R^4}{r^5} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.7.4)$$

Θεωρώντας ότι σε ένα σημείο μέσα στο υγρό όπου η πίεση και η απόσταση από το κέντρο της φυσαλίδας τείνουν στο άπειρο και ολοκληρώνοντας ως προς  $r$ :

$$\frac{p(r, t) - p_\infty(t)}{\rho} = \ddot{R} \frac{R^2}{r} + 2\dot{R}^2 \left[ \frac{R}{r} - \frac{R^4}{4r^4} \right] \quad (1.7.5)$$

Όταν η συγκεκριμένη εξίσωση εφαρμοστεί για την διεπιφάνεια της φουσαλίδας στην οποία ισχύει  $R = r$ , γίνεται:

$$\frac{p(r, t) - p_{\infty}(t)}{\rho} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \quad (1.7.6)$$

Επιπρόσθετα, η πίεση στην διεπιφάνεια της φουσαλίδας δίνεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$p(R, t) = p_v + p_{g0} \left[ \frac{R_0}{R} \right]^{3\Gamma} - \frac{2\gamma}{R} + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} \quad (1.7.7)$$

όπου  $\Gamma$  είναι το κλάσμα ειδικών θερμοχωρητικοτήτων  $c_{pg}$  και  $c_{pv}$   
 $\mu$  είναι το κινηματικό ιξώδες

Λαμβάνοντας υπόψη την παραπάνω εξίσωση της πίεσης και ότι ισχύει:

$$\frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{2\dot{R}}{R} \quad (1.7.8)$$

η εξίσωση 1.7.6 γίνεται:

$$\rho \left[ R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] = p_v + p_{g0} \left[ \frac{R_0}{R} \right]^{3\Gamma} - p_{\infty}(t) - \frac{2\gamma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.7.9)$$

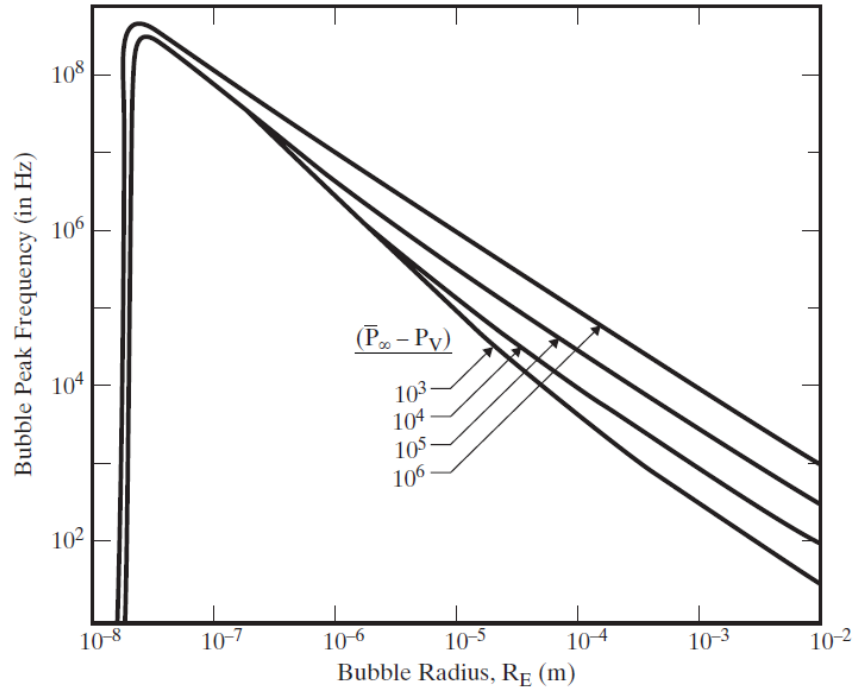
Αυτή είναι η εξίσωση Rayleigh-Plesset με την βοήθεια του οποίου είναι εφικτή η μελέτη της μεταβολής της ακτίνας μίας φουσαλίδας σε ένα υγρό με γνωστή την εφαρμοσμένη πίεση  $p_{\infty}(t)$  σε αυτό.

Ο Lord Rayleigh ήταν αυτός που αρχικά εξήγαγε την εξίσωση αυτή το 1917 χωρίς τις παραμέτρους της επιφανειακής τάσης και του ιξώδους. Έπειτα, ο Milton Plesset προσέθεσε το 1949, τον όρο του ιξώδους  $-4\mu \frac{\dot{R}}{R}$  στην εξίσωση για το πρόβλημα των κινούμενων φουσαλίδων.

## 1.8 Ταλάντωση φουσαλίδας

Εκτός από την ανάπτυξη και την κατάρρευση μίας φουσαλίδας, σημαντική είναι επίσης και η μελέτη της ταλάντωσής της όταν βρίσκεται σε ένα πεδίο πίεσης. Ο τρόπος

ταλάντωσης μίας φυσαλίδας μπορεί να κατηγοριοποιηθεί ως γραμμικός και μη γραμμικός ανάλογα με το επιβαλλόμενο πεδίο πίεσης. Για μικρό εύρος πίεσης η ταλάντωση της φυσαλίδας είναι γραμμική, ενώ όσο αυξάνεται το εύρος η φυσαλίδα αρχίζει να επηρεάζεται περισσότερο από μη γραμμικές συνθήκες εξαιτίας της μη γραμμικότητας των εξισώσεων που διέπουν την δυναμική τους, κυρίως από τις εξισώσεις Rayleigh-Plesset.



Διάγραμμα 3 Συχνότητα ταλάντωσης φυσαλίδων σε νερό 300°K σε διαφορετικές τιμές  $p_{\infty} - p_V$   
 Πηγή: Brennen C.,(2014) Cavitation and Bubble Dynamics, Cambridge University Press

### 1.8.1 Γραμμική ταλάντωση φυσαλίδας

Οι μικρού εύρους γραμμικές ταλαντώσεις των φυσαλίδων σε ένα υγρό μελετήθηκαν αρχικά από τον Marcel Minnaert το 1933, που έδειξε ότι ένα σημαντικό μέρος του ήχου που παράγεται από την ροή του τρεχούμενου νερού προέρχεται από τις παρασυρόμενες φυσαλίδες στην ροή.

Σε ένα ταλαντευόμενο πεδίο πίεσης μακριά από την φυσαλίδα το οποίο περιγράφεται με την εξίσωση:

$$p_{\infty}(t) = p_{\infty 0}(1 + \varepsilon \sin \omega t) \quad (1.8.1.1)$$

με  $p_{\infty 0}$  την μέση πίεση του πεδίου

$\omega$  την συχνότητα του παραγόμενου ήχου από την ταλάντωση



ε την αδιάστατη τιμή του εύρους πίεσης και κατά συνέπεια του πλάτους ταλάντωσης

Με μικρό πλάτος ταλάντωσης  $\varepsilon \ll 1$ , η ακτίνα της φυσαλίδας  $R$  θεωρείται ότι ταλαντώνεται στην ακτίνα ισοζυγίου  $R_0$  ως εξής:

$$R = R_0[1 + x(t)] \quad (1.8.1.2)$$

Από την γραμμικοποίηση της εξίσωσης Rayleigh-Plesset σε μορφή αρμονικής ταλάντωσης προκύπτει:

$$\ddot{x} + \frac{4\nu}{R_0^2} \dot{x} + \frac{3\Gamma p_{g0} - \frac{2\gamma}{R_0}}{\rho R_0^2} x = -\frac{1}{\rho R_0^2} p_{\infty 0} \varepsilon \sin \omega t \quad (1.8.1.3)$$

Από την εξίσωση της ταλάντωσης εξάγεται το συμπέρασμα ότι ο όρος του ιξώδους  $\frac{4\nu}{R_0^2}$  αποτελεί την απόσβεση της ταλάντωσης.

Τέλος η ακουστική συνεισφορά της φυσαλίδας υπολογίζεται από τον τύπο:

$$\beta_{acoustic} = \frac{1}{2} \frac{\omega^2 R_0}{c} \quad (1.8.1.4)$$

Όπου  $c$  η ταχύτητα του ήχου

## 1.8.2 Μη γραμμική ταλάντωση φυσαλίδας

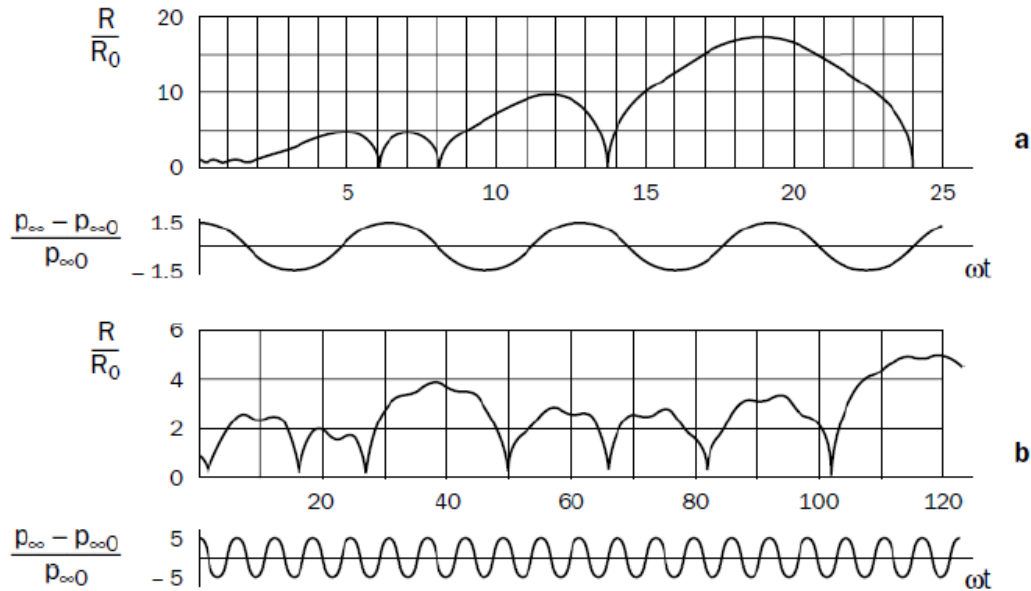
Σε ένα ευρύ ταλαντευόμενο πεδίο πίεσης αγνοώντας την θερμική και ακουστική διάχυση η εξίσωση 1.7.9 τροποποιείται για να περιγράψει την μη γραμμική ταλάντωση της φυσαλίδας:

$$\rho \left[ R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 \right] = p_{g0} \left[ \frac{R_0}{R} \right]^{3\Gamma} - p_{\infty} (1 - \varepsilon \cos \omega t) - \frac{2\gamma}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.8.2.1)$$

Η παραπάνω εξίσωση αποτελεί ιδιαίτερα σημαντικό εργαλείο για την πρόβλεψη της ταλάντωσης των φυσαλίδων, εφάμιλλη ακόμα και αναλυτικών και πειραματικών τεχνικών. Με βάση την εξίσωση αυτή, με την υπόθεση ισοθερμικής συμπεριφοράς του υγρού και χωρίς την επιρροή του ιξώδους, οι Noltingk και Nappiras βρήκαν το 1950 ότι σε ένα τέτοιο πεδίο οι φυσαλίδες ακολουθούν μία διαδικασία ενός κύκλου σπηλαίωσης

κατά τον οποίο αναπτύσσονται πολύ γρήγορα και καταρρέουν με βίαιο τρόπο και εκρηκτικά.

Περισσότερες μελέτες μη γραμμικών ταλαντώσεων των φυσαλίδων έγιναν και από τους Borotnikov και Soloukhin το 1964, οι οποίοι ανέλυσαν την μεταβαλλόμενη ταλάντωση φυσαλίδων αέρα με μη περιοδική απόκριση. Τα αποτελέσματα της αριθμητικής τους ανάλυσης παρουσιάζονται στα παρακάτω διαγράμματα.



Διάγραμμα 4 Αποτελέσματα δύο περιπτώσεων μεταβαλλόμενης κίνησης μίας φυσαλίδας ατμού σε ταλαντευόμενο πεδίο

Πηγή: Plesset M.S. Prosperetti A., (1977) *Bubble Dynamics and Cavitation*, Annual Review of Fluid Mechanics

Από τα διαγράμματα γίνεται αντιληπτό ότι και στα δύο παραδείγματα της μεταβολής της ακτίνας, όντως δεν επιτυγχάνεται η περιοδικότητα της ταλάντωσης.

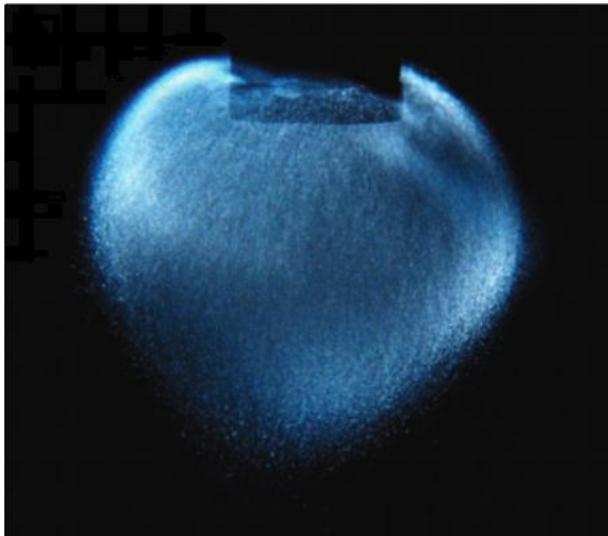
## 1.9 Ηχοφωταύγεια

Όταν το φαινόμενο της ανάπτυξης, ταλάντωσης και κατάρρευσης των φυσαλίδων σε ένα υγρό προκαλείται από την παροχή κυμάτων υπερήχων, ονομάζεται ακουστική σπηλαιώση. Η ηχοφωταύγεια, που είναι το αποτέλεσμα αυτού του είδους της σπηλαιώσης, είναι η εκπομπή φωτός από την κατάρρευση των φυσαλίδων. Σε εκείνο το σημείο, οι χημικές αντιδράσεις που συμβαίνουν οδηγούν στην παραγωγή φωτονίων.

Η προσέγγιση του φαινομένου αυτού έγινε από τον Henri Becquerel το 1896 όταν ανακάλυψε ότι το άλας ουρανίου σκοτείνιαζε τις φωτογραφικές πλάκες που μελετούσε. Η πρώτη συγκεκριμένη έρευνα και αναφορά της ηχοφωταύγειας έγινε από τους H. Frenzel και H. Schultes το 1932, οι οποίοι παρατήρησαν το σκοτείνιασμα των φωτογραφικών πλακών βυθιζόταν σε δεξαμενές νερού που δεχόταν ακουστικά κύματα.

Υπέρηχοι στο εύρος από δεκάδες μέχρι εκατοντάδες  $kHz$ , είναι ικανοί να οδηγήσουν στην παραγωγή φωτός από τις φυσαλίδες. Το φως που παράγεται παρατηρείται μέσω ειδικών φωτογραφικών μηχανών εξοπλισμένη με μία πλάκα συζευγμένου φορτίου για

την ενίσχυση του φωτός. Το σχήμα που παρουσιάζει το φως κατά την σπηλαίωση μπορεί να εμφανιστεί με την μορφή ινών αλλά τις περισσότερες φορές διακρίνεται ως ένα σύννεφο το οποίο φωτίζει αρκετά λόγω του μεγάλου αριθμού των φυσαλίδων που



*Εικόνα 8 Εκπομπή φωτός κατά την κατάρρευση φυσαλίδας  
Πηγή: Suslick, K.S., Flannigan, D.J., (2008) Inside a  
Collapsing Bubble: Sonoluminescence and the Conditions  
During Cavitation. Annu. Rev. Phys. Chem*

περιέχει το σύννεφο. Ένα τέτοιο σχήμα παρουσιάζεται στην εικόνα 8 όπου το σύννεφο από φυσαλίδες αερίου ξένου ( $Xe$ ), εκπέμπει φως όταν ένα μίγμα σύστασης 96 wt% θεικού οξέως ( $H_2SO_4$ ) με αέριο ξένο, δέχεται ακουστικά κύματα από έναν 20 kHz ταλαντωτή.

## Κεφάλαιο 2

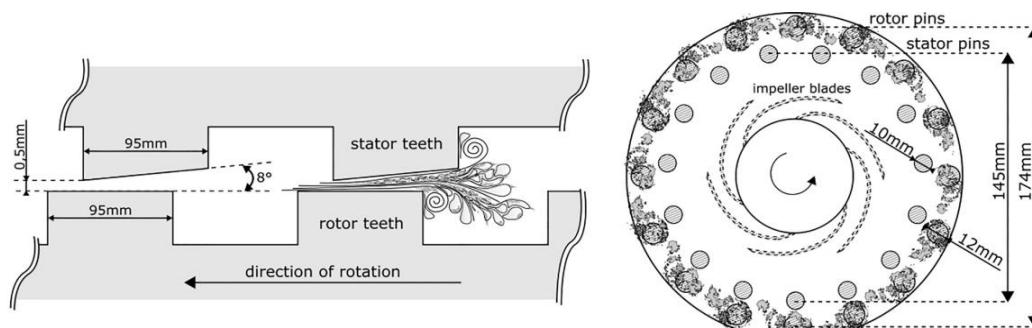
Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται διάφοροι μηχανισμοί που χρησιμοποιούνται, μέσω των οποίων εμφανίζεται σπηλαίωση. Έπειτα αναφέρονται οι συγκεκριμένοι μηχανισμοί που επιλέχθηκαν και θα μελετηθούν, και τα πειραματικά αποτελέσματα με τα οποία θα συγκριθούν αργότερα τα υπολογιστικά αποτελέσματα που θα εξαχθούν από την ανάλυση.

### 2.1 Μηχανισμοί σπηλαίωσης

Στο πρώτο κεφάλαιο παρουσιάστηκε η έννοια της υδροδυναμικής σπηλαίωσης που εμφανίζεται λόγω της διαφοράς πίεσης σε κινούμενα υγρά. Η εμφάνιση των κοιλοτήτων ή φυσαλίδων ατμού ξεκινάει όταν η πίεση του υγρού πέφτει κάτω από την πίεση ατμού. Γίνεται έτσι κατανοητή η ανάγκη εύρεσης τρόπων να επιτευχθεί αυτή η απαιτούμενη πτώση της πίεσης. Συγκεκριμένες συσκευές και μηχανισμοί χρησιμοποιούνται έτσι για να παραχθούν περιοχές χαμηλής πίεσης για την εκμετάλλευση του φαινομένου.

Οι συσκευές υδροδυναμικής σπηλαίωσης μπορούν γενικά να διακριθούν σε δύο κατηγορίες, με και χωρίς κινούμενα μέρη.

Στις περισσότερες συσκευές με κινούμενα μέρη υπάρχει ένας δρομέας και μία γρήγορα περιστρεφόμενη πτερωτή με ένα μικρό κενό ανάμεσά τους από το οποίο διέρχεται το

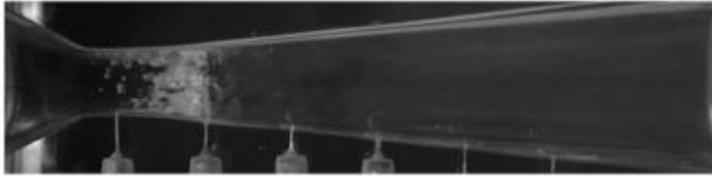


Εικόνα 9 Μηχανισμός περιστρεφόμενου δίσκου για την παραγωγή σπηλαίωσης

Πηγή: Gostiša, J., et al. (2021) Performance evaluation of a novel pilot-scale pinned disc rotating generator of hydrodynamic cavitation. *Ultrasonics Sonochemistry* 72

υγρό. Οι επιφάνειες είτε του δρομέα, είτε της πτερωτής, είτε και των δύο κατασκευάζονται με κατάλληλο τρόπο για να παράγουν χαμηλής πίεσης περιοχές. Τέτοιες τεχνικές μπορεί να περιλαμβάνουν την δημιουργία λακουβών ή οδοντών στην επιφάνεια του δρομέα και την κατασκευή των πτερυγίων με το κατάλληλο σχήμα. Καθώς τα μέρη της πτερωτής περιστρέφονται περνώντας δίπλα και κοντά στον δρομέα εμφανίζονται υψηλές τιμές διαμηθικών τάσεων ευνοώντας την εμφάνιση φυσαλίδων τόσο στο κενό μεταξύ δρομέα και πτερωτής, όσο και πάνω στα πτερύγια ή τα δόντια της πτερωτής. Σε αυτού του είδους τις συσκευές, η σπηλαίωση πραγματοποιείται λόγω της ανάπτυξης επιταχυνόμενης ροής ανάμεσα στα μικρά κενά που αναφέρθηκαν παραπάνω. Οι συσκευές με κινούμενα μέρη παρά τα πλεονεκτήματα που παρουσιάζουν, χρειάζονται συχνή συντήρηση ακριβώς λόγω των κινούμενων μερών και επιπλέον έχουν μεγάλες απαιτήσεις σε ενέργεια. Η σχηματική αναπαράσταση της εικόνας 9 περιστρεφόμενου δίσκου που χρησιμοποιήθηκε σε έρευνα αξιολόγησης της απόδοσης του, οπτικοποιεί την διαδικασία για την κατανόηση του φαινομένου στο συγκεκριμένο είδος συσκευών.

Στις συσκευές υδροδυναμικής σπηλαίωσης ο σημαντικότερος παράγοντας για την δημιουργία περιοχών χαμηλών πιέσεων, είναι ο χειρισμός και οι ελεγχόμενες αλλαγές στο πεδίο ροής. Η "χειραγώγηση" αυτή της ροής που επιτυγχάνεται με την δημιουργία κατάλληλης γεωμετρίας της συσκευής, κυρίως με την χρήση στενώσεων, που οδηγούν σε υψηλές ταχύτητες. Τέτοιου είδους μηχανισμοί χρησιμοποιούνται κυρίως σε συστήματα με γραμμικές ή στροβιλώδεις ροές. Στις γραμμικές ροές η γεωμετρία της συσκευής



Εικόνα 10 Πραγματική φωτογραφία για την απεικόνιση σπηλαίωσης σε σωλήνα venturi

Πηγή: Wang, J., et al. (2019) *Experimental investigation on the cavitation performance in a venturi reactor with special emphasis on the choking flow. Experimental Thermal and Fluid Science 106*

αποτελεί σημαντικό παράγοντα για την εμφάνιση και την δύναμη της σπηλαίωσης, η οποία εμφανίζεται κυρίως στις περιοχές κοντά στα τοιχώματα.

Ένα από τα μειονεκτήματα που έχουν οι συσκευές που διαρρέονται γραμμικά από το υγρό είναι ότι είναι επιρρεπείς στην διάβρωση των

τοιχωμάτων και έχουν μεγαλύτερο ρίσκο για απόφραξη των στενώσεων. Αντίθετα οι στροβιλώδεις ροές εμφανίζουν τις κοιλότητες χαμηλής πίεσης στον πυρήνα των δινών που δημιουργούν οπότε δεν απαιτούνται απαραίτητα μικρές στενώσεις στην γεωμετρία, η οποία επηρεάζει μόνο ως προς τον τρόπο μετάδοσης των φυσαλίδων στην ροή. Στην κατηγορία αυτή χωρίς κινούμενα μέρη ανήκουν συσκευές όπως όλων των γεωμετριών τα στόμια, διαφράγματα βαλβίδων, ακροφύσια, σωλήνες venturi και υδροπτερύγια.

Στην εργασία αυτή μελετήθηκαν συγκεκριμένες γεωμετρίες ενός σωλήνα venturi, ενός ακροφυσίου, ενός υδροπτερυγίου και των παραμέτρων μίας φυγοκεντρικής αντλίας που σχεδιάστηκε από την αρχή.

## 2.2 Σωλήνας Venturi

Το φαινόμενο venturi παρουσιάστηκε το 1797 από τον Giovanni Venturi και περιγράφει την ροή ενός ρευστού μέσω ενός αγωγού με συγκεκριμένα γεωμετρικά στοιχεία. Σε έναν τέτοιο σωλήνα τα τοιχώματα σταδιακά συστέλλονται ή "κλείνουν" προς το κέντρο του, δημιουργώντας μία στένωση και έπειτα διαστέλλονται ή "ανοίγουν" δημιουργώντας το χαρακτηριστικό σχήμα αυτού του αγωγού. Ένας σωλήνας venturi λειτουργεί εκμεταλλευόμενος την ιδιότητα του ρευστού να αυξάνει την ταχύτητα του καθώς περνάει από την στένωση του ώστε να διατηρηθεί σταθερή η παροχή ροής. Η ιδιότητα αυτή περιγράφεται από την εξίσωση Bernoulli προσαρμοσμένη για σωλήνες venturi:

$$\frac{v_1^2}{2} \rho_1 + P_1 = \frac{v_2^2}{2} \rho_1 + P_2 \quad (2.2.1)$$

θεωρώντας ότι το μανομετρικό ύψος  $h$  παραμένει σταθερό καθώς η διαφορά ύψους της εισόδου και της εξόδου του σωλήνα είναι αμελητέα,

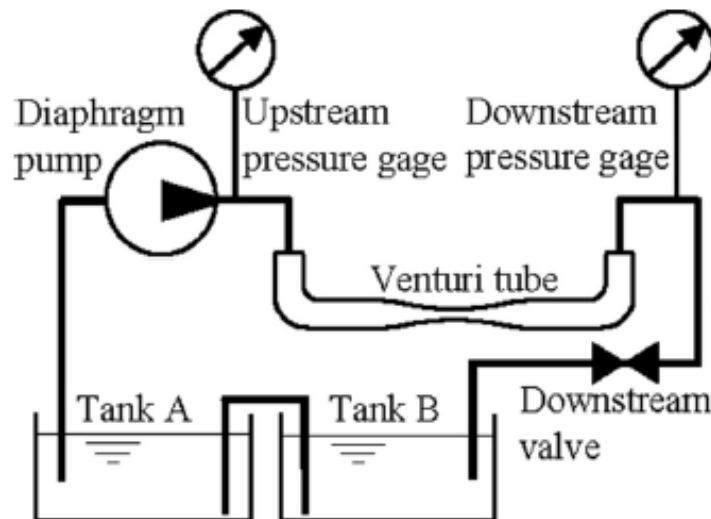
όπου  $v_1$  και  $v_2$  οι ταχύτητες πριν και μετά την στένωση

$P_1$  και  $P_2$  οι πιέσεις στην είσοδο και την έξοδο του σωλήνα

$\rho_1$  η πυκνότητα του ρευστού

Γίνεται αντιληπτό ότι η αύξηση της ταχύτητας του ρευστού στην στένωση του αγωγού, που ονομάζεται λαιμός, οδηγεί σε μείωση της πίεσης. Η πτώση πίεσης αυτή είναι που καθιστά τους σωλήνες venturi μία ευρέως χρησιμοποιούμενη συσκευή για την δημιουργία σπηλαιώσης.

Η αρχική μελέτη του σωλήνα venturi που θα αναλυθεί στην παρούσα εργασία, έγινε από τους H. Soyama και J. Hoshino το 2016 οι οποίοι ήθελαν να παρουσιάσουν την εμφάνιση της σπηλαιώσης ελέγχοντας την πίεση στα σημεία που καταρρέουν οι φυσαλίδες. Η παρακάτω σχηματική αναπαράσταση δείχνει την πειραματική διάταξη που χρησιμοποίησαν για την ενσωμάτωση του σωλήνα venturi:



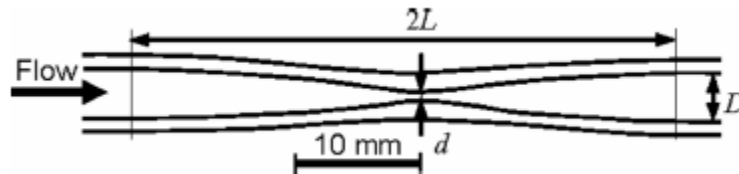
Εικόνα 11 Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης των Soyama και Hoshino (2016)

Πηγή: Soyama, H., Hoshino, J., 2016. Enhancing the aggressive intensity of hydrodynamic cavitation through a Venturi tube by increasing the pressure in the region where the bubbles collapse. AIP Advances 6

Στο πείραμα χρησιμοποιήθηκε νερό στους  $290 \pm 1$  K, το οποίο εισέρχεται στον σωλήνα venturi υπό πίεση μέσω μιας αντλίας διαφράγματος όπου η ταχύτητα περιστροφής της αντλίας καθορίζει την πίεση εισαγωγής του νερού. Οι πιέσεις στην είσοδο και την έξοδο του σωλήνα μετρούνται με ειδικούς μετρητές πίεσης και η πίεση με την οποία εξέρχεται το νερό ελέγχεται από μία βαλβίδα στην έξοδο. Επίσης για να αποφευχθεί η πιθανότητα να μεταφερθούν υπολείμματα φυσαλίδων μετά την γενική κατάρρευση τους, οι σωλήνες της διάταξης αντλούν τον νερό για την αντλία από μία δεξαμενή κατακράτησης (Tank A) και επίσης εναποθέτουν τον νερό που πέρασε από το venturi σε μία δεύτερη (Tank B), οι οποίες συγκοινωνούν μεταξύ τους με έναν επιπλέον σωλήνα.

Όσον αφορά τον ίδιο τον σωλήνα venturi, η εσωτερική του διάμετρος  $D$  βρίσκεται στα  $3.6\text{ mm}$  και η διάμετρος  $d$  στον λαιμό είναι  $1.19\text{ mm}$ . Η απόσταση κατά την οποία ξεκινάει η διαδικασία στένωσης του αγωγού στην λαιμό μέχρι το σημείο που επανέρχεται στην διάμετρο  $D$ , είναι  $20\text{ mm}$ .

Για να καθοριστεί την ένταση της σπηλαιώσης σε αυτήν την διάταξη, οι Soyama και Hoshino, ανέλυσαν την ακουστική ενέργεια που παράχθηκε από τις φυσαλίδες και την

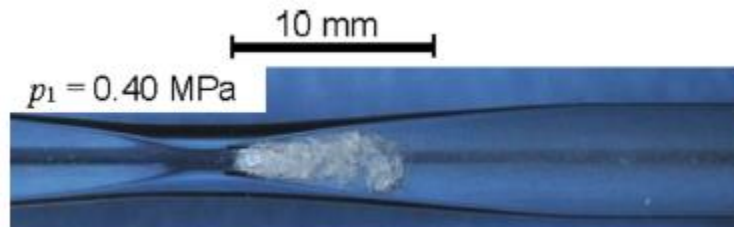


Εικόνα 12 Γεωμετρία του υπό μελέτη σωλήνα του πειράματος των Soyama και Hoshino (2016)

Πηγή: Πηγή: Soyama, H., Hoshino, J., 2016. Enhancing the aggressive intensity of hydrodynamic cavitation through a Venturi tube by increasing the pressure in the region where the bubbles collapse. AIP Advances 6

φωταύγεια. Η ένταση της ηχοφωταύγειας μετρήθηκε με την βοήθεια ειδικού μηχανισμού ανάλυσης φωτός, ο φωτοπολλαπλασιαστής του οποίου μπορεί να ανιχνεύσει  $50 \cdot 10^8$  φωτόνια ανά  $\text{cm}^2/\text{sec}$ . Για την διερεύνηση της περιοχής στην οποία εμφανίζεται σπηλαιώση, η ροή στον σωλήνα venturi παρατηρήθηκε με υψηλής ταχύτητας βιντεοκάμερα με ρυθμό καρτέ έως  $100000$  καρτέ ανά δευτερόλεπτο. Ο λαμπτήρας του φλας της κάμερας κατασκευασμένος από ξένο ( $Xe$ ), με χρόνο έκθεσης  $1.1\ \mu\text{s}$  ήταν ικανός για την άμεση φωτογράφιση της σπηλαιώσης στην ροή.

Οι παράμετροι που ήταν μεταβλητοί στην έρευνα για το πως επηρεάζουν την σπηλαιώση ήταν η πίεση εισόδου και εξόδου με διάφορες τιμές να χρησιμοποιούνται. Τα υπόλοιπα



Εικόνα 13 Πραγματική φωτογραφία απεικόνισης των φυσαλίδων σπηλαιώσης στον σωλήνα venturi του πειράματος

Πηγή: Πηγή: Soyama, H., Hoshino, J., 2016. Enhancing the aggressive intensity of hydrodynamic cavitation through a Venturi tube by increasing the pressure in the region where the bubbles collapse. AIP Advances 6

μεγέθη καθώς και η γεωμετρία παραμένουν ίδια για όλες τις περιπτώσεις που ανέλυσαν οι ερευνητές. Για την σύγκριση των αποτελεσμάτων που θα γίνει αργότερα λαμβάνεται υπόψη μία από τις περιπτώσεις παραμέτρων που μελετήθηκαν στο αρχικό πείραμα. Αυτοί είναι η πίεση εισόδου  $p_1 = 0.4\text{ MPa}$  απόλυτης πίεσης και  $p_2 = 0.12\text{ MPa}$  απόλυτης πίεσης.

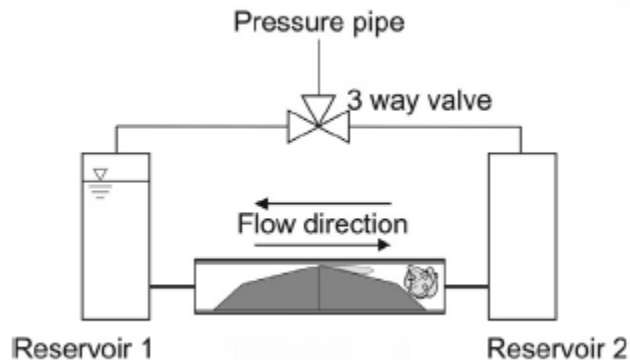
Παρατηρείται στην εικόνα 13 ότι η περιοχή στην οποία εμφανίζονται οι φυσαλίδες της σπηλαιώσης εκτείνεται μέχρι τα  $10\text{ mm}$  από τον λαιμό του σωλήνα. Όσο πιο κοντά στον

λαιμό τόσο περισσότερος χώρος καταλαμβάνεται από τις φυσαλίδες σε σχέση με το νερό. Το μέγεθος του ογκομετρικού κλάσματος ατμού εκφράζει την σχέση αυτή στον χώρο.

## 2.3 Ακροφύσιο

Ένας ακόμα τρόπος να επιτευχθεί ή στένωση σε έναν σωλήνα είναι μέσω ακροφυσίων. Η στένωση επιτυγχάνεται με την τοποθέτηση πλακών κάθετα στην γεωμετρία του σωλήνα και μπορεί να έχει μεγάλο πάχος και διάφορα σχήματα για να χειραγωγηθεί η ροή με τον επιθυμητό τρόπο. Η ροή σε αγωγούς με ακροφύσια υπακούει και αυτή, όπως και στους venturi, στην εξίσωση Bernoulli καθώς το ρευστό υποχρεούται να περάσει μέσα από την στένωση δημιουργώντας την ίδια συνθήκη πτώσης της πίεσης. Επιπλέον στα ακροφύσια για τον υπολογισμό της παροχής μάζας χρησιμοποιούνται δύο επιπλέον μεγέθη, ο παράγοντας επεκτασιμότητας  $\varepsilon$  και ο συντελεστής εκφόρτισης  $C_D$ . Ο παράγοντας επεκτασιμότητας εξαρτάται από την διαφορά πίεσης στην έξοδο και την είσοδο του σωλήνα αλλά για τα περισσότερα υγρά και όλα τα ασυμπίεστα ρευστά ισούται με ένα. Ο συντελεστής εκφόρτισης είναι ένας αδιάστατος αριθμός και εξαρτάται από την γεωμετρία του διαφράγματος ανάλογα με το πως επηρεάζει την εκκένωση του υγρού ακριβώς μετά το τέλος της στένωσης.

Η έρευνα που χρησιμοποιήθηκε για να μελετηθεί η σπηλαιώση σε μία γεωμετρία ακροφυσίου, είναι αυτή του M. Dular και της ομάδας του το 2014 για την εκμετάλλευση της υδροδυναμικής σπηλαιώσης με σκοπό την απορρύπανση του νερού. Σε αυτήν, δύο διαφορετικές διατάξεις αντιδραστήρων, ένας συνεχούς και ένας παλλόμενης ροής, σχεδιάστηκαν για τον καθαρισμό του νερού. Στον αντιδραστήρα συνεχούς ροής χρησιμοποιήθηκε μία αντλία για την μεταφορά του νερού από την μοναδική δεξαμενή της διάταξης προς το διάφραγμα, θέτοντας την πίεση εισόδου στα 0.2 bar και την ταχύτητα στον λαιμό στα 6.7 m/s. Η διάταξη που επιλέχθηκε για να μελετηθεί στην συγκεκριμένη εργασία είναι ο αντιδραστήρας παλλόμενης ροής



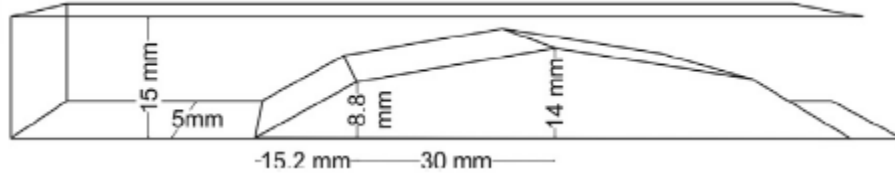
Εικόνα 14 Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης του Dular (2014)

Πηγή: Dular, et al. (2016) Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment. *Ultrasonics Sonochemistry* 29

λειτουργώντας σε κύκλους που επιτρέπει πιο ακριβή αποτελέσματα σπηλαιώσης. Λειτουργεί με δύο δεξαμενές κατακράτησης και χωρίς την παρουσία αντλίας. Αυτό σημαίνει ότι η θερμοκρασία του νερού παρέμεινε σχετικά σταθερή κατά μήκος των σωληνώσεων. Ο ένας κύκλος του αντιδραστήρα ξεκινάει με το νερό να εισέρχεται στην πρώτη δεξαμενή ενώ η δεύτερη παραμένει άδεια. Η βαλβίδα ελέγχου πίεσης τριών δρόμων που υπάρχει στην διάταξη αφήνει αέρα υπό πίεση να εισέλθει στην δεξαμενή και να προωθήσει το νερό στον σωλήνα με το ακροφύσιο στον οποίο η πίεση εξόδου παραμένει σταθερή.



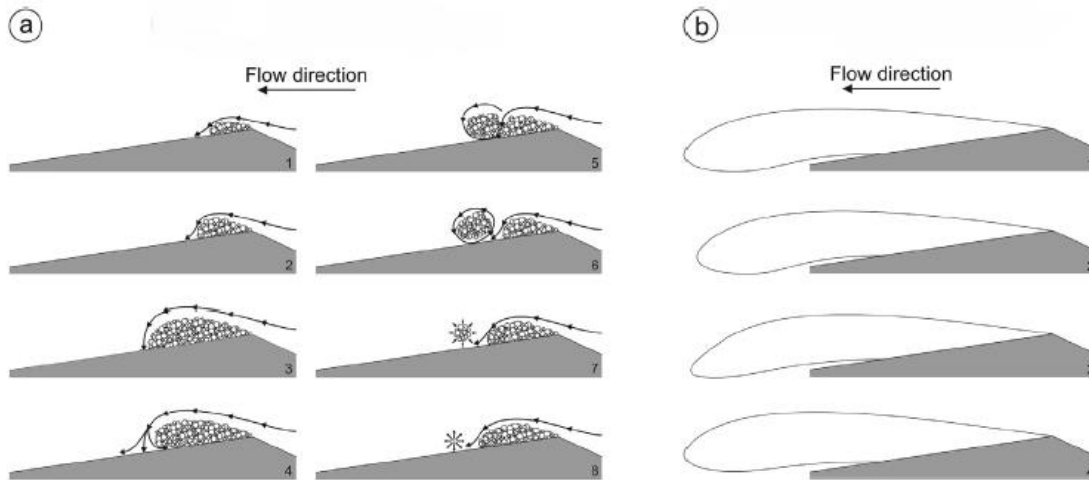
Όταν η πρώτη δεξαμενή αδειάσει και η δεύτερη γεμίσει τότε ξεκινάει ο επόμενος κύκλος, με την βαλβίδα να αντιστρέφει την πίεση στις δύο δεξαμενές αντιστρέφοντας την ροή. Η γεωμετρία του ακροφυσίου χαρακτηρίζεται από συγκλίνουσες και αποκλίνουσες περιοχές ξεκινώντας από το κάτω τοίχωμα, ενώ το πάνω παραμένει ευθύ.



Εικόνα 15 Γεωμετρία του ακροφυσίου που μελετήθηκε στην έρευνα του Dular (2014)  
 Πηγή: Dular, et al. (2016) Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment. Ultrasonics Sonochemistry 29

Η εσωτερική διάμετρος του σωλήνα  $D$  είναι  $15\text{ mm}$ , ο λαιμός έχει διάμετρο  $d = 1\text{ mm}$  και τα συγκλίνοντα και αποκλίνοντα κομμάτια μήκους  $30\text{ mm}$  έχουν κλίση  $10^\circ$ .

Οι ερευνητές παρουσίασαν με τις παρακάτω εικόνες τα αναμενόμενα αποτελέσματα για το σχήμα με το οποίο εμφανίζονται οι φυσαλίδες. Στις εικόνες (a) η υψηλή διαφορά πίεσης αναμένεται να δημιουργήσει νέφη σπηλαιώσης ενώ στις εικόνες (b) εμφανίζεται τάση για υπερσπηλαιώση.



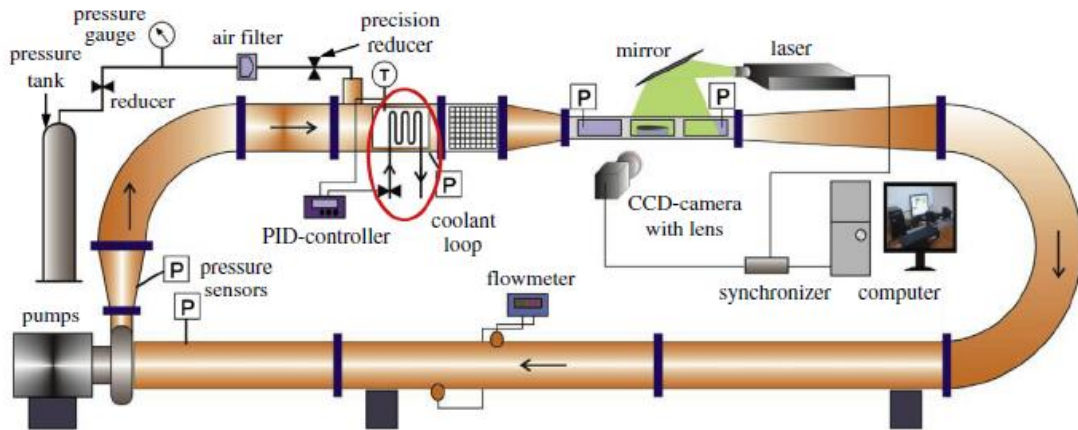
Εικόνα 16 Σχηματική αναπαράσταση των αναμενόμενων αποτελεσμάτων για την εμφάνιση σπηλαιώσης στο ακροφύσιο  
 Πηγή: Dular, et al. (2016) Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment. Ultrasonics Sonochemistry 29

## 2.4 Υδροπτερόγιο

Μία άλλη κατηγορία συσκευών σπηλαιώσης είναι αυτές που όταν αλληλεπιδρούν με την ροή, ένα κύμα ή μία περιοχή αυτής αποκολλάται από την συσκευή και γεμίζει με ατμό. Η αποκόλληση της ροής συμβαίνει όταν μειώνεται η ταχύτητα του ρευστού πάνω στο επιφανειακό στρώμα της συσκευής λόγω των δυνάμεων ιξώδους της επιφάνειας. Η μείωση της ταχύτητας αυξάνει την πίεση σε εκείνο το σημείο της επιφάνειας και η συσκευή ρέει ενάντια σε συνεχώς αυξανόμενη πίεση. Όταν η φαινόμενη κίνηση του

ρευστού σε σχέση με το επιφανειακό στρώμα φτάσει στο μηδέν και αρχίσει να κινείται με αντίθετη κατεύθυνση, η ροή αποκολλάται και στην επιφάνεια δημιουργούνται στροβιλισμοί. Μία τέτοια συσκευή είναι και τα υδροπτερύγια τα οποία παρουσιάζουν διαφορετικά σχήματα και μεγέθη σπηλαίωσης ανάλογα την γεωμετρία τους.

Τα αποτελέσματα που θα συγκριθούν για το υδροπτερύγιο προέρχονται από την έρευνα των A.Yu. Kravtsova, D.M. Markovich, K.S. Pervunin, M.V. Timoshevskiy και K. Hanjalić η οποία πραγματοποιήθηκε στο τούνελ σπηλαίωσης του ινστιτούτου θερμοφυσικής της ρωσικής ακαδημίας επιστημών. Το τούνελ έχει διαστάσεις  $L \times H \times W = 8.4 \times 2.2 \times 1.1 \text{ m}$  και η διάταξη περιλαμβάνει δύο φυγοκεντρικές αντλίες, έναν εναλλάκτη θερμότητας και μία ηλεκτρομαγνητική βαλβίδα που ελέγχεται από ένα σύστημα αυτόματου ελέγχου για την σταθεροποίηση της θερμοκρασίας, ένας άξονας για

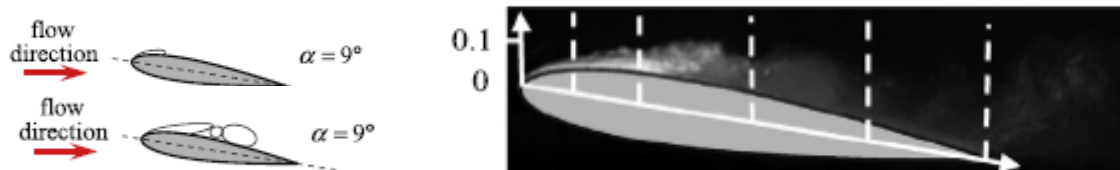


Εικόνα 17 Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης για την μελέτη του υδροπτερυγίου  
 Πηγή: Kravtsova, A.Yu., (2014) High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil. International Journal of Multiphase Flow 60

την ρύθμιση της πίεσης, το τμήμα δοκιμής του υδροπτερυγίου και μετρητές ροής, θερμοκρασίας και πίεσης. Το τμήμα δοκιμής εκτείνεται σε μήκος  $1.3 \text{ m}$  και ύψος  $250 \text{ mm}$ . Τα τοιχώματα της εγκατάστασης είναι διαφανή για την οπτική παρατήρηση της ροής η οποία πραγματοποιήθηκε με ειδικά κάμερα με ρυθμό καρέ  $50 \text{ nsec}$ .

Το υδροπτερύγιο που τοποθετήθηκε στο τμήμα δοκιμής για ανάλυση είναι το πτερύγιο NACA 0015 με μήκος χορδής  $100 \text{ mm}$  σε γωνία προσβολής  $\alpha = 9^\circ$ . Το υγρό που χρησιμοποιήθηκε είναι νερό σε θερμοκρασία  $30 \pm 0.1 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Τα αποτελέσματα της ανάλυσης του υδροπτερυγίου NACA 0015 παρουσιάζονται οπτικά



Εικόνα 18 Σχηματική αναπαράσταση (αριστερά) για την αναμενόμενη σπηλαίωση του υδροπτερυγίου και πραγματική φωτογραφία (δεξιά) της σπηλαίωσης  
 Πηγή: Kravtsova, A.Yu., (2014) High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil. International Journal of Multiphase Flow 60

με την εικόνα 18 με το αριστερό μέρος της να δείχνει την αναπαράσταση για τον αναμενόμενο σχηματισμό σπηλαίωσης για χαμηλό και υψηλό  $\Delta P$  και το δεξιό μέρος την πραγματική φωτογραφία που λήφθηκε κατά το πείραμα. Και στις δύο εικόνες φαίνεται η περιοχή ανάπτυξης της σπηλαίωσης η οποία φτάνει στο 33% του μήκους της χορδής. Η πίεση στην είσοδο παραμένει σταθερή και ίση με  $P_1 = 0.15 \text{ MPa}$ .

## Κεφάλαιο 3

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται οι εξισώσεις και τα μοντέλα σπηλαιώσης με τις οποίες πραγματοποιούνται οι υπολογισμοί των λογισμικών Fluent και CFX.

### 3.1 Εξισώσεις του πεδίου ροής ρευστού

Ο Claude-Louis Navier μελετώντας την κίνηση ενός ιξώδους υγρού, εξήγαγε το 1823 βασιζόμενος στις μελέτες του Euler, τις εξισώσεις Navier-Stokes ( όπως τις ονομάζουμε σήμερα), σχεδόν διαισθητικά χωρίς να λαμβάνει υπόψη τις διατμητικές τάσεις. Η πρώτη επιστημονικά αποδεκτή παρουσίαση των εξισώσεων έγινε από τον George Stokes το 1845, με την μελέτη του στην υδροδυναμική.

Η μηχανική σχεδόν κάθε ροής υγρού και αερίου μπορεί να περιγραφεί από τις εξισώσεις Navier-Stokes που αποτελούν ένα μοντέλο κίνησης το οποίο περιγράφει τις διεργασίες ορμής, μεταφοράς μάζας και ενέργειας του ρευστού.

#### 3.1.1 Διατήρηση της μάζας

Η εξίσωση που περιγράφει την διατήρηση της μάζας ονομάζεται εξίσωση συνέχειας. Από την στιγμή που η μάζα διατηρείται, ο ρυθμός μεταβολής της μάζας σε έναν συγκεκριμένο όγκο  $V$ , πρέπει να είναι ίση με την καθαρή ροή μάζας σε όλο το  $\partial V$ :

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \, dx = -\nabla \cdot (\rho \cdot u) \, dx \quad (3.1.1.1)$$

Αν όλες οι μεταβλητές παραμένουν σταθερές τότε:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.1.1.2)$$

με  $\vec{u}$  την ταχύτητα της ροής και  $\vec{\nabla}$  τον διαφορικό τελεστή που ορίζεται ως:

$$\vec{\nabla} = \vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} + \vec{k} \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.1.1.3)$$

Όταν το ρευστό είναι ομογενές και ασυμπίεστο και η πυκνότητα είναι περίπου ίδια σε όλο τον όγκο του ρευστού, τότε η διατήρηση της μάζας ανάγεται σε:

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (3.1.1.4)$$

### 3.1.2 Διατήρηση της ορμής

Η διατήρηση της ορμής αποτελεί μία θεμελιώδη αρχή της φυσικής που περιγράφεται από τον δεύτερο νόμο του Νεύτωνα ως εξής:

$$\vec{F} = m\vec{a} \quad (3.1.2.1)$$

Η διανυσματική σχέση αυτή μεταξύ της επιτάχυνσης του υγρού με τις επιφανειακές και τις εσωτερικές δυνάμεις που ασκούνται σε αυτό, οδηγεί στην τελική μορφή των εξισώσεων Navier-Stokes που περιγράφει την διατήρηση της ορμής στον τρισδιάστατο χώρο:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{u}) + \rho\nabla \cdot (\vec{u}\vec{V}) = -\nabla p + \nabla\overline{\tau}_{ij} + \rho f_i \quad (3.1.2.2)$$

Όπου  $f_i$  είναι η βαρυτική δύναμη ανά μονάδα όγκου

$\overline{\tau}$  είναι ο τανυστής τάσης

Ο τανυστής τάσης είναι ανάλογος των διανυσματικών ταχυτήτων και του ιξώδους και συνδέεται με αυτά τα μεγέθη μέσω της σχέσης:

$$\overline{\tau}_{ij} = \mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{u} (\delta_{ij}) \quad (3.1.2.3)$$

με  $\delta$  την συνάρτηση του Kronecker που ισούται με τον μοναδιαίο πίνακα

$$\delta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Όταν το ρευστό γίνεται ομογενές και ασυμπίεστο με σταθερή την παράμετρο του ιξώδους τότε η εξίσωση γίνεται:

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \mu \nabla^2 \vec{u} + \rho f_i \quad (3.1.2.4)$$

### 3.1.3 Διατήρηση της ενέργειας

Ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής εκφράζει την διατήρηση της ενέργειας σε ένα σύστημα στο οποίο η θερμότητα και το έργο που προστίθενται σε αυτό, αυξάνουν την ενέργεια στο σύστημα:

$$dE = dQ + dW \quad (3.1.3.1)$$

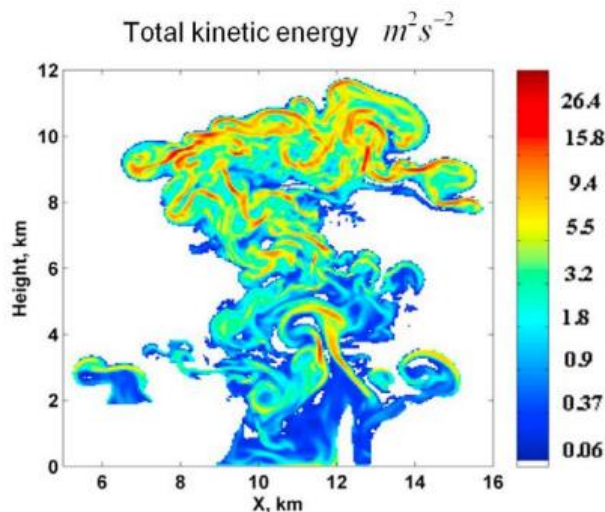
με  $dE$  την αύξηση της ενέργειας,  $dQ$  την θερμότητα και  $dW$  το έργο που προστίθεται στο σύστημα.

Η εξίσωση της διατήρησης της ενέργειας μπορεί να εκφραστεί με διάφορους τρόπους, όπως για παράδειγμα με όρους ενθαλπίας. Συχνά ωστόσο εκφράζεται με την εσωτερική ενέργεια ανά μονάδα μάζας που συμβολίζεται με  $e$  και την κινητική ενέργεια ανά μονάδα μάζας  $V^2/2$ :

$$\rho \frac{D}{Dt} \left( e + \frac{V^2}{2} \right) = \rho \dot{q} + \nabla \cdot (k \nabla T) + \rho \vec{f} \cdot \vec{V} \quad (3.1.3.2)$$

## 3.2 Τύρβη

Στην ανάλυση ενός ρευστού είναι σημαντική και λαμβάνεται υπόψη η τύρβη, δηλαδή οι ακανόνιστες και «χαοτικές» αλλαγές που συμβαίνουν μόνο όταν το ρευστό ρέει, στην ταχύτητα και την πίεση του. Η μελέτη του συνεχούς αυτού φαινομένου είναι καθοριστική



Εικόνα 19 Αποτελέσματα της τυρβώδους κινητικής ενέργειας ενός νέφους καπνού

Πηγή: Benmoshe, N., (2012) *Turbulent effects on the microphysics and initiation of warm rain in deep convective clouds: 2-D simulations by a spectral mixed-phase microphysics cloud model*

και περιλαμβάνει και την θεωρητική κατανόηση του και τον αριθμητικό του προσδιορισμό.

Μερικά από τα στοιχεία μιας τυρβώδους ροής που την χαρακτηρίζουν είναι ότι οι ανωμαλίες που παρουσιάζουν, σε αντίθεση με μία στρωτή ροή, καθιστούν δύσκολη την περιγραφή της κίνησης στον χώρο και στον χρόνο. Επιπλέον τέτοιες ροές διευκολύνουν την ανταλλαγή μάζας και ενέργειας μέσω της διάχυσης εξαιτίας της ταχείας μίξης που πραγματοποιείται. Η τύρβη διευκολύνεται ιδιαίτερα σε ρευστά με χαμηλό ιξώδες καθώς είναι ευκολότερο να διαταραχθεί η ροή σε τέτοια ρευστά. Η επίδραση του ιξώδους οδηγεί στην παραγωγή θερμότητας από την κινητική ενέργεια του ρευστού που έχει λειτουργεί αποσβεστικά στις τυρβώδεις κινήσεις του ρευστού. Οι κινήσεις αυτές έχουν περιστροφικό σχήμα επειδή τα εμπόδια, που παρουσιάζονται στις ροές που εμφανίζουν τυρβώδη φαινόμενα, οδηγούν σε στροβίλους.

Η αριθμητική ανάλυση μιας τυρβώδους ροής ξεκινάει με τον χαρακτηρισμό του αριθμού Reynolds  $Re$ . Αυτός αποτελεί έναν αδιάστατο αριθμό που εκφράζει τον λόγο της αδράνειας προς τις δυνάμεις ιξώδους, βοηθάει στον προσδιορισμό προτύπων ροής σε διάφορες καταστάσεις και ορίζεται ως:

$$Re = \frac{UL}{\nu} \quad (3.2.1)$$

όπου  $U$  είναι η χαρακτηριστική ταχύτητα

$L$  είναι το χαρακτηριστικό μήκος

Ο αριθμός Reynolds να είναι πάντα θετικός,  $Re > 0$  και όσο αυτός αυξάνεται, τόσο πιο τυρβώδης γίνεται η ροή του ρευστού και περισσότερο περίπλοκη στην ανάλυσή της. Μία ροή με αριθμό Reynolds  $Re < 2000$  είναι στρωτή, ενώ όταν ξεπεράσει περίπου τις τιμές  $Re > 5000$  χαρακτηρίζεται ως πλήρως τυρβώδης.

Η ένταση της τύρβης σε μία πλήρως ανεπτυγμένη ροή ενός σωλήνα είναι:

$$I = 0.16Re_{d_h}^{-\frac{1}{8}} \quad (3.2.2)$$

Όπου  $Re_{d_h}$  ο αριθμός Reynolds βασισμένος στην υδραυλική διάμετρο του σωλήνα.

### 3.2.1 Μοντελοποίηση της τύρβης

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω οι εξισώσεις Navier-Stokes μπορούν να περιγράψουν ικανοποιητικά σχεδόν όλα τα είδη των ροών. Η παρουσία τύρβης όμως σε μία ροή περιπλέκει την μελέτη της και απαιτεί την χρήση μοντέλων για να συμπεριληφθούν τα φαινόμενα τύρβης για την εξαγωγή σωστών αποτελεσμάτων. Ειδικά στην υπολογιστική προσομοίωση μέσω προγραμμάτων η ύπαρξη των μοντέλων αυτών είναι αναγκαία

καθώς μειώνουν τις απαιτήσεις στον δημιουργία του πλέγματος και στην ενέργεια που απαιτείται για να ολοκληρωθεί η προσομοίωση.

### 3.2.2 Εξισώσεις Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS)

Σε μελέτες όπου ο χρόνος εξέτασης της ροής είναι μεγαλύτερος από τον χρόνο κατά τον οποίο παρουσιάζονται τα τυρβώδη φαινόμενα, η ταχύτητα και η πίεση μπορούν να χαρακτηριστούν με τους μέσους όρους τους σε συνάρτηση με τον χρόνο. Τα μοντέλα της τύρβης που χρησιμοποιούνται ευρέως σήμερα, υπολογίζουν τους χρονικούς μέσους όρους ως εξής:

$$u(x) := \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T u(x, t) dt \quad (3.2.2.1)$$

και

$$p(x) := \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T p(x, t) dt \quad (3.2.2.2)$$

Οι μέσοι όροι αυτοί είναι γνωστοί ως μέσοι όροι του Reynolds (Reynolds averages) από το έργο του Osborne Reynolds. Τα μεγέθη αυτά εισάγονται στις εξισώσεις Navier-Stokes και τις τροποποιούν για να αντιμετωπίσουν τα μη ακριβή αποτελέσματα τους σε τυρβώδης ροές και δημιουργούνται έτσι οι εξισώσεις Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS):

$$-\frac{1}{Re} \Delta \langle u \rangle + \nabla \cdot \langle u u \rangle + \nabla \langle p \rangle = \langle f \rangle \quad (3.2.2.3)$$

Όπου το  $f$  είναι ένα διάνυσμα που αντιπροσωπεύει τις εξωτερικές δυνάμεις

### 3.2.3 Eddy Viscosity

Στην παρούσα εργασία η υπολογιστική ανάλυση θα πραγματοποιηθεί με το μοντέλο δύο εξισώσεων SST k- $\omega$ .

Το μοντέλο αυτό είναι ένα από τα πολλά που βασίζονται στην έννοια του τυρβώδους ιξώδους  $v_t$  (eddy viscosity), περιγράφει την μετάδοση της ορμής που προκαλείται από τις τυρβώδεις δίνες (turbulent eddies) και ορίζεται ως:

$$v_t = \frac{\alpha_1 k}{\Omega} \quad (3.2.3.1)$$

Όπου  $k$  είναι η τυρβώδης κινητική ενέργεια

$$\Omega = \frac{\partial u}{\partial y}$$



$\alpha_1$  είναι μία σταθερά που εξαρτάται από το είδος της ροής

### 3.2.3.1 Το μοντέλο k- $\omega$

Το μοντέλο k- $\omega$  αποτελεί έναν γενικά ακριβή προσδιορισμό της τύρβης στον μιας ροής, είναι μία καλή λύση για τον υπολογισμό των μέσων όρων των παραμέτρων μίας ροής και η απλότητά του το καθιστά ένα γενικά σταθερό μοντέλο. Ωστόσο ένα από τα μειονεκτήματά του είναι ότι πάσχει στον σωστό υπολογισμό των ασύμπτωτων συμπεριφορών της τύρβης καθώς πλησιάζει στα τοιχώματα που περιβάλλουν την ροή.

$$\frac{D\rho k}{Dt} = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.2.3.1.1)$$

Πολλαπλασιάζοντας το αρχικό μοντέλο k- $\omega$  με μία συνάρτηση  $F_1$  γίνεται:

$$\begin{aligned} \frac{D\rho\omega}{Dt} &= \\ &= \frac{\gamma}{v_t} \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2\rho(1 - F_1) \sigma_\omega \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.2.3.1.2)$$

Η συνάρτηση  $F_1$  σχεδιάζεται ώστε να βρίσκεται κοντά στην περιοχή των τοιχωμάτων και έχει την τιμή μηδέν όταν βρίσκεται μακριά από αυτήν την περιοχή.

### 3.2.3.2 Το μοντέλο Shear-Stress Transport (SST)

Το μοντέλο της μεταφοράς διατμητικής τάσης (Shear-Stress Transport) διαφέρει από το τυρβώδες ιξώδες στο οποίο βασίζεται, όπως αναφέρθηκε, επειδή λαμβάνει υπόψη την επιρροή του φαινομένου της μεταφοράς της διατμητικής τάσης:

$$\tau = -\rho \overline{u'v'} \quad (3.2.3.2.1)$$

Αν συνδυαστεί ο τύπος της διατμητικής τάσης με το τυρβώδες ιξώδες και αναλογικά με την τυρβώδη κινητική ενέργεια μετασχηματίζεται σε:

$$\tau = \rho \alpha_1 k \quad (3.2.3.2.2)$$

Στις περιοχές που η τυρβώδης κινητική ενέργεια έχει μεγαλύτερη επιρροή από την διάχυση δηλαδή όταν  $\Omega > \alpha_1 \omega$  ο τύπος του τυρβώδους ιξώδους γίνεται:

$$v_t = \frac{\alpha_1 k}{\max(a_1 \omega; \Omega F_2)} \quad (3.2.3.2.3)$$

Όπου  $F_2$  είναι μία συνάρτηση που είναι ίση με ένα για την ροή στο οριακό στρώμα και ίση με μηδέν για στρώματα χωρίς διατμήσεις.

### 3.2.3.3 Το μοντέλο k- $\omega$ SST

Ο συνδυασμός των δύο παραπάνω μοντέλων καλύπτει ένα ευρύ φάσμα τυρβωδών ροών και αποτελεί το μόνο μοντέλο δύο εξισώσεων που μπορεί να προβλέψει με ακρίβεια το φαινόμενο της αποκόλλησης λόγω πίεσης και την αλληλεπίδραση αδιατάραχτων και τυρβωδών περιοχών μιας ροής. Στο μοντέλο SST k- $\omega$  η τυρβώδης κινητική ενέργεια περιγράφεται από:

$$\frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = P_k - \beta^* \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma_k v_T) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (3.2.3.3.1)$$

Ο ρυθμός διάχυσης εκφράζεται με την εξίσωση:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega}{\partial t} + U_j \frac{\partial \omega}{\partial x_j} = \\ = \alpha S^2 - \beta \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ (v + \sigma_\omega v_T) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] + 2(1 - F_1) \sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (3.2.3.3.2)$$

Τα διανύσματα που αναφέρθηκαν για τα προηγούμενα μοντέλα ορίζονται ως εξής:

$$F_1 = \tanh \left\{ \left\{ \min \left[ \max \left( \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right), \frac{4\sigma_{\omega 2} k}{y^2 CD_{k\omega}} \right] \right\}^4 \right\} \quad (3.2.3.3.3)$$

$$F_2 = \tanh \left[ \left[ \max \left( \frac{2\sqrt{k}}{\beta^* \omega y}, \frac{500v}{y^2 \omega} \right) \right]^2 \right] \quad (3.2.3.3.4)$$

Όπου  $y$  είναι η απόσταση από την επόμενη επιφάνεια του διανύσματος και  $CD_{k\omega}$  ο όρος της εγκάρσιας διάχυσης:

$$CD_{k\omega} = \max\left(2\rho\sigma_{\omega 2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_i} \frac{\partial \omega}{\partial x_i}, 10^{-10}\right) \quad (3.2.3.3.5)$$

Οι σταθερές ( $\Phi = \beta, \gamma, \sigma_k, \sigma_\omega$ ) υπολογίζονται από τον τύπο:

$$\Phi = F_1\Phi_1 + (1 - F_1)\Phi_2 \quad (3.2.3.3.6)$$

Τέλος οι αρχικά προεπιλεγμένες σταθερές έχουν τυπικά τις τιμές:

$$\sigma_{k1} = 0.85$$

$$\sigma_{k2} = 1$$

$$\sigma_{\omega 1} = 0.5$$

$$\sigma_{\omega 2} = 0.856$$

$$\alpha_1 = 0.31$$

$$\alpha_2 = 0.44$$

$$\beta_1 = 0.075$$

$$\beta_2 = 0.0828$$

$$\beta^* = 0.09$$

$$\gamma_i = \frac{\beta_i}{\beta^*} - \sigma_{\omega i} \frac{\kappa^2}{\sqrt{\beta^*}}$$

### 3.3 Πολυφασική ροή

Ένα από τα μοντέλα πολυφασικής ροής που χρησιμοποιούνται στην υπολογιστική ρευστοδυναμική είναι η μέθοδος του όγκου του ρευστού (Volume of Fluid). Το μοντέλο VOF περιγράφει το σχήμα και την τοποθεσία της ελεύθερης επιφάνειας του ρευστού και παρέχει την δυνατότητα να υπολογιστεί η κίνηση του με ακρίβεια στην διάρκεια της εξέλιξης του χρόνου κατά τον υπολογισμό του προβλήματος.

Η εξίσωση συνέχειας για την βηματική συνάρτηση  $f(x, t)$  :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \nabla \cdot (u f) = 0 \quad (3.3.1)$$

δείχνει ότι ο όγκος του ρευστού παραμένει σταθερός κατά μήκος της ροής και αποτελεί κρίσιμη εξίσωση για τον καθορισμό της ελεύθερης επιφάνειας. Η VOF μέθοδος ανήκει στην ομάδα των Lagrangian μεθόδων λόγω του τρόπου ερμηνείας του πλέγματος καθώς εξελίσσεται η ροή. Σε αυτού του είδους τις μεθόδους οι εξισώσεις της ορμής και της θερμοκρασίας είναι ίδιες για τις διαφορετικές φάσεις του υγρού σε αντίθεση με τις Eulerian μεθόδους που χρησιμοποιούνται διαφορετικές εξισώσεις όταν αλλάζει η φάση.

### 3.4 Μοντέλα σπηλαίωσης

Στο πρώτο κεφάλαιο παρουσιάστηκε η έννοια του αριθμού σπηλαίωσης. Στην υπολογιστική ανάλυση του φαινομένου ο τρόπος υπολογισμού του παίζει καθοριστικό ρόλο καθώς από αυτόν εξαρτάται η τοποθεσία εμφάνισης της σπηλαίωσης και η ένταση της.

Από τα διάφορα μοντέλα σπηλαίωσης που έχουν αναπτυχθεί στην συγκεκριμένη εργασία, οι υπολογισμοί του φαινομένου στους μηχανισμούς πραγματοποιήθηκαν με τρία εξ'αυτών. Για την μελέτη της αντλίας στο CFX χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο Rayleigh-Plesset, ενώ για τους υπόλοιπους μηχανισμούς η βασική ανάλυση πραγματοποιήθηκε με το μοντέλο Zwart-Gerber-Belamri (ZGB) και έγινε σύγκριση αποτελεσμάτων με το μοντέλο Schnerr-Sauer.

#### 3.4.1 Το μοντέλο Rayleigh-Plesset

Η δυναμική των φυσαλίδων κατά την διαδικασία της σπηλαίωσης είναι περίπλοκη και εξαρτάται από διάφορους παράγοντες όπως η επιφανειακή τάση και το ιξώδες. Η περιπλοκότητα αυτή καθώς και η μεγάλη ένταση της επιτάχυνσης και της πίεσης ως αποτέλεσμα της κατάρρευση των φυσαλίδων, καθιστούν δύσκολη την ανάπτυξη ενός μοντέλου που συμπεριλαμβάνουν όλους τους παράγοντες αυτούς.

Το μοντέλο Rayleigh-Plesset αποτελεί μια καλή λύση και περιγράφει την ανάπτυξη μίας φυσαλίδας ως εξής:

$$R_B \frac{d^2 R_B}{dt^2} + \frac{3}{2} \left( \frac{dR_B}{dt} \right)^2 + \frac{2\gamma}{R_B} = \frac{P_v - P}{\rho_1} \quad (3.4.1.1)$$

Επειδή οι όροι δεύτερης τάξης χρησιμοποιούνται για μικρές συχνότητες ταλάντωσης, μπορούν να αγνοηθούν, όπως επίσης και η επιφανειακή τάση. Άρα η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$\frac{dR_B}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{P_v - P}{\rho_1}} \quad (3.4.1.2)$$

Το ογκομετρικό κλάσμα ατμού  $\alpha_v$  για N αριθμό φυσαλίδων ανά μονάδα όγκου του υγρού είναι:

$$\alpha_v = V_B N = \frac{4}{3} \pi N R_B^3 \quad (3.4.1.3)$$

Ο ρυθμός μεταβολής της μάζας μίας φυσαλίδας εκφράζεται από:

$$\frac{dm_B}{dt} = 4\pi R_B^2 \rho_v \sqrt{\frac{2P_v - P}{3\rho_1}} \quad (3.4.1.4)$$

Ο συνολικός αριθμός μεταφοράς μάζας στην διεπιφάνεια κατά την σπηλαιώση είναι:

$$\dot{m} = \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2P_v - P}{3\rho_1}} \quad (3.4.1.5)$$

Η ανάπτυξη του μοντέλου αυτού έγινε με βάση την ανάπτυξη της φυσαλίδας (εξάτμιση). Το μοντέλο μπορεί να εκφράσει και την μεταφορά μάζας κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας (συμπύκνωση):

$$\dot{m}_{cond} = F \frac{3\alpha_v \rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2|P_v - P|}{3\rho_1}} \text{sign}(P_v - P) \quad (3.4.1.6)$$

Όπου  $F$  είναι ένας εμπειρικός συντελεστής που ρυθμίζει τον ρυθμό εξάτμισης και συμπύκνωσης στις διαφορετικές εξισώσεις μεταφοράς μάζας και πρέπει να προσαρμόζονται κατάλληλα με βάση την θερμοκρασία και την πίεση του υγρού.

### 3.4.2 Το μοντέλο Zwart-Gerber-Belamri

Ενώ το μοντέλο Rayleigh-Plesset λειτουργεί ικανοποιητικά για την συμπύκνωση των φυσαλίδων, είναι αριθμητικά ασταθές όταν εφαρμόζεται για την εξάτμιση.

Έτσι βασισμένοι στο υπάρχον μοντέλο οι Philip Zwart, Andrew Gerber και Thabet Belamri ανέπτυξαν το 2004 ένα νέο, για το οποίο έλαβαν υπόψη την αλληλεπίδραση των φυσαλίδων ατμού μεταξύ τους. Επιπλέον αντικατέστησαν το ογκομετρικό κλάσμα ατμού με τον πιο ακριβή όρο  $\alpha_{nuc}(1 - \alpha_v)$  καθώς όσο αυξάνεται το ογκομετρικό κλάσμα τόσο μειώνεται η διαθέσιμη περιοχή πυρηνοποίησης. Έτσι, η τελική μορφή του μοντέλου είναι:

$$\begin{cases} \dot{m}_{evap} = F_{evap} \frac{3\alpha_{nuc}(1-\alpha_v)\rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2P_v - P}{3\rho_1}}, \text{αν } P < P_v \\ \dot{m}_{cond} = F_{cond} \frac{3\alpha_v\rho_v}{R_B} \sqrt{\frac{2P - P_v}{3\rho_1}}, \text{αν } P > P_v \end{cases} \quad (3.4.2.1)$$

Όπου  $\rho_v$  η πυκνότητα του ατμού  
 $\rho_1$  η πυκνότητα του υγρού

### 3.4.3 Το μοντέλο Schnerr-Sauer

Το μοντέλο Schnerr-Sauer επιλύει με βάση την εσωτερική δομή της κοιλότητας του νέφους της σπηλαιώσης και υπολογίζει την δημιουργία και την κατάρρευση των φυσαλίδων θεωρώντας το μέγεθος των ακτινών τους:

$$R_B = \left[ \frac{3\alpha_v}{4\pi N(1-\alpha_v)} \right]^{1/3} \quad (3.4.3.1)$$

όπου  $N$  η πυκνότητα συγκέντρωσης πυρήνα

Το συγκεκριμένο μοντέλο καθορίζει τις περιοχές που εμφανίζεται σπηλαιώση υπολογίζοντας τον ρυθμό εξάτμισης και συμπύκνωσης:

$$\begin{cases} \dot{m}_{evap} = 3 \frac{\rho_v\rho_1}{\rho_m} \frac{\alpha_v(1-\alpha_v)}{R_B} \sqrt{\frac{2p_v - p}{3\rho_1}}, \text{αν } p_v > p \\ \dot{m}_{cond} = 3 \frac{\rho_v\rho_1}{\rho_m} \frac{\alpha_v(1-\alpha_v)}{R_B} \sqrt{\frac{2p - p_v}{3\rho_1}}, \text{αν } p > p_v \end{cases} \quad (3.4.3.1)$$

Όπου  $\rho_m$  η πυκνότητα του μίγματος

Από την εξάρτηση του ρυθμού εξάτμισης και συμπύκνωσης γίνεται εμφανές ότι ο ρυθμός μεταφοράς μάζας είναι ανάλογο του  $\alpha_v(1-\alpha_v)$  και τείνει στο μηδέν όταν το ογκομετρικό κλάσμα ατμού τείνει στο μηδέν ή στο ένα.

### 3.5 Υπολογιστική ανάλυση

Η διαδικασία που ακολοθηθήθηκε για την εξαγωγή αποτελεσμάτων μέσα από το πακέτα προγραμμάτων του Ansys ήταν ξεχωριστή για τους σωλήνες venturi, για το ακροφύσιο και για το υδροπτερύγιο και διαφορετική για την αντλία.

Για τις τρεις συσκευές χωρίς κινούμενα μέρη, αρχικά έγινε ο σχεδιασμός των γεωμετριών στο πρόγραμμα Design Modeler, έπειτα έγινε η παραγωγή του πλέγματος το οποίο εισήχθη στο υπολογιστικό πρόγραμμα Ansys Fluent. Σε αυτό προστέθηκαν οι τιμές των δεδομένων, που θα αναφερθούν για κάθε συσκευή ξεχωριστά, και τα αποτελέσματα των υπολογισμών λήφθηκαν από το Ansys CFD-Post, ένα πρόγραμμα επεξεργασίας αποτελεσμάτων που εξήγαγε το Ansys Fluent.

### 3.5.1 Η έννοια του $y^+$

Επειδή τα τοιχώματα μίας συσκευής έχουν μεγάλη επιρροή σε μία τυρβώδη ροή και επηρεάζουν τον υπολογισμό και τον ακριβή προσδιορισμό των περιοχών κοντά στα τοιχώματα που επικρατούν οι δυνάμεις ιξώδους, καθίσταται η ανάγκη επίλυσης του προβλήματος αυτού κατά τον σχεδιασμό. Η λύση προκύπτει λαμβάνοντας υπόψη τον αριθμό  $y^+$  για τα τοιχώματα κατά την διάρκεια της δημιουργίας του πλέγματος.

Το  $y^+$  είναι ένας αδιάστατος αριθμός που καθορίζει το κατά πόσο τα κελιά του πλέγματος είναι αρκετά μικρά ώστε να επιτρέψουν τον σωστό υπολογισμό της κλίσης της ταχύτητας, επομένως και των διατμητικών τάσεων στα τοιχώματα  $\tau = -\mu \frac{\partial u}{\partial y}$ .

Ορίζεται ως:

$$y^+ = y \frac{u_\tau}{\nu} \quad (3.5.1.1)$$

όπου  $y$  είναι η απόλυτη απόσταση από τον τοίχο

$\nu$  είναι το κινηματικό ιξώδες

$u_\tau$  είναι η ταχύτητα τριβής και δίνεται από:  $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$

Η περιοχή κοντά στα τοιχώματα που επηρεάζεται από τις δυνάμεις ιξώδους χωρίζεται σε τρεις ζώνες:

- Το ιξώδες υπόστρωμα με  $y^+ < 5$
- Την περιοχή ανάμειξης με  $5 < y^+ < 30$
- Την πλήρως τυρβώδη περιοχή με  $y^+$  από 30 έως 60

Για την σωστή και ακριβή λήψη αποτελεσμάτων θα πρέπει να γίνει η μοντελοποίηση του πλέγματος στις περιοχές κοντά στα τοιχώματα με στόχο να μην ξεπερνάει το  $y^+ \approx 1$ .

## Κεφάλαιο 4

### 4.1 Σωλήνας venturi

Αρχικά πραγματοποιήθηκε η προσομοίωση και σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων για τον σωλήνα venturi που επιλέχθηκε. Οι προσομοιώσεις έγιναν σε μόνιμη ροή χωρίς να πραγματοποιούνται δηλαδή αλλαγές με τον χρόνο. Αυτό επιτυγχάνεται με τον υπολογισμό μετά από πολλές επαναλήψεις, εξάγοντας κατά μία έννοια έναν μέσο όρο, χωρίς να υπολογίζονται σε πραγματικό χρόνο. Επιπρόσθετα χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο σπηλαίωσης Zwart-Gerber-Belamgi για όλους τους υπολογισμούς.

Η έρευνα προσδιορίζει τις πιέσεις εισόδου  $p_1 = 0.4 \text{ MPa}$  και εξόδου  $p_2 = 0.12 \text{ MPa}$  και το είδος του υγρού, δηλαδή νερό στους  $290 \text{ K}$ . Η πιέσεις που χρησιμοποιούνται στο πείραμα είναι απόλυτες πιέσεις αλλά στο Fluent απαιτούνται οι πιέσεις Gauge δηλαδή οι πιέσεις αναφορικά με το εξωτερικό περιβάλλον. Οι μετατροπές τους έγιναν με την βοήθεια της εξίσωσης:

$$P_{gauge} = P_{abs} - P_{baro} \quad (3.6.1)$$

Όπου  $P_{gauge}$  είναι η πίεση gauge

$P_{abs}$  είναι η απόλυτη πίεση

$P_{baro}$  είναι η βαρομετρική πίεση

Η πίεση gauge θα χρησιμοποιηθεί ως συνοριακή συνθήκη για την είσοδο και την έξοδο του σωλήνα venturi ενώ βαρομετρική πίεση λαμβάνεται ως η ατμοσφαιρική που ισούται με  $P_{atm} = 101325 \text{ Pa}$

Η μετατροπή της θερμοκρασίας από K σε °C για την εισαγωγή στο Fluent έγινε με τον τύπο:

$$T(^{\circ}C) = T(K) - 273.15 \quad (3.6.2)$$

Οι ιδιότητες του νερού στην συγκεκριμένη θερμοκρασία, οι πιέσεις στην είσοδο και την έξοδο και οι παράμετροι του μοντέλου ZGB, που θα εισαχθούν ως δεδομένα στο Fluent είναι:

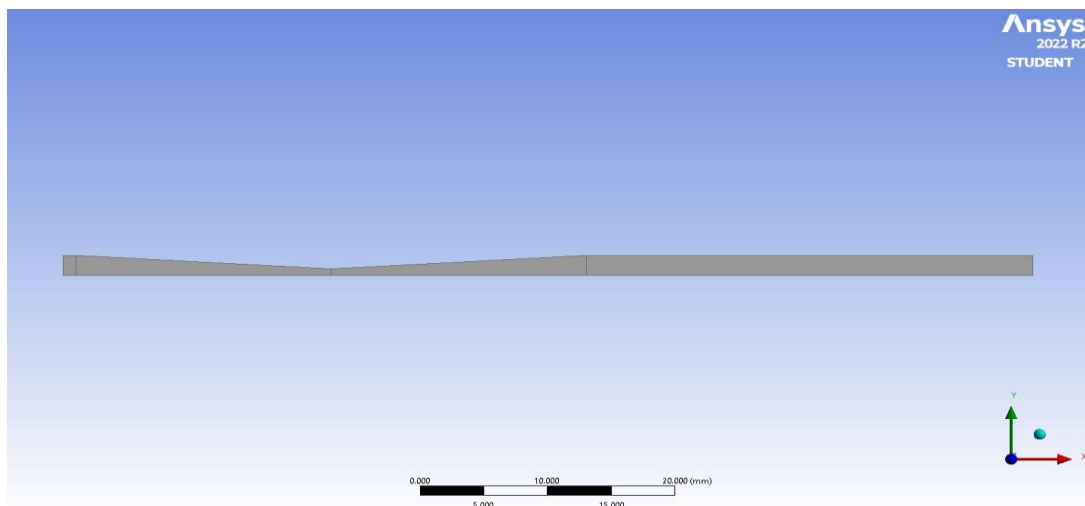


Μέγεθος	Σύμβολο	Τιμή	Μονάδες μέτρησης
Θερμοκρασία	$T$	16.85	$^{\circ}C$
Επιφανειακή τάση	$\gamma$	0.073241	$N/m$
Δυναμικό ιξώδες υγρού νερού	$\nu_l$	0.0010833	$kg/m \cdot s$
Πυκνότητα υγρού νερού	$\rho_l$	998.77	$kg/m^3$
Δυναμικό ιξώδες ατμού	$\nu_v$	0.000182	$kg/m \cdot s$
Πυκνότητα ατμού	$\rho_v$	0.0145	$kg/m^3$
Πίεση εισόδου	$P_{inlet}$	298675	$Pa$
Πίεση εξόδου	$P_{outlet}$	18675	$Pa$
Πίεση ατμοποίησης	$P_v$	1940	$Pa$
Ακτίνα φυσαλίδας	$R_B$	$10^{-6}$	$m$
Συντελεστής εξάτμισης	$F_{evap}$	$10^{-1}$	-
Συντελεστής συμπίκνωσης	$F_{cond}$	$10^{-3}$	-
Υδραυλική διάμετρος	$D_h$	0.0036	$m$
Ένταση τύρβης	$I$	5	%

Πίνακας 1 Δεδομένα προσομοίωσης για τον σωλήνα venturi

## 4.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας

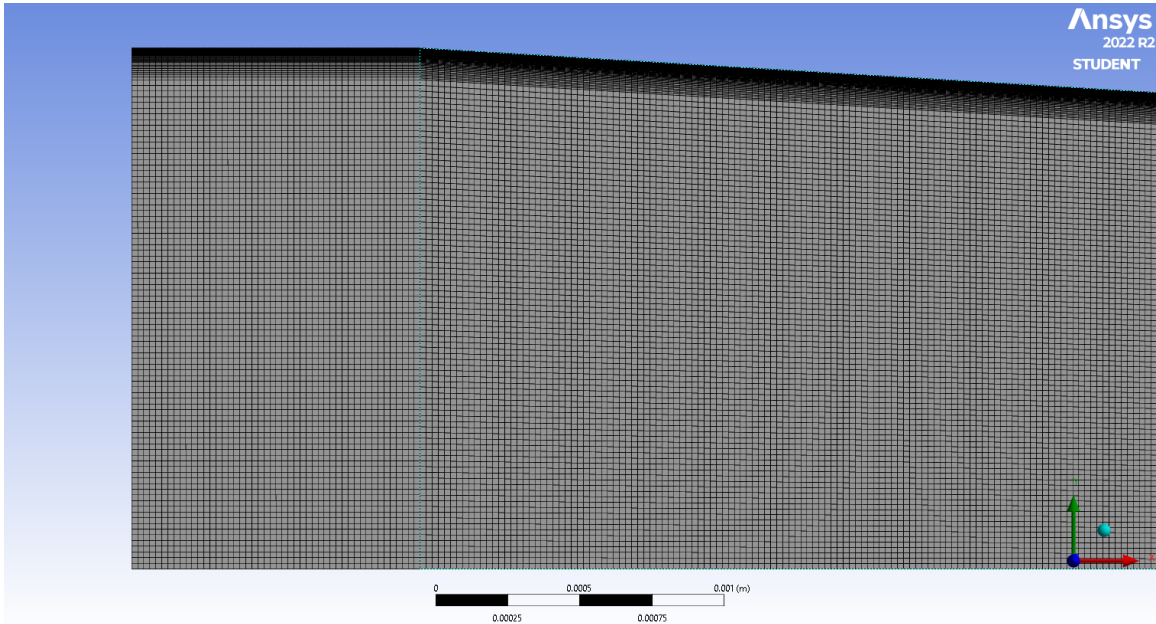
Ο σωλήνας venturi σχεδιάστηκε στο Design Modeler για διδιάστατη ανάλυση, ως ένα επίπεδο με άξονα συμμετρίας τον άξονα των  $x$ . Η συμμετρία βοηθάει στον γρηγορότερο αλλά και τον πιο ακριβή υπολογισμό αφού επιτρέπει την δημιουργία περισσότερων στοιχείων στο πλέγμα. Η εσωτερική διάμετρος και η διάμετρος στον λαιμό καθορίστηκε στα  $1.8 \text{ mm}$  και  $0.595 \text{ mm}$  αντίστοιχα δηλαδή στην μισή τιμή της αρχικής γεωμετρίας για την επίτευξη της συμμετρίας. Η απόσταση συστολής και η διαστολής του αγωγού σχεδιάστηκε στα  $20 \text{ mm}$ , κάτι που καθορίζει αυτόματα την γωνία σύγκλισης  $\alpha$  και την γωνία απόκλισης  $\beta$  στις  $6.9^{\circ}$ .



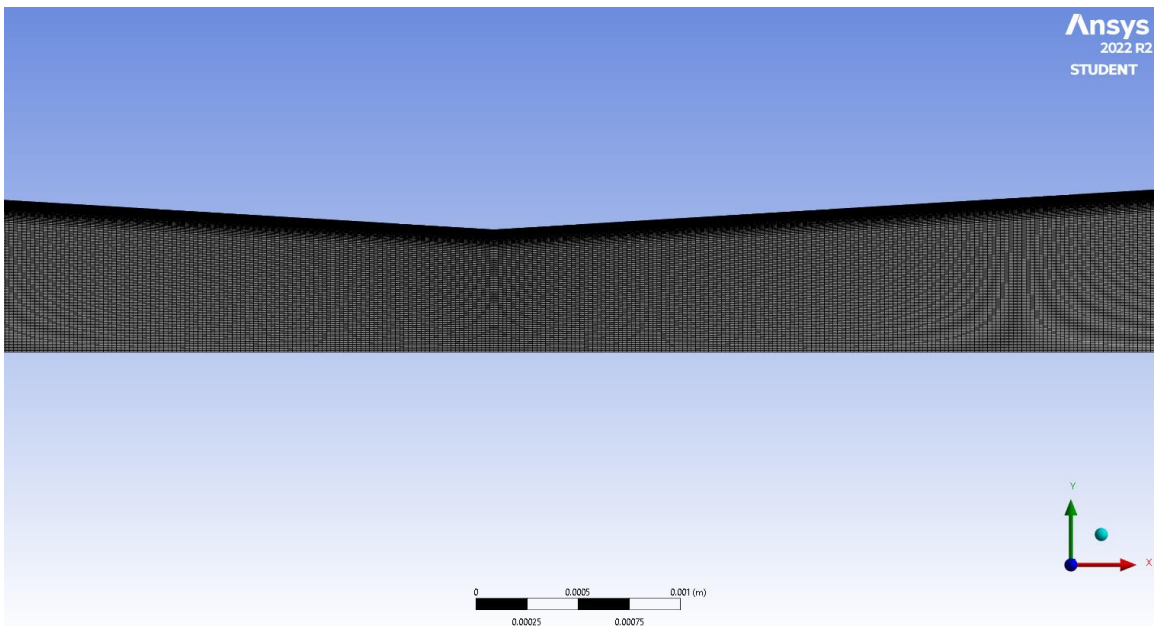
Εικόνα 20 Γεωμετρία του σωλήνα venturi

### 4.3 Κατασκευή πλέγματος

Το πακέτο προγραμμάτων του Ansys στην έκδοση Student επιτρέπει την δημιουργία πλέγματος μέχρι 512000 στοιχεία (κελιά). Το πλέγμα επομένως δημιουργήθηκε με 507426 στοιχεία και 503612 κόμβους μεταξύ τους.

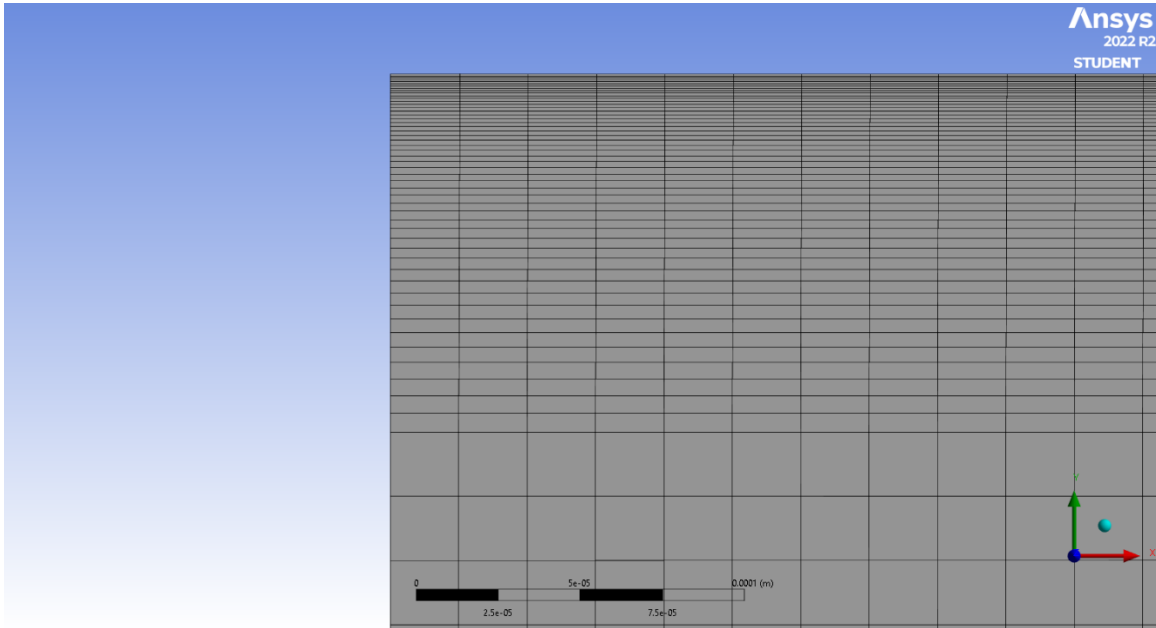


Εικόνα 21 Το πλέγμα στην είσοδο της γεωμετρίας

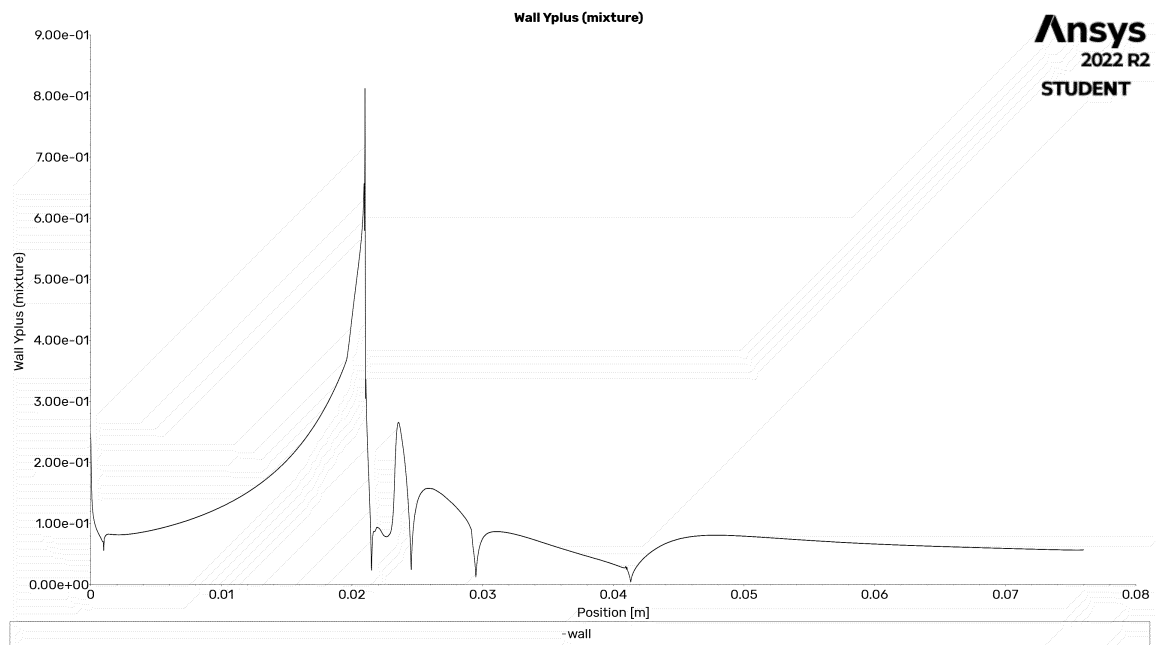


Εικόνα 22 Το πλέγμα στον λαιμό της γεωμετρίας

Για να επιτευχθεί ο στόχος του  $y^+ \approx 1$  προστέθηκαν 50 inflation layers με ρυθμό ανάπτυξης 1.05, στα τοιχώματα της γεωμετρίας.



Εικόνα 23 Λεπτομερής απεικόνιση των inflation layers στα τοιχώματα



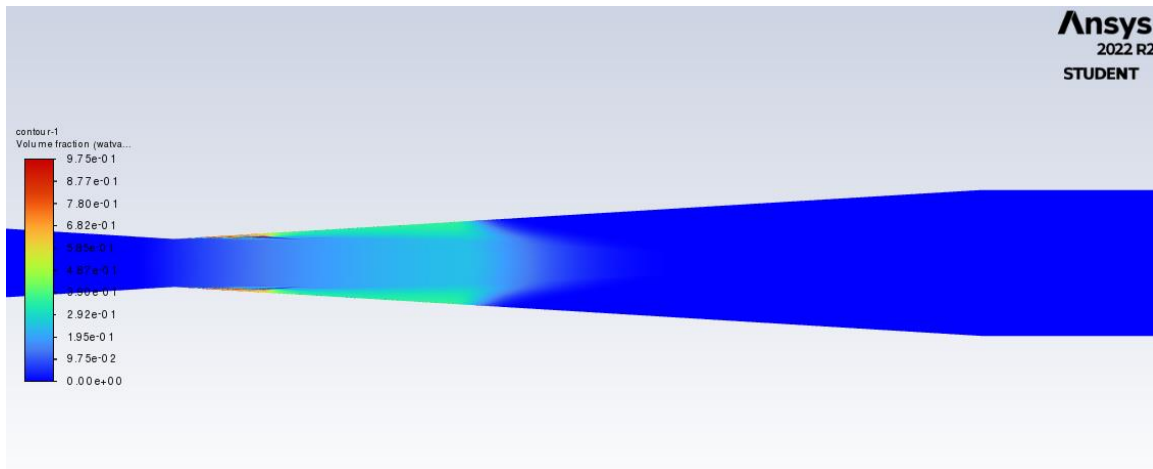
Διάγραμμα 2 Οι τιμές του  $y^+$  κατά μήκος του σωλήνα venturi

Ο στόχος αυτός του  $y^+ \approx 1$  με το συγκεκριμένο πλέγμα επιτυγχάνεται καθώς κατά μήκος της γεωμετρίας το  $y^+$  έχει αρκετά χαμηλές τιμές, με την ανώτερη του να φτάνει

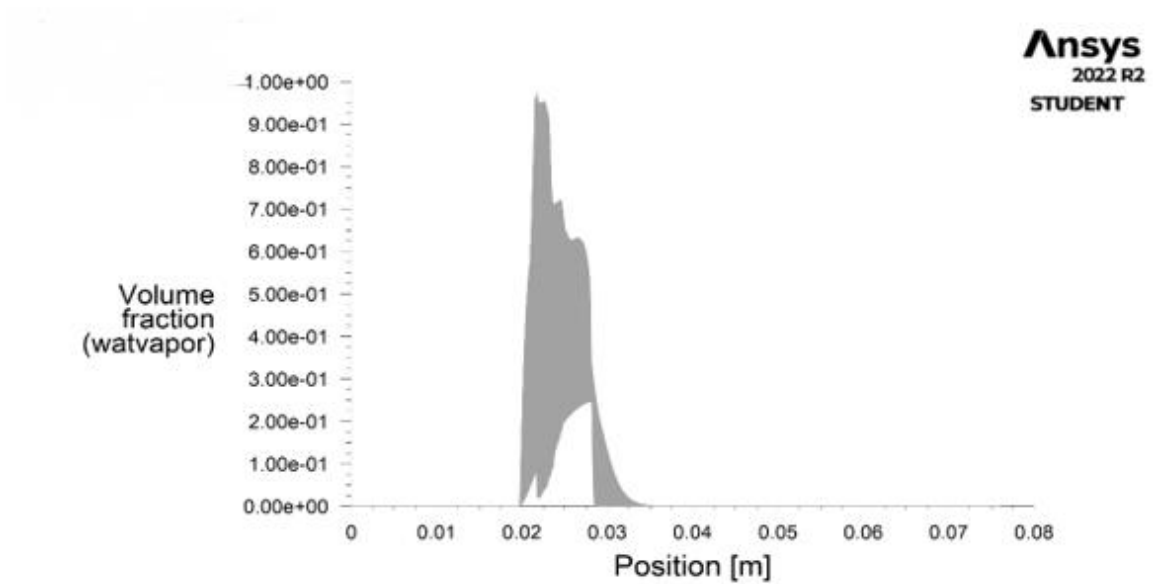
στο 0.8 στην περιοχή του λαιμού, παραμένοντας έτσι κάτω από ένα σε όλο το μήκος των τοιχωμάτων της γεωμετρίας.

#### 4.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης για το σχήμα και την περιοχή που εκτείνεται η σπηλαιώση είναι σχεδόν ίδια με αυτά της πειραματικής διάταξης της έρευνας. Στην εικόνα παρουσιάζεται η περιοχή στην οποία αναπτύχθηκαν οι φυσαλίδες. Από το διάγραμμα του ογκομετρικού κλάσματος ατμού σε συνάρτηση με τον χώρο φαίνεται όντως ότι στα 10mm η ένταση της σπηλαιώσης πέφτει κατακόρυφα και γρήγορα εξαφανίζεται εντελώς.

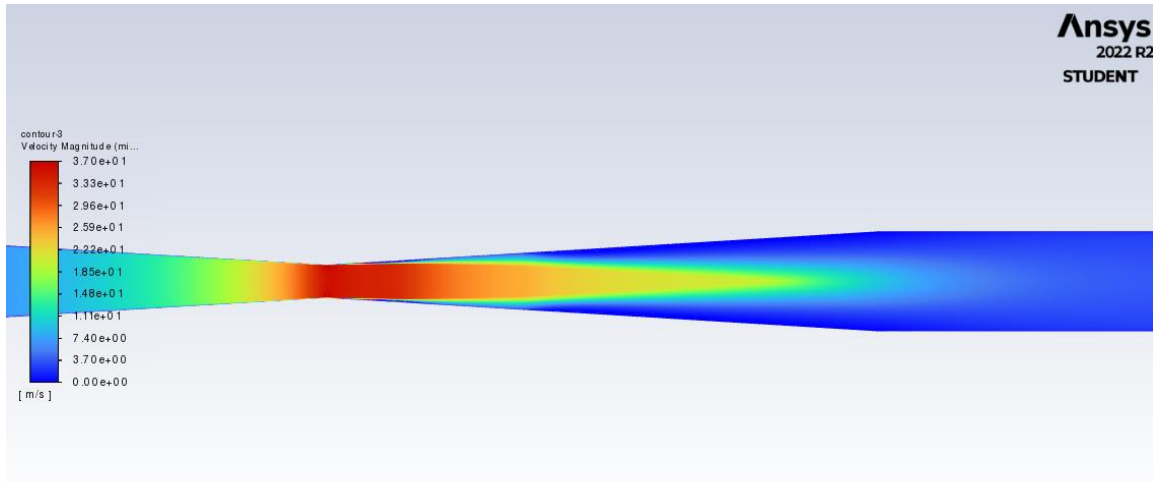


Εικόνα 24 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

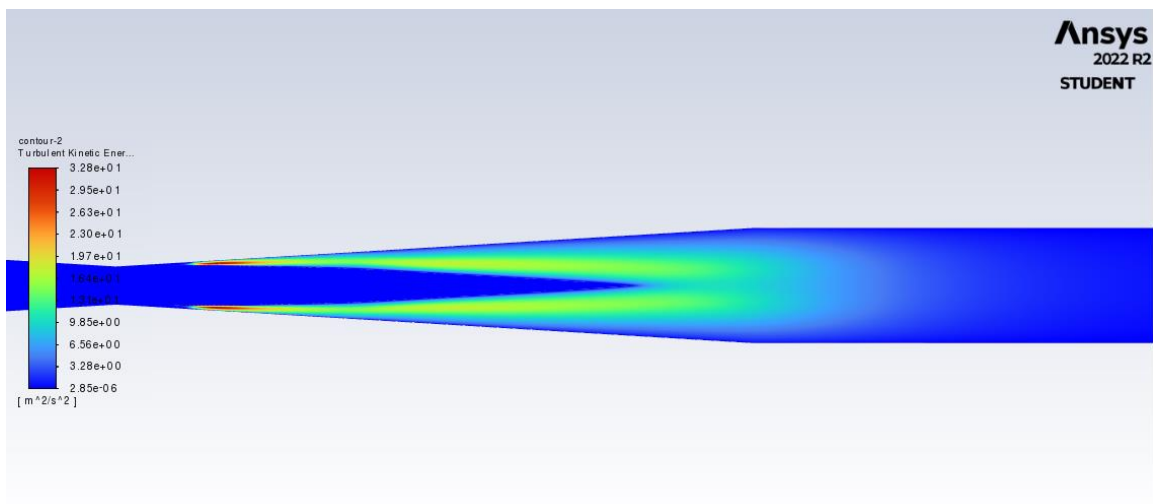


Διάγραμμα 3 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για την προσομοίωσης των πειραματικών δεδομένων

Οι εικόνα παρουσιάζει το προφίλ της ταχύτητας του νερού στην οποία επιβεβαιώνεται και η θεωρητική μείωση της στα τοιχώματα λόγω των δυνάμεων ιξώδους. Σε αυτές τις περιοχές αναπτύσσεται τύρβη, η κινητική ενέργεια της οποίας φαίνεται στην εικόνα.

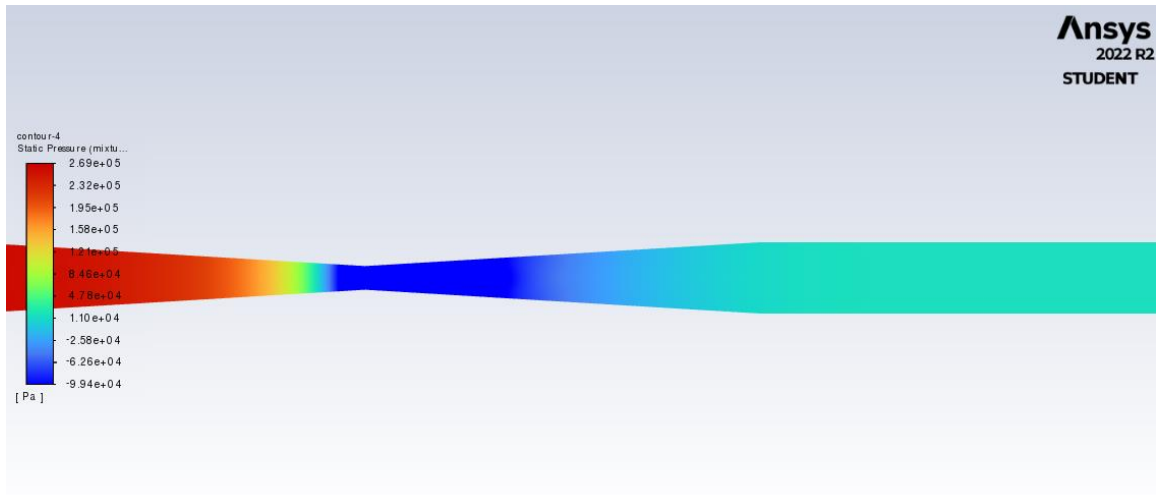


Εικόνα 25 Ταχύτητα του νερού για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων



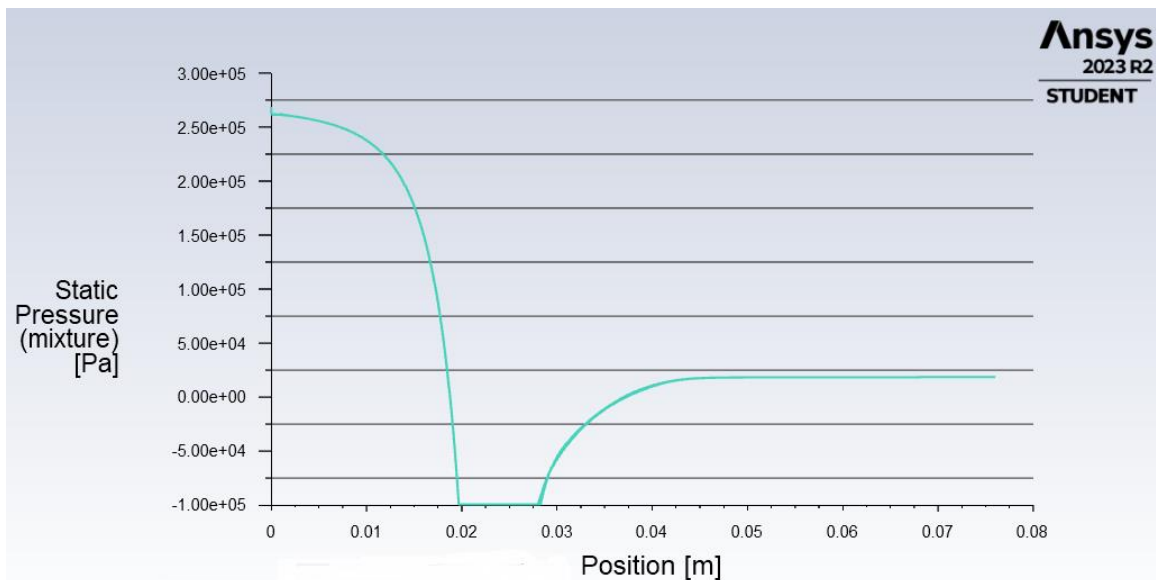
Εικόνα 26 Τυρβώδης κινητική ενέργεια για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

Παρακάτω απεικονίζεται η στατική πίεση κατά μήκος του σωλήνα. Η στατική πίεση παρατηρείται ότι πέφτει πολύ λίγο πριν τον λαιμό και για περίπου 10 mm ακόμα. Στην συνέχεια αυξάνεται αλλά δεν επιστρέφει στις αρχικές τιμές της πίεσης παραμένοντας σταθερή περίπου στα 20 kPa.



Εικόνα 27 Στατική πίεση για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

Στο διάγραμμα φαίνεται η πτώση της στατικής πίεσης κάτω από την πίεση ατμού στην απόσταση που αντιστοιχεί στον λαιμό καθώς και η σταθεροποίηση της μετά το τέλος της διαδικασίας της σπηλαίωσης.



Διάγραμμα 4 Πτώση της στατικής πίεσης για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

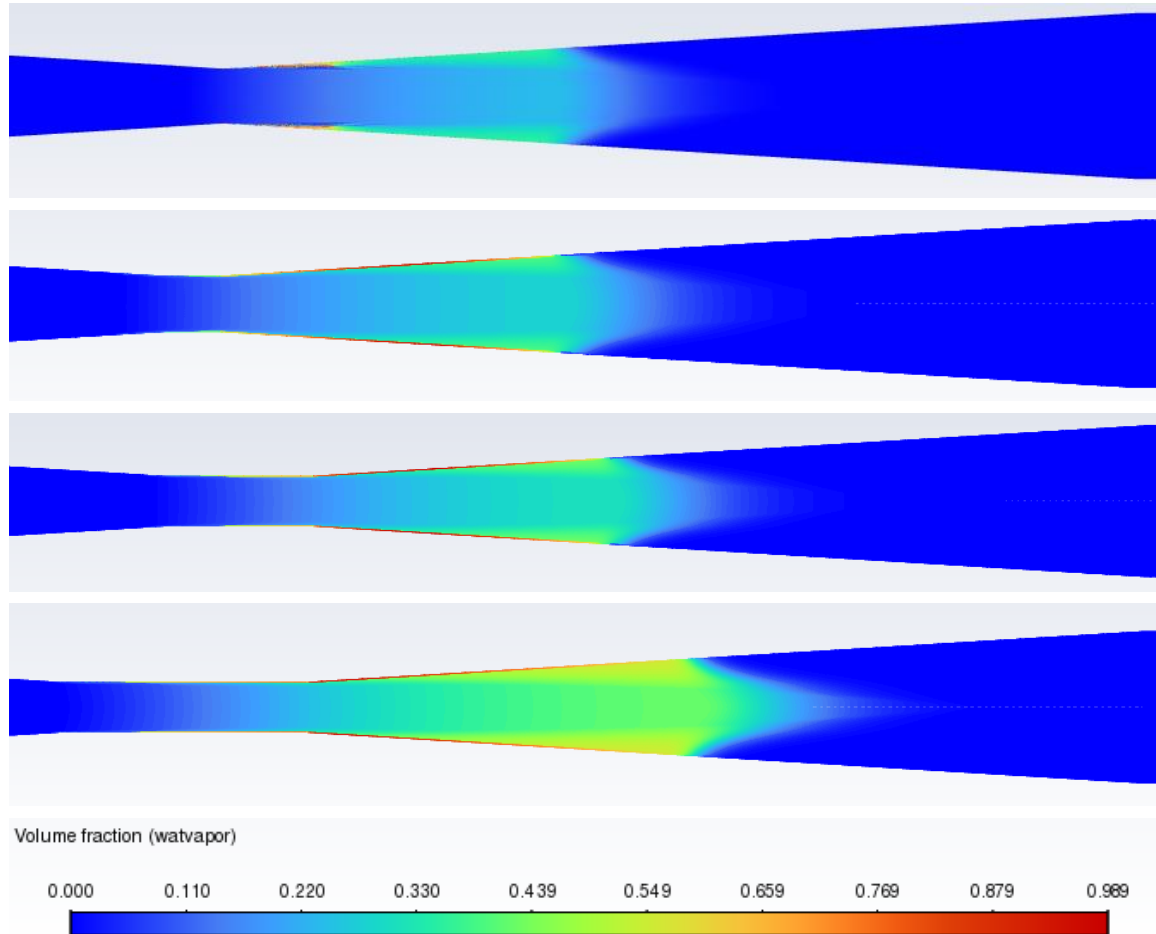
## 4.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων venturi και συνοριακών συνθηκών

Η ένταση της σπηλαίωσης και ο τρόπος ανάπτυξης της εξαρτάται και από την γεωμετρία της συσκευής και από τις συνθήκες στην είσοδο (inlet) και την έξοδο (outlet). Η ανάλυση των διαφορετικών παραμέτρων όσον αφορά την γεωμετρία, περιλαμβάνει την αλλαγή

στον λόγο του μήκους του λαιμού προς την διάμετρο του και στις γωνίες σύγκλισης και απόκλισης.

### 4.5.1 Λόγος μήκους προς διάμετρο λαιμού

Παρακάτω παρουσιάζεται η σπηλαιώση στον σωλήνα διατηρώντας την διαφορά πίεσης στην είσοδο και την έξοδο  $\Delta P = P_{inlet} - P_{outlet} = 280 \text{ kPa}$ , σταθερή αλλάζοντας μόνο τον λόγο μήκους προς την διάμετρο του λαιμού.

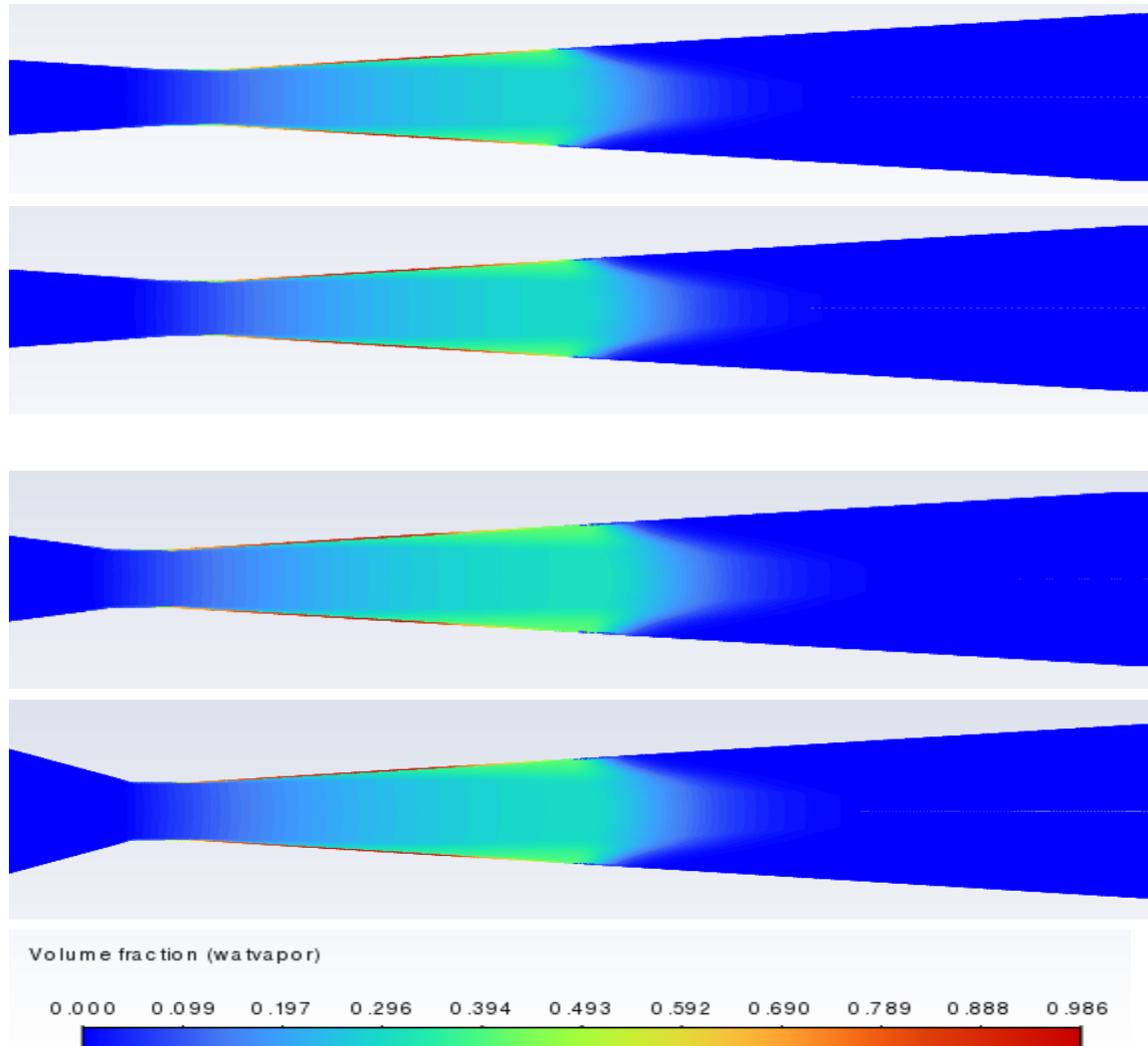


Εικόνα 28 Σπηλαιώση για  $l/d = 0, 1, 3, 5$

Παρατηρείται ότι η αύξηση του μήκους του λαιμού του σωλήνα οδηγεί στην γενικότερη αύξηση της έντασης της σπηλαιώσης. Πιο συγκεκριμένα το ογκομετρικό κλάσμα ατμού στα τοιχώματα του venturi μεγαλώνει σημαντικά και το μεγάλο μέγεθος του λαιμού ευνοεί την παραγωγή περισσότερων φυσαλίδων, που αρχίζουν να αναπτύσσονται από τα πρώτα εκατοστά του λαιμού, και την μεταφορά τους πιο μακριά στην ροή.

## 4.5.2 Γωνία σύγκλισης $\alpha$

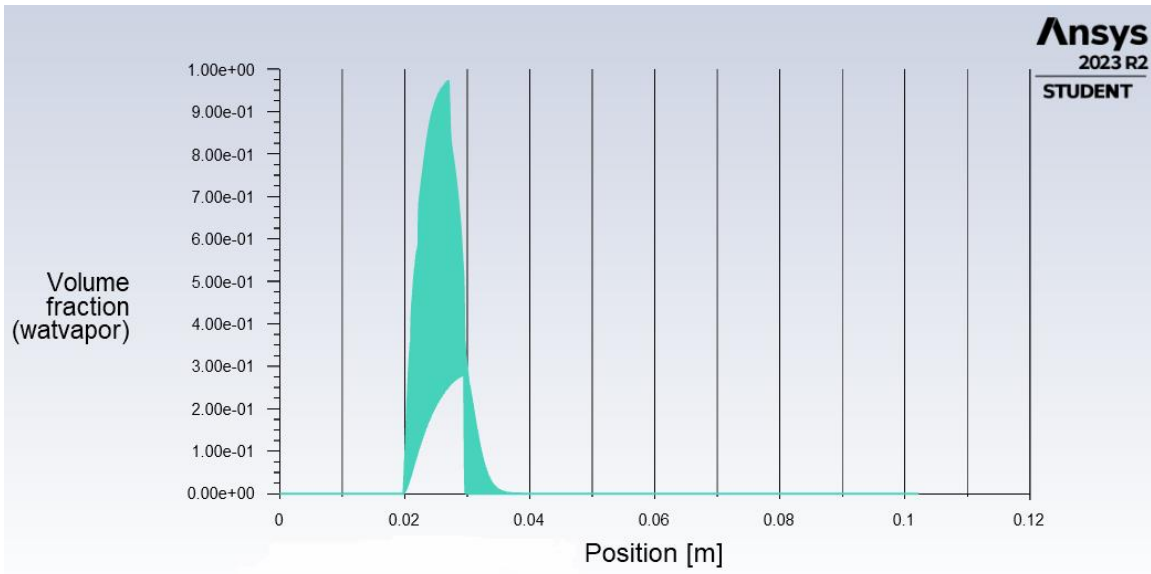
Η γωνία σύγκλισης είναι αυτή που σχηματίζεται από το πρώτο τοίχωμα το οποίο στενεύει την ροή, με το οριζόντιο τοίχωμα ή την σημειακή διάσταση του λαιμού. Η ανάλυση της παραμέτρου αυτής έγινε σε αγωγό venturi με λόγο  $l/d = 1$ , γωνία απόκλισης  $\beta = 6.9^\circ$  και διαφορά πίεσης εισόδου και εξόδου  $\Delta P = 280 \text{ kPa}$ . Αλλάζοντας την τιμή της γωνίας σύγκλισης, αλλάζει αναγκαστικά και το μήκος του τοιχώματος σύγκλισης ώστε να παραμείνουν σταθερές οι διαμέτροι του λαιμού και της εισόδου του σωλήνα.



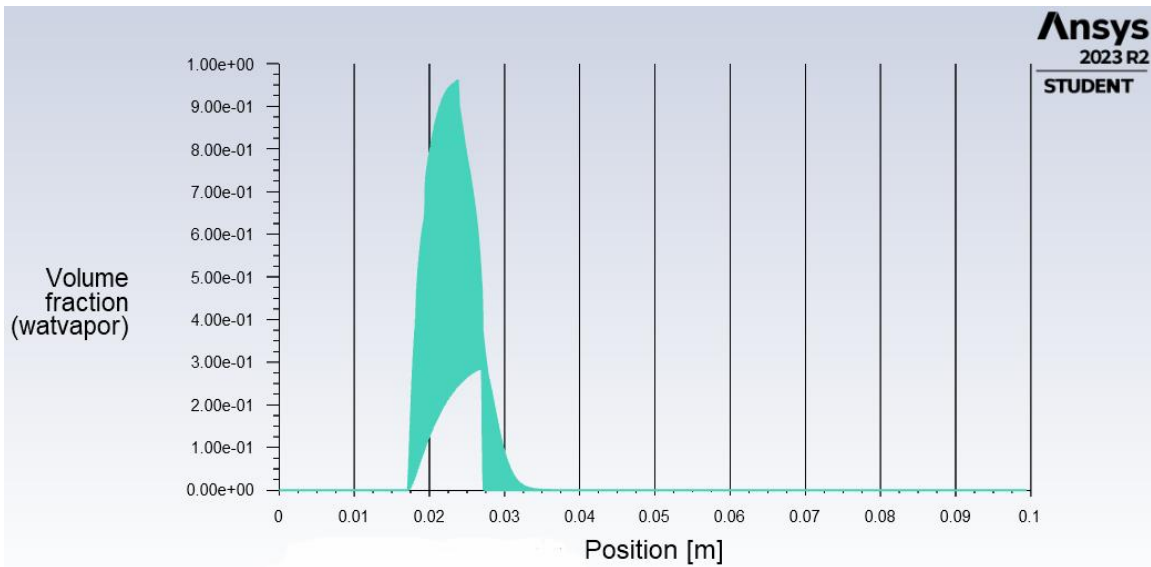
Εικόνα 29 Σπηλαίωση για  $\alpha=4, 6.9, 15, 30^\circ$

Επειδή η διάκριση των αλλαγών στο σχήμα και την ένταση της σπηλαίωσης για διαφορετικές γωνίες σύγκλισης δεν είναι άμεσα εμφανής, παρουσιάζονται και τα διαγράμματα θέσης του ογκομετρικού κλάσματος ατμού για ευκολότερη σύγκριση.

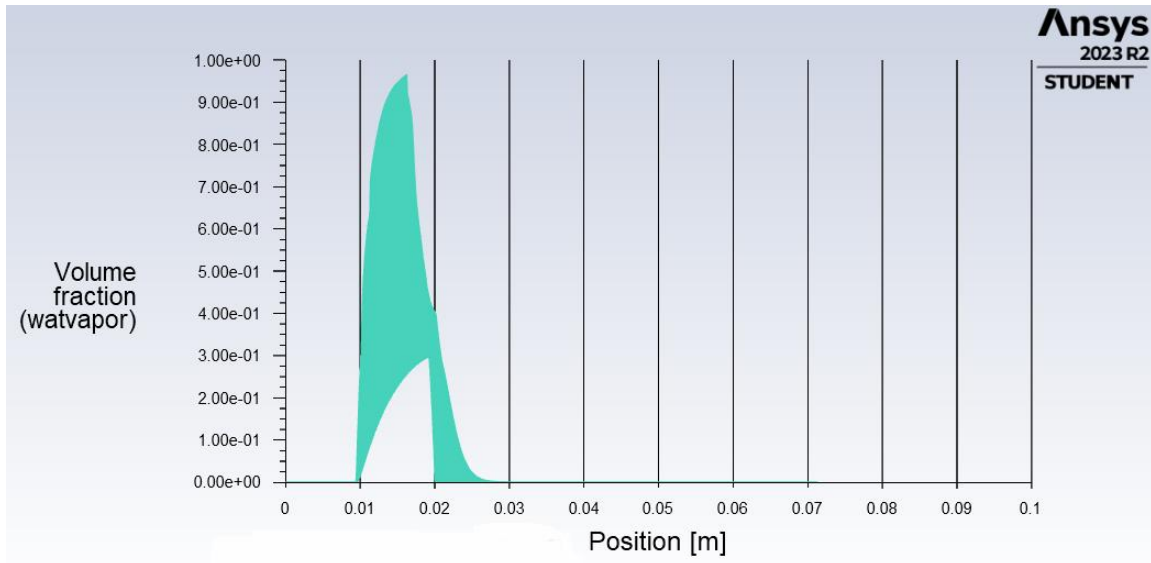




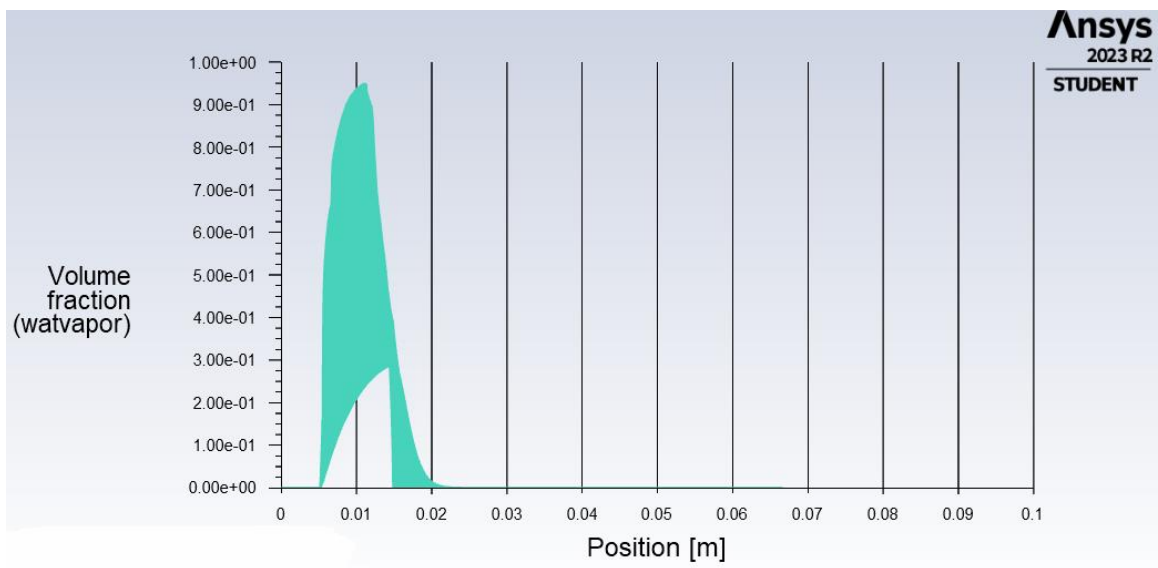
Διάγραμμα 5 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για  $\alpha=4^\circ$



Διάγραμμα 6 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για  $\alpha=6.9^\circ$



Διάγραμμα 7 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για  $\alpha=15^\circ$

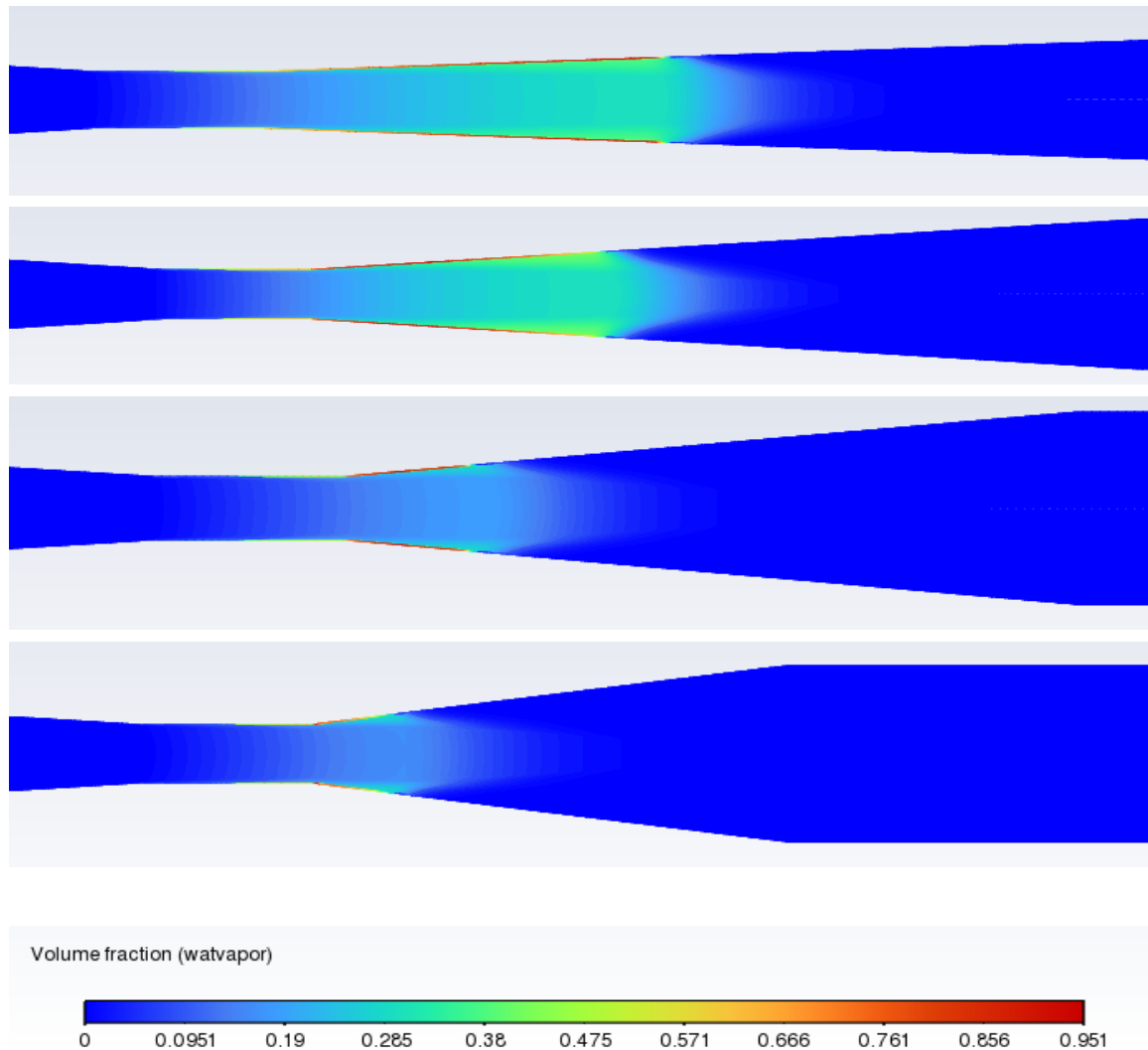


Διάγραμμα 8 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για  $\alpha=30^\circ$

Στα διαγράμματα η διαφορετική θέση του λαιμού από την οποία ξεκινάει η σπηλαιώση σε κάθε περίπτωση προκύπτουν από τα διαφορετικά μήκη των τοιχωμάτων σύγκλισης που αναφέρθηκαν προηγουμένως. Παρατηρείται ότι το μήκος έκτασης των φυσαλίδων είναι ίδιο και περίπου ίσο με 10 mm και για τις τέσσερις περιπτώσεις γωνιών σύγκλισης με την διαφορά στο ογκομετρικό κλάσμα ατμού να είναι εξαιρετικά ελάχιστες και ιδιαίτερα δυσδιάκριτες. Επομένως η γωνία σύγκλισης  $\alpha$  θα μπορούσε να θεωρηθεί ότι έχει σχεδόν μηδενική επιρροή στην ανάπτυξη σπηλαιώσης σε έναν αγωγό venturi.

### 4.5.3 Γωνία απόκλισης $\beta$

Αντιστοίχως με την γωνία σύγκλισης, η γωνία απόκλισης αναφέρεται στην γωνία μεταξύ του τοιχώματος που αποκλίνει μετά την στένωση με το οριζόντιο τοίχωμα του λαιμού. Οι προσομοιώσεις για την επιρροή της γωνίας απόκλισης έγιναν με λόγο  $l/d = 3$ , γωνία σύγκλισης  $\alpha = 6.9^\circ$  και διαφορά πίεσης  $\Delta P = 280 \text{ kPa}$ . Ομοίως με την μελέτη της γωνίας  $\alpha$ , για να παραμείνει σταθερή η διάμετρος στην έξοδο απαιτείται η αλλαγή του μήκους του αποκλίνοντος τοιχώματος.

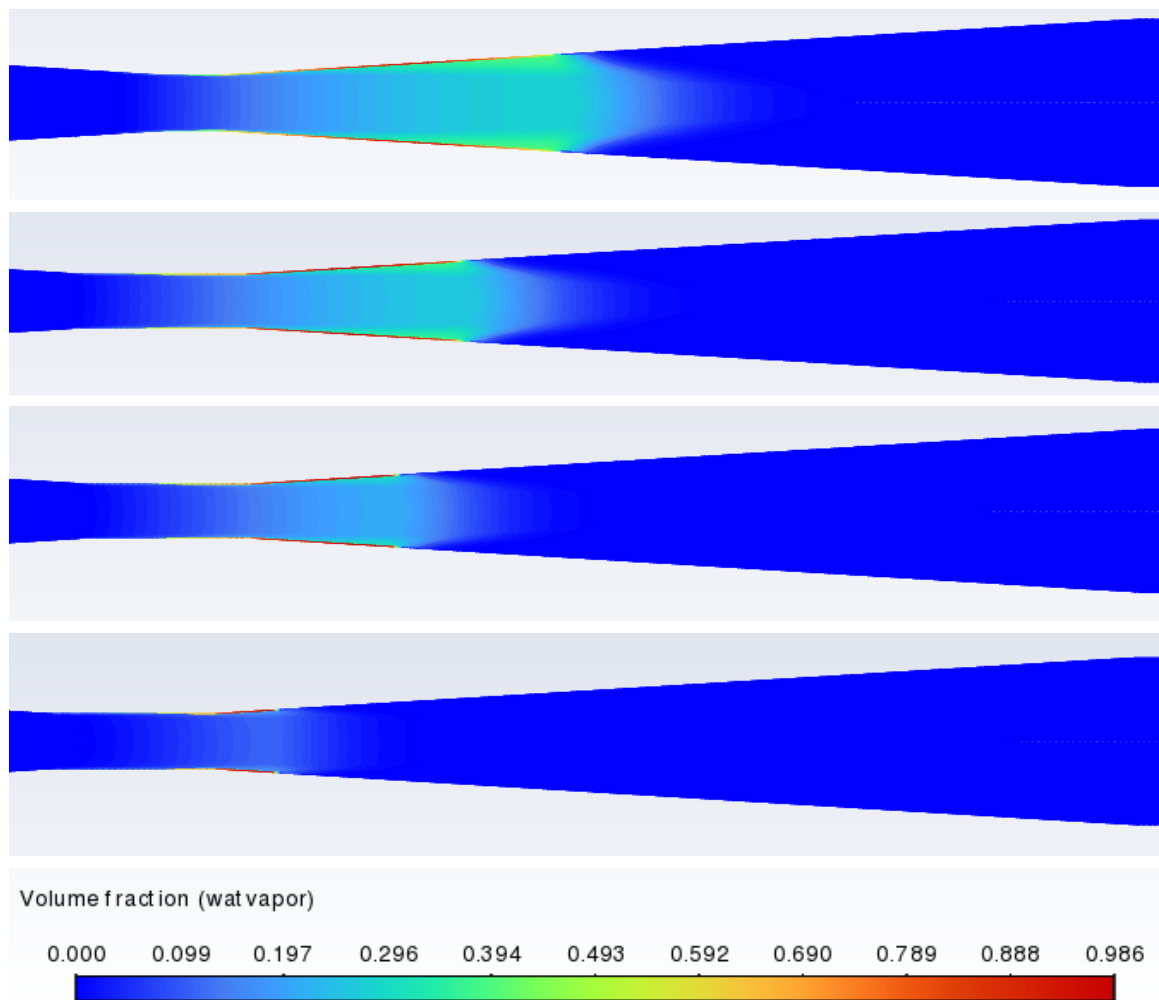


Εικόνα 30 Σπηλαίωση για  $\beta=4, 6.9, 10, 14^\circ$

Η επιρροή της γωνίας απόκλισης στην ανάπτυξη της σπηλαίωσης γίνεται εμφανής στα αποτελέσματα του λόγου ατμού που παρουσιάστηκαν. Η επιρροή αυτή είναι αρκετά σημαντική καθώς με την αύξηση ακόμα και τριών και τεσσάρων μοιρών, η ένταση της σπηλαίωσης μειώνεται αρκετά.

#### 4.5.4 Διαφορά πίεσης $\Delta P$

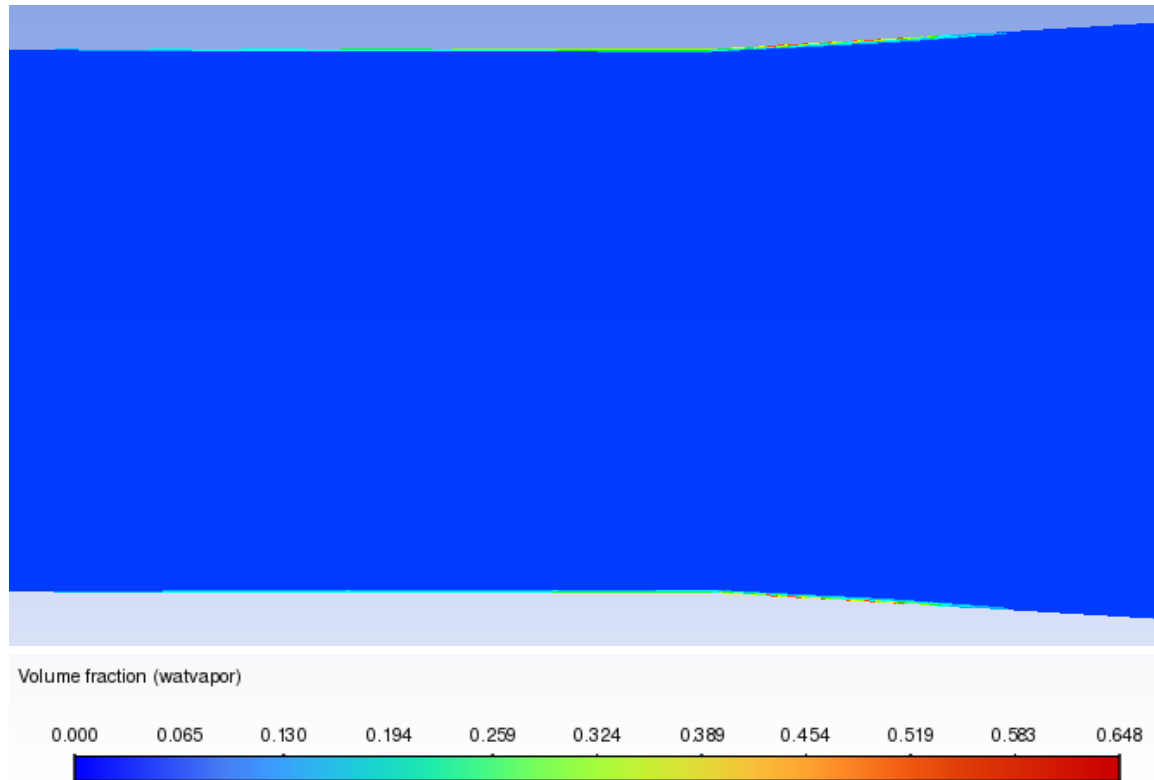
Οι συνθήκες πίεσης στην είσοδο και την έξοδο ενός venturi έχει αποδειχθεί πειραματικά πολλές φορές και αποτελεί έναν καθοριστικό παράγοντα για την έναρξη του φαινομένου της σπηλαιώσης. Πολλές φορές χρησιμοποιείται το μέγεθος  $P_r$  του λόγου της πίεσης στην είσοδο προς αυτήν στην έξοδο αλλά συχνή είναι και η χρήση της διαφοράς πίεσης που παρουσιάστηκε παραπάνω. Με βάση το τελευταίο έγινε και η διερεύνηση της επίδρασης της πίεσης ως συνοριακή συνθήκη, για την συγκεκριμένη συσκευή. Η ανάλυση της επίδρασης αυτής πραγματοποιήθηκε σε venturi με  $\alpha = \beta = 6.9^\circ$  και  $l/d = 3$ . Επιπλέον επειδή μία τιμή της πίεσης δεν επηρεάζει από μόνη της την σπηλαιώση αλλά το κάνει μόνο σε συνδυασμό με την αντίστοιχη της άλλης περιοχής (είσοδο ή έξοδο και το αντίστροφο), δεν χρειάζεται να γίνει ανάλυση για διαφορετικές πιέσεις και στην έξοδο και στην είσοδο. Αντίθετα θα διατηρηθεί σταθερή η πίεση στην έξοδο και με τις αλλαγές στην πίεση εισόδου θα αλλάζει το  $\Delta P$ , δηλαδή το μέγεθος που επιδράει στο ξεκίνημα της σπηλαιώσης.



Εικόνα 31 Σπηλαιώση για  $\Delta P=280, 230, 180, 80 \text{ kPa}$

Η αύξηση λοιπόν της διαφοράς πίεσης οδηγεί σε αυξημένη ανάπτυξη σπηλαιώσης στον σωλήνα

Η ροή του νερού στο συγκεκριμένο σωλήνα venturi αρχίζει να παρουσιάζει σπηλαιώση όταν  $\Delta P = 60kPa$



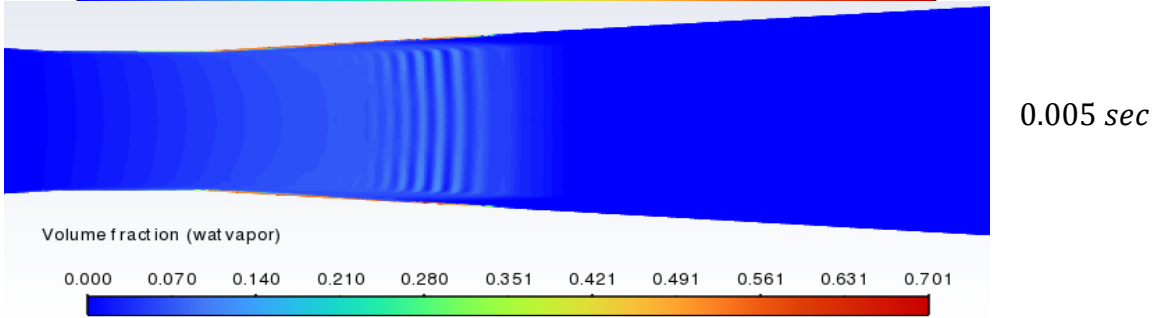
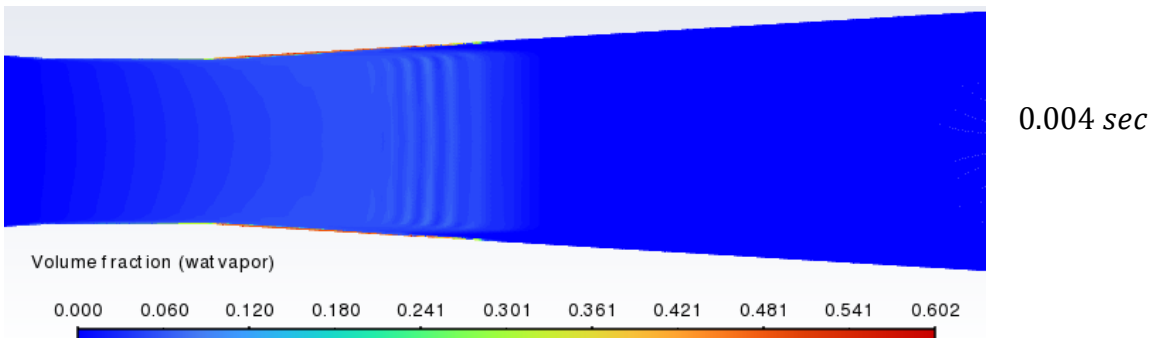
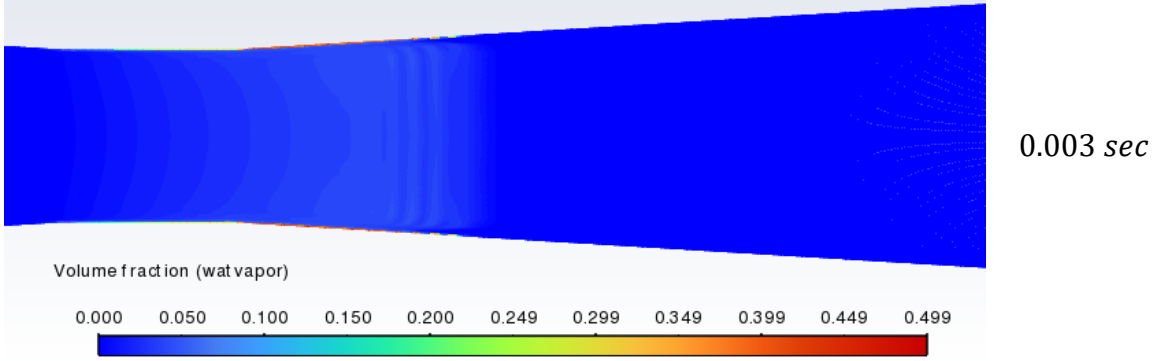
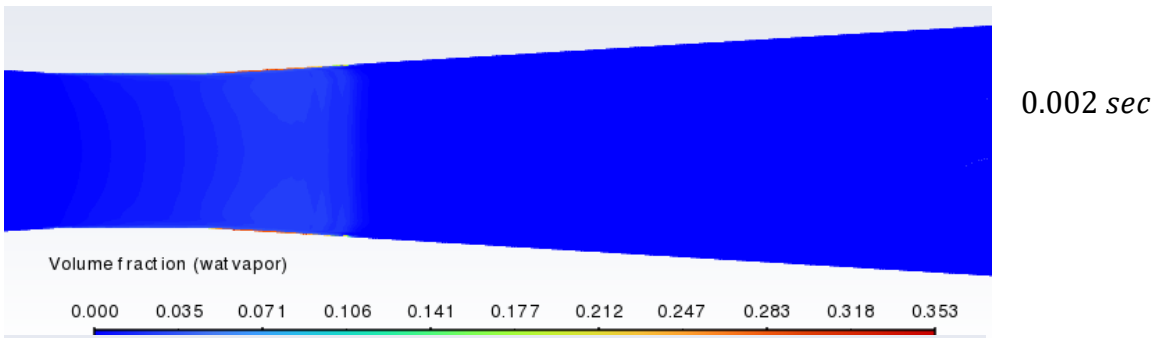
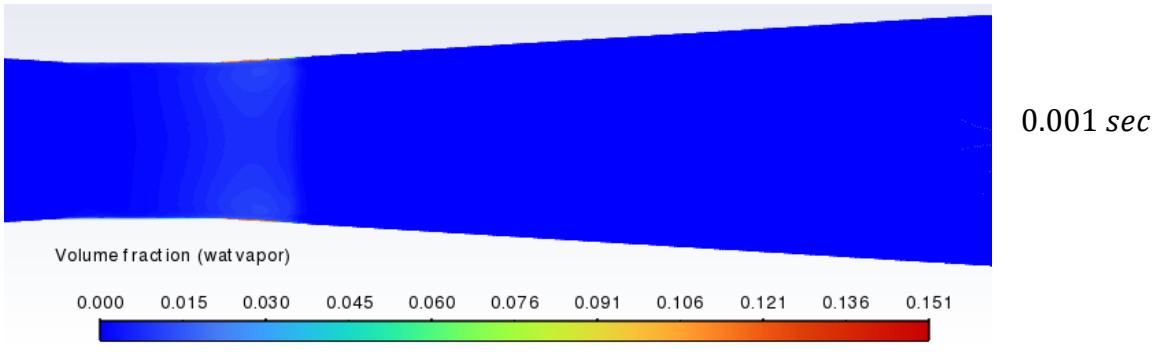
Εικόνα 32 Αρχή εμφάνισης σπηλαιώσης για  $\Delta P = 60 kPa$

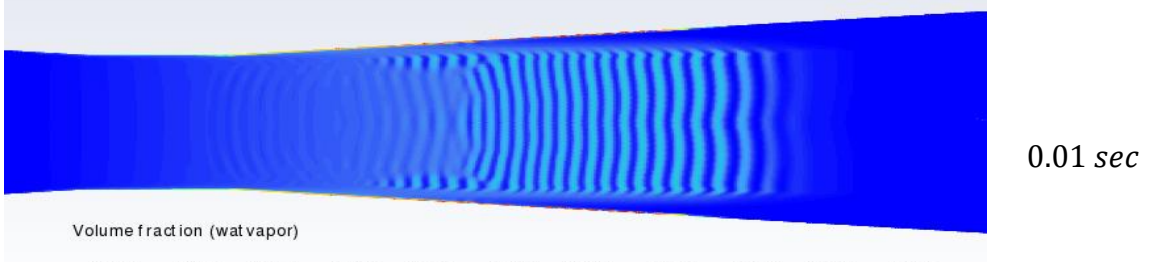
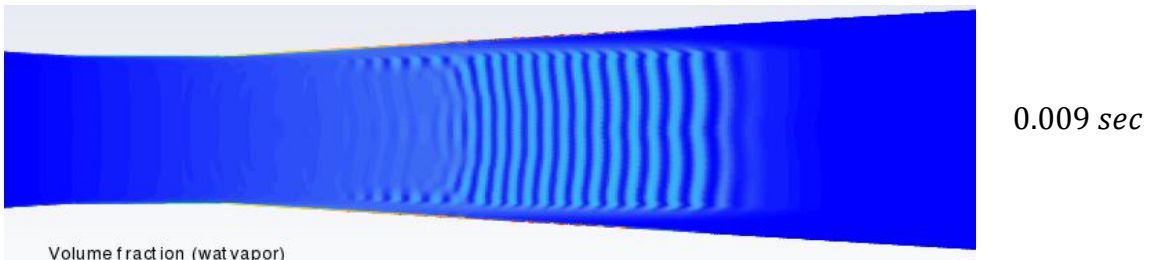
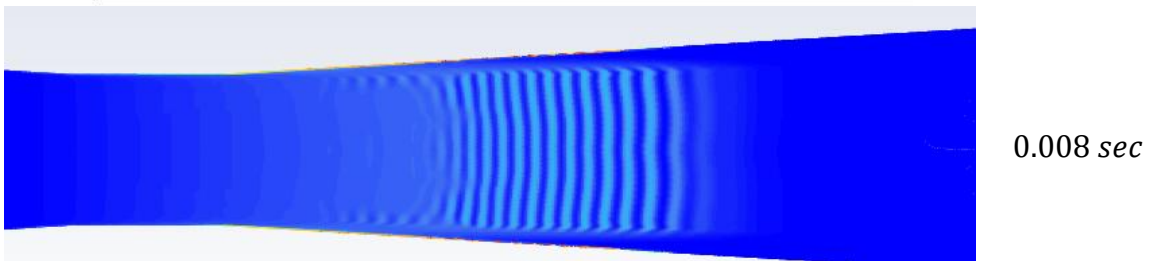
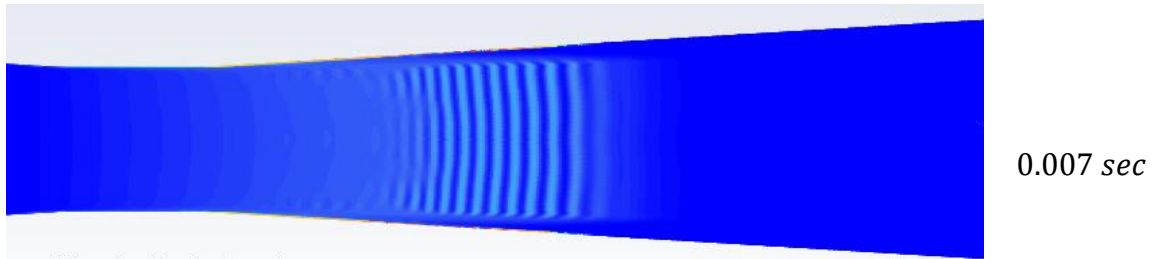
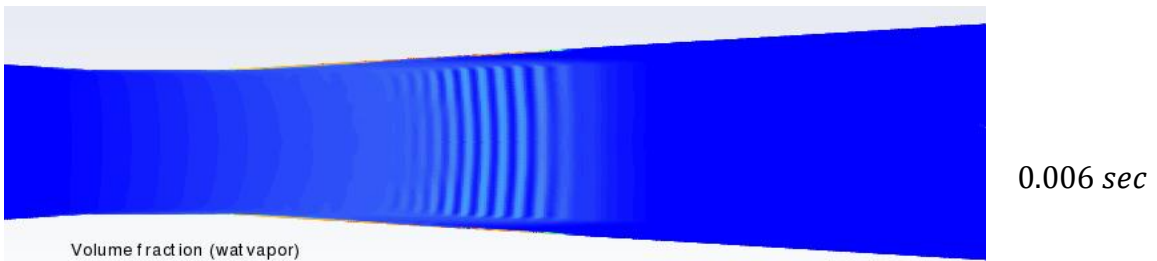
Τα αποτελέσματα για το ογκομετρικό κλάσμα ατμού δείχνουν το ξεκίνημα της σπηλαιώσης από τα τελευταία χιλιοστά των τοιχωμάτων με την έκτασή της να παραμένει μέχρι και λίγο μετά τον λαιμό παραμένοντας όμως στην επιφάνεια των τοιχωμάτων που αποκλίνουν. Επίσης οι τιμές του κλάσματος ατμού μένουν χαμηλά, με την ανώτερη να είναι 0.648.

## 4.6 Προσομοίωση μεταβατικής ροής

Όπως αναφέρθηκε στην αρχή του κεφαλαίου οι προσομοιώσεις αναλύθηκαν υπό σταθερή κατάσταση ροής. Αν και αυτή η μέθοδος παρουσιάζει μια καλή συνολική εικόνα για την ροή σε βάθος χρόνου, αγνοεί τις αλλαγές που συμβαίνουν στην ροή ανά μίας επιθυμητής μονάδας χρόνου. Επειδή κατά την μελέτη του φαινομένου της σπηλαιώσης οι αλλαγές που πραγματοποιούνται με τον χρόνο είναι σημαντικές, πραγματοποιήθηκε προσομοίωση μεταβατικής ροής για την ανάλυση της ανάπτυξης της σπηλαιώσης ανά μονάδα χρόνου.

Ο σωλήνας venturi που θα μελετηθεί έχει  $l/d = 1$ ,  $\alpha = \beta = 6.9^\circ$  και με  $\Delta P = 280kPa$ . Η ανάλυση έγινε για 10 χρονικά βήματα με διαφορά  $1 ms$  από το επόμενο.





Η παρουσίαση της προσομοίωσης αυτής δείχνει την εξέλιξη της σπηλαιώσης μετά από 0.01 δευτερόλεπτα. Γίνεται εμφανές και από αυτήν την ανάλυση ότι οι φυσαλίδες ξεκινάνε από τα τοιχώματα του λαιμού και μεταφέρονται με την ροή και στο κέντρο του όγκου του νερού. Αρχικά οι φυσαλίδες καταλαμβάνουν ένα μικρό μέρος του όγκου του νερού στις περιοχές που υπάρχουν κάτι που φαίνεται από το μικρό ογκομετρικό κλάσμα ατμού που φτάνει μέχρι τα 0.151 για το πρώτο *ms*. Καθώς ο χρόνος περνάει, εκτός από την μεταφορά των φυσαλίδων αυξάνεται και η περιοχή που καταλαμβάνουν με την ένταση της σπηλαιώσης ωστόσο να παραμένει μικρή στον όγκο του νερού εκτός των τοιχωμάτων για τα πρώτα 0.01 δευτερόλεπτα.



## Κεφάλαιο 5

### 5.1 Ακροφύσιο

Η ανάλυση της συγκεκριμένης συσκευής ξεκίνησε με την προσομοίωση του ακροφυσίου με τα δεδομένα του πειράματος που επιλέχθηκε για ανάλυση και πραγματοποιήθηκε σύγκριση τους με τα αποτελέσματα της προσομοίωσης. Οι υπολογισμοί έγιναν σε κατάσταση μόνιμης ροής και με το μοντέλο σπηλαίωσης Schnerr-Sauer. Έπειτα χρησιμοποιήθηκε και το μοντέλο ZGB με σκοπό να συγκριθεί με το Schnerr-Sauer χρησιμοποιώντας τις ίδιες παραμέτρους.

Στο πείραμα χρησιμοποιήθηκε νερό για την απορρύπανση του στις θερμοκρασίες 20,30,40,50 και 60 °C. Από αυτές καλύτερα αποτελέσματα απορρύπανσης βρέθηκαν για τις θερμοκρασίες 50 και 60 °C οπότε επιλέχθηκε μία από αυτές για την μελέτη στην συγκεκριμένη εργασία. Έτσι χρησιμοποιήθηκε νερό το οποίο θερμάνθηκε σε στους 60 °C και οι πιέσεις προσδιορίζονται σε *bar* με  $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$ .

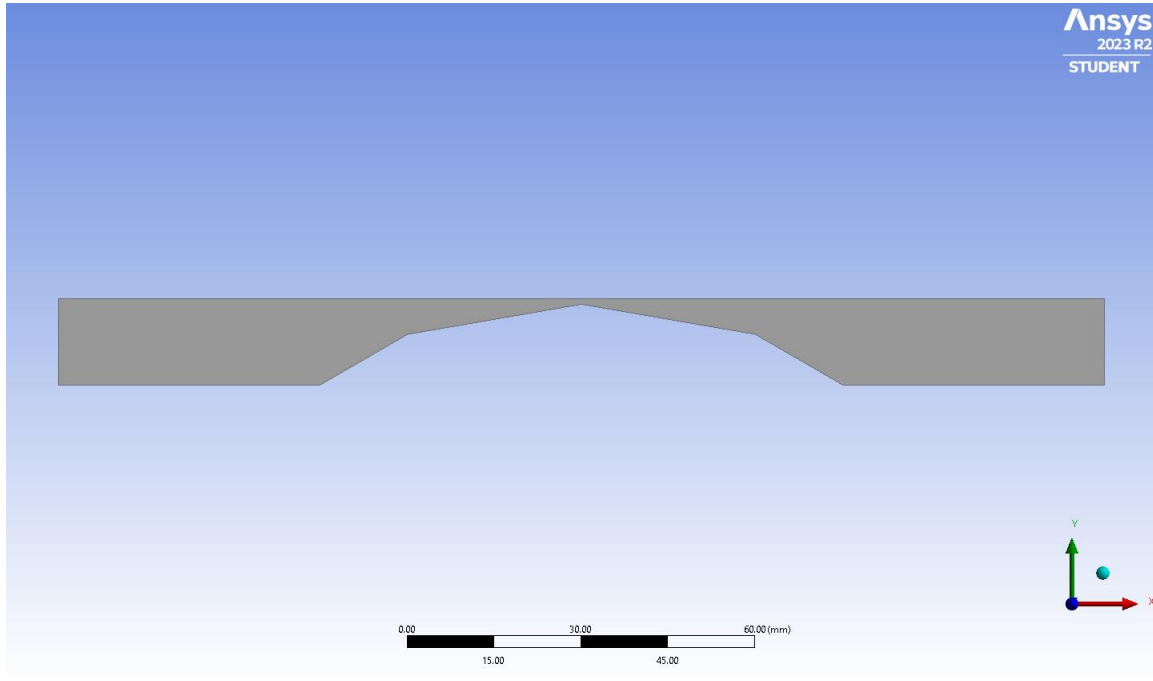
Οι ιδιότητες του νερού στην θερμοκρασία που επιλέχθηκε, οι πιέσεις στην είσοδο και την έξοδο και οι παράμετροι του μοντέλου ZGB, που θα εισαχθούν ως δεδομένα στο Fluent είναι:

Μέγεθος	Σύμβολο	Τιμή	Μονάδες μέτρησης
Θερμοκρασία	$T$	60	°C
Επιφανειακή τάση	$\gamma$	0.062	$N/m$
Δυναμικό ιξώδες υγρού νερού	$\nu_l$	0.0004656	$kg/m \cdot s$
Πυκνότητα υγρού νερού	$\rho_l$	983.19	$kg/m^3$
Δυναμικό ιξώδες ατμού	$\nu_v$	0.000155	$kg/m \cdot s$
Πυκνότητα ατμού	$\rho_v$	0.1305	$kg/m^3$
Πίεση εισόδου	$P_{inlet}$	$5 \cdot 10^5$	$Pa$
Πίεση εξόδου	$P_{outlet}$	$10^5$	$Pa$
Πίεση ατμοποίησης	$P_v$	19946	$Pa$
Ακτίνα φυσαλίδας	$R_B$	$10^{-6}$	$m$
Υδραυλική διάμετρος	$D_h$	0.015	$m$
Ένταση τύρβης	$I$	5	%

Πίνακας 2 Δεδομένα προσομοίωσης για το ακροφύσιο

## 5.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας

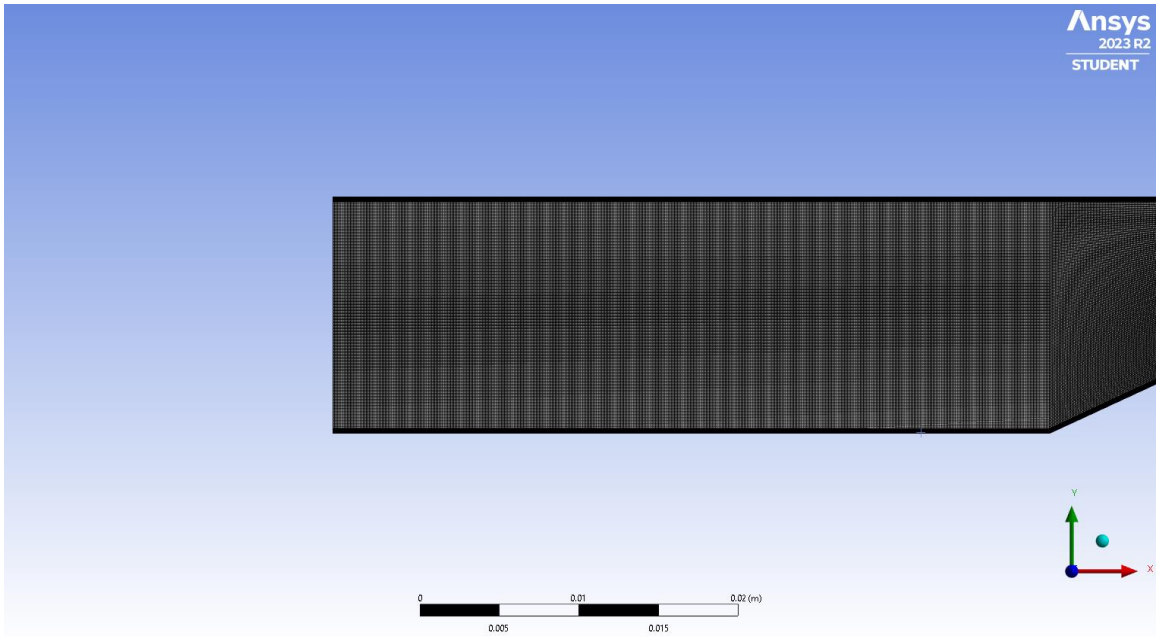
Το ακροφύσιο σχεδιάστηκε στο Design Modeler για δισδιάστατη ανάλυση. Η διάμετρος στην είσοδο και την έξοδο είναι  $D = 15 \text{ mm}$  και στην στένωση η διάμετρος είναι  $d = 1 \text{ mm}$ . Τα κάτω κεκλιμένα τοιχώματα έχουν μήκος  $l_1 = 17.56 \text{ mm}$  με κλίση  $\alpha = 30^\circ$  και τα πάνω κεκλιμένα τοιχώματα που συγκλίνουν στην στένωση είναι  $l_2 = 30.44 \text{ mm}$  με κλίση  $\beta = 10^\circ$ .



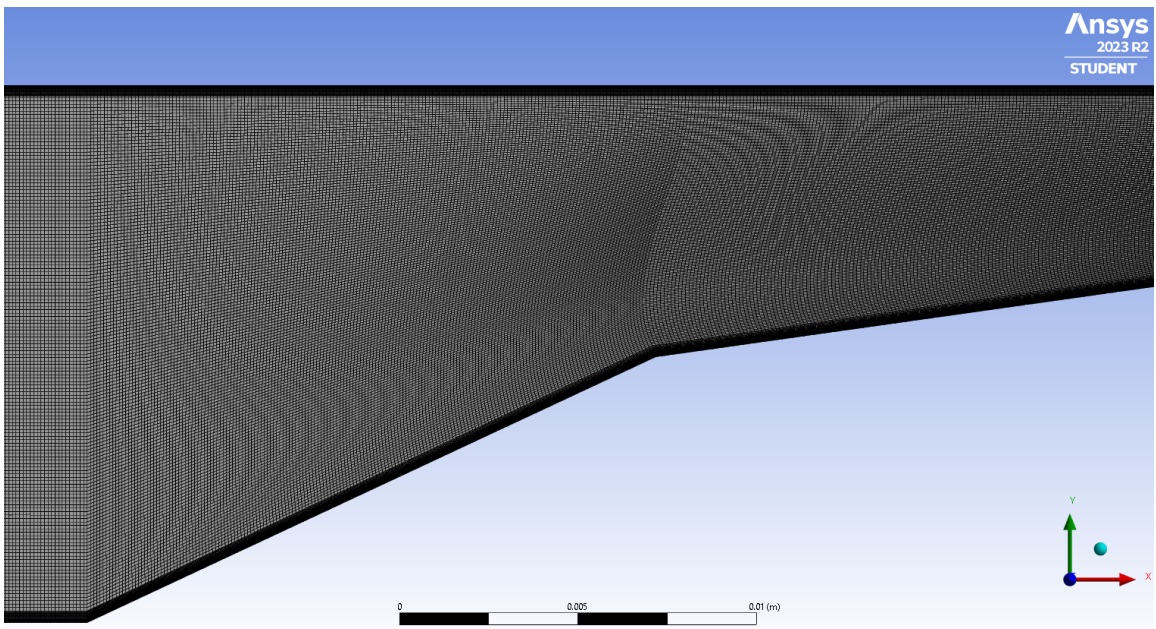
Εικόνα 33 Γεωμετρία του ακροφυσίου

## 5.3 Κατασκευή πλέγματος

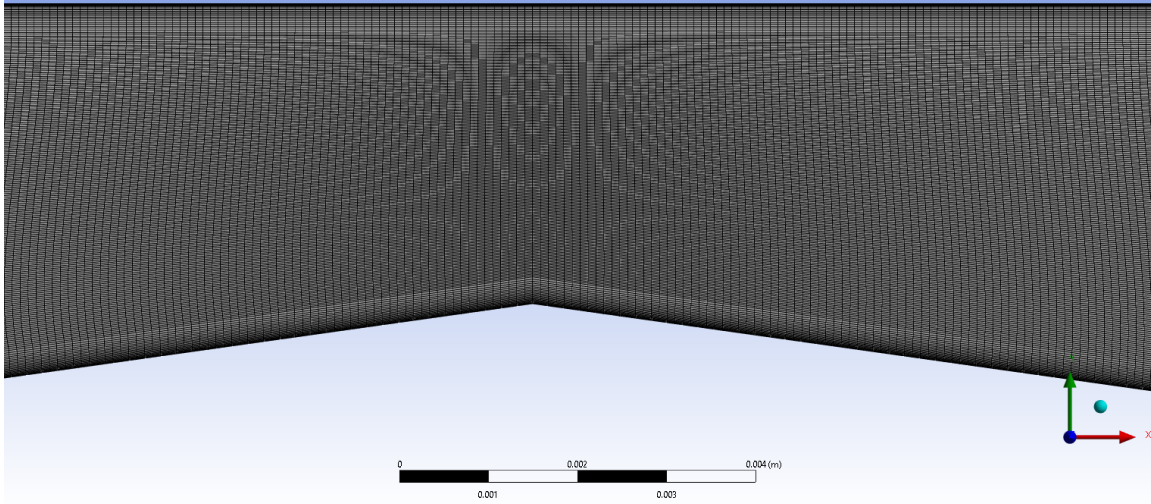
Το πλέγμα του ακροφυσίου δημιουργήθηκε με τετραεδρικά κελιά και 30 inflation layers σε όλα τα τοιχώματα για τον ακριβή υπολογισμό του οριακού στρώματος. Το πλέγμα κατασκευάστηκε με 508704 στοιχεία και 506210 κόμβους. Παρακάτω ακολουθούν



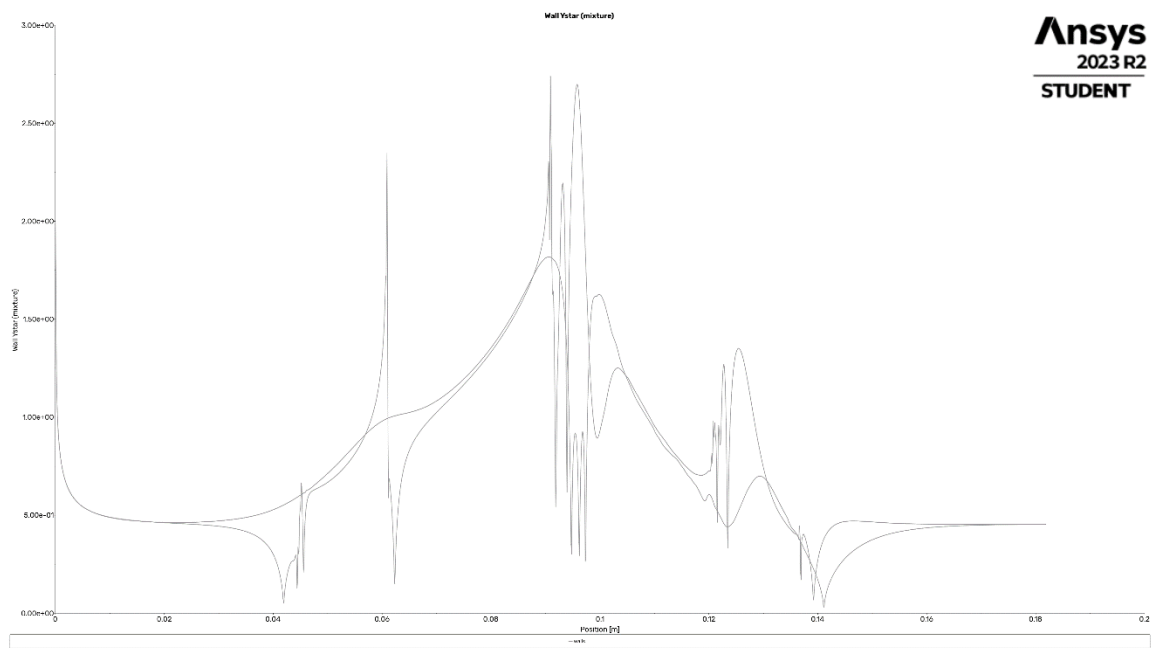
Εικόνα 34 Το πλέγμα στην είσοδο της γεωμετρίας



Εικόνα 35 Το πλέγμα στην περιοχή που αρχίζει η στένωση της γεωμετρίας



Εικόνα 36 Το πλέγμα στον λαιμό της γεωμετρίας



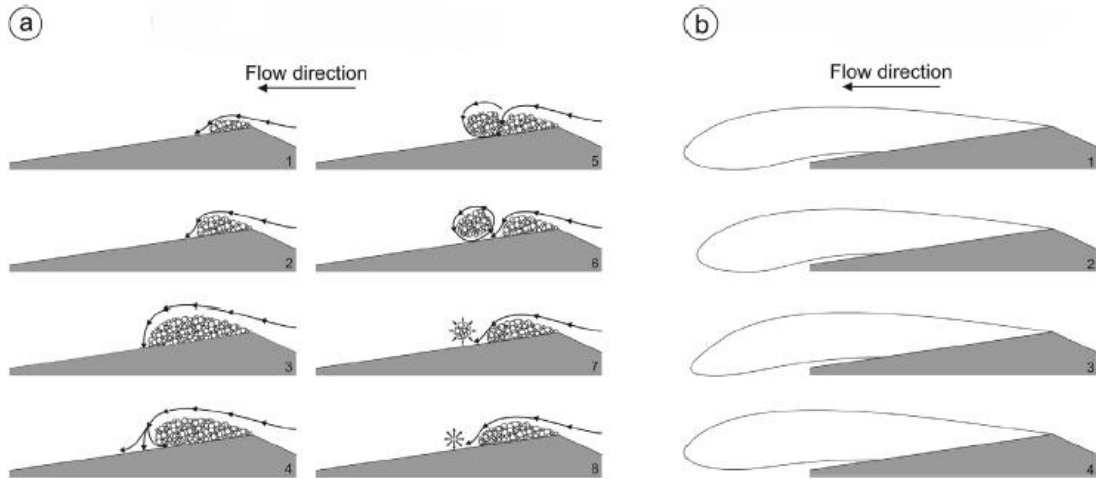
Εικόνα 37 Οι τιμές του  $y^+$  κατά μήκος του ακροφυσίου

Για το πλέγμα αυτό η τιμή του  $y^+$  και για τα δύο τοιχώματα παραμένει κάτω από ένα για την περιοχή των τοιχωμάτων του σωλήνα που βρίσκονται παράλληλα ενώ από την στιγμή που η ροή συγκλίνει προς την στένωση το  $y^+$  αυξάνεται μέχρι να πάρει την μέγιστη τιμή του  $y^+ = 2.7$  για το κάτω τοίχωμα που αλλάζει η κλίση του και  $y^+ = 1.8$  για το πάνω οριζόντιο τοίχωμα. Οι μέγιστες τιμές αυτές εμφανίζονται ακριβώς μετά την

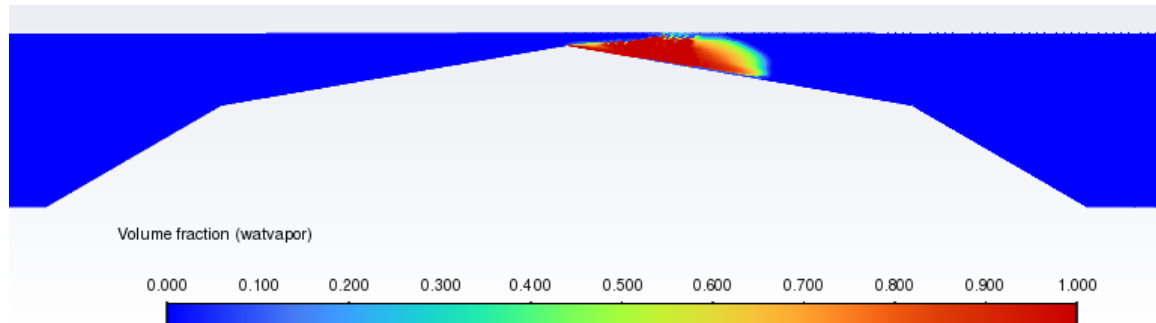
στένωση του ακροφυσίου και έπειτα καθώς η ροή διαχέεται μετά από αυτήν, το  $y^+$  πέφτει συνεχώς μέχρι να πέσει κάτω από την τιμή ένα.

## 5.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων

Η τρόπος ανάπτυξης της σπηλαιώσης στο συγκεκριμένο ακροφύσιο ταιριάζει στα αναμενόμενα από τους ερευνητές αποτελέσματα, με αυτά να παρουσιάζονται ξανά για την άμεση σύγκρισή τους. Το κλάσμα πίεσης  $P_r = \frac{P_{inlet}}{P_{outlet}}$  είναι 5.



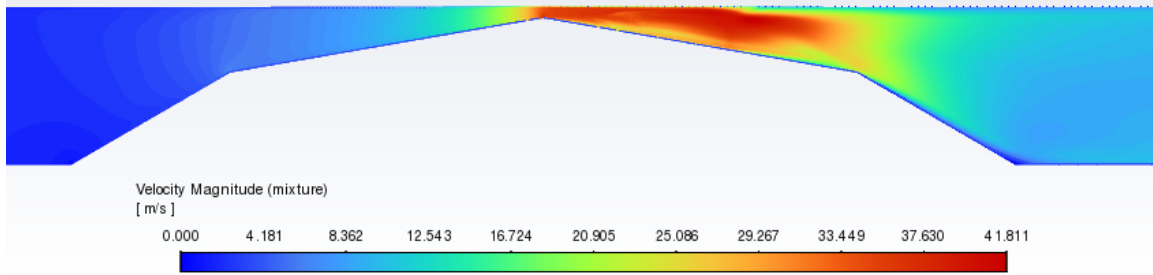
Εικόνα 38 Σχηματική αναπαράσταση των αναμενόμενων αποτελεσμάτων σπηλαιώσης



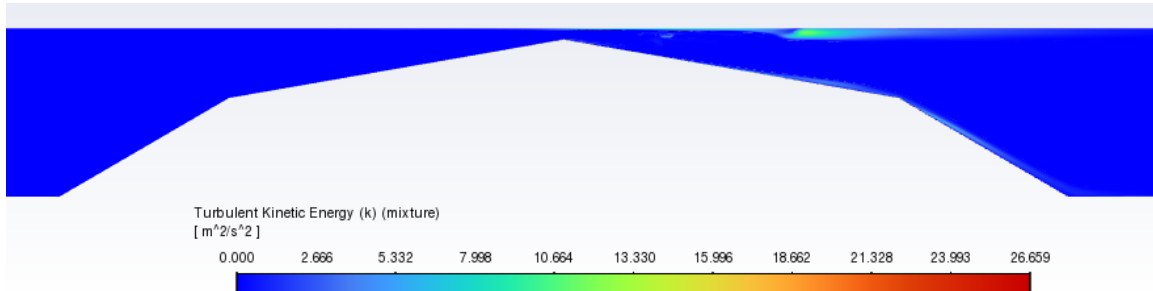
Εικόνα 39 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

Το νέφος που σχηματίζουν οι φυσαλίδες ξεκινάει από την στένωση του ακροφυσίου και εκτείνεται ακουμπώντας στο κεκλιμένο τοίχωμα μέχρι που αποκολλάται από αυτό.

Παρακάτω φαίνεται η αύξηση της ταχύτητας που αναπτύσσεται μετά την στένωση και η τυρβώδης κινητική ενέργεια του μίγματος η οποία παρατηρείται ότι είναι πιο έντονη στο οριζόντιο πάνω τοίχωμα και με λίγο μικρότερη τιμή διαμήκους του κεκλιμένου τοιχώματος.

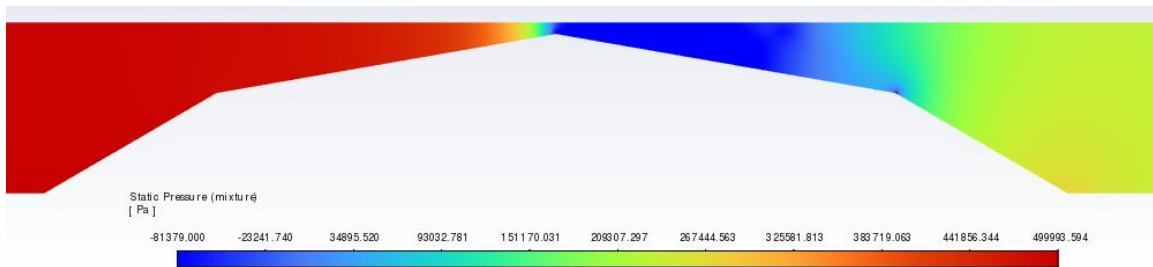


Εικόνα 40 Ταχύτητα του νερού για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων



Εικόνα 41 Τυρβώδης κινητική ενέργεια για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

Επιπλέον η τιμή της στατικής πίεσης του ακροφυσίου μειώνεται κατακόρυφα μετά την στένωση όπως ήταν αναμενόμενο λόγω της αύξησης της ταχύτητας από εκείνο το σημείο και επανακάτται μέχρι ένα σημείο στο τέλος της ροής του σωλήνα.



Εικόνα 42 Στατική πίεση για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

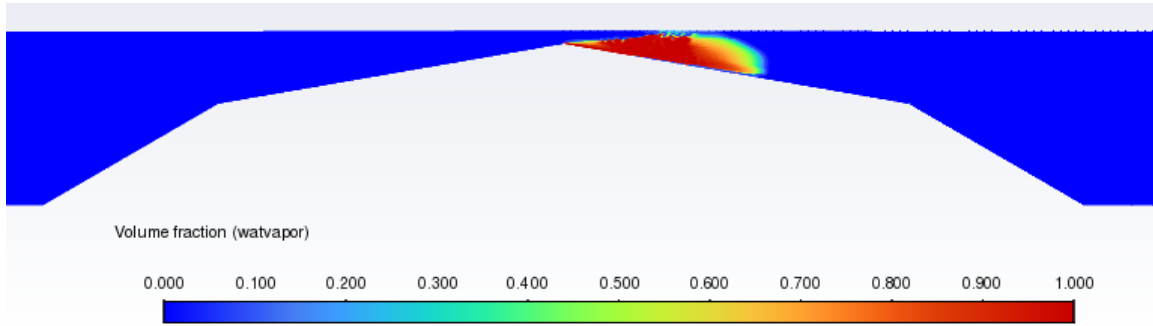
## 5.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων ακροφυσίου και συνοριακών συνθηκών

Οι παράμετροι που άλλαξαν για την παρατήρηση της σπηλαίωσης σε διαφορετικές συνθήκες είναι η διάμετρος  $d$  της στένωσης, η γωνία  $\beta$  που αρχικά καθορίστηκε στις  $10^\circ$  και το κλάσμα πίεσης  $P_r$ .

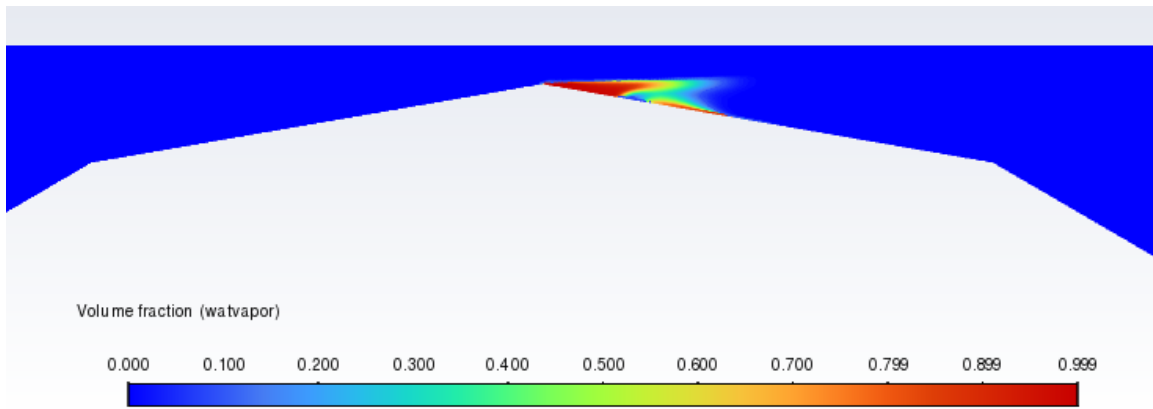
### 5.5.1 Διάμετρος στένωσης

Από την γεωμετρία του συγκεκριμένου ακροφυσίου παρατηρείται ότι η διάμετρος της στένωσης το συγκλίνον σε αυτήν τοίχωμα και η κλίση αυτού, είναι μεγέθη

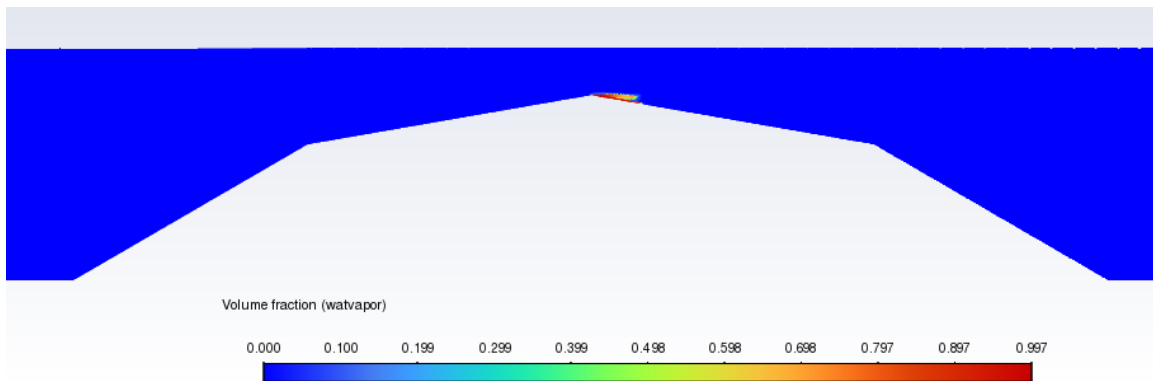
αλληλοεξαρτώμενα. Για να πραγματοποιηθεί επομένως η μεταβολή της διαμέτρου  $d$  της στένωσης δεν γίνεται να παραμείνουν σταθερά και τα δύο άλλα μεγέθη. Οπότε για την μελέτη της επιρροής της στένωσης στην σπηλαίωση θεωρήθηκε σταθερή η γωνία κλίσης  $\beta = 10^\circ$ , με το μήκος και του συγκλίνοντος και του αποκλίνοντος από την στένωση (λόγω συμμετρίας της γεωμετρίας από το πείραμα) τοίχου αναγκαστικά να μεταβάλλεται. Η προσομοίωση έγινε για  $Pr = 5$ .



Εικόνα 43 Σπηλαίωση για  $d = 1 \text{ mm}$



Εικόνα 44 Σπηλαίωση για  $d = 2 \text{ mm}$

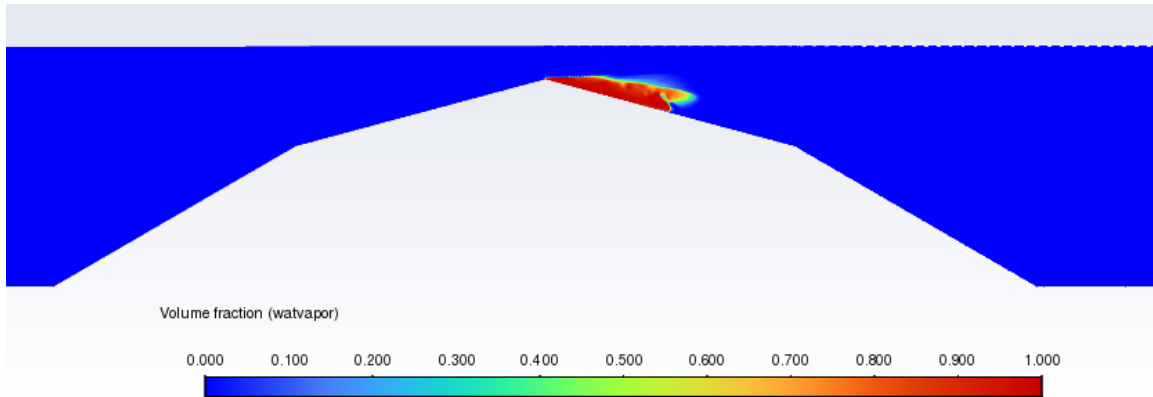


Εικόνα 45 Σπηλαίωση για  $d = 3 \text{ mm}$

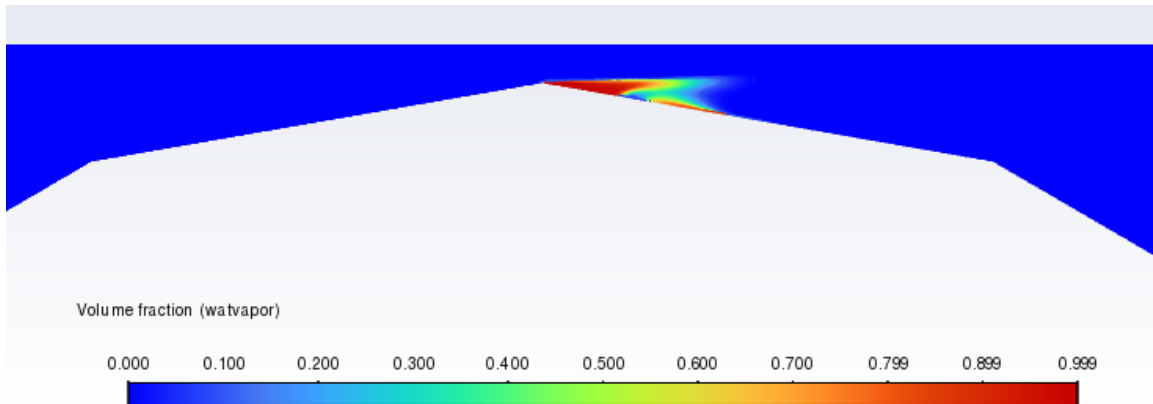
Παρατηρώντας το ογκομετρικό κλάσμα ατμού φαίνεται πως η αύξηση της διαμέτρου  $d$  του ακροφυσίου επηρεάζει σημαντικά την ανάπτυξη της σπηλαιώσης έχοντας αντιστρόφως ανάλογη σχέση.

### 5.5.2 Γωνία σύγκλισης $\beta$

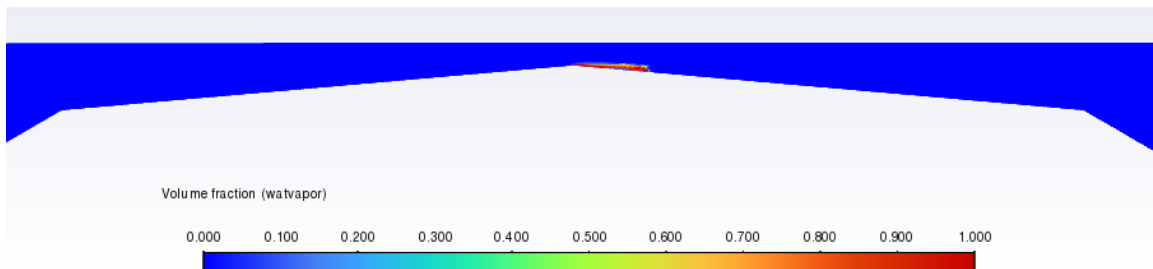
Η μελέτη της επίδρασης της γωνίας  $\beta$  του τοίχου έγινε με την ίδια λογική για την προηγούμενη μελέτη της στένωσης. Και σε αυτήν την περίπτωση το μήκος των τοιχωμάτων που συγκλίνουν στην στένωση είναι μεταβλητό ανάλογα με την αλλαγή της γωνίας σύγκλισης  $\beta$ , ενώ η διάμετρος  $\delta$  παρέμεινε σταθερό. Σε αυτήν την προσομοίωση το κλάσμα πίεσης ήταν  $P_r = 5$  και το  $d = 2 \text{ mm}$ .



Εικόνα 46 Σπηλαιώση για  $\beta=15^\circ$

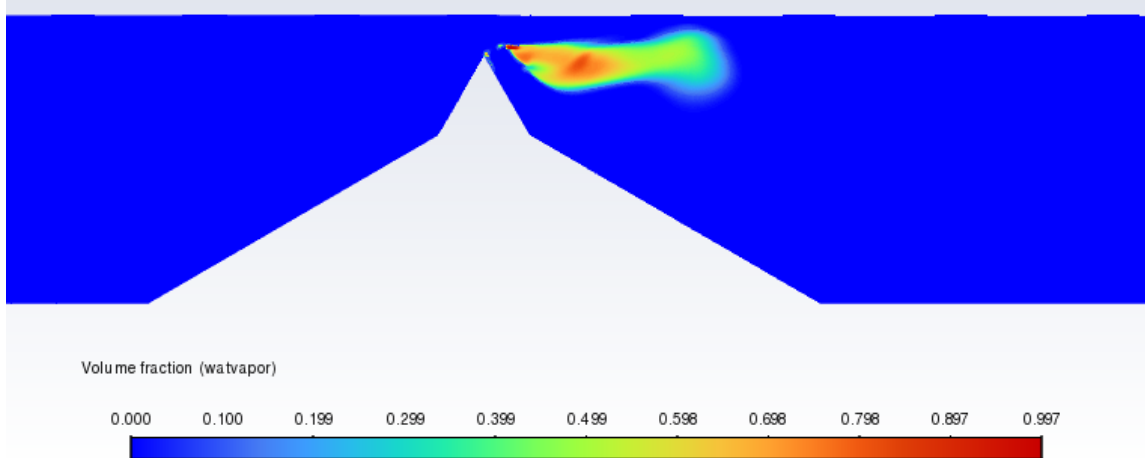


Εικόνα 47 Σπηλαιώση για  $\beta=10^\circ$



Εικόνα 48 Σπηλαιώση για  $\beta=5^\circ$



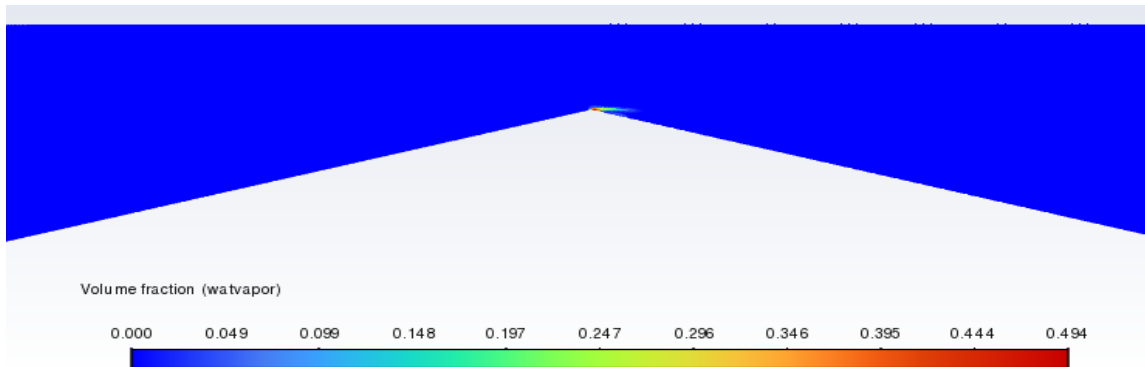


Εικόνα 49  $\beta=60^\circ$

Τα αποτελέσματα για την μελέτη ως προς την κλίση  $\beta$  δείχνουν αρχικά για τις περιπτώσεις που είναι χαμηλότερη από την  $\alpha$  που έχει οριστεί σταθερή στις  $30^\circ$ , ότι σε γενικές γραμμές το σχήμα με το οποίο αναπτύσσεται η σπηλαιώση στον τοίχο και η διαμοίραση της έντασης της στο νέφος που σχηματίζει είναι παρόμοια για τις διάφορες γωνίες που εξετάστηκαν αλλά το μέγεθος της μειώνεται με την μείωση της κλίσης. Για την περίπτωση που ισχύει  $\alpha^\circ < \beta^\circ$  παρατηρείται ότι πραγματοποιείται αποκόλληση της σπηλαιώσης από τα τοιχώματα και επεκτείνεται σε μεγαλύτερη περιοχή αλλά με μικρότερη ένταση.

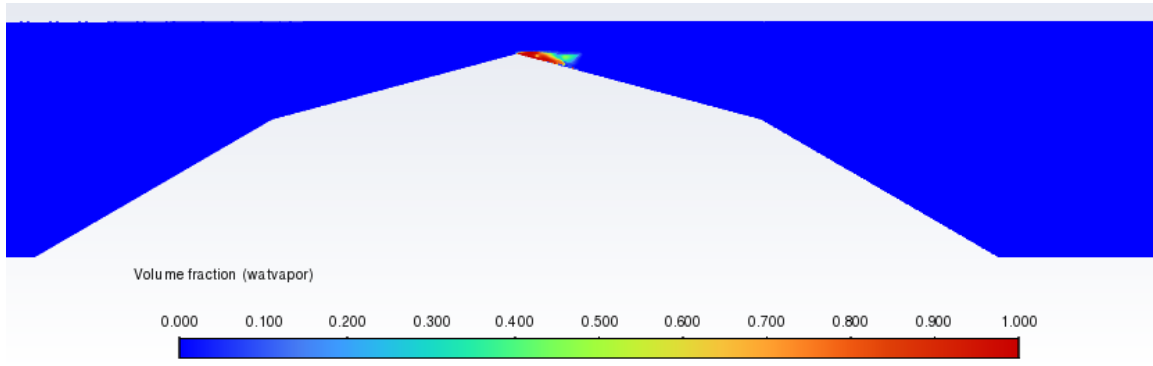
### 5.5.3 Κλάσμα πίεσης

Όπως αναφέρθηκε το κλάσμα πίεσης  $P_r$  ορίζεται ως το κλάσμα με αριθμητή την πίεση εισόδου και παρονομαστή την πίεση στην έξοδο. Και σε αυτήν την συσκευή αναμένεται αύξηση της σπηλαιώσης όσο αυξάνεται η διαφορά της πίεσης ανάμεσα στις συνοριακές περιοχές. Η εξέταση της επιρροής του κλάσματος πίεσης στην σπηλαιώση του ακροφυσίου έγινε σε γεωμετρία με  $d = 2 \text{ mm}$ ,  $\alpha = 30^\circ$  και  $\beta = 15^\circ$ . Η πίεση στην έξοδο παρέμεινε σταθερή και ίση με ένα, με τις αλλαγές να πραγματοποιούνται στις πιέσεις εισόδου. Επίσης βρέθηκε πως η σπηλαιώση ξεκινάει να εμφανίζεται στην στένωση για λόγο πίεσης  $P_r = 1.2$

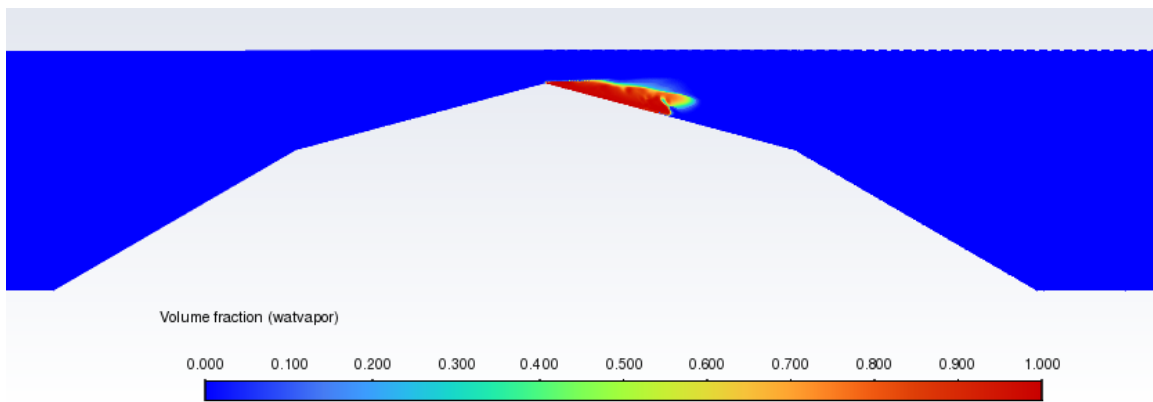


Εικόνα 50 Σπηλαιώση για  $P_r = 1.2$

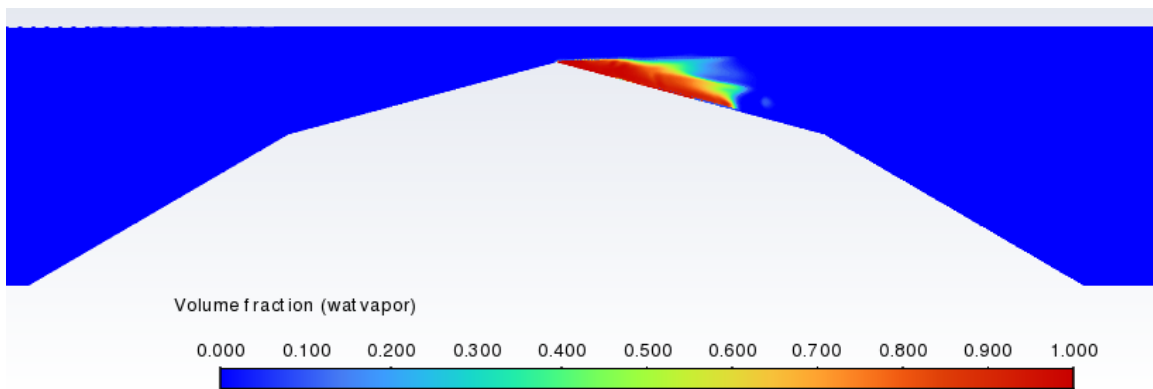
Παρακάτω παρουσιάζονται τα κλάσματα ατμού στο ακροφύσιο για λόγους πίεσεων  $P_r = 2, 5, 10, 20, 40$



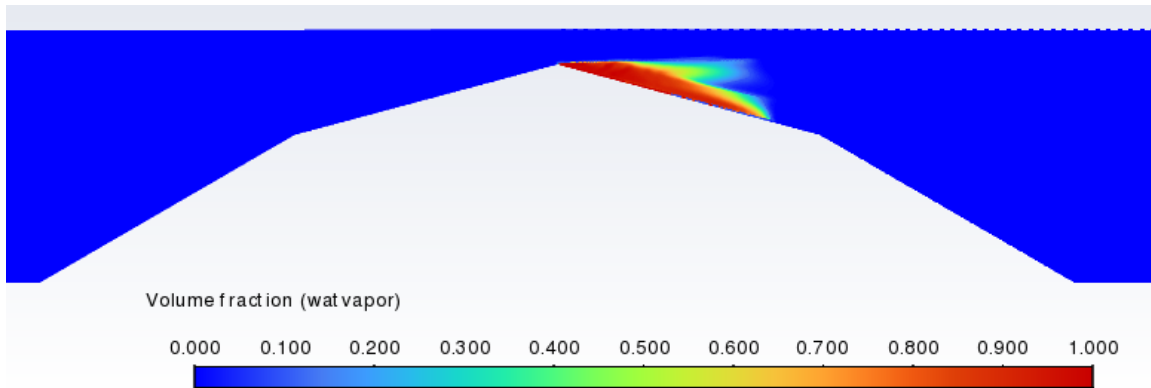
Εικόνα 51 Σπηλαίωση για  $P_r = 2$



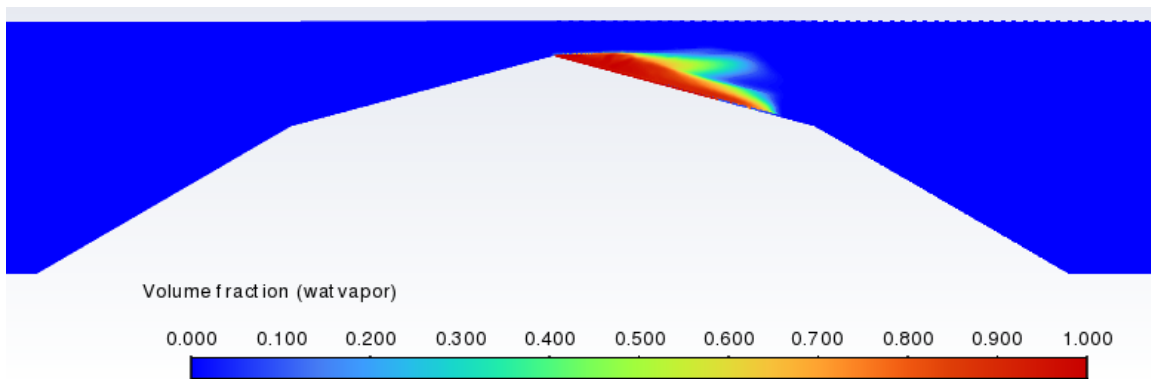
Εικόνα 52 Σπηλαίωση για  $P_r = 5$



Εικόνα 53 Σπηλαίωση για  $P_r = 10$



Εικόνα 54 Σπηλαιώση για  $P_r = 20$



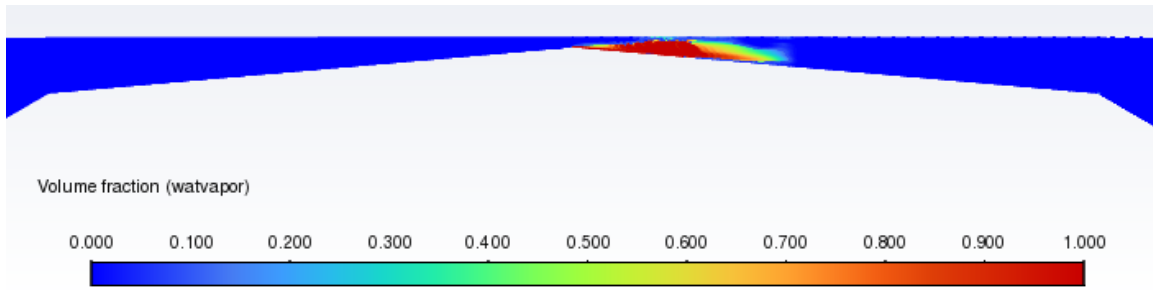
Εικόνα 55 Σπηλαιώση για  $P_r = 40$

Η σπηλαιώση ευνοείται από την αύξηση του κλάσματος πίεσης το οποίο έχει σημαντική επίδραση στο ξεκίνημα και την ανάπτυξη του. Παρά το γεγονός αυτό παρατηρείται ότι από ένα σημείο και μετά η αύξηση της πίεσης δεν οδηγεί σε ανάλογη αύξηση και της σπηλαιώσης στο ακροφύσιο. Συγκεκριμένα μετά τον λόγο πιέσεων  $P_r = 10$  τα αποτελέσματα για την ανάπτυξη των φυσαλίδων μέσω του κλάσματος ατμού παραμένουν σχεδόν ταυτόσημα.

## 5.6 Σύγκριση μοντέλων σπηλαιώσης

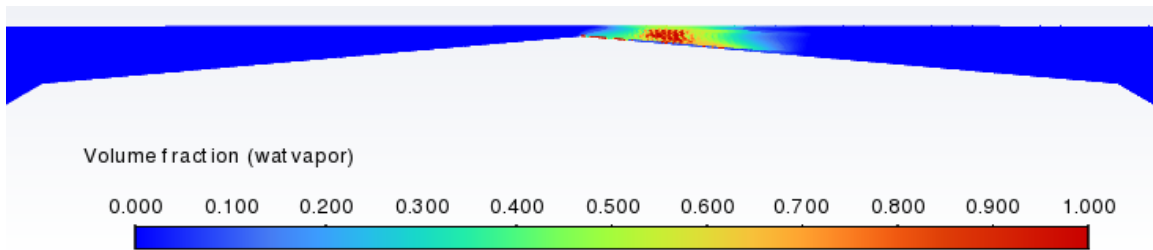
Όλες οι παραπάνω προσομοιώσεις έγιναν με το μοντέλο Schnerr-Sauer. Παρακάτω θα πραγματοποιηθεί ανάλυση με τον μοντέλο Zwart-Gerber-Belamri και θα γίνει σύγκριση τους σε δύο ακροφύσια. Το πρώτο έχει  $d = 1$ ,  $\alpha = 30^\circ$ ,  $\beta = 5^\circ$  και  $P_r = 10$  και για το δεύτερο ισχύουν έχει  $d = 1.5$ ,  $\alpha = 30^\circ$ ,  $\beta = 20^\circ$  και  $P_r = 7kPa$ .

Για την σύγκριση χρησιμοποιώντας την πρώτη γεωμετρία, το μοντέλο Schnerr-Sauer εμφανίζει την εξέλιξη της γεωμετρίας ως εξής:



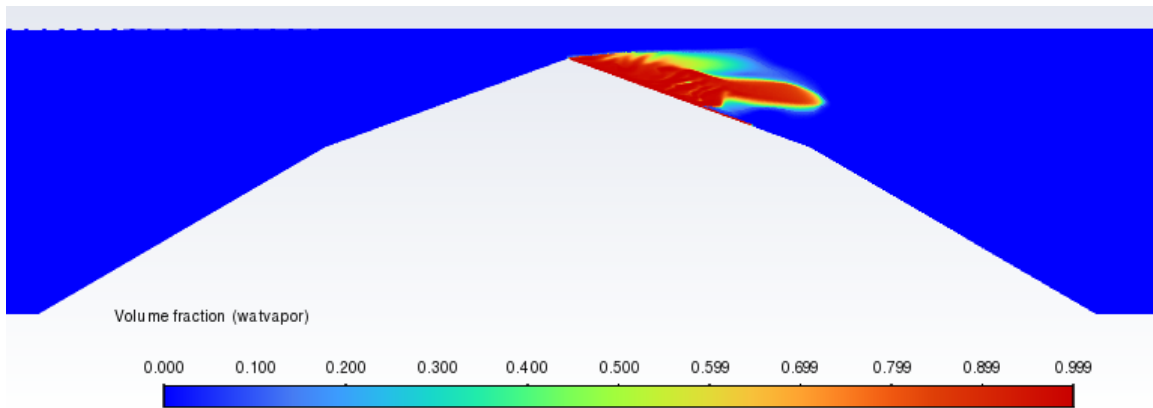
Εικόνα 56 Σηλαίωση με το μοντέλο S-S

Παρακάτω παρουσιάζεται η σηλαίωση με το μοντέλο ZGB για το οποίο οι συντελεστές εξάτμισης και συμπύκνωσης είναι  $F_{evap} = 1$  και  $F_{cond} = 0.01$ .



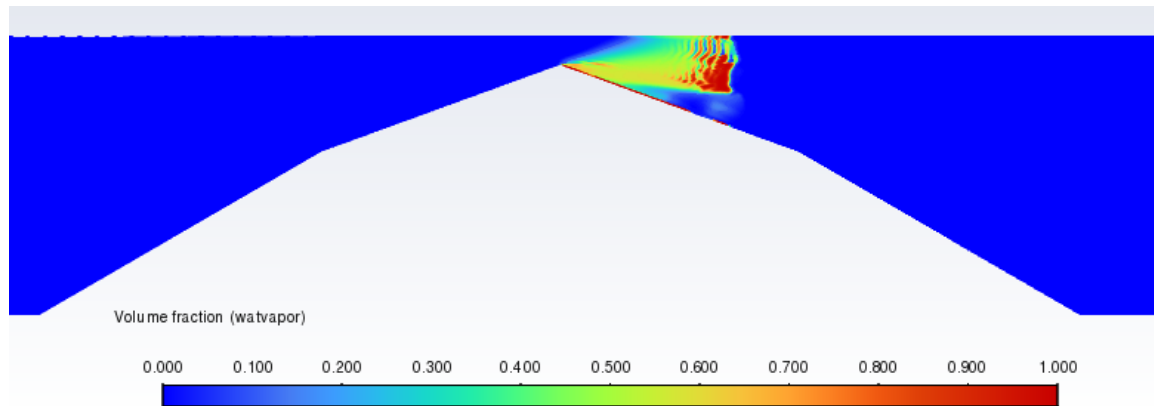
Εικόνα 57 Σηλαίωση με το μοντέλο ZGB

Για την δεύτερη γεωμετρία, το μοντέλο S-S δίνει:



Εικόνα 58 Σηλαίωση με το μοντέλο S-S

ενώ τα αποτελέσματα της ανάλυσης με το μοντέλο ZGB με τους ίδιους συντελεστές είναι:

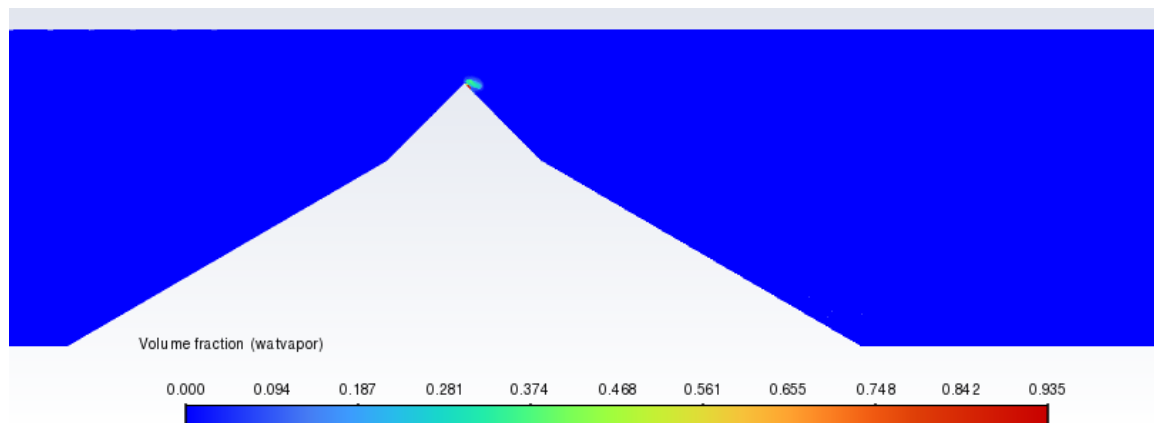


Εικόνα 59 Σπηλαιώση με το μοντέλο ZGB

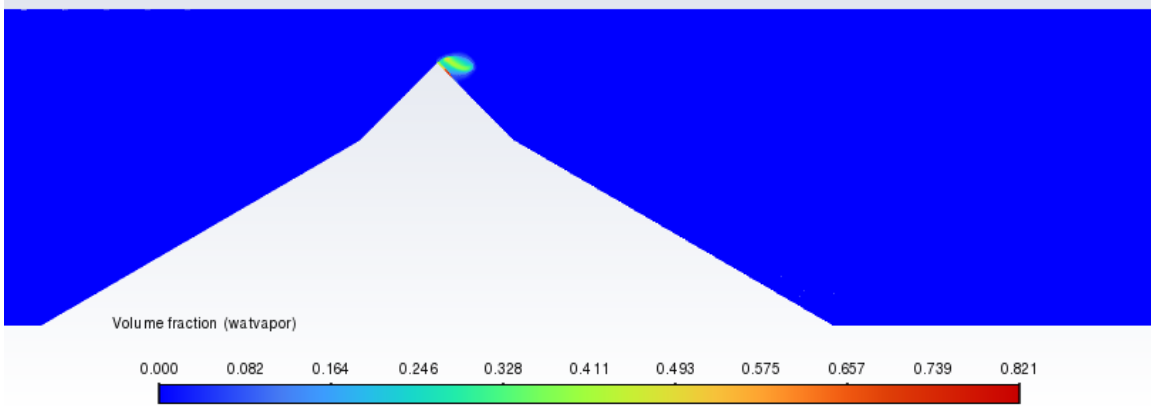
Το μοντέλο Schnerr-Sauer παρουσιάζει την σπηλαιώση με την μορφή ενός νέφους στην κοιλότητα του οποίου το κλάσμα ατμού είναι σχεδόν μονάδα. Αυτό μεταφράζεται σαν οι περιοχές αυτές στις οποίες εκτείνεται το νέφος να είναι πλήρως ατμοποιημένες. Αντίθετα το μοντέλο ZGB απεικονίζει καλύτερα την συμπύκνωση των φυσαλίδων με κάποιες από τις περιοχές του νέφους που εμφανίστηκαν στο μοντέλο ZGB να έχουν αρκετά μικρότερο κλάσμα ατμού και με την εμφάνιση διακυμάνσεων στην ροή σε σχήμα κυμάτων όταν πλησιάζουν στο επάνω τοίχωμα.

## 5.7 Προσομοίωση μεταβατικής ροής

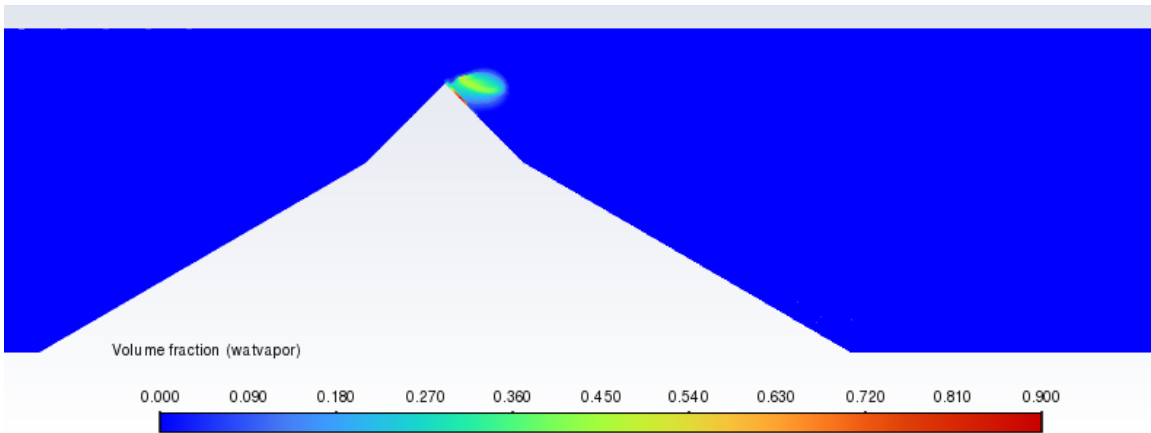
Για την μελέτη της σπηλαιώσης με το πέρασμα του χρόνου, πραγματοποιήθηκε προσομοίωση μεταβατικής ροής με το μοντέλο ZGB για ακροφύσιο με  $d = 2.5$ ,  $\alpha = 30^\circ$ ,  $\beta = 45^\circ$  και  $P_r = 15kPa$ . Η ανάλυση έγινε για 20 χρονικά βήματα με διαφορά 1 ms ανάμεσα στα βήματα.



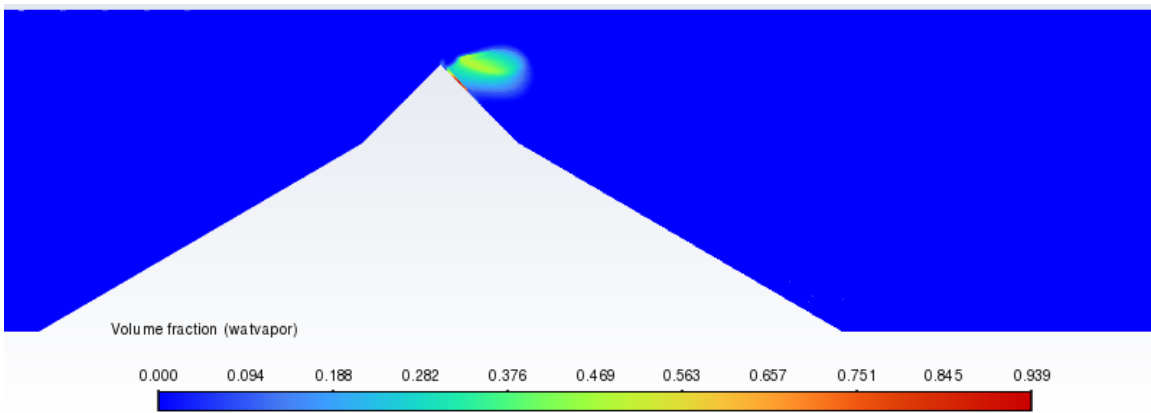
Εικόνα 60 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t = 0.001 \text{ sec}$



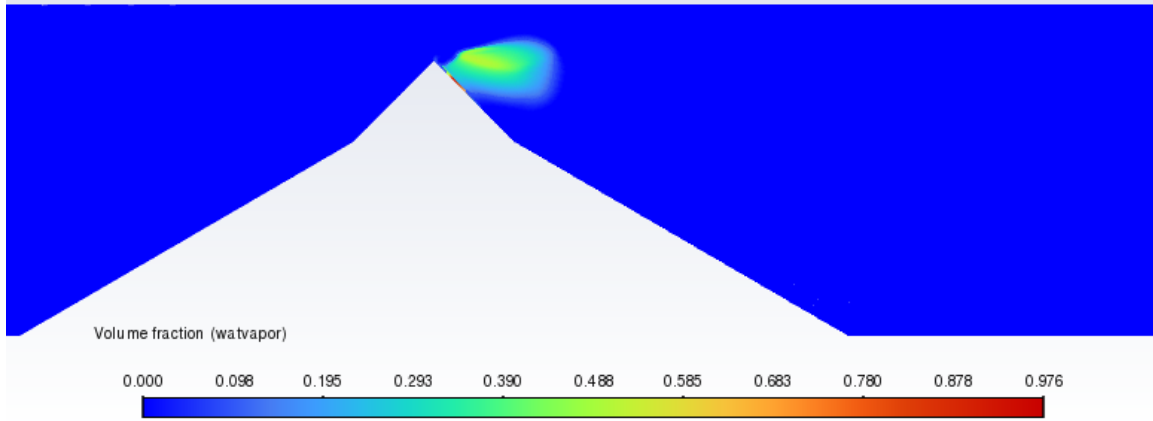
Εικόνα 61 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t = 0.002 \text{ sec}$



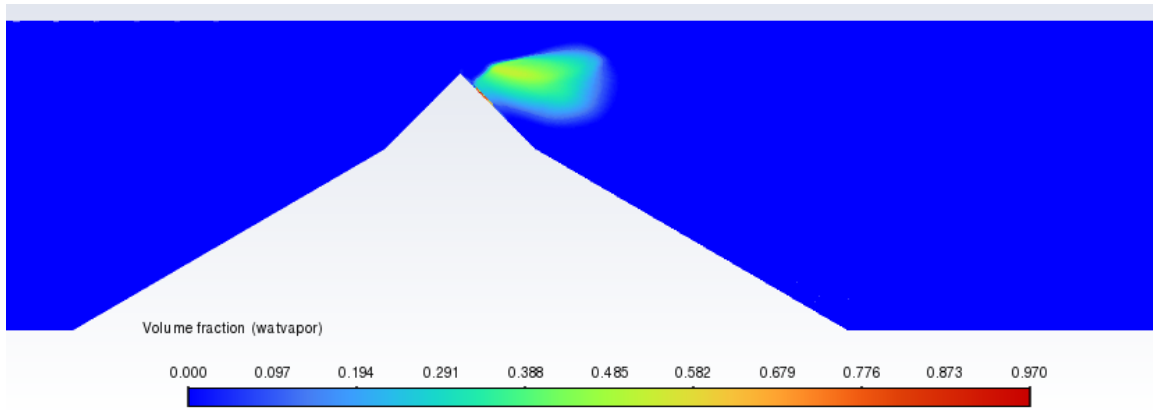
Εικόνα 62 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t = 0.003 \text{ sec}$



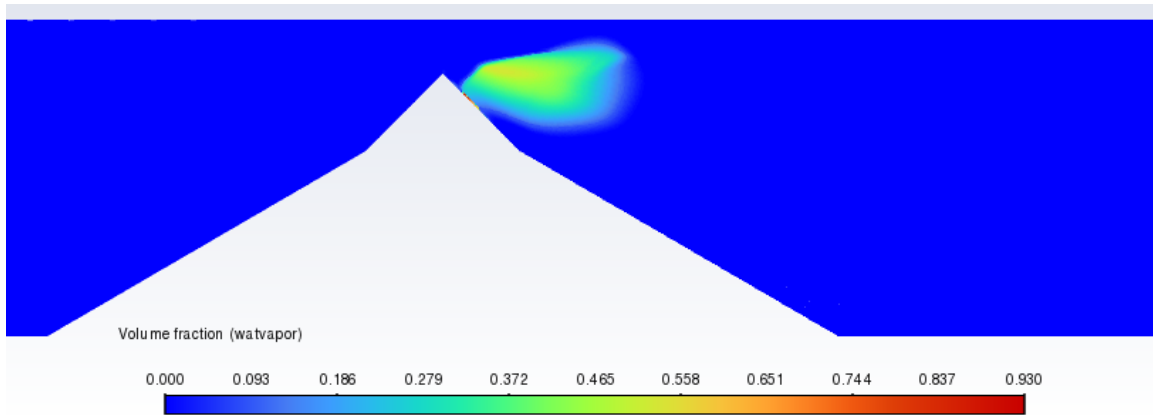
Εικόνα 63 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t = 0.004 \text{ sec}$



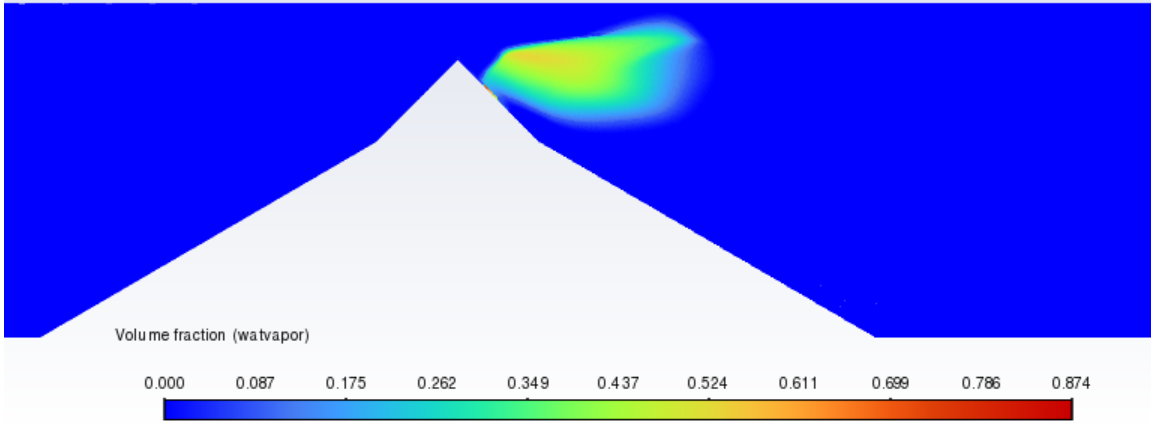
Εικόνα 64 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t = 0.005 \text{ sec}$



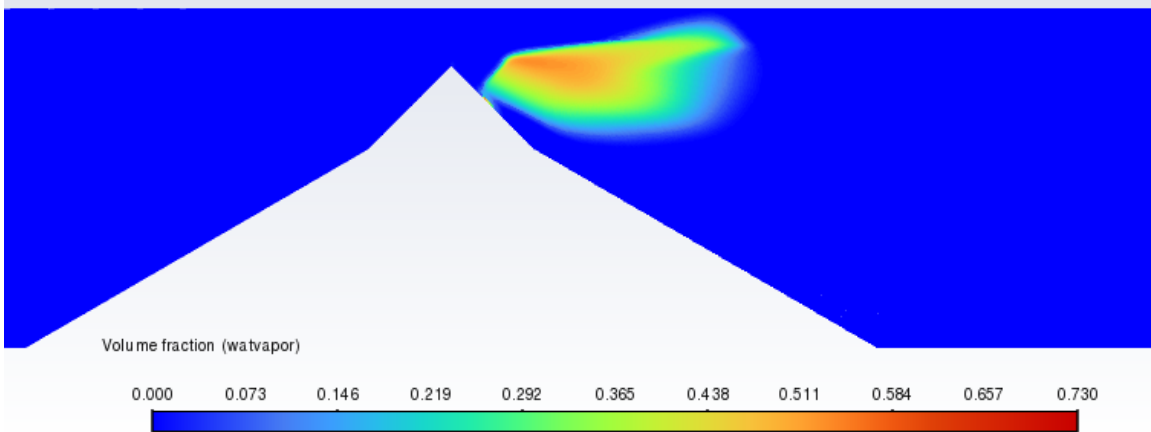
Εικόνα 65 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t = 0.006 \text{ sec}$



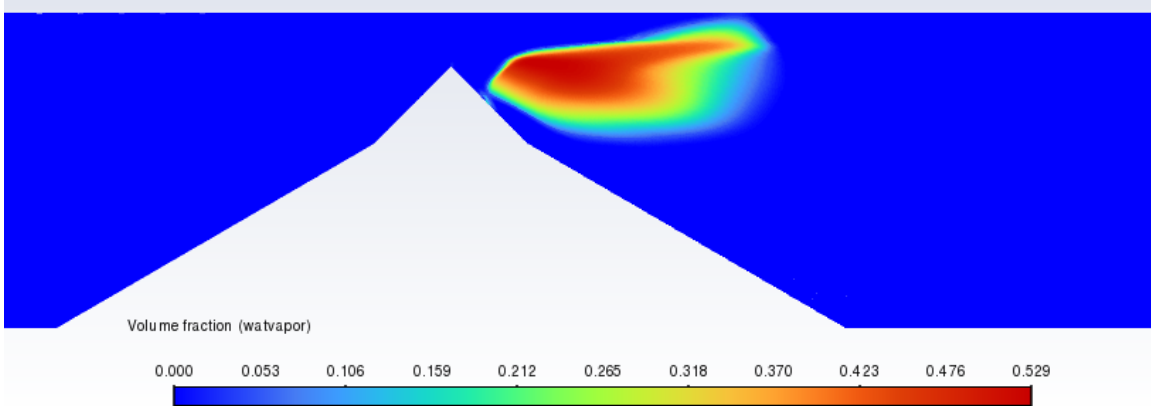
Εικόνα 66 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.007 \text{ sec}$



Εικόνα 67 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.008$  sec

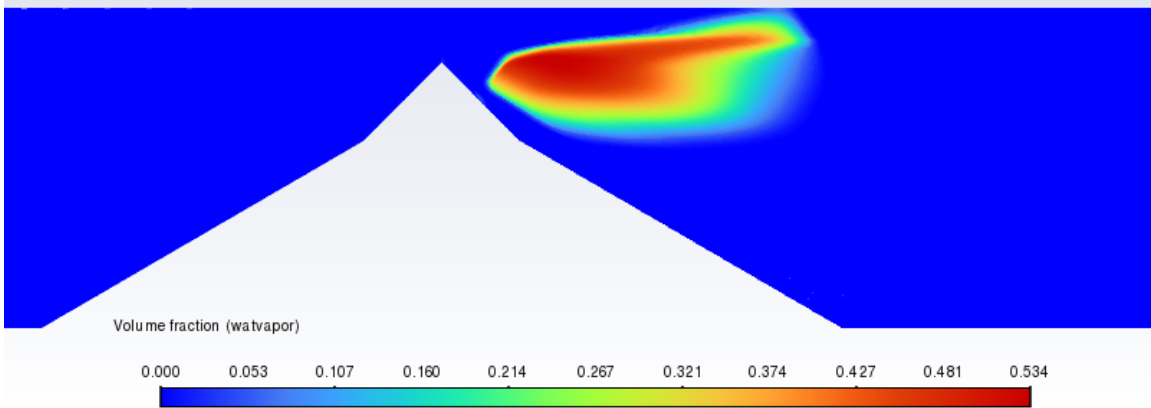


Εικόνα 68 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.009$  sec

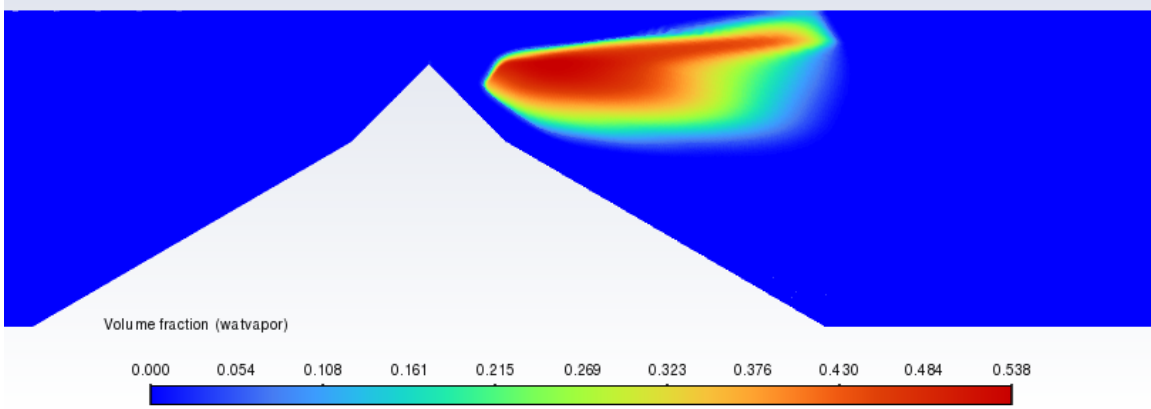


Εικόνα 69 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.01$  sec

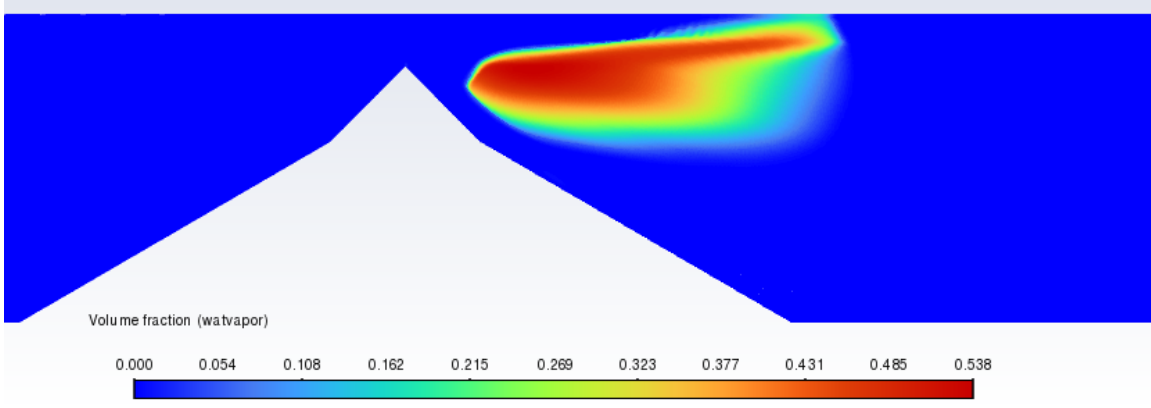




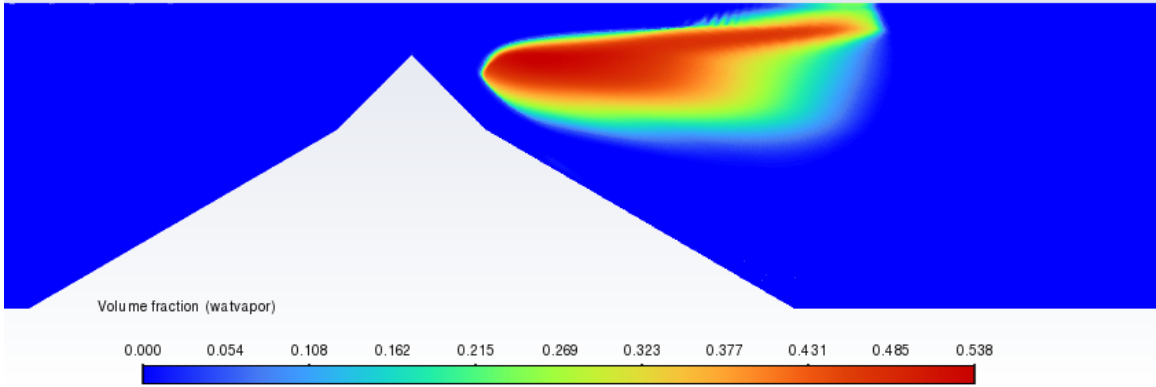
Εικόνα 70 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t=0.011 \text{ sec}$



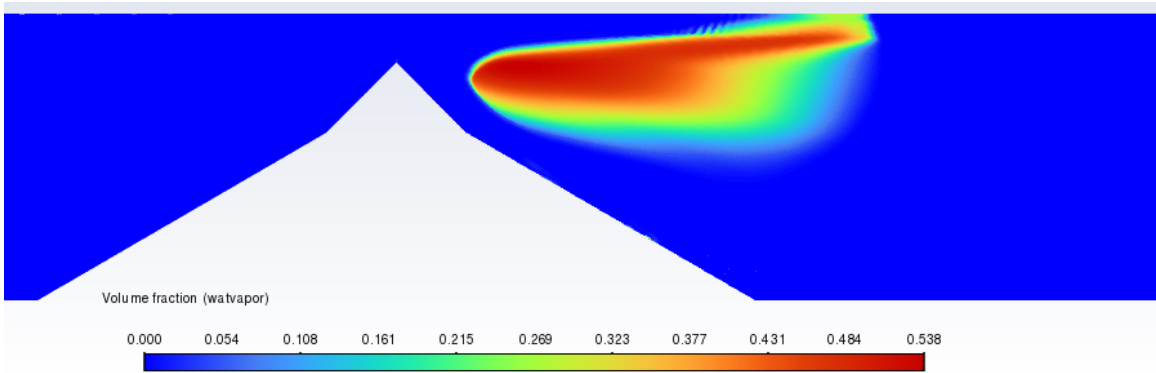
Εικόνα 71 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t=0.012 \text{ sec}$



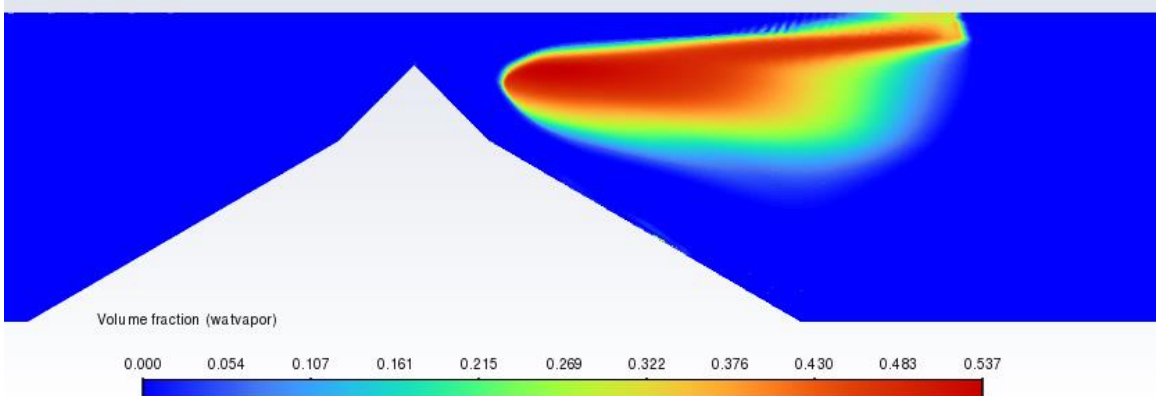
Εικόνα 72 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t=0.013 \text{ sec}$



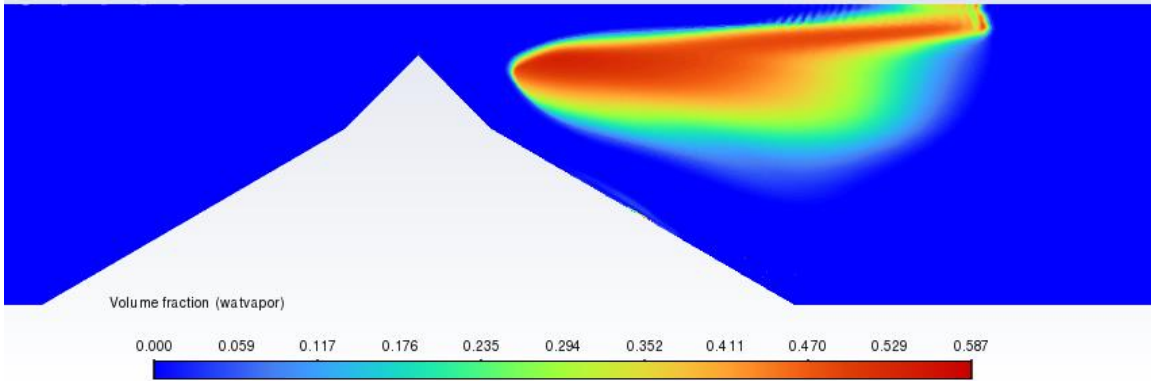
Εικόνα 73 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.014$  sec



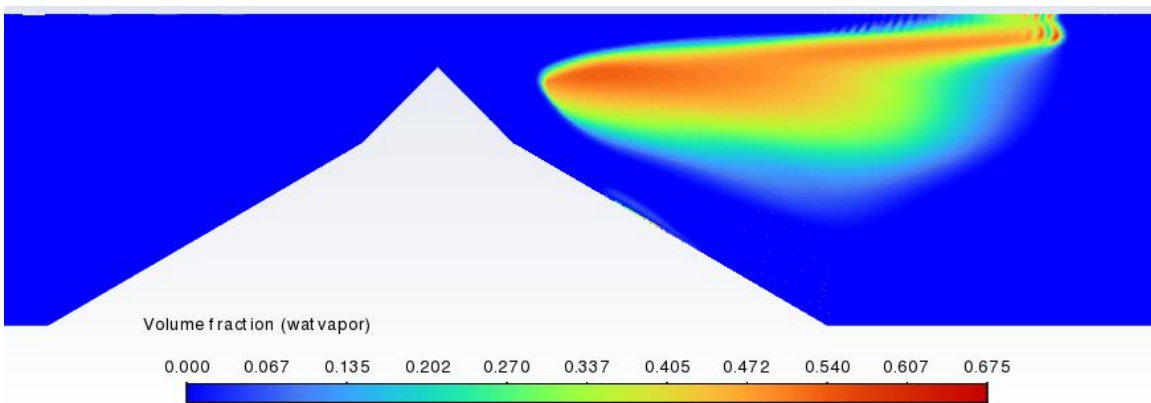
Εικόνα 74 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.015$  sec



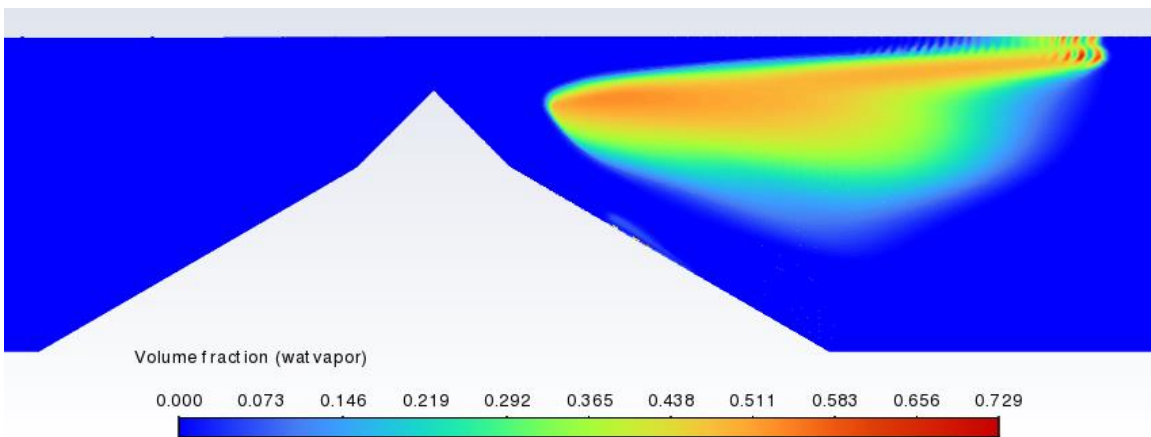
Εικόνα 75 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.016$  sec



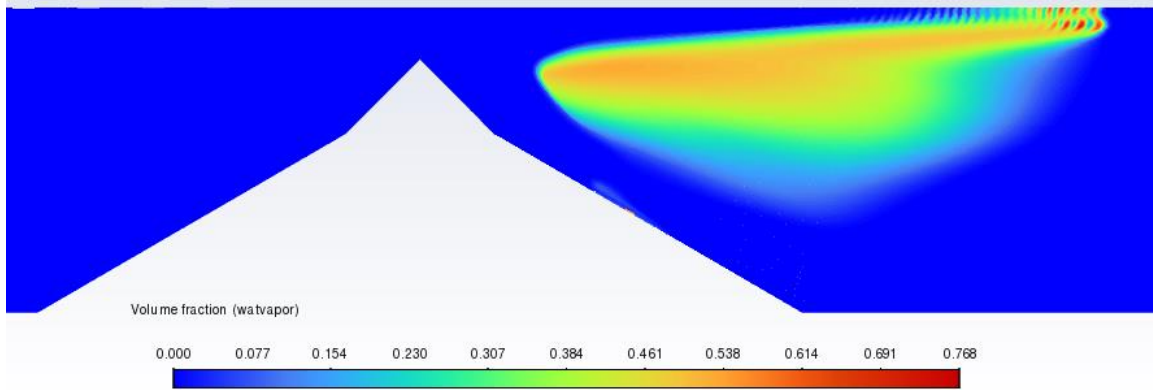
Εικόνα 76 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t=0.017$  sec



Εικόνα 77 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t=0.018$  sec



Εικόνα 78 Ανάπτυξη σπηλαιώσης για  $t=0.019$  sec



Εικόνα 79 Ανάπτυξη σπηλαίωσης για  $t=0.02 \text{ sec}$

## Κεφάλαιο 6

### 6.1 Υδροπτερύγιο

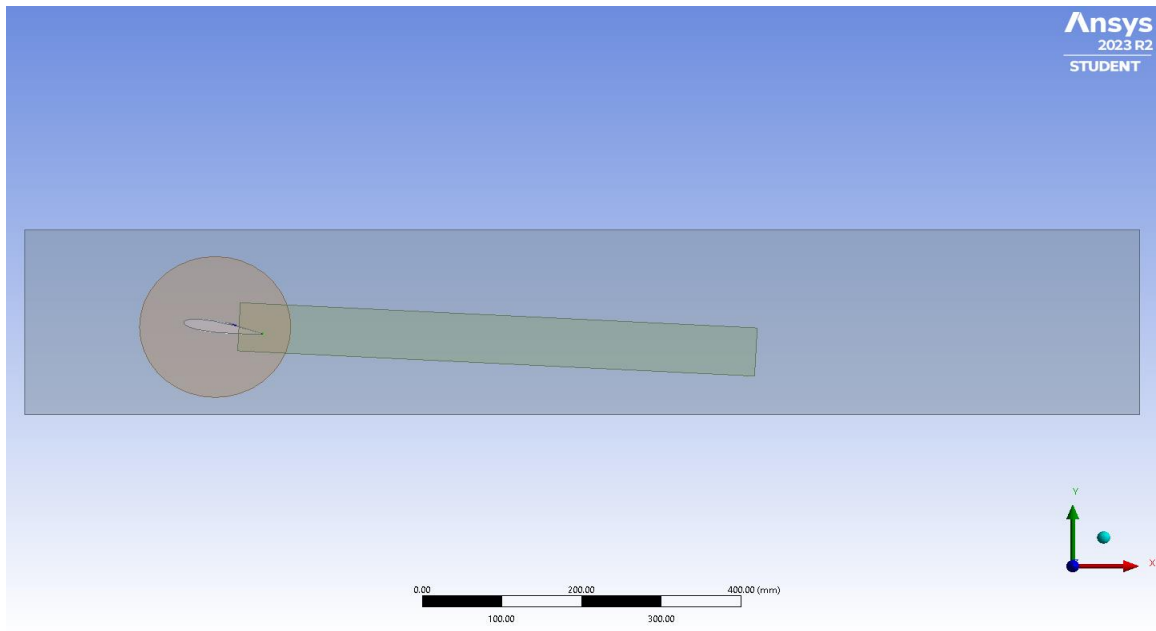
Για την μελέτη της σπηλαίωσης γύρω από το υδροπτερύγιο πραγματοποιήθηκαν προσομοιώσεις στο Fluent αρχικά για το υδροπτερύγιο της πειραματικής διάταξης που επιλέχθηκε για σύγκριση και έπειτα αναλύθηκαν οι επιδράσεις της γωνίας προσβολής  $\alpha$  και της διαφοράς πίεσης  $\Delta P$ . Το μοντέλο σπηλαίωσης που χρησιμοποιήθηκε ήταν το ZGB με τους συντελεστές εξάτμισης και συμπύκνωσης να εξάγονται εμπειρικά ως οι καλύτεροι για την συγκεκριμένη διάταξη. Τα δεδομένα που εισήχθησαν στο πρόγραμμα για την επίλυση παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα.

Μέγεθος	Σύμβολο	Τιμή	Μονάδες μέτρησης
Θερμοκρασία	$T$	30	$^{\circ}C$
Επιφανειακή τάση	$\gamma$	0.712	$N/m$
Δυναμικό ιξώδες υγρού νερού	$\nu_l$	0.000797	$kg/m \cdot s$
Πυκνότητα υγρού νερού	$\rho_l$	995.67	$kg/m^3$
Δυναμικό ιξώδες ατμού	$\nu_v$	0.000167	$kg/m \cdot s$
Πυκνότητα ατμού	$\rho_v$	0.0304	$kg/m^3$
Πίεση εισόδου	$P_{inlet}$	0.15	$MPa$
Πίεση εξόδου	$P_{outlet}$	0	$Pa$
Πίεση ατμοποίησης	$P_v$	4248	$Pa$
Ακτίνα φυσαλίδας	$R_B$	$10^{-6}$	$m$
Συντελεστής εξάτμισης	$F_{evap}$	3	-
Συντελεστής συμπύκνωσης	$F_{cond}$	$10^{-4}$	-
Υδραυλική διάμετρος	$D_h$	0.025	$m$
Ένταση τύρβης	$I$	5	%

Πίνακας 3 Δεδομένα προσομοίωσης για το υδροπτερύγιο

## 6.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας

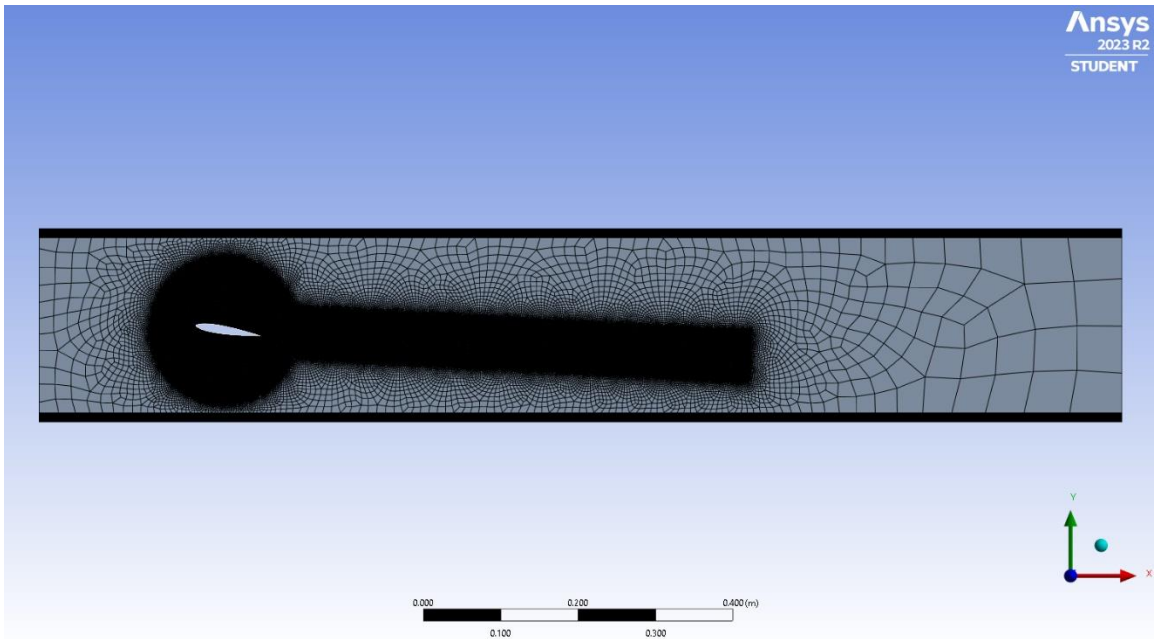
Για την δημιουργία στο Design Modeler της γεωμετρίας της διάταξης, για την μελέτη του υδροπτερυγίου λήφθηκαν υπόψη τα δεδομένα του αρχικού πειράματος. Η είσοδος και η έξοδος του τούνελ, στο κέντρο του οποίου τοποθετήθηκε το υδροπτερύγιο σχεδιάστηκε με διάμετρο  $d = 250 \text{ mm}$ . Το πτερύγιο NACA 0015 χορδής  $100 \text{ mm}$  τοποθετήθηκε με σε κλίση με γωνία προσβολής  $\alpha = 9^\circ$ . Γύρω από αυτό σχεδιάστηκε κύκλος ακτίνας  $95 \text{ mm}$  και μία παραλληλόγραμμη επιφάνεια πάχους  $65 \text{ mm}$  που εκτείνεται  $650 \text{ mm}$  μετά το υδροπτερύγιο με κλίση ίση με αυτού. Οι δύο αυτές προσθήκες στην γεωμετρία εισήχθησαν για την διευκόλυνση της κατασκευής του πλέγματος με σκοπό την καλύτερη απεικόνιση της ροής γύρω από το υδροπτερύγιο και του ομόρρου πίσω από αυτό.



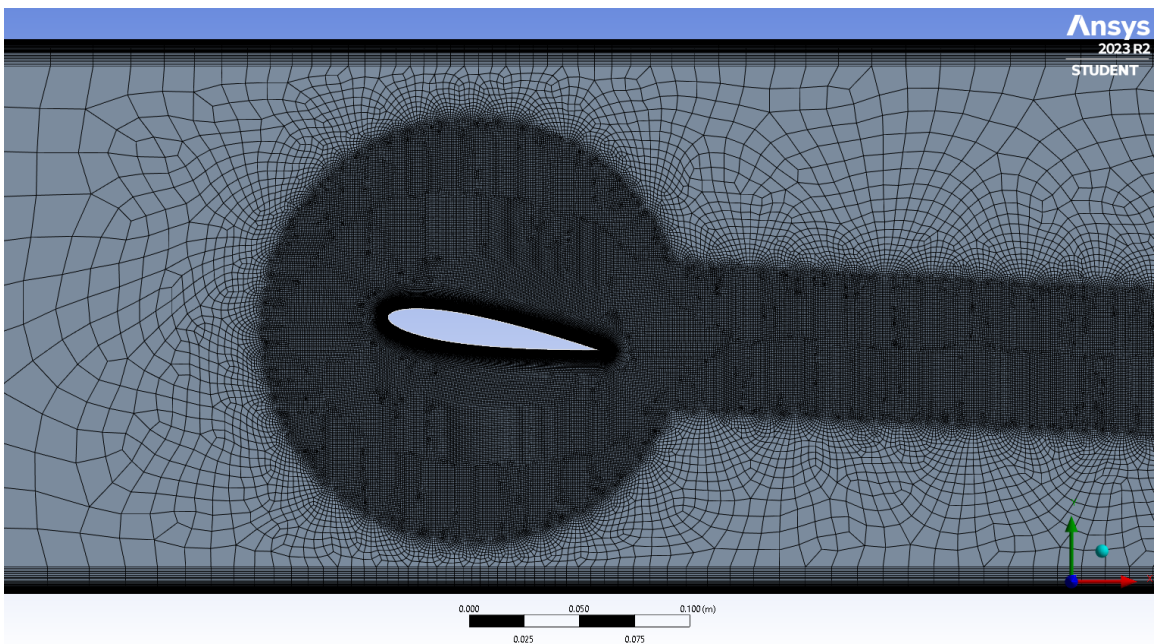
Εικόνα 80 Γεωμετρία του σωλήνα με το υδροπτερύγιο

## 6.3 Κατασκευή πλέγματος

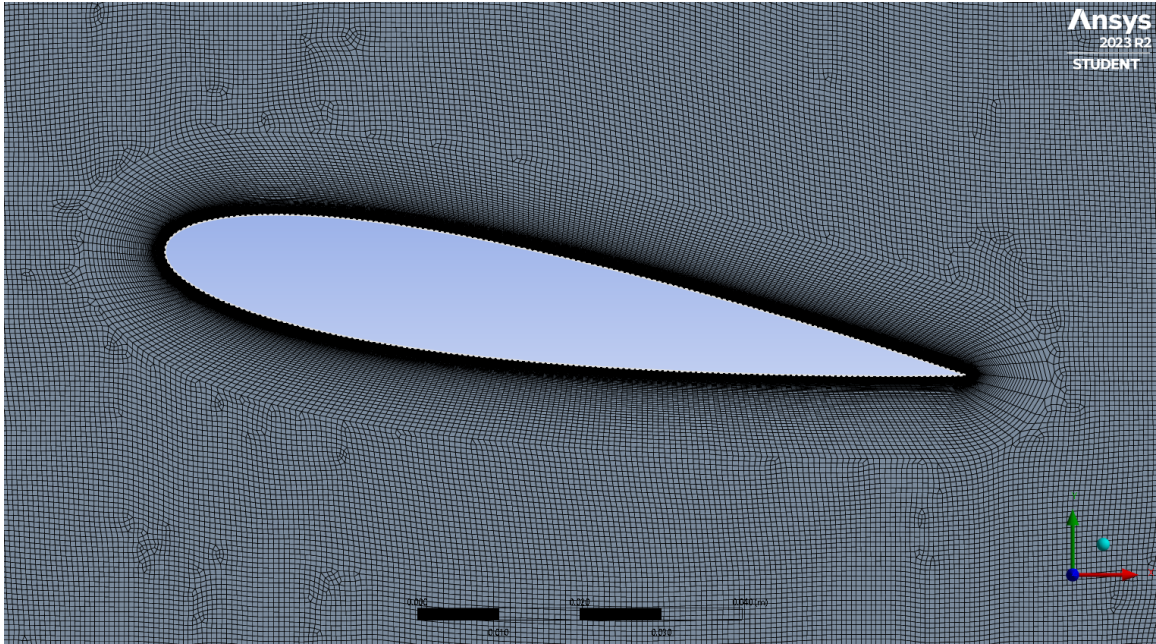
Το πλέγμα για την μοντελοποίηση του υδροπτερυγίου αποτελείται από 224018 στοιχεία και 223558 κόμβους. Στα τοιχώματα του αγωγού προστέθηκαν 50 inflation layers και στα τοιχώματα του υδροπτερυγίου προστέθηκαν 70 για τον σωστότερο υπολογισμό του οριακού στρώματος.



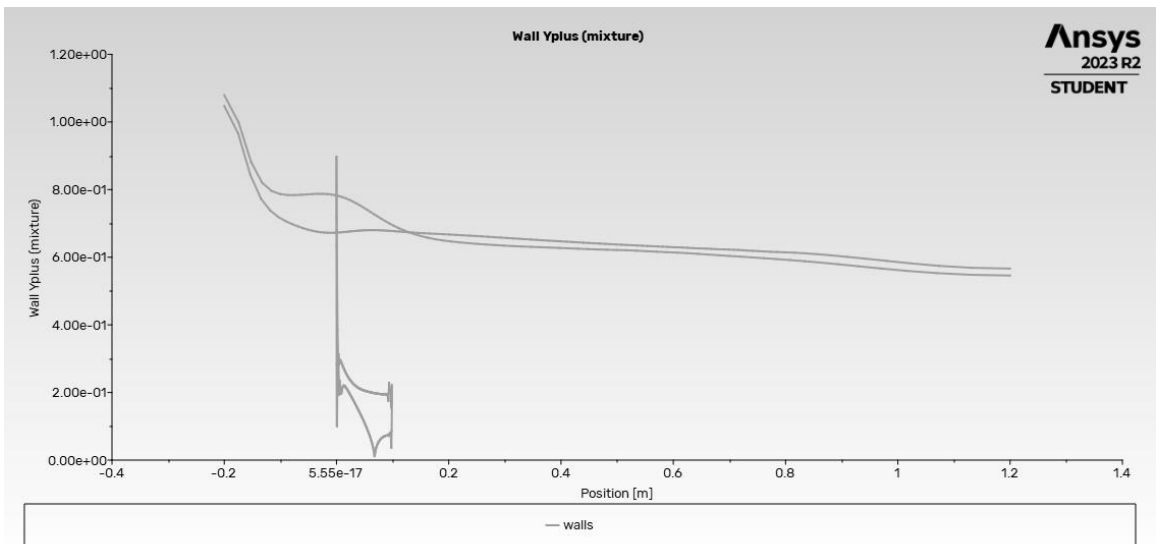
Εικόνα 81 Το πλέγμα του σωλήνα



Εικόνα 82 Μεγέθυνση του πλέγματος του σωλήνα



Εικόνα 83 Το πλέγμα γύρω από το υδροπτερύγιο



Εικόνα 84 Οι τιμές του  $y^+$  κατά μήκος του σωλήνα και γύρω από το υδροπτερύγιο

Από το διάγραμμα φαίνεται πως το πλέγμα είναι ικανοποιητικό καθώς η τιμή του  $y^+$  για τα τοιχώματα του σωλήνα δεν ξεπερνάνε το  $y^+ = 1.1$  ενώ για το υδροπτερύγιο το  $y^+$  παραμένει κάτω από 0.4 εκτός από την ακμή προσβολής του, όπου το  $y^+$  πλησιάζει αλλά δεν ξεπερνά την μονάδα.

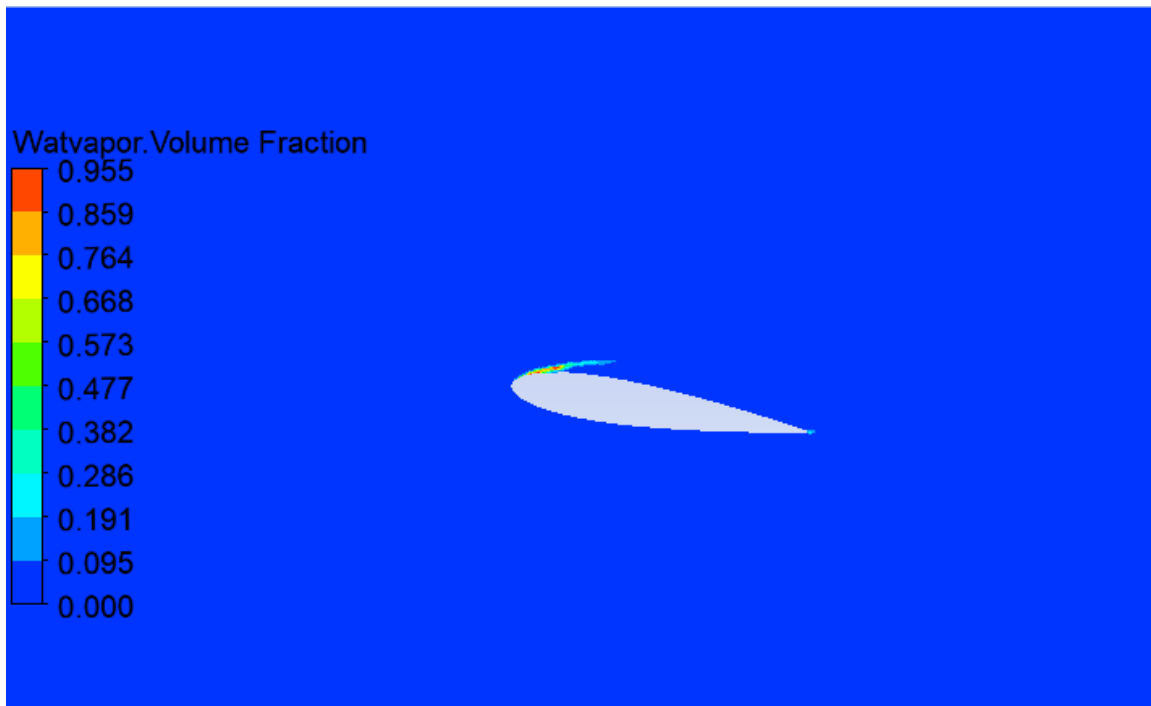
## 6.4 Σύγκριση πειραματικών δεδομένων

Τα αποτελέσματα της προσομοίωσης της ροής για  $\Delta P = 0.15 \text{ MPa}$  παρουσιάζουν ομοιότητα ως προς την περιοχή που κινούνται οι φυσαλίδες, η δημιουργία των οποίων



Εικόνα 85 Σχηματική αναπαράσταση της αναμενόμενης σπηλαίωσης

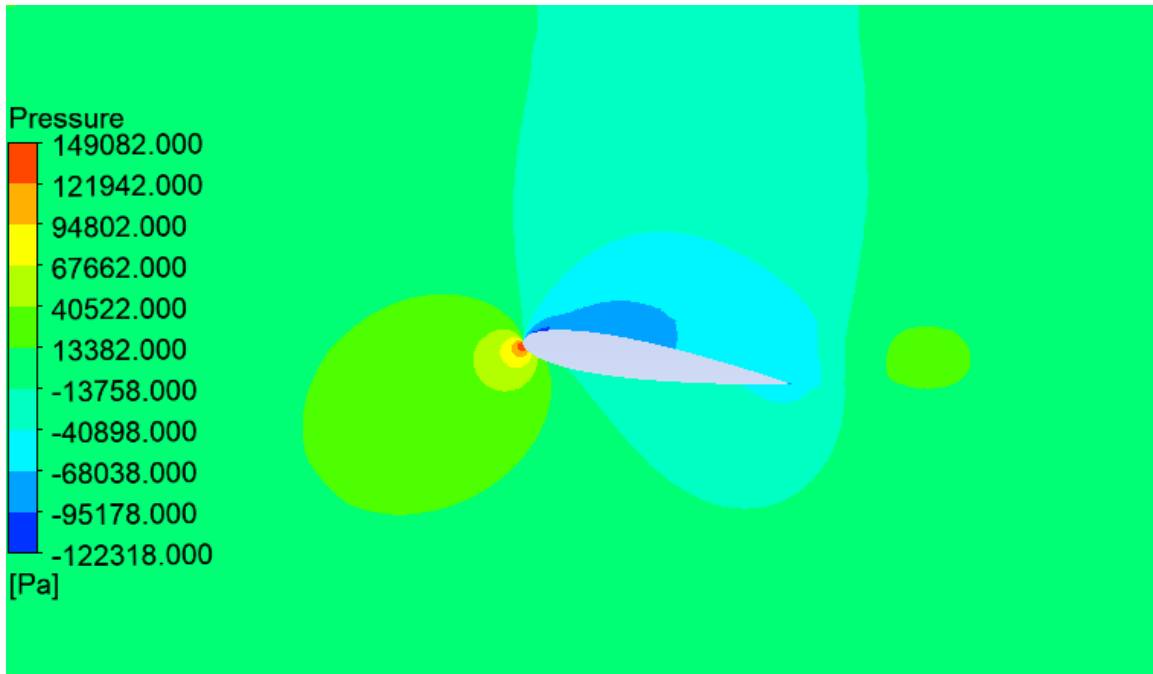
ξεκινάει στην ακμή προσβολής του και εκτείνεται για πολύ μικρή απόσταση κατά μήκος του πτερυγίου. Επίσης εμφανίζονται λίγες φυσαλίδες και στην ακμή φυγής.



Εικόνα 86 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

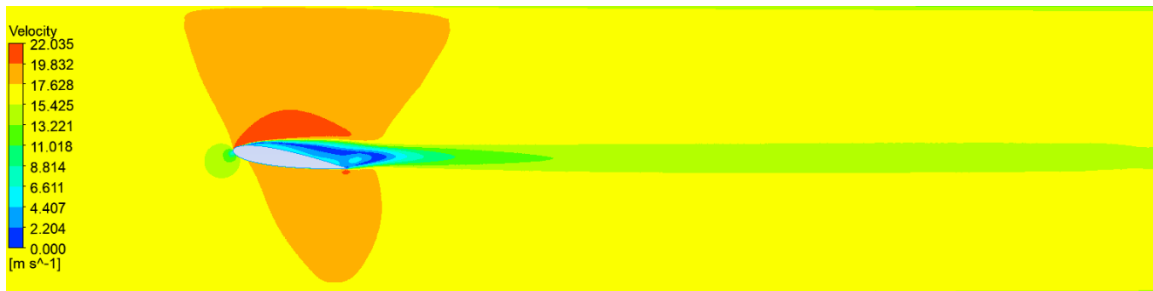
Από την εικόνα 85 φαίνεται η αύξηση της πίεσης στην ακμή προσβολής και ελαφρώς προς την κάτω πλευρά του υδροπτερυγίου που ονομάζεται πλευρά κατάθλιψης. Αντίθετα η περιοχή της χαμηλότερης πίεσης είναι όπως αναμενόταν η περιοχή στην οποία αναπτύχθηκε σπηλαίωση στην πλευρά αναρρόφησης.





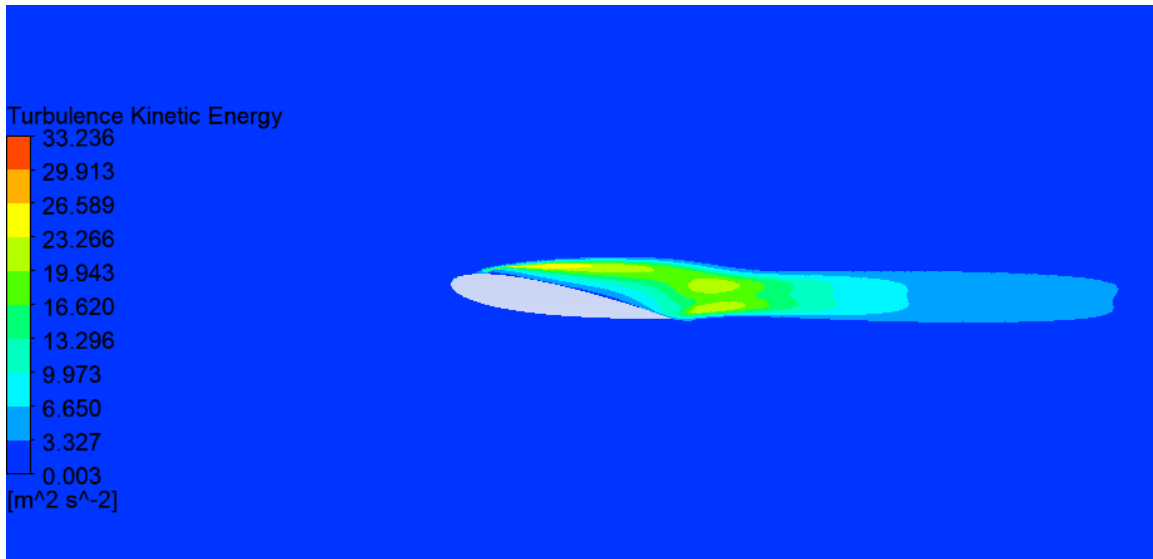
Εικόνα 87 Στατική πίεση για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

Η ταχύτητα εμφανίζει την μέγιστη τιμή της στην πλευρά αναρρόφησης όπου η πίεση είναι η χαμηλότερη ενώ παρατηρείται σημαντική μείωση πάνω και μετά την ακμή φυγής σχηματίζοντας μια ασύμμετρη διανομή ταχύτητας. Επίσης φαίνεται και η μείωση της ταχύτητας στα τοιχώματα λόγω των τυρβωδών ταχυτήτων.



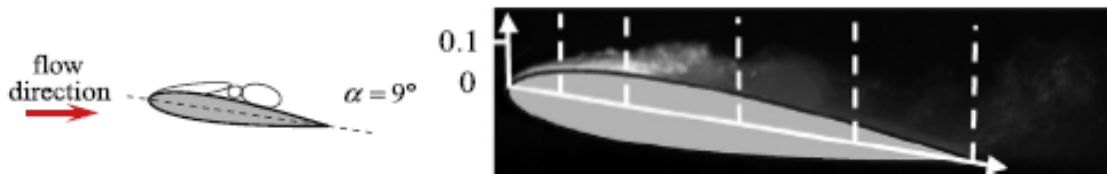
Εικόνα 88 Ταχύτητα του νερού για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

Στο ίδιο σημείο που εμφανίζεται μείωση της ταχύτητας αυξάνεται η τυρβώδης κινητική ενέργεια που απεικονίζει ουσιαστικά την ενέργεια των δινών που εμφανίζονται πάνω από το πτερύγιο και στην περιοχή του ομόρρου του.

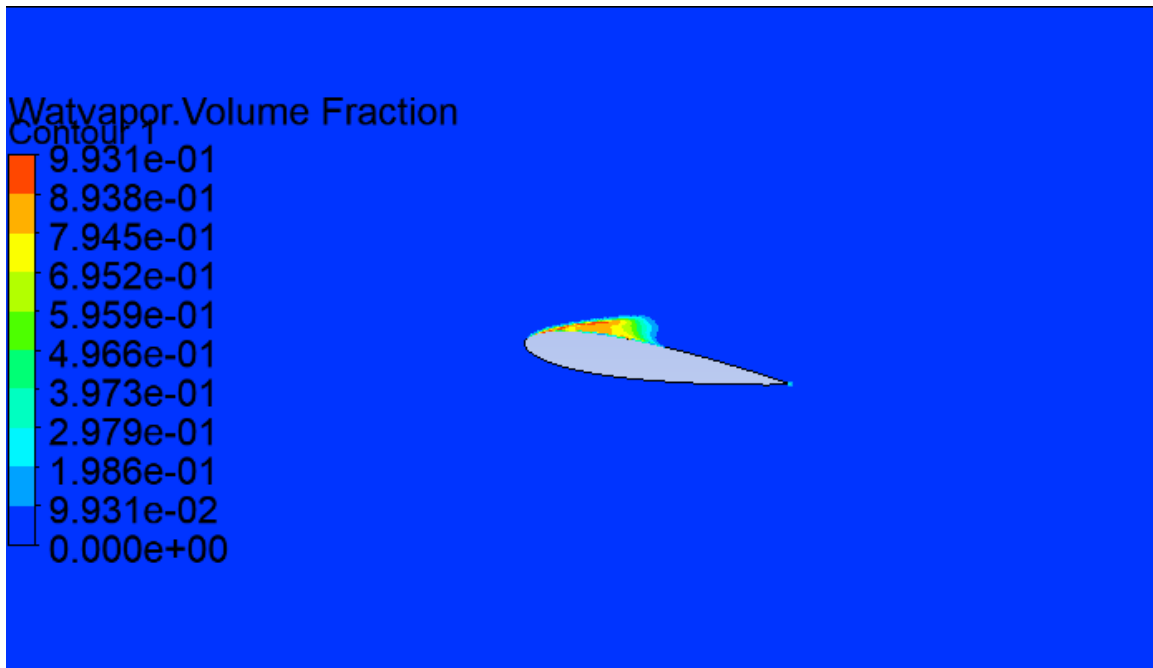


Εικόνα 89 Τυρβώδης κινητική ενέργεια για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

Για υψηλότερες πιέσεις όπως για  $\Delta P = 0.18 \text{ MPa}$  η σπηλαιώση εξελίσσεται όπως στο σχεδιάγραμμα και την φωτογραφία που παρείχαν οι ερευνητές του πειράματος.



Εικόνα 90 Σχηματική αναπαράσταση (δεξιά) και πραγματική φωτογραφία (αριστερά) της σπηλαιώσης



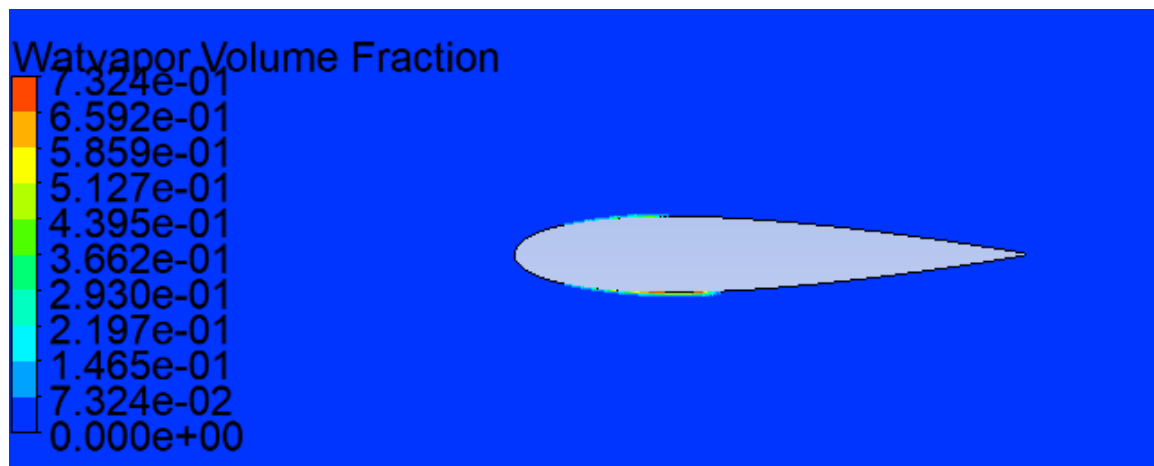
Εικόνα 91 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για την προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων

## 6.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων υδροπτερυγίου και συνοριακών συνθηκών

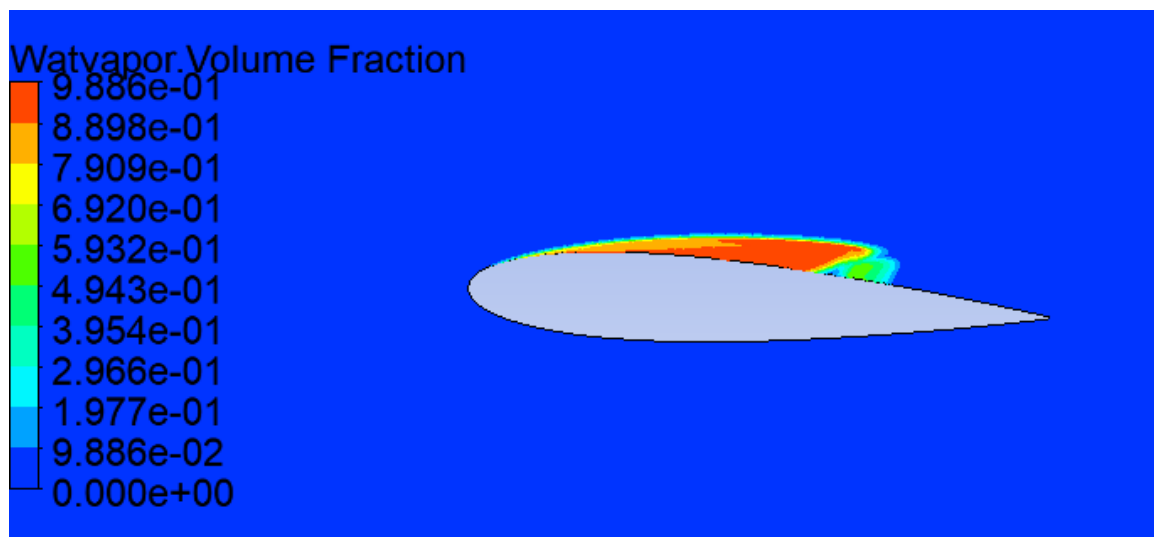
Ο τρόπος τοποθέτησης του πτερυγίου στον σωλήνα και φυσικά η επίδραση της πίεσης στις συνοριακές περιοχές επηρεάζουν την ανάπτυξη της σπηλαίωσης στο υδροπτερύγιο. Ο τρόπος τοποθέτησης ερμηνεύεται ως η γωνία με την οποία τοποθετείται στην ροή και η επίδραση της πίεσης μελετήθηκε με την διαφορά της πίεσης εισόδου εξόδου.

### 6.5.1 Γωνία προσβολής $\alpha$

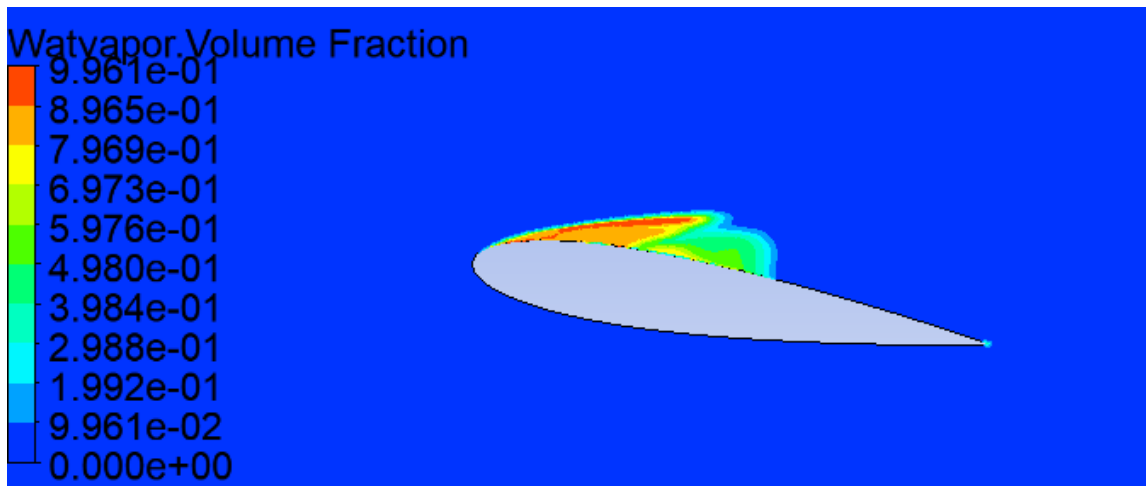
Γωνία προσβολής είναι η γωνία που σχηματίζεται από τον άξονα των  $y$  με την χορδή του υδροπτερυγίου. Διατηρώντας σταθερό  $\Delta P = 0.2 \text{ MPa}$  θα προσομοιωθούν υδροπτερύγια με  $\alpha = 0^\circ, 3^\circ, 9^\circ, -12^\circ, 12^\circ, 30^\circ$ .



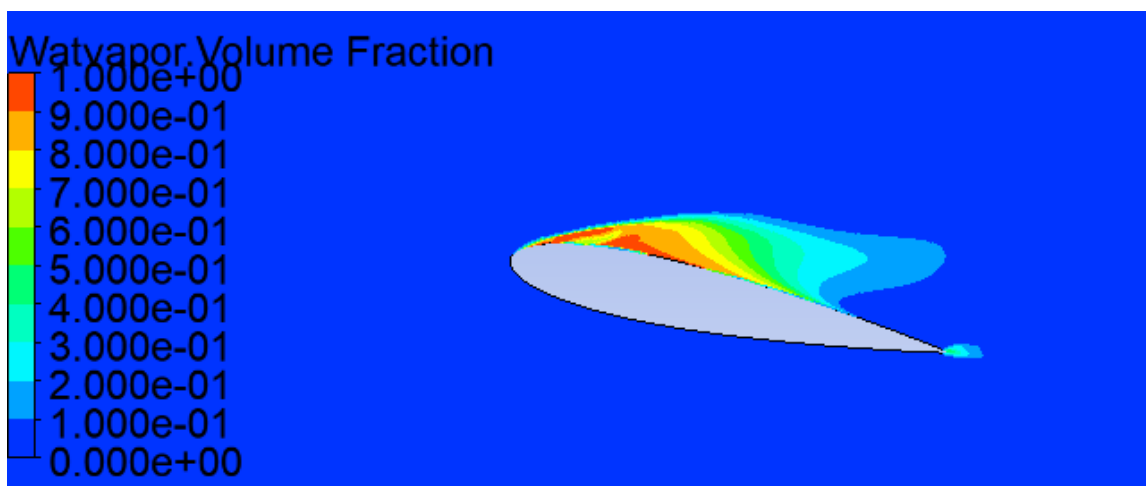
Εικόνα 92 Σπηλαίωση για  $\alpha=0^\circ$



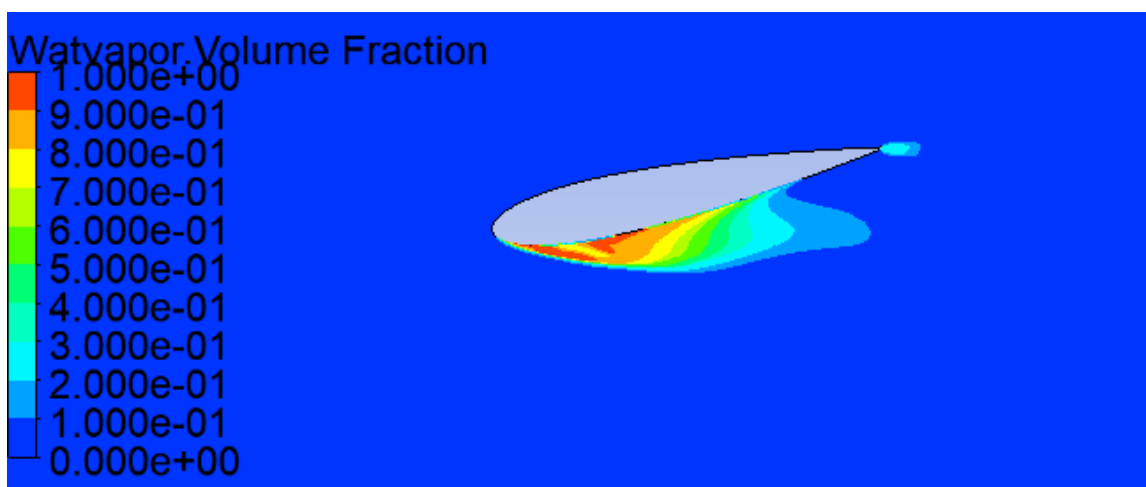
Εικόνα 93 Σπηλαίωση για  $\alpha=3^\circ$



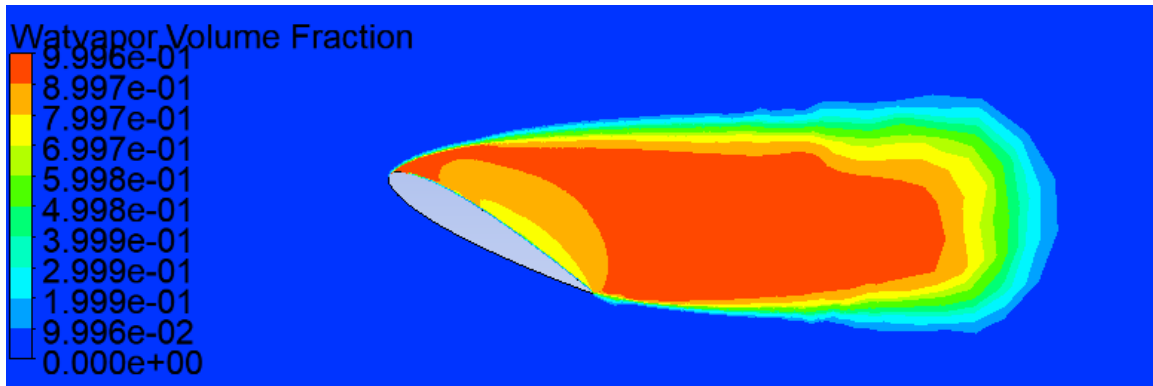
Εικόνα 94 Σπηλαίωση για  $\alpha=9^\circ$



Εικόνα 95 Σπηλαίωση για  $\alpha=12^\circ$



Εικόνα 96 Σπηλαίωση για  $\alpha=-12^\circ$

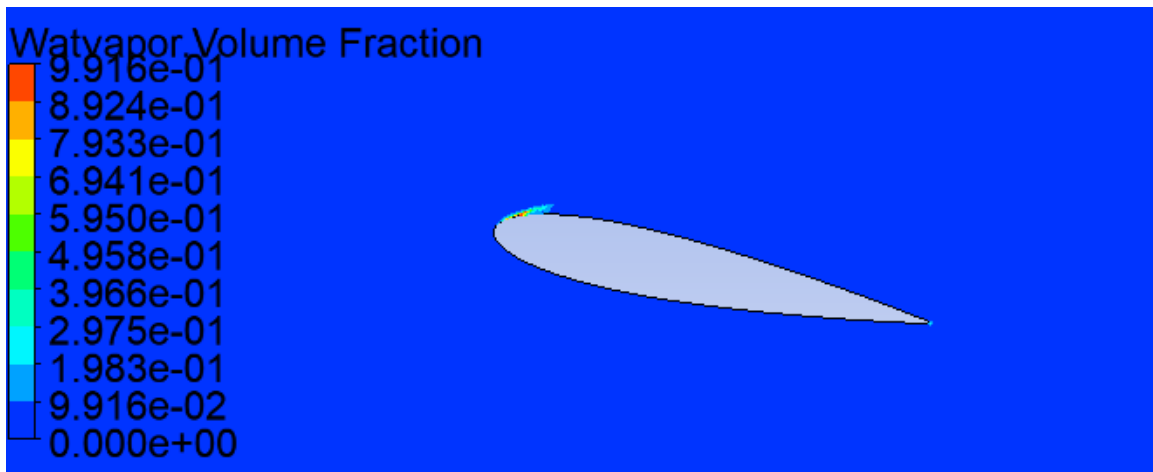


Εικόνα 97 Σπηλαίωση για  $\alpha=30^\circ$

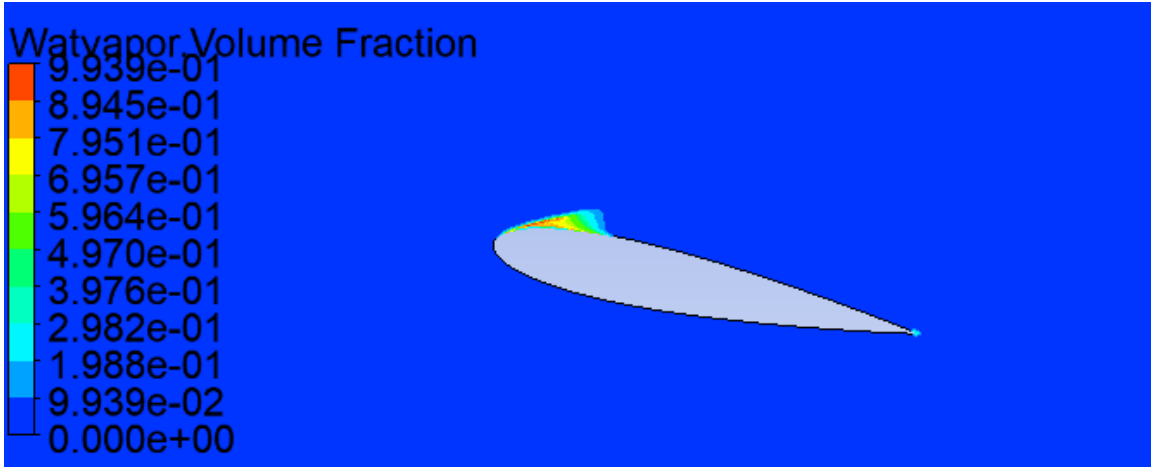
Από τα αποτελέσματα των υπολογισμών για την επίδραση της γωνίας προσβολής φαίνεται ότι καθώς η κλίση μεγαλώνει, αυξάνεται και η περιοχή που εκτείνεται η σπηλαίωση. Συγκεκριμένα, για μηδενική γωνία προσβολής εμφανίζεται σπηλαίωση και στις δύο πλευρές του υδροπτερυγίου, ενώ όσο μεγαλώνει η κλίση του η σπηλαίωση καταλαμβάνει όλο και περισσότερο μήκος της πλευράς αναρρόφησης με την ροή του νερού να αποκολλάται επίσης σε όλο το μήκος της πλευράς. Το υδροπτερύγιο με γωνία προσβολής 30 μοιρών προβάλλει μεγαλύτερη επιφάνεια κάθετα της ροής με αποτέλεσμα την σημαντική ελάττωση της πίεσης στο πάνω μέρος του πτερυγίου και αύξηση της σπηλαίωσης.

### 6.5.2 Διαφορά πίεσης $\Delta P$

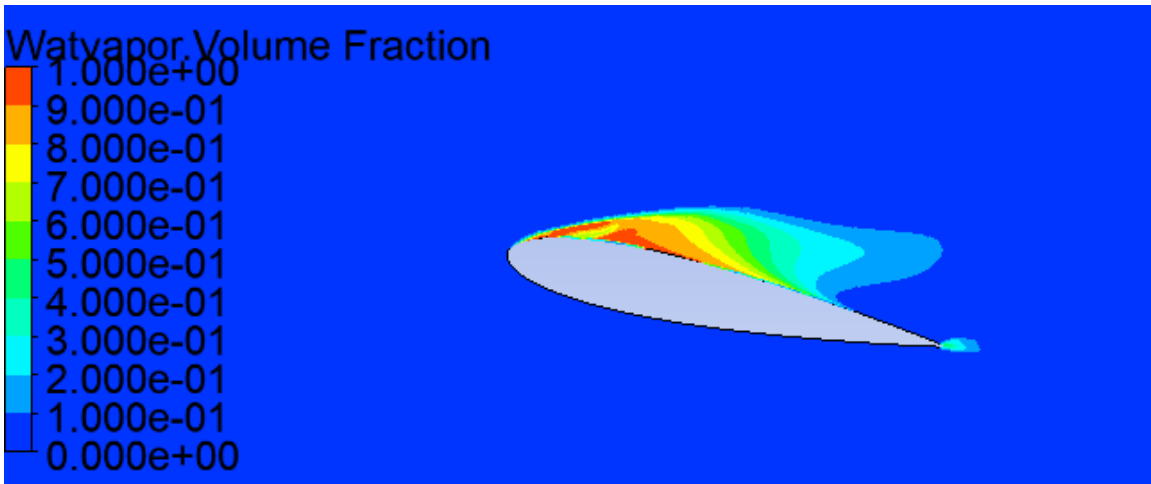
Για την μελέτη της επιρροής της πίεσης επιλέχθηκε υδροπτερύγιο με  $\alpha = 12^\circ$  και οι διαφορές πίεσης εισόδου και εξόδου που μελετήθηκαν είναι  $\Delta P = 0.1, 0.15, 0.2, 0.25, 0.3 \text{ MPa}$ .



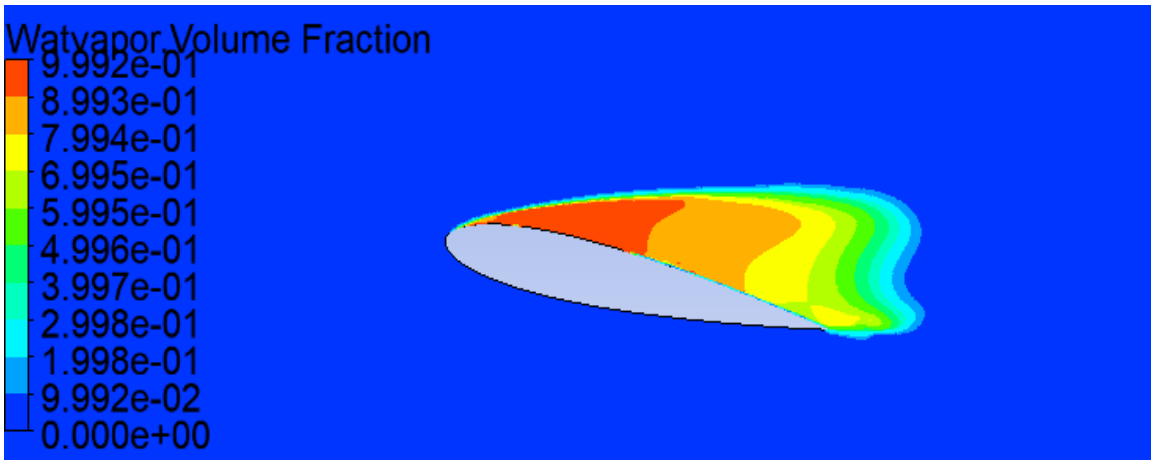
Εικόνα 98 Σπηλαίωση για  $\Delta P = 0.1 \text{ MPa}$



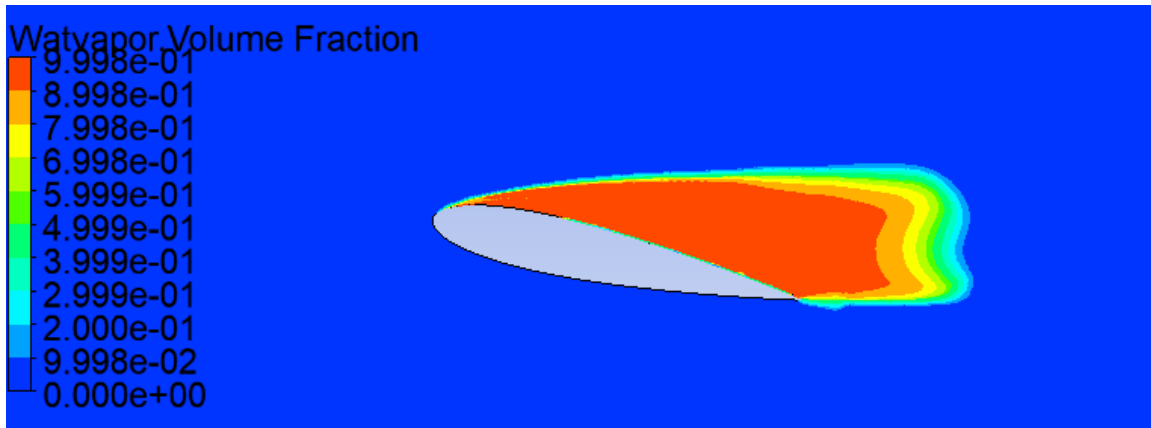
Εικόνα 99 Σπηλαιώση για  $\Delta P=0.15$  MPa



Εικόνα 100 Σπηλαιώση για  $\Delta P=0.2$  MPa

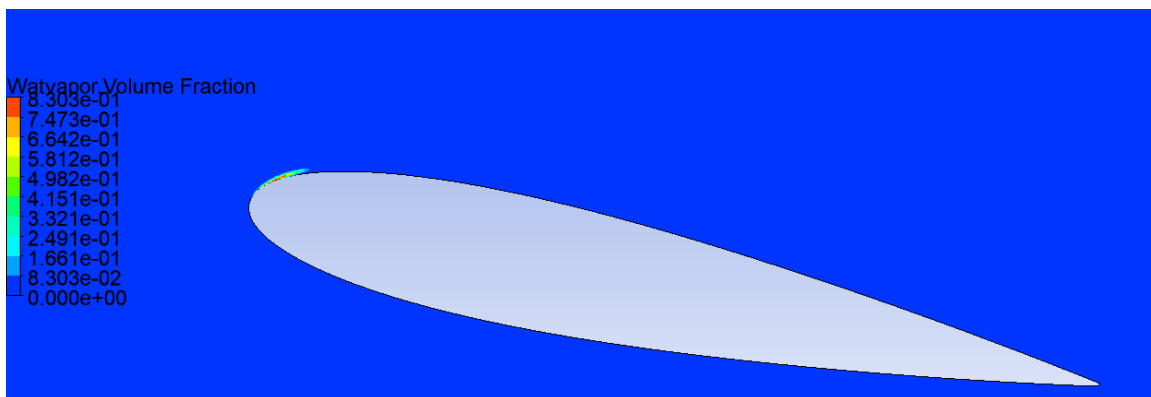


Εικόνα 101 Σπηλαιώση για  $\Delta P=0.25$  MPa



Εικόνα 102 Σπηλαίωση για  $\Delta P=0.3 \text{ MPa}$

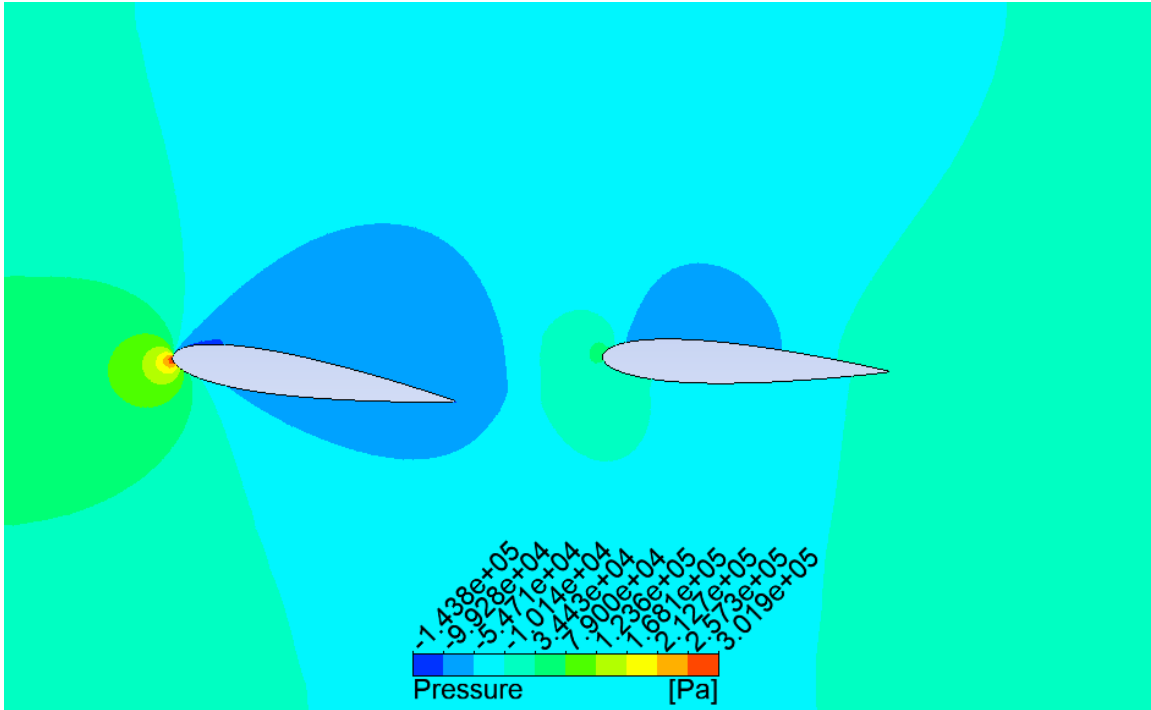
Οι προσομοιώσεις για την διαφορά πίεσης εισόδου και εξόδου κάνουν εμφανή την αύξηση της έντασης και της περιοχής που καταλαμβάνουν οι φυσαλίδες όσο αυξάνεται η διαφορά αυτή. Επίσης βρέθηκε πως η τιμή του  $\Delta P$  για το οποίο ξεκινάει η σπηλαίωση στην ακμή προσβολής του είναι  $0.03 \text{ MPa}$  και παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα.



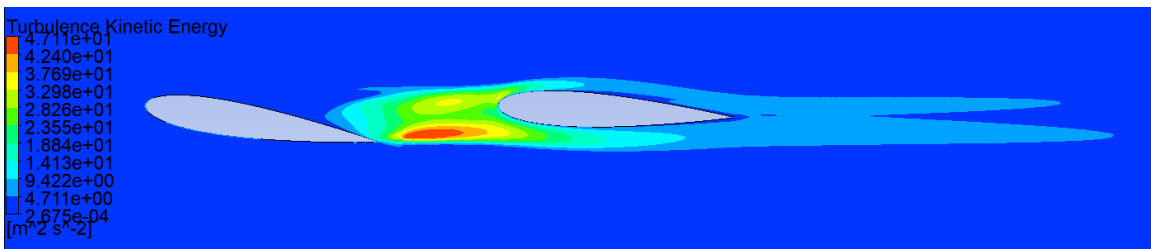
Εικόνα 103 Σπηλαίωση για  $\Delta P=0.03 \text{ MPa}$

## 6.6 Συνδυασμός δύο υδροπτερυγίων

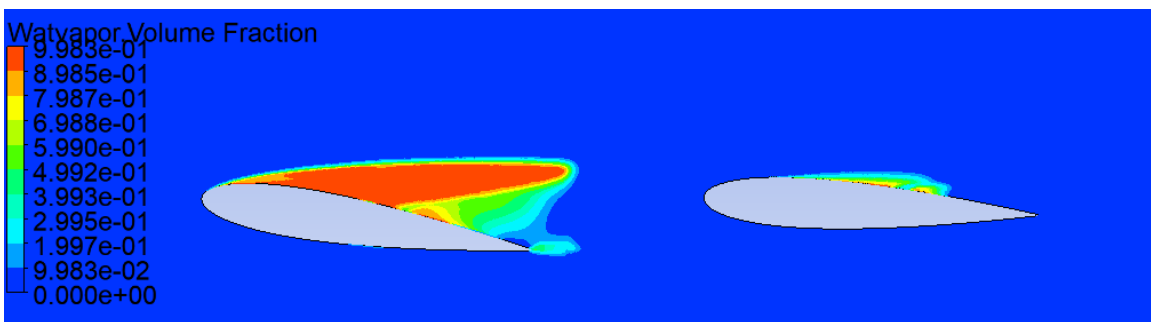
Παρακάτω μελετήθηκε η επιρροή της παρουσίας ενός υδροπτερυγίου ακριβώς μπροστά από ένα άλλο. Για την μελέτη αυτή τοποθετήθηκε ένα υδροπτερύγιο με γωνία προσβολής  $\alpha = 3^\circ$  σε απόσταση  $150 \text{ mm}$  από την ακμή φυγής ενός άλλου με ακτίνα προσβολής  $\alpha = 12^\circ$ . Επίσης η τιμή για την διαφορά πίεσης που χρησιμοποιήθηκε είναι  $\Delta P = 0.3 \text{ MPa}$ .



Εικόνα 104 Στατική πίεση για την προσομοίωση δύο υδροπτερυγίων



Εικόνα 105 Τυρβώδης κινητική ενέργεια για την προσομοίωση δύο υδροπτερυγίων

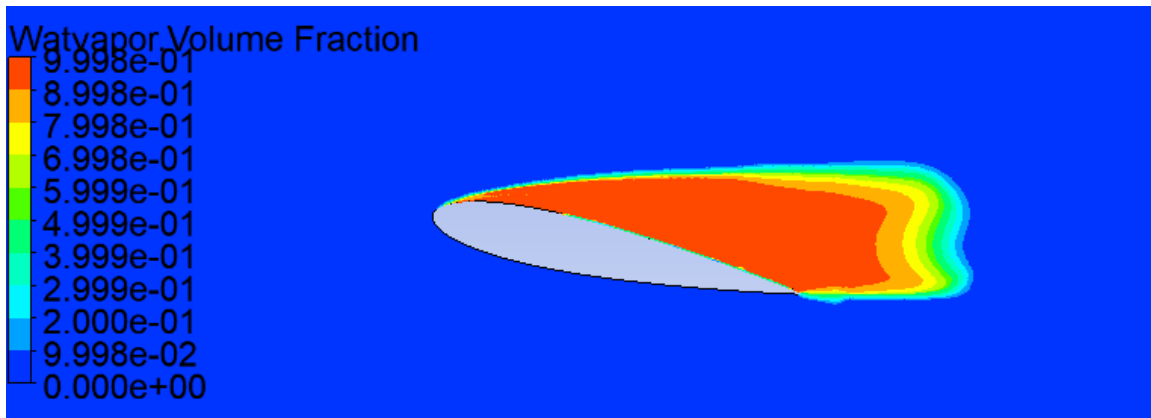


Εικόνα 106 Ογκομετρικό κλάσμα ατμού για την προσομοίωση δύο υδροπτερυγίων

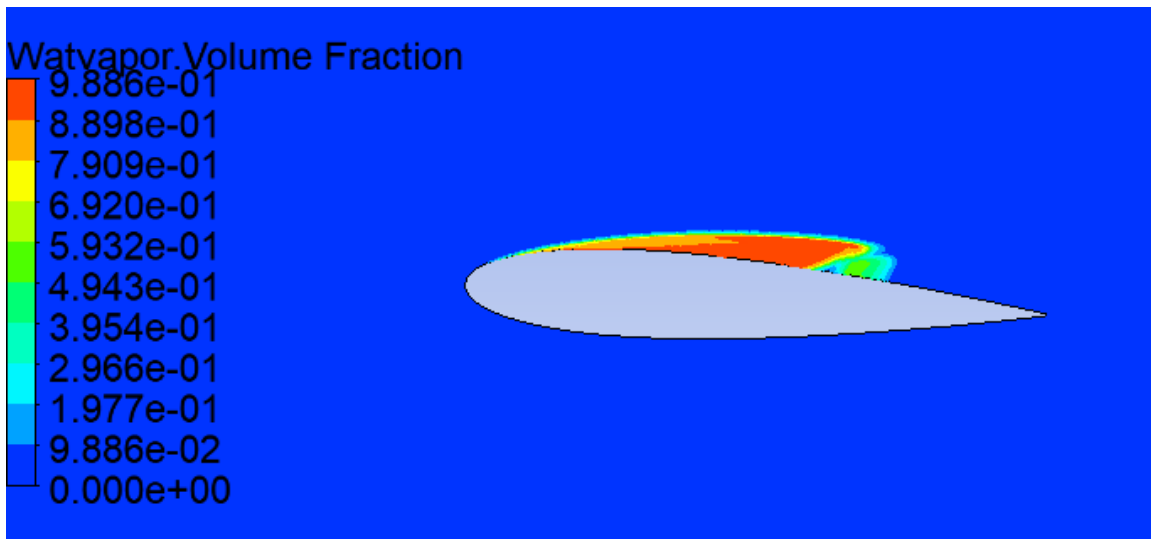
Από το προφίλ της τυρβώδους κινητικής ενέργειας του νερού, από το ογκομετρικό κλάσμα ατμού και τον τρόπο ανάπτυξης του πεδίου στατικής πίεσης φαίνεται ότι η παρουσία δεύτερου υδροπτερυγίου κοντά στο αρχικό, επηρεάζει σημαντικά την



ανάπτυξη της σπηλαίωσης. Αρχικά το υδροπτερύγιο με  $\alpha = 3^\circ$  που ακολουθεί εμφανίζει μειωμένη παρουσία φυσαλίδων καθώς η ροή του νερού προς αυτό καλύπτεται ως ένα βαθμό από την κοιλότητα ατμού του πρώτου. Ακόμα και το μπροστινό υδροπτερύγιο όμως παρουσιάζει διαφορές στον τρόπο εξέλιξης της σπηλαίωσης στην επιφάνεια του επειδή το πεδίο της πίεσης έχει αλλάξει γύρω από αυτό. Στις εικόνες φαίνεται η διαφορά τους στο σχήμα και την ένταση της σπηλαίωσης σε σχέση με τις προσομοιώσεις τους όταν βρισκόταν μόνο αυτά στο εσωτερικό του σωλήνα. Συγκεκριμένα στην εικόνα το υδροπτερύγιο με  $\alpha = 12^\circ$  παρουσιάζει ελάττωση της σπηλαίωσης και κατά μήκος της πλευράς αναρρόφησης και προς την ροή. Στην εικόνα φαίνεται η μεγάλη διαφορά στην παρουσία σπηλαίωσης σε σχέση με την προσομοίωση για  $\Delta P = 0.2 \text{ MPa}$ .



Εικόνα 107 Σπηλαίωση του μπροστινού υδροπτερυγίου χωρίς την επίδραση του πίσω



Εικόνα 108 Σπηλαίωση του πίσω υδροπτερυγίου χωρίς την επίδραση του μπροστινού

# Κεφάλαιο 7

## 7.1 Αντλία

Μία από τις πιο ευρέως διαδεδομένες συσκευές που βρίσκουν εφαρμογή σε ένα πολύ μεγάλο φάσμα εφαρμογών είναι η αντλία και χρησιμοποιείται για την μετακίνηση ρευστών συνήθως από χαμηλότερα προς υψηλότερα σημεία. Το μεγαλύτερο ύψος στο οποίο μπορεί να οδηγήσει νερό μια αντλία ονομάζεται μανομετρικό ύψος (H) και εξαρτάται από την διαφορά πίεσης στην είσοδο και την έξοδο της.

Η κατηγορία των αντλιών που θα μελετηθεί στην παρούσα εργασία είναι αυτή των φυγοκεντρικών αντλιών. Οι φυγοκεντρικές αντλίες για να επιτύχουν την μετακίνηση ενός υγρού, εκμεταλλεύονται την φυγόκεντρο δύναμη λόγω της περιστροφής της πτερωτής της αντλίας. Το υγρό εισέρχεται από το μάτι της αντλίας και οδηγείται στην έξοδο από την περιοχή ανάμεσα στα πτερύγια της πτερωτής και καθώς ρέει πάνω σε κάθε πτερύγιο, η πίεση και η ταχύτητα του αυξάνονται. Η παρουσία πτερυγίων και οι στροβιλώδεις ροές που τις χαρακτηρίζουν, οδηγούν στην δημιουργία σπηλαιώσης και τις κατατάσσουν στις σημαντικότερες συσκευές υδροδυναμικής σπηλαιώσης.

Παρακάτω θα παρουσιαστεί η ανάλυση μια φυγοκεντρικής αντλίας με οπισθοκλινή δρομέα μελετώντας το προφίλ της πίεσης του υγρού. Οι περιοχές της αντλίας στην οποία το υγρό θα έχει χαμηλότερη στατική πίεση από την τάση ατμών, αναμένεται να παρουσιάσουν σπηλαιώση. Όπως παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 1, η πυρηνοποίηση των φυσαλίδων ξεκινάει συνήθως σε περιοχές «αδυναμίας» όπως τοιχώματα. Στην περίπτωση της αντλίας τα πτερύγια αποτελούν τις περιοχές αυτές στις οποίες ευνοείται η δημιουργία σπηλαιώσης και επομένως θα δοθεί έμφαση στην κατανομή της πίεσης σε αυτά.

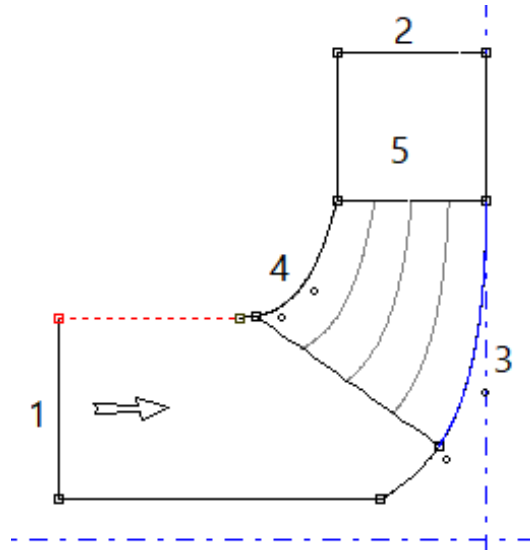
Η μελέτη της αντλίας πραγματοποιήθηκε με το υπολογιστικό πρόγραμμα CFX και με μια σειρά βοηθητικών προγραμμάτων που περιλαμβάνονται στο πακέτο του Ansys και θα παρουσιαστούν παρακάτω. Αρχικά έγινε η επιλογή του υγρού της αντλίας και ο καθορισμός των ιδιοτήτων του και των συνθηκών λειτουργίας της αντλίας. Το υγρό με το οποίο έγινε η ανάλυση είναι το νερό στους 25 °C που εξέρχεται από την έξοδο στο περιβάλλον με ατμοσφαιρική πίεση και για την τύρβη χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο μεταφοράς διαμητρικής τάσης (SST). Η ένταση της τύρβης και οι ιδιότητές που εξαρτώνται από το νερό και την θερμοκρασία του παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα.

Μέγεθος	Σύμβολο	Τιμή	Μονάδες μέτρησης
Θερμοκρασία	$T$	25	°C
Επιφανειακή τάση	$\gamma$	0.072	N/m
Πυκνότητα υγρού νερού	$\rho_l$	997.05	kg/m <sup>3</sup>
Πίεση ατμοποίησης	$P_v$	3169	Pa
Ένταση τύρβης	$I$	5	%

Πίνακας 4 Δεδομένα προσομοίωσης για την αντλία

## 7.2 Σχεδιασμός γεωμετρίας

Για την καλύτερη κατανόηση της γεωμετρίας μιας φυγοκεντρικής αντλίας και κατ'έκταση του τρόπου σχεδιασμού της παρατίθεται η σχηματική αναπαράσταση της μεσημβρινής τομής του δρομέα.



Εικόνα 109 Μεσημβρινή τομή του δρομέα

- 1) Η είσοδος (inlet) από την οποία εισέρχεται το νερό
- 2) Η έξοδος (outlet) από την οποία εξέρχεται το νερό για την συλλογή του
- 3) Η βάση ή πλήμνη (hub) στην οποία εδράζονται τα πτερύγια
- 4) Η κορυφή ή κάλυμμα (shroud) που τοποθετείται πάνω από τον δρομέα για την συγκράτηση του νερού
- 5) Ο απτέρυγος χώρος (vaneless space) που λειτουργεί ως διαχύτης για την ανάκτηση της πίεσης

Η μελέτη ξεκίνησε με την επιλογή των «στόχων» της αντλίας όσον αφορά το μανομετρικό ύψος και την απόδοση της και έπειτα καθορίστηκε η γεωμετρία της. Οι «στόχοι» αυτοί, τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά και οι συνθήκες λειτουργίας της αντλίας παρουσιάζονται παρακάτω:

Μέγεθος	Σύμβολο	Τιμή	Μονάδες μέτρησης
Περιστροφική ταχύτητα	$n$	1800	$rpm$
Παροχή μάζας	$\dot{m}$	20	$kg/s$
Γωνία ροής εισόδου	$\theta_1$	45	$deg$
Μανομετρικό ύψος	$H$	10	$m$
Υδραυλική απόδοση	$\eta_H$	0.867	-

Ογκομετρική απόδοση	$\eta_V$	0.958	-
Μηχανική απόδοση	$\eta_{mech}$	0.903	-
Απόδοση αντλίας	$\eta_P$	0.750	-
Διάμετρος εισόδου	$D_1$	39.81	mm
Διάμετρος εξόδου	$D_2$	32.5	mm
Λόγος διαμέτρων πλήμνης καλύμματος	$D_{hub}/D_{shaft}$	1.5	-
Γωνία εισόδου	$\beta_1$	44.1	deg
Γωνία εξόδου	$\beta_2$	22.5	deg
Γωνία κλίσης	$\varphi$	0	deg
Γωνία πρόσπτωσης	$i$	0	deg
Διάμετρος πτερυγίου	$D_{tip}$	148.7	mm
Πάχος πτερυγίου	$e$	4.46	mm
Αριθμός πτερυγίων	$N$	6	-

Πίνακας 5 Δεδομένα σχεδιασμού της αντλίας

Γωνία ροής εισόδου  $\theta_1$ : Η γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση της ροής του νερού με την πλήμνη του δρομέα.

Μανομετρικό ύψος  $H$ : Το μέγιστο ύψος στο οποίο είναι ικανή η αντλία να ανεβάσει το υγρό.

Υδραυλική απόδοση  $\eta_H$ : Η απόδοση που μετράει το χαμένο μανομετρικό ύψος λόγω των γεωμετρικών χαρακτηριστικών

$$\eta_H = \frac{H_i - H_{loss}}{H_i} \quad (3.9.1.1)$$

με  $H_i$  το ιδανικό μανομετρικό ύψος και  $H_{loss}$  τις απώλειες του ύψους

Ογκομετρική απόδοση  $\eta_V$ : Η απόδοση που λαμβάνει υπόψη τις διαρροές της παροχής του νερού ( $Q_{leak}$ ) και ορίζεται ως:

$$\eta_V = \frac{Q}{Q + Q_{leak}} \quad (3.9.1.2)$$

Μηχανική απόδοση  $\eta_{mech}$ : Η απόδοση που εκφράζει τις απώλειες λόγω μηχανικής τριβής και των δυνάμεων ιξώδους

$$\eta_{mech} = \frac{P_{shaft} - P_{disc}}{P_{shaft}} \quad (3.9.1.3)$$

όπου  $P_{shaft}$  είναι η ισχύς που απαιτείται για την κίνηση του άξονα της αντλίας και  $P_{disc}$  η ισχύς που χάνεται

Απόδοση αντλίας  $\eta_P$ : Η συνολική απόδοση της αντλίας που δίνεται από την εξίσωση:

$$\eta_P = \eta_H \cdot \eta_V \cdot \eta_{mech} \quad (3.9.1.4)$$

Για την υπό μελέτη αντλία επαληθεύεται η συνολική απόδοση:

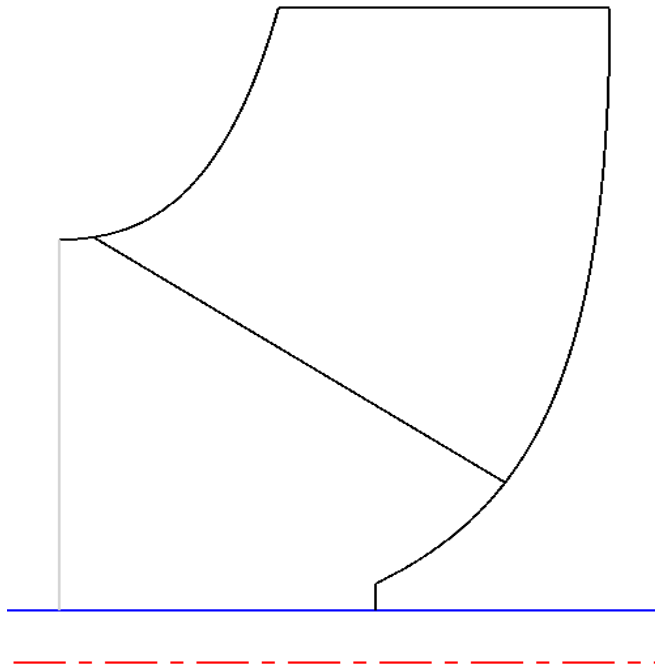
$$\eta_P = 0.874 \cdot 0.97 \cdot 0.948 = 0.80369 \approx 0.804$$

Γωνίες εισόδου και εξόδου  $\beta_1, \beta_2$ : Οι γωνίες του πτερυγίου στην είσοδο και την έξοδο

Γωνία κλίσης  $\varphi$ : Η γωνία που σχηματίζει η ακμή φυγής του πτερυγίου με το οριζόντιο επίπεδο της πλήμνης

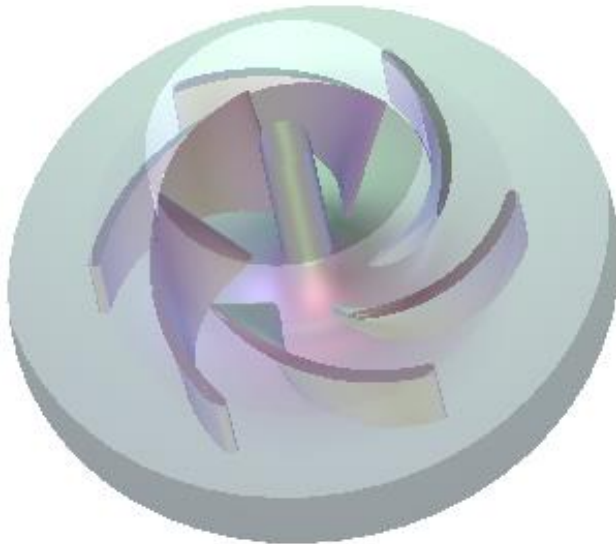
Γωνία πρόσπτωσης  $i$ : Η γωνία που σχηματίζει το πάνω μέρος της ακμής προσβολής του πτερυγίου με το κάτω

Χρησιμοποιώντας τα συγκριμένα γεωμετρικά χαρακτηριστικά και βάζοντάς τα στο πρόγραμμα Vista CPD του Ansys, εξάγεται το σχήμα του αγωγού προσαγωγής και υπολογίζονται τα τρίγωνα ταχύτητας.



Εικόνα 110 Σχηματική αναπαράσταση του αγωγού προσαγωγής της αντλίας

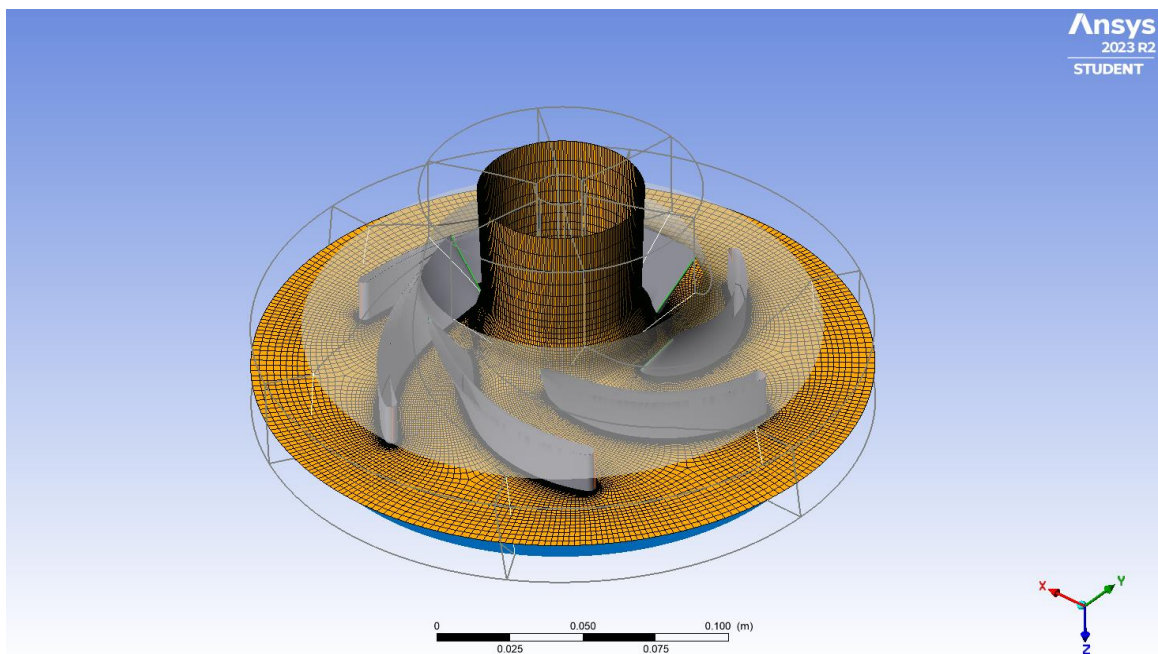
Έπειτα, τα δεδομένα από το Vista CPD στάλθηκαν στο πρόγραμμα BladeGen με το οποίο κατασκευάστηκε ακριβώς η γεωμετρία της αντλίας η οποία παρουσιάζεται παρακάτω.



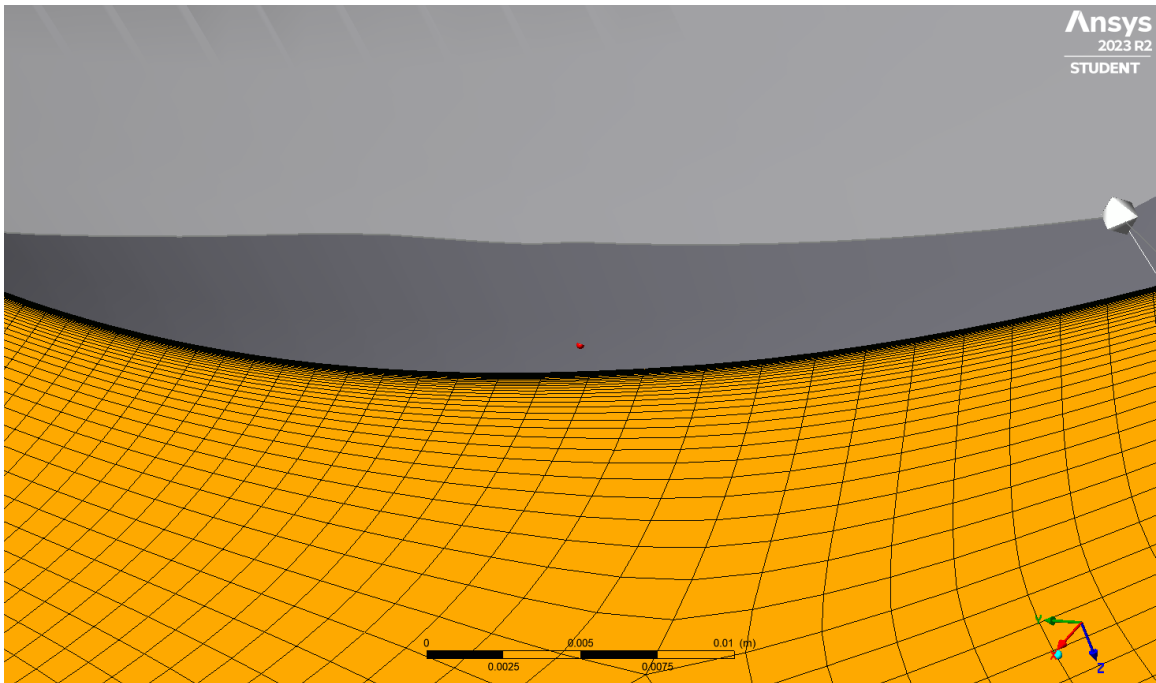
Εικόνα 111 Γεωμετρία της αντλίας που σχεδιάστηκε

### 7.3 Κατασκευή πλέγματος

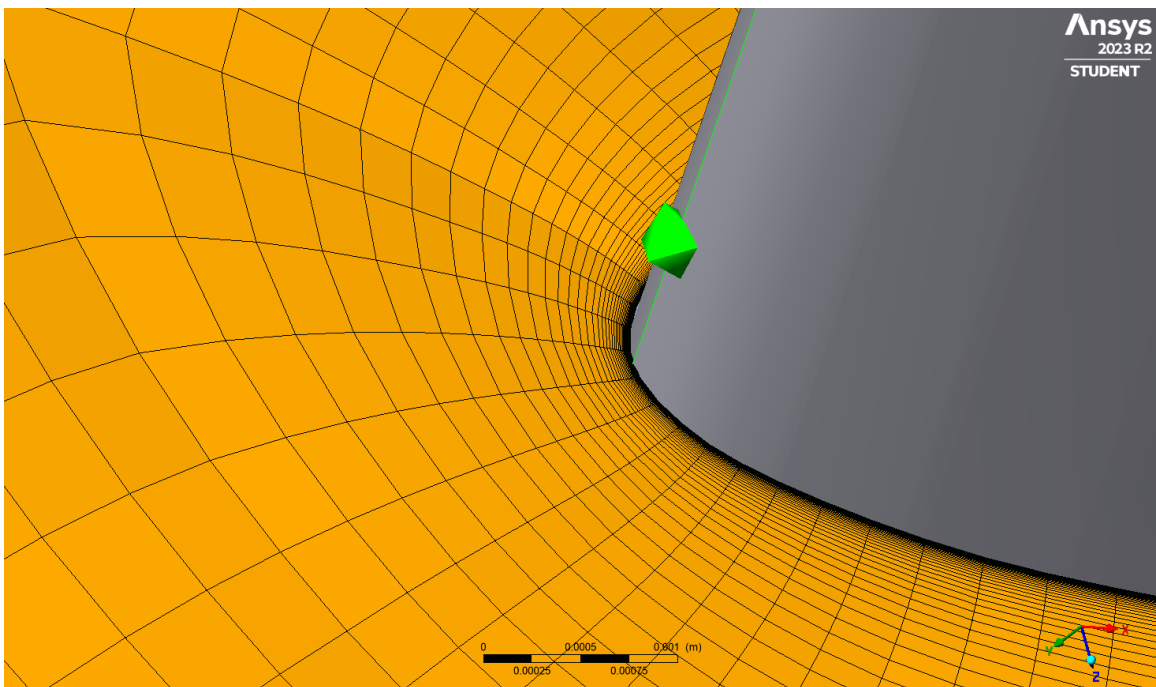
Στην συνέχεια δημιουργήθηκε το πλέγμα της αντλίας μέσα από το πρόγραμμα TurboGrid. Το πλέγμα έχει συνολικά 498598 στοιχεία και 525174 κόμβους.



Εικόνα 112 Το πλέγμα της αντλίας



Εικόνα 113 Το πλέγμα γύρω από το πτερύγιο



Εικόνα 114 Το πλέγμα γύρω από την ελλειπτική ακμή προσβολής και φυγής

## 7.4 Αποτελέσματα ανάλυσης αρχικής γεωμετρίας και συνθηκών λειτουργίας της αντλίας

Η επίλυση της προσομοίωσης μέσω του CFX-Solver έγινε με 200 επαναλήψεις και η έκθεση αποτελεσμάτων για την αντλία από το CFD-Post παρουσιάζονται παρακάτω.

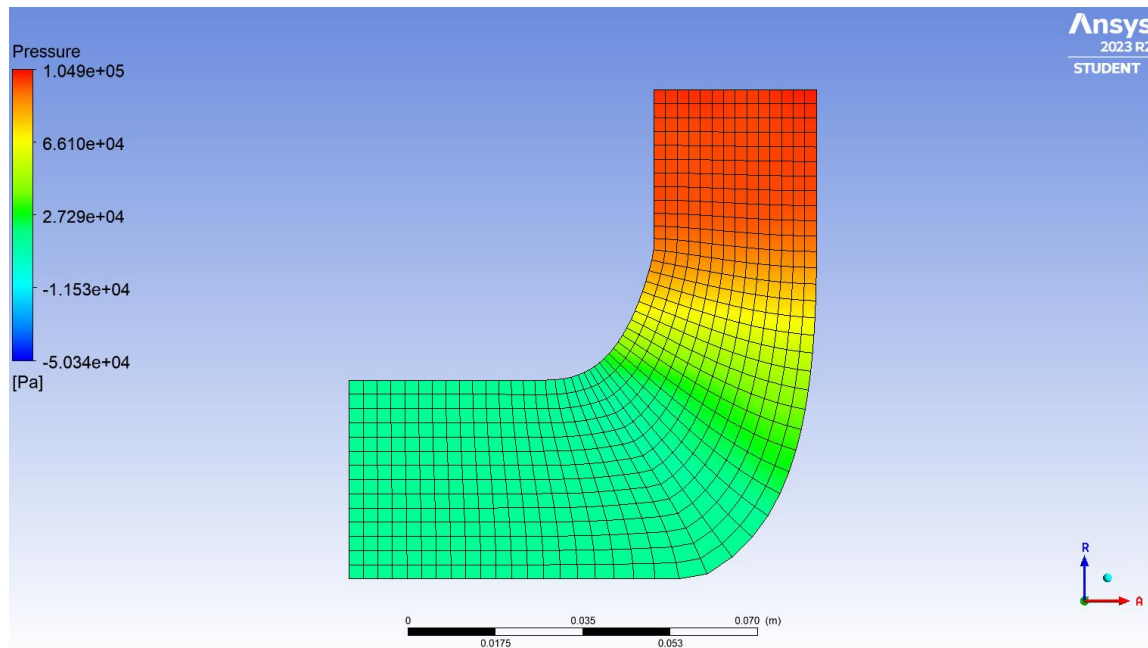
**Table 6.** Performance Results

Rotation Speed	188.4960	[radian s <sup>-1</sup> ]
Reference Diameter	0.1512	[m]
Volume Flow Rate	0.0201	[m <sup>3</sup> s <sup>-1</sup> ]
Head (LE-TE)	11.8729	[m]
Head (IN-OUT)	10.7143	[m]
Flow Coefficient	0.0308	
Head Coefficient (IN-OUT)	0.1294	
Shaft Power	2789.5500	[W]
Power Coefficient	0.0053	
Total Efficiency (IN-OUT) %	75.3318	
Static Efficiency (IN-OUT) %	59.5519	

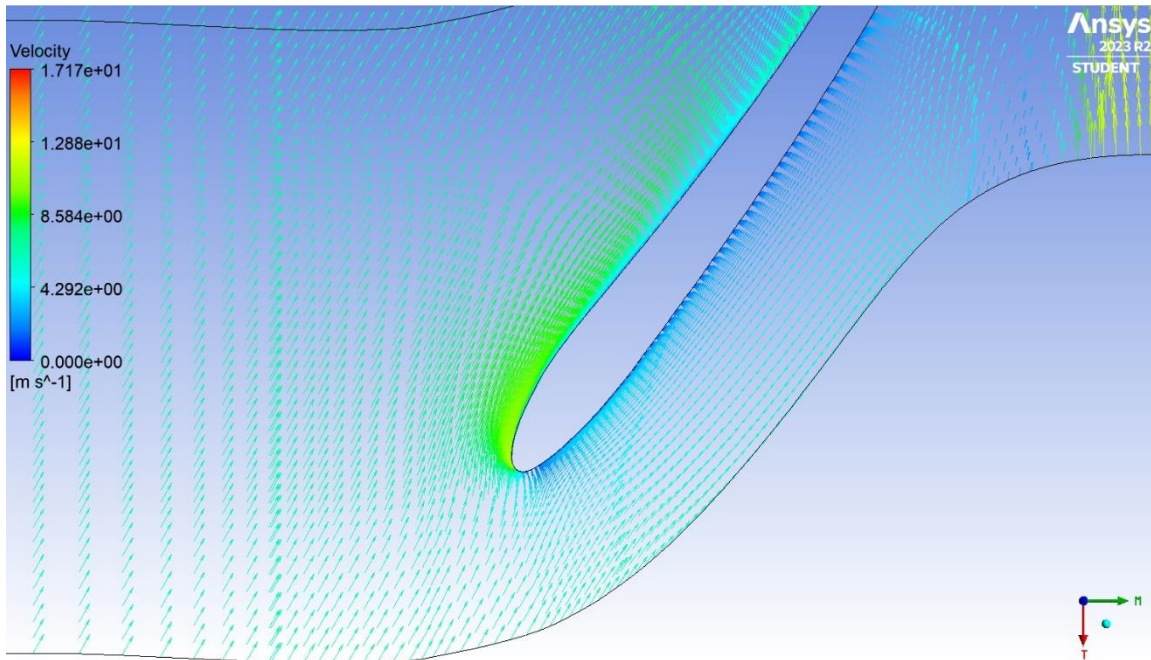
*Εικόνα 115 Πίνακας επιδόσεων της αντλίας*

Από την εικόνα 115 παρατηρείται ότι οι στόχοι που τέθηκαν κατά την διαδικασία σχεδιασμού της αντλίας επιτεύχθηκαν καθώς το μανομετρικό ύψος είναι 10.7143 m και η συνολική απόδοση της αντλίας είναι 75%.

Παρακάτω παρουσιάζεται η κατανομή της πίεσης στην μεσημβρινή του δρομέα η οποία αυξάνεται από την είσοδο προς την έξοδο, όπως πρέπει να συμβαίνει σε μία αντλία για να επιτύχει την αναρρόφηση του νερού.

*Εικόνα 116 Κατανομή της πίεσης στον δρομέα*

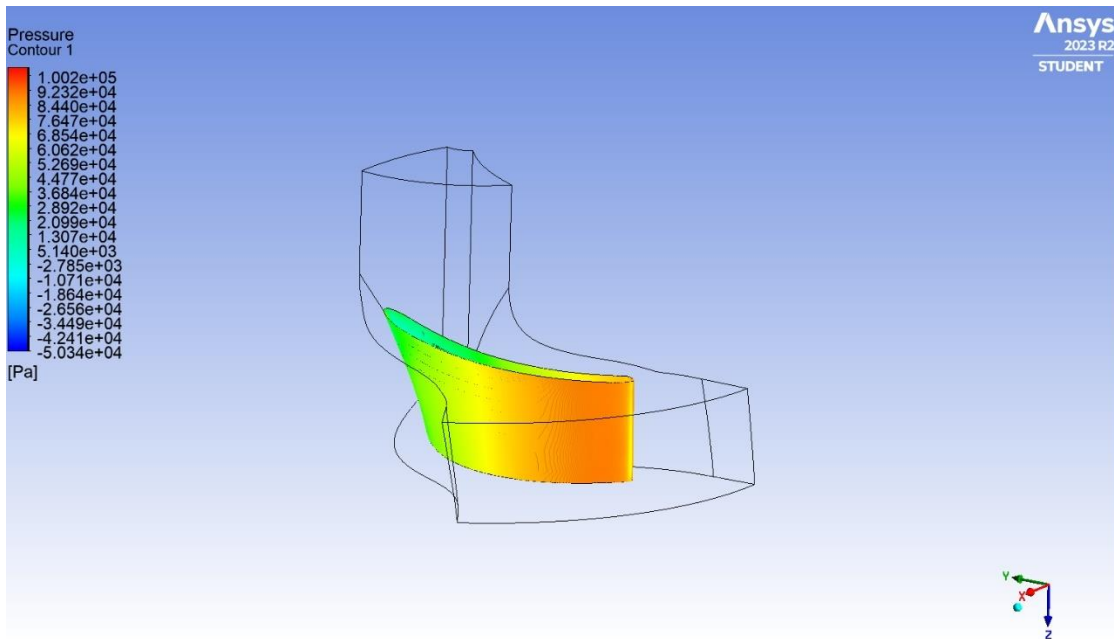




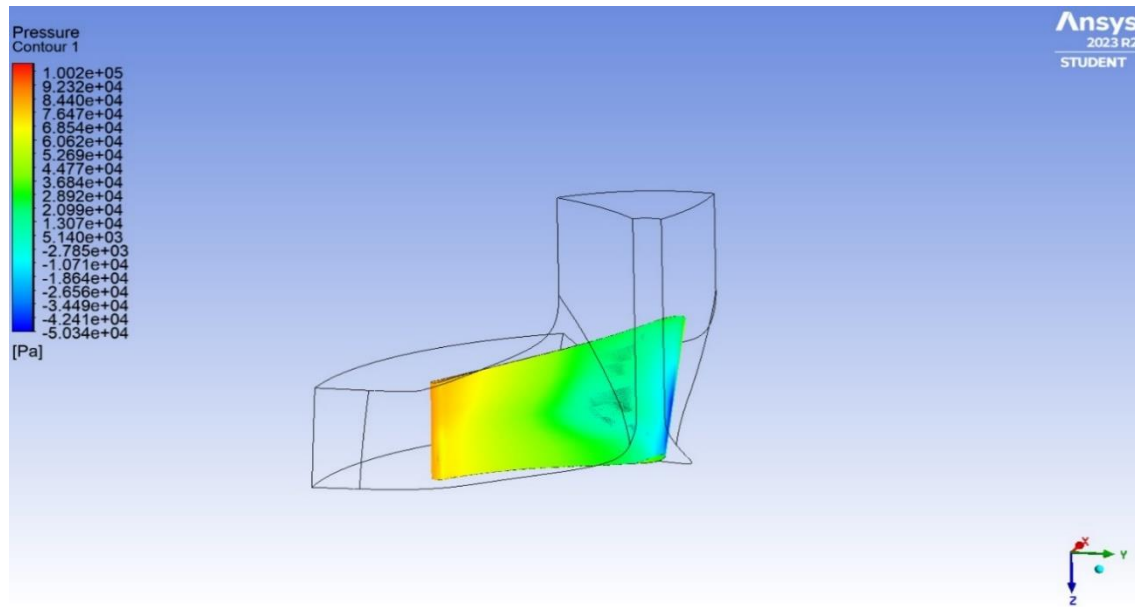
Εικόνα 117 Τα διανύσματα της ταχύτητας στο Blade-to-Blade view

Επιπρόσθετα σημαντική είναι και η απεικόνιση των διανυσμάτων ταχύτητας του στο Blade-to-blade, η οποία φαίνεται στην εικόνα 117, αφού εμφανίζει την κατεύθυνση και το μέγεθος της ταχύτητας του νερού που ρέει γύρω από τα πτερύγια της αντλίας. Επίσης τα διανύσματα της ταχύτητας δείχνουν και το σημείο διαχώρισης του νερού στην ακμή προσβολής στο κέντρο των πτερυγίων.

Τέλος παρουσιάζεται οπτικοποιημένη η κατανομή της πίεσης στα πτερύγια της αντλίας, κάτι που θα βοηθήσει στην πρόβλεψη των σημείων του πτερυγίου που αναμένεται να εμφανιστεί σπηλαίωση.



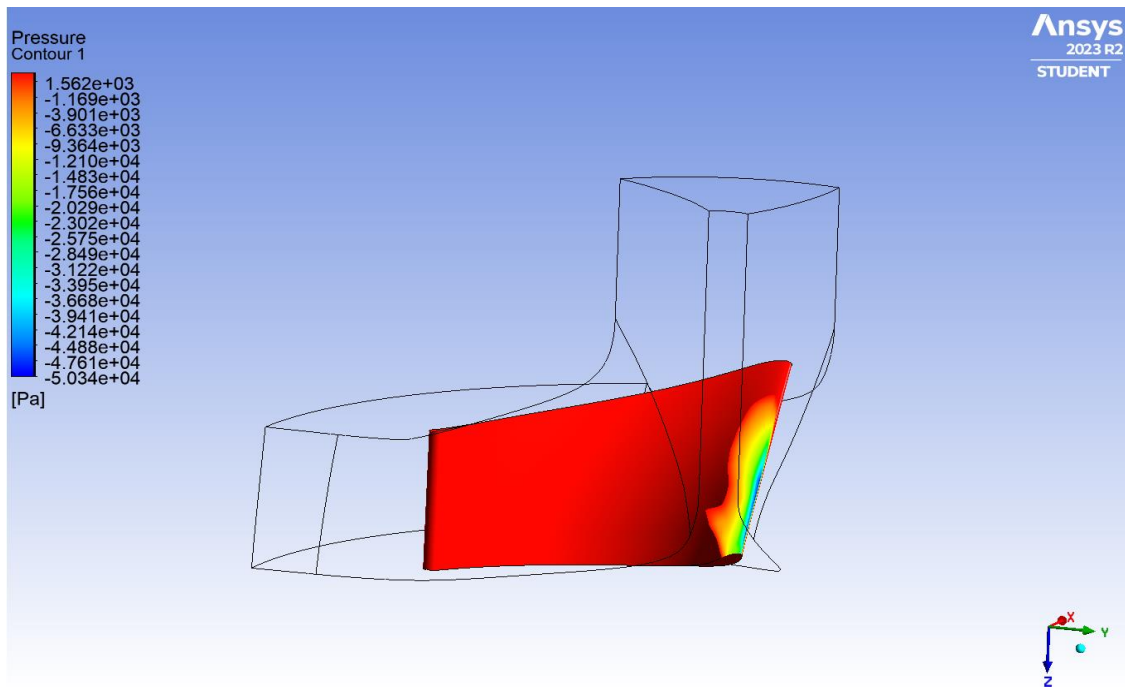
Εικόνα 118 Κατανομή της πίεσης στο πτερύγιο



Εικόνα 119 Κατανομή της πίεσης στο περύγιο

Η ακμή προσβολής εμφανίζει σημαντική πτώση πίεσης όπως είναι αναμενόμενο καθώς είναι το πρώτο σημείο του περφυγίου στο οποίο προσκρούει το νερό μετά την είσοδο του.

Παρακάτω θα προβληθεί η πίεση στα περφυγία της αντλίας αλλά με την ανώτερη τιμή της να είναι η πίεση ατμοποίησης του νερού, δηλαδή 3169 Pa, ώστε να παρουσιαστούν με πιο ξεκάθαρο τρόπο τα τμήματα των περφυγίων που είναι εφικτή η σπηλαιώση.



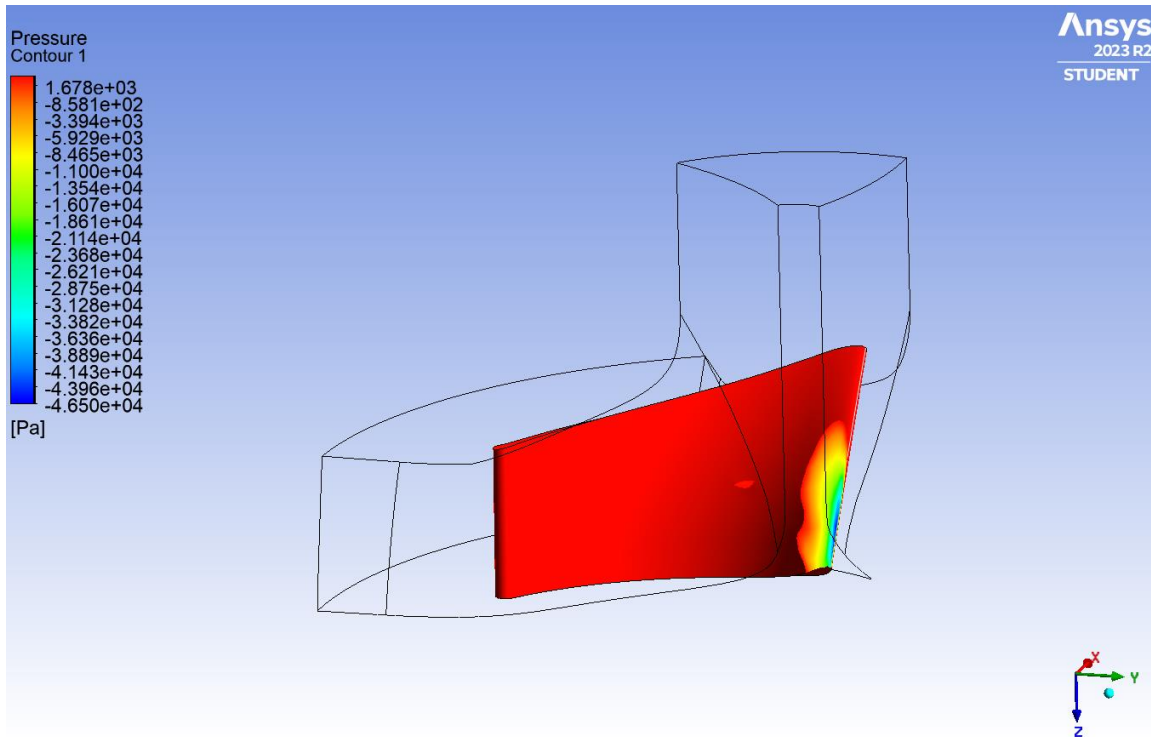
Εικόνα 120 Αναμενόμενη σπηλαιώση στο περφυγίο

## 7.5 Ανάλυση γεωμετρικών παραμέτρων και συνθηκών λειτουργίας της αντλίας

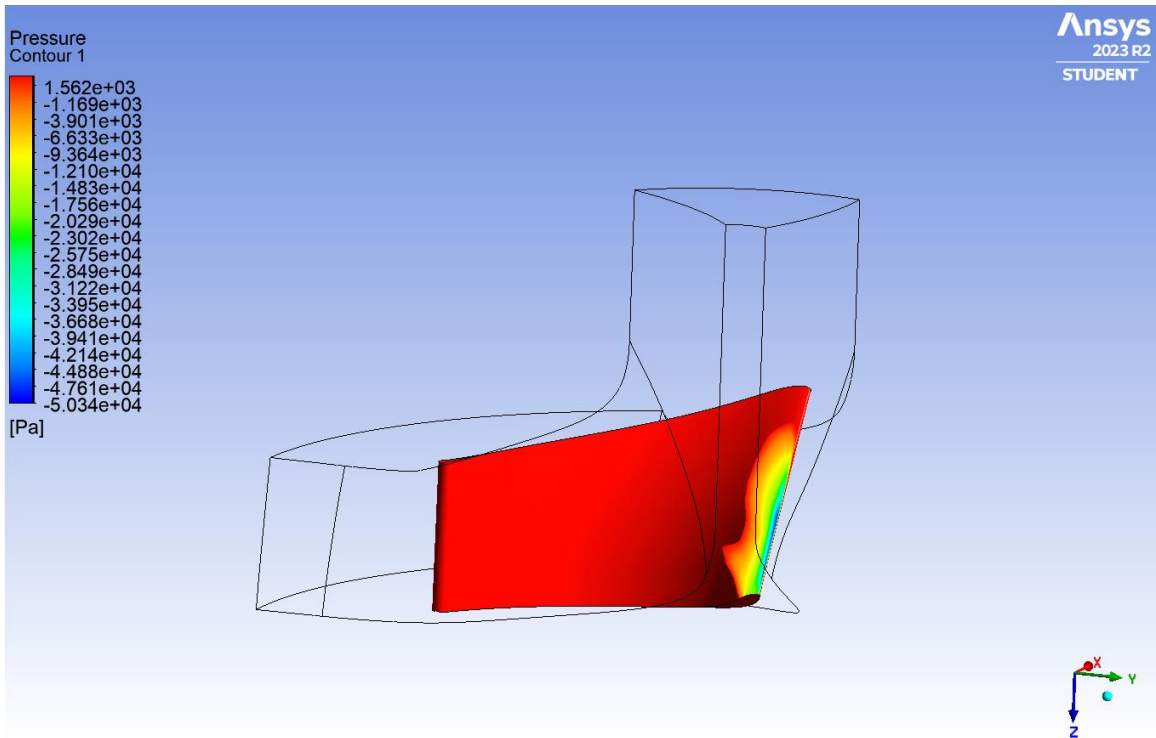
Παρακάτω ακολουθεί η παρουσίαση των αποτελεσμάτων των περιοχών των πτερυγίων της αντλίας όπου η πίεση πέφτει κάτω από την πίεση ατμοποίησης για συγκεκριμένες αλλαγές είτε στον τρόπο λειτουργίας της αντλίας, είτε λόγω αλλαγών σε κάποια γεωμετρικά χαρακτηριστικά. Οι αλλαγές που έγιναν αφορούν την μαζική παροχή του νερού, την περιστροφική ταχύτητα της αντλίας, την πίεση της αντλίας στην έξοδο, το σχήμα της ακμής προσβολής του πτερυγίου, την γωνία εξόδου και το πάχος του.

### 7.5.1 Παροχή μάζας ( $\dot{m}$ )

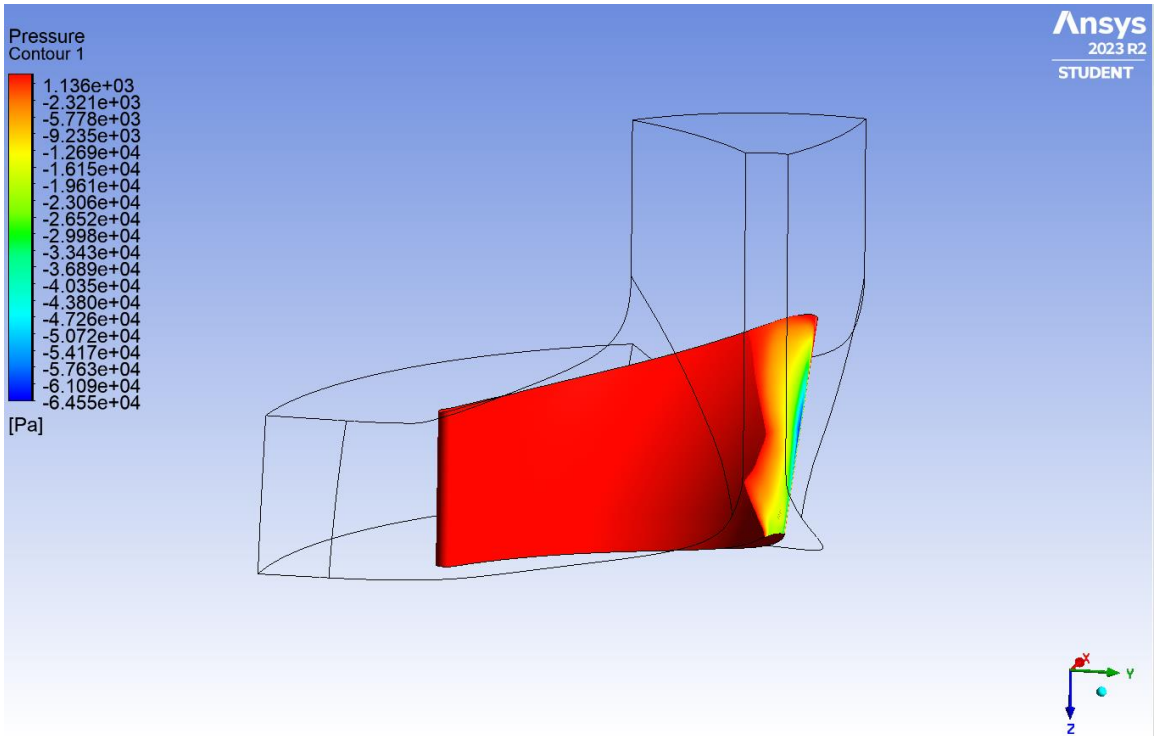
Για την μελέτη της παροχής μάζας στην δημιουργία σπηλαίωσης διατηρήθηκαν όλα τα αρχικά δεδομένα και χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές  $\dot{m} = 15 \text{ kg/s}$ ,  $\dot{m} = 20 \text{ kg/s}$ ,  $\dot{m} = 25 \text{ kg/s}$ .



Εικόνα 121 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερύγιο για  $\dot{m} = 15 \text{ kg/s}$



Εικόνα 122 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερύγιο για  $\dot{m} = 20 \text{ kg/s}$

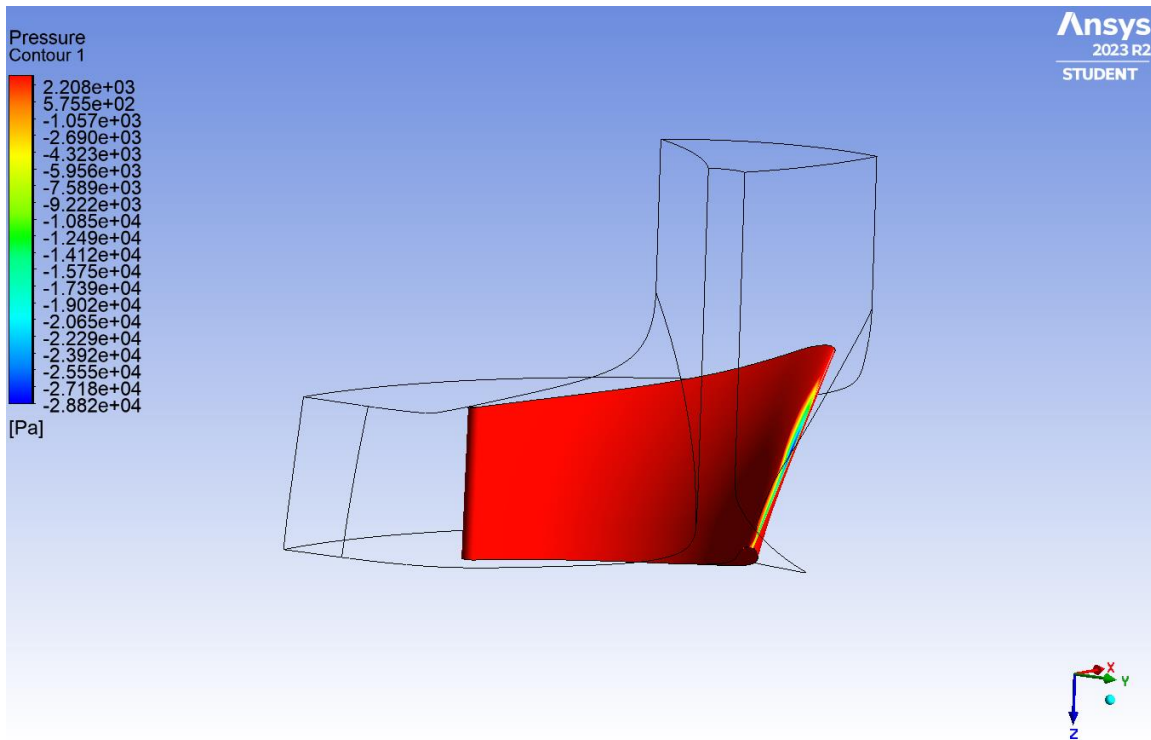


Εικόνα 123 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερύγιο για  $\dot{m} = 25 \text{ kg/s}$

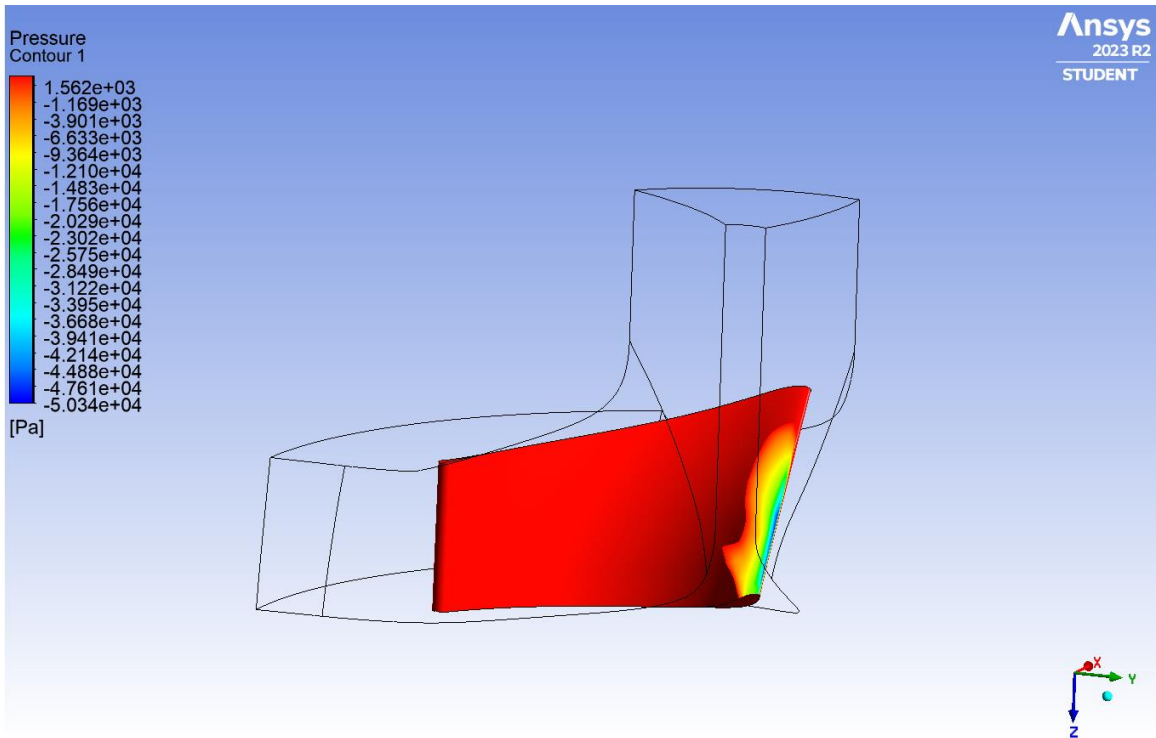
Από τα αποτελέσματα γίνεται εμφανές ότι η αύξηση παροχής του νερού οδηγεί σε μεγαλύτερη πτώση της πίεσης στο περύγιο και επομένως σε μεγαλύτερη πιθανότητα ανάπτυξης σπηλαιώσης.

## 7.5.2 Περιστροφική ταχύτητα ( $n$ )

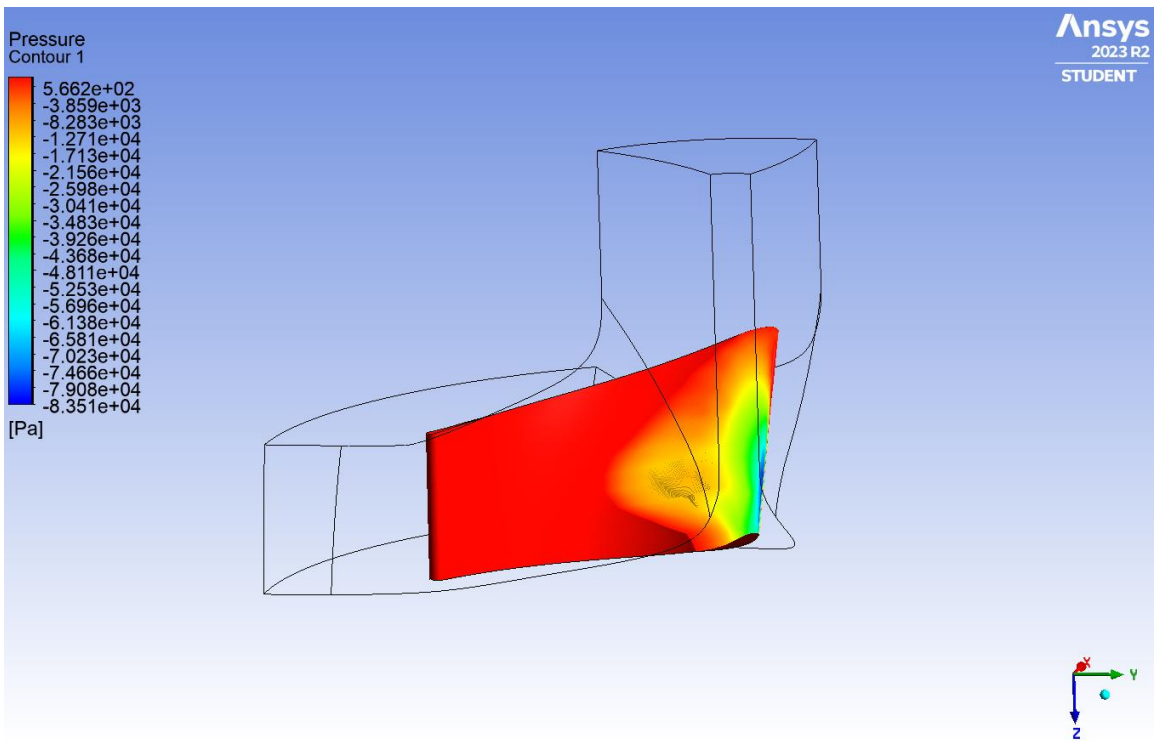
Η περιστροφική ταχύτητα της περωτής της αντλίας αποτελεί σημαντικό παράγοντα επιρροής τα ανάπτυξης της σπηλαιώσης. Οι προσομοιώσεις για την μελετη της επιρροής της έγιναν με τις τιμές  $n = 1600 \text{ rpm}$ ,  $n = 1800 \text{ rpm}$  και  $n = 2000 \text{ rpm}$



Εικόνα 124 Αναμενόμενη σπηλαιώση στο περύγιο για  $n = 1600 \text{ rpm}$



Εικόνα 125 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για  $n = 1800 \text{ rpm}$

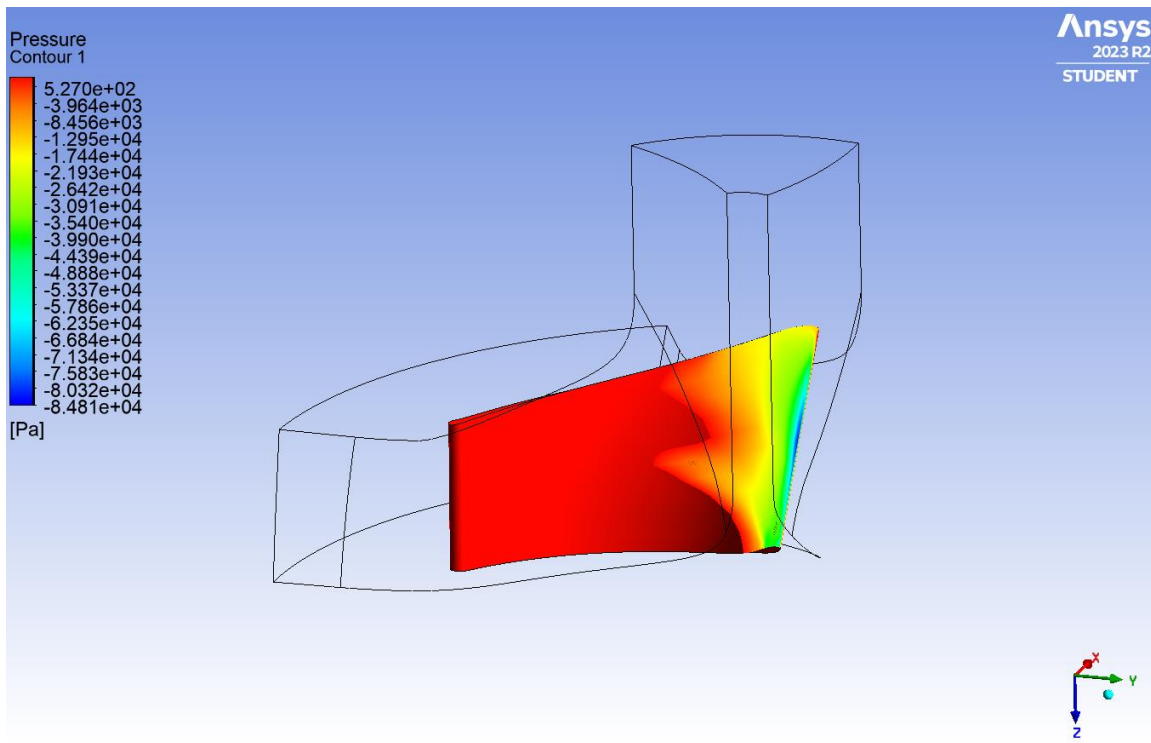


Εικόνα 126 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για  $n = 2000 \text{ rpm}$

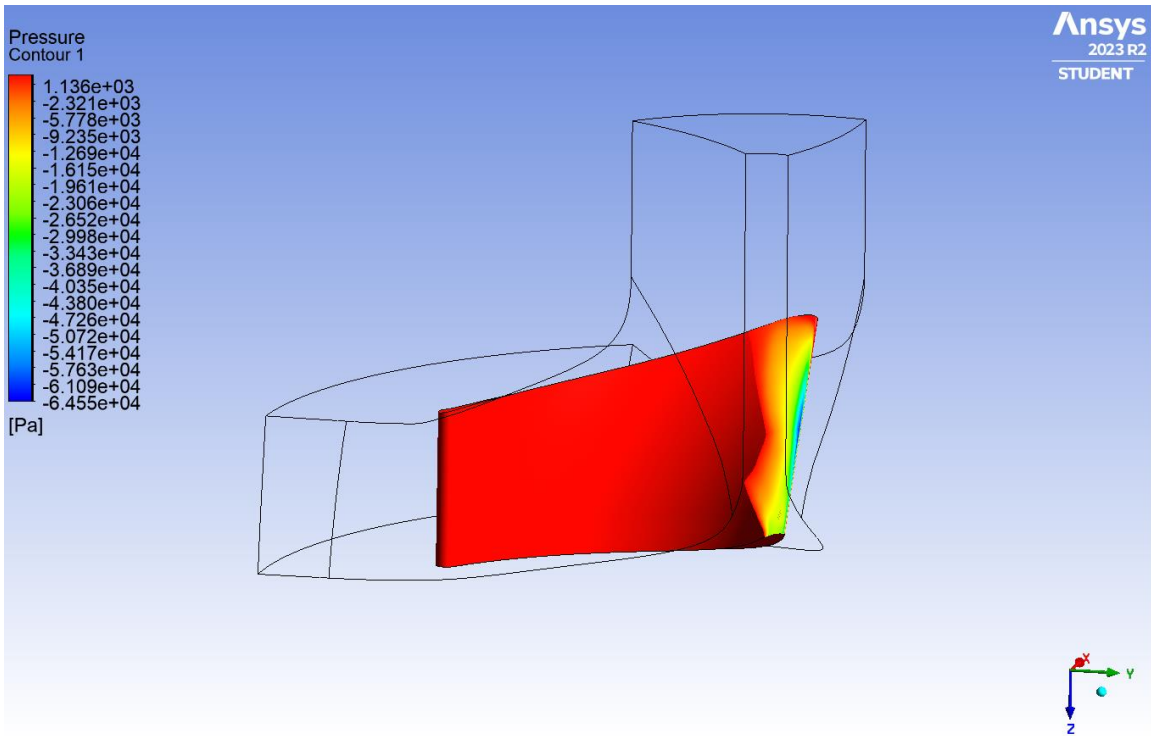
Παρατηρείται ότι σε όλα τα τμήματα της αντλίας όσο αυξάνονται οι στροφές ανά λεπτό τόσο μεγαλώνει η περιοχή στην οποία η στατική πίεση του νερού βρίσκεται κάτω από την πίεση ατμού.

### 7.5.3 Πίεση στην έξοδο ( $P_{outlet}$ )

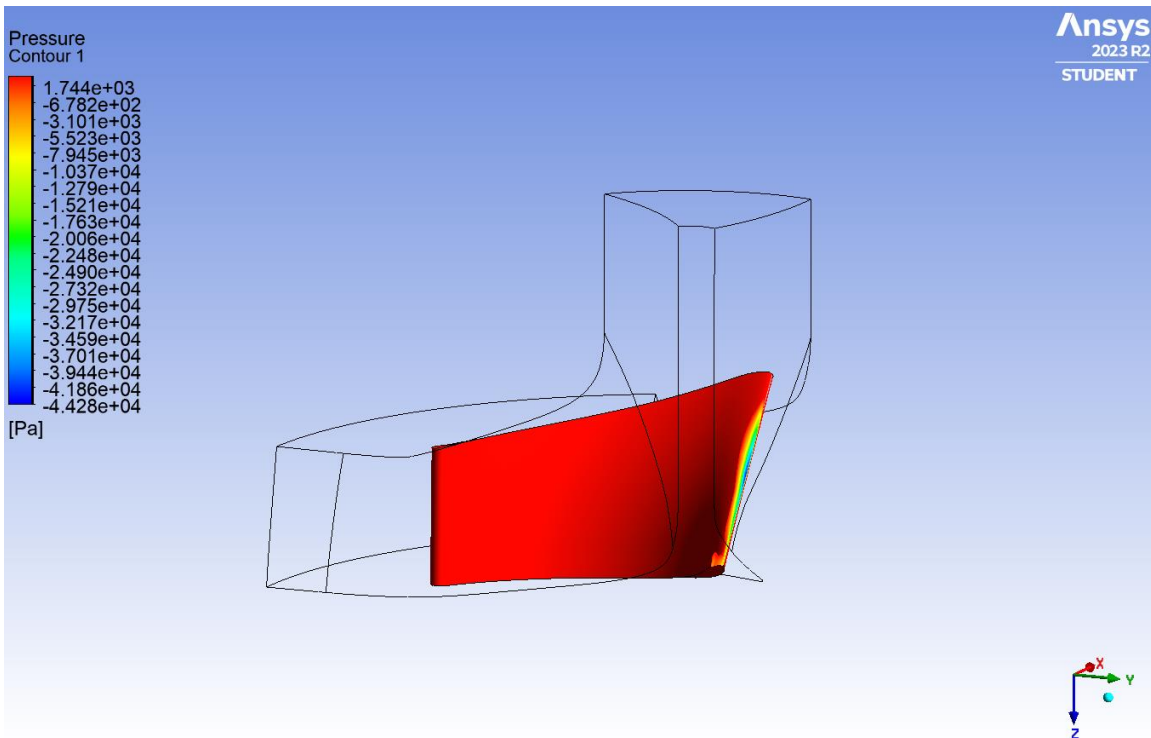
Όπως και στις προηγούμενες συσκευές που μελετήθηκαν, η πίεση αναμένεται να επηρεάσει και την σπηλαιώση της αντλίας με αντιστρόφως ανάλογη σχέση. Όπως φαίνεται και στις παρακάτω εικόνες με την μείωση της πίεσης στην έξοδο αυξάνεται η σπηλαιώση στην αντλία. Στην παρακάτω ανάλυση χρησιμοποιήθηκαν τα αρχικά χαρακτηριστικά της αντλίας αλλά με την παροχή του νερού στα  $\dot{m} = 25 \text{ kg/s}$ .



Εικόνα 127 Αναμενόμενη σπηλαιώση στο πτερύγιο για  $P_{outlet} = 0.8 \text{ atm}$



Εικόνα 128 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για  $P_{outlet} = 1 atm$

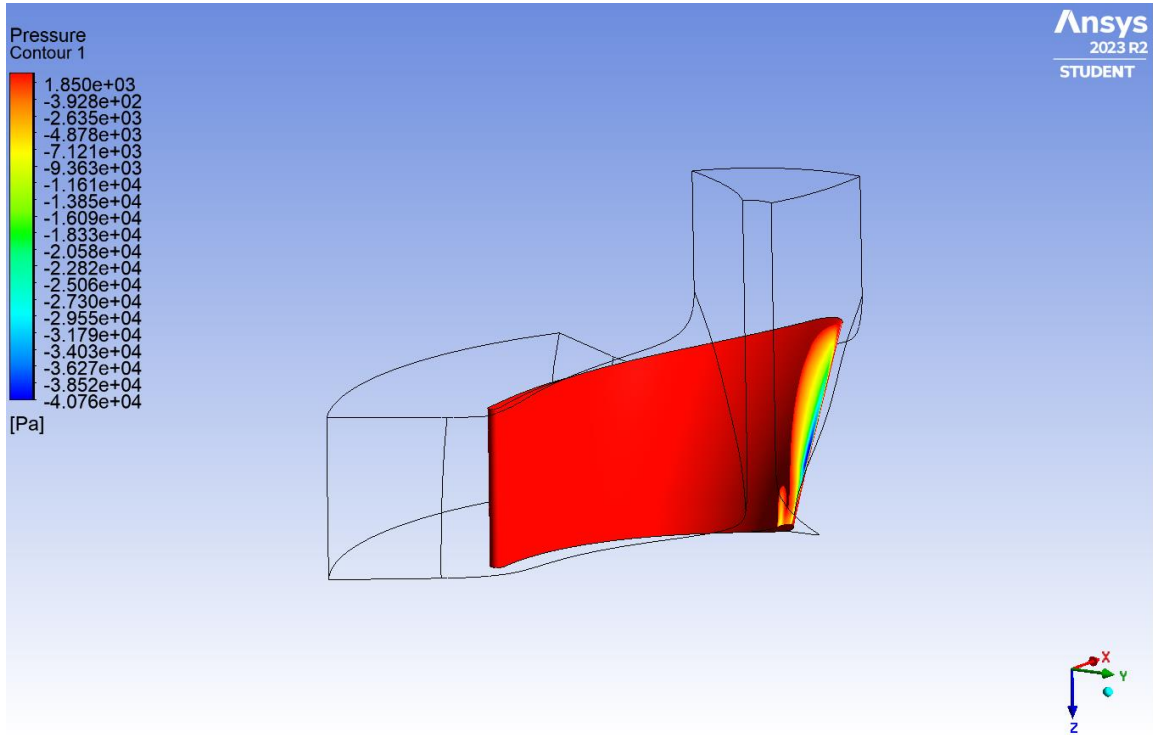


Εικόνα 129 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για  $P_{outlet} = 1.2 atm$

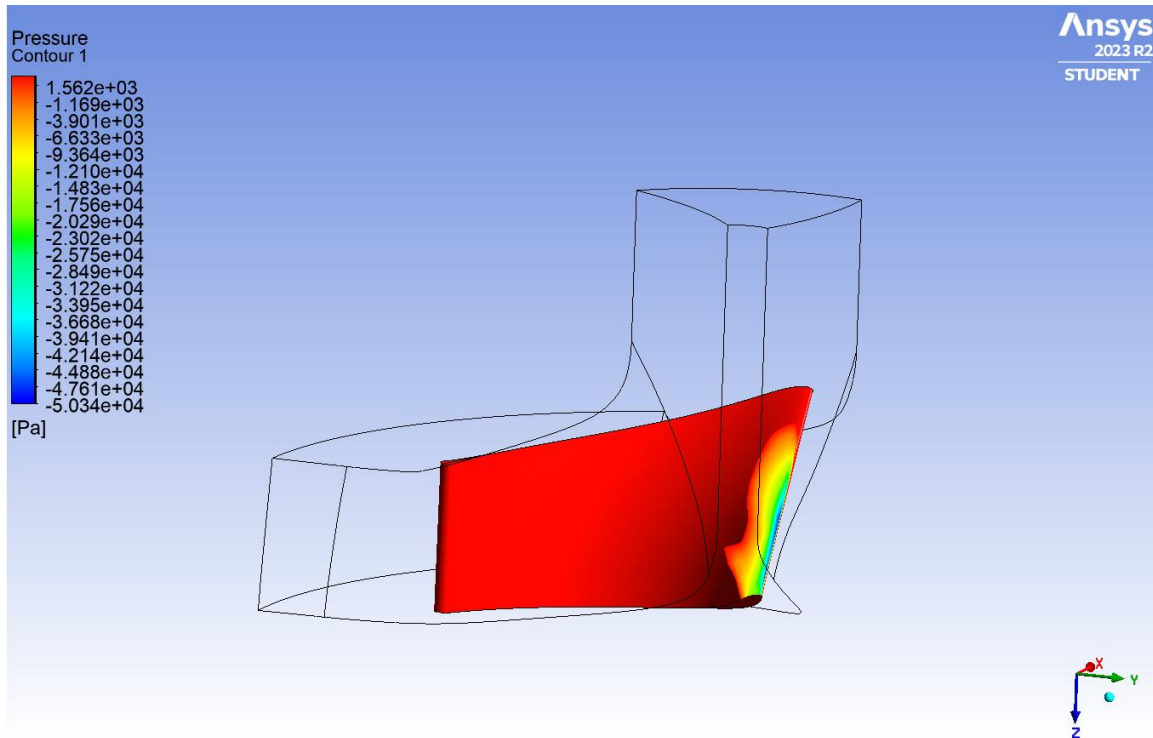


## 7.5.4 Γωνία εξόδου $\beta_2$

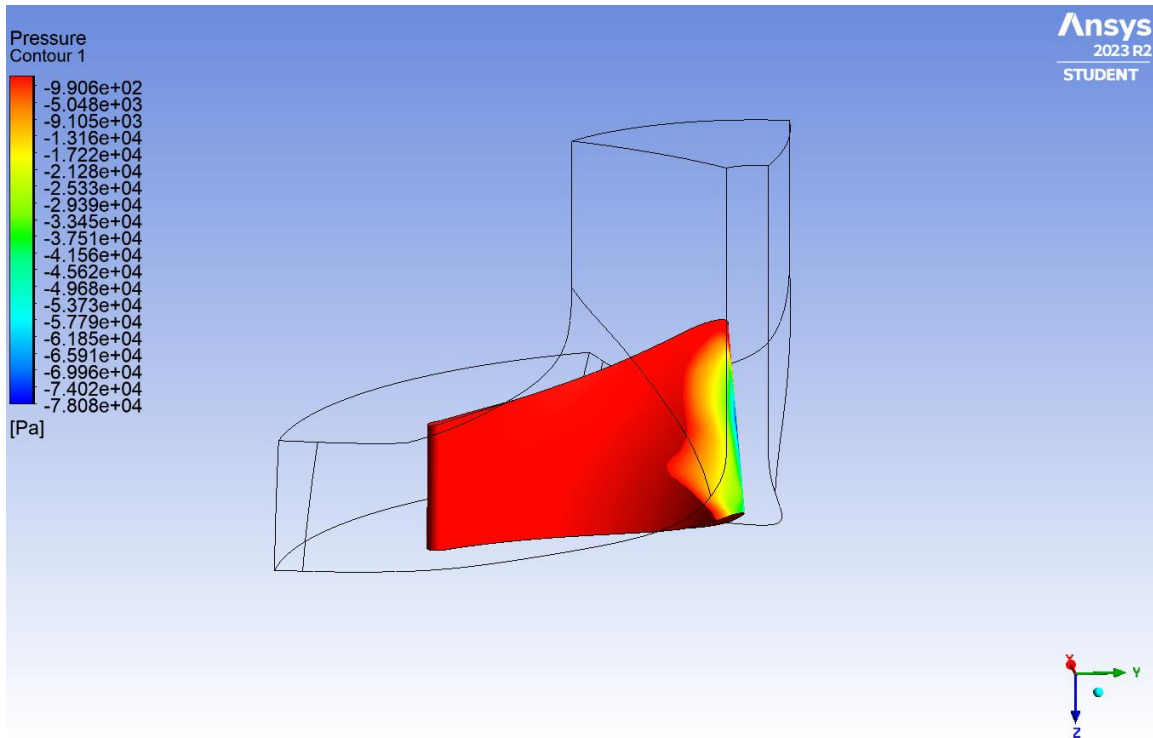
Οι γωνίες εξόδου που επιλέχθηκαν για ανάλυση είναι οι  $\beta_2 = 15^\circ, 22.5^\circ, 30^\circ$



Εικόνα 130 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερύγιο για  $\beta_2 = 15^\circ$



Εικόνα 131 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερύγιο για  $\beta_2 = 22.5^\circ$

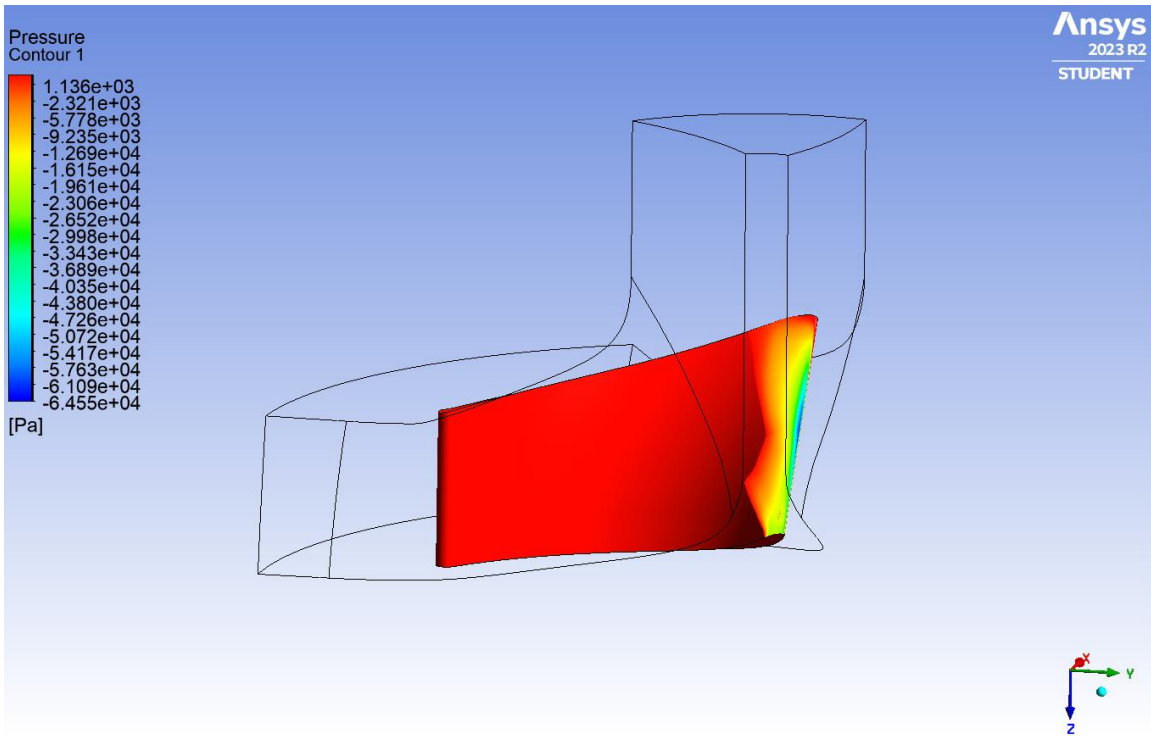


Εικόνα 132 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερύγιο για  $\beta_2 = 30^\circ$

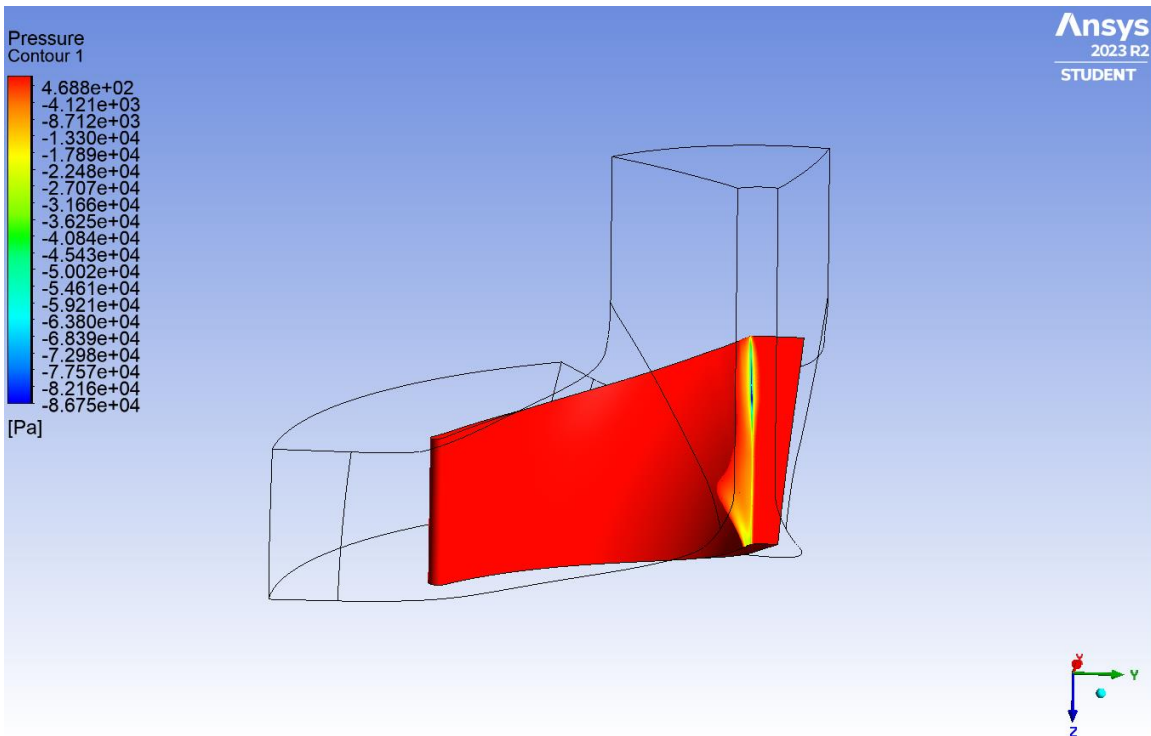
Από τα αποτελέσματα για το πως επηρεάζει η γωνία εξόδου δεν μπορεί να εξαχθεί κάποια αναλογική σχέση αλλά η γωνία  $\beta_2 = 30^\circ$  είναι αυτή που παρουσιάζει μεγαλύτερη επιφάνεια στο πτερύγιο όπου η στατική πίεση του νερού βρίσκεται χαμηλότερα από την τάση ατμών.

### 7.5.5 Σχήμα ακμής προσβολής

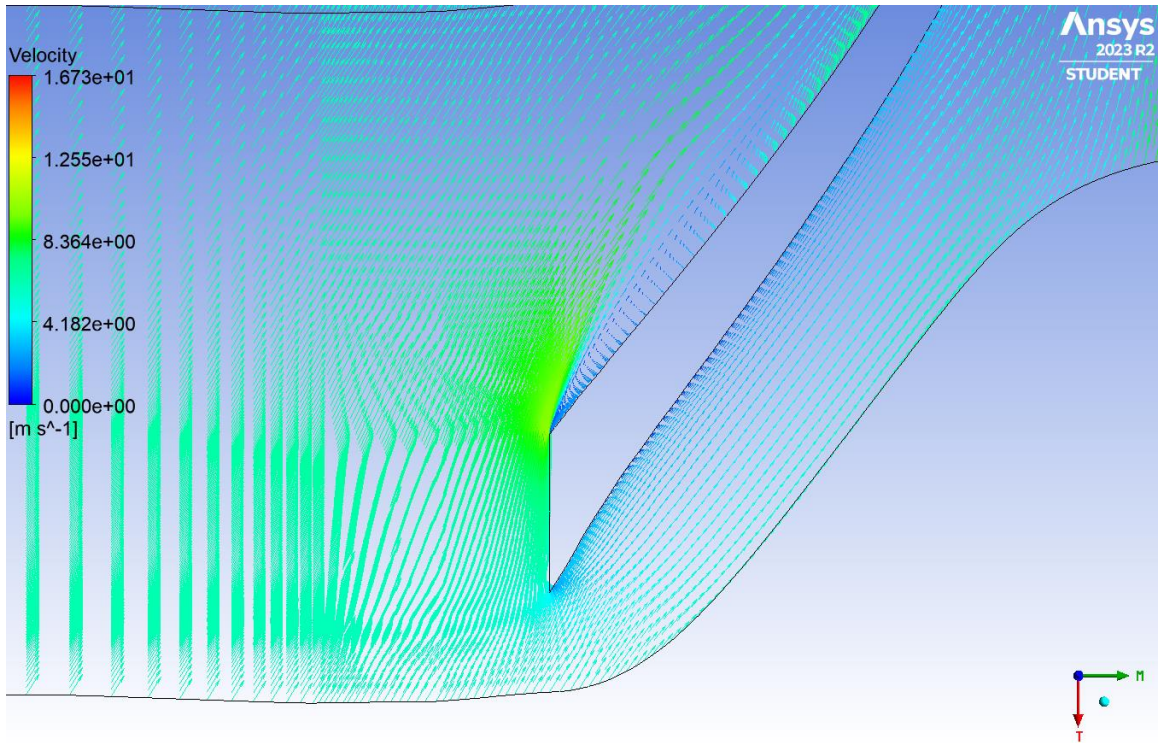
Το σχήμα της ακμής προσβολής των πτερυγίων της αντλίας είναι το πρώτο σημείο ενός πτερυγίου που έρχεται σε επαφή με το νερό όταν αυτό εισέρχεται στην αντλία και εκεί γίνεται ο διαχωρισμός του υγρού. Στις εικόνες παρακάτω φαίνεται η επιρροή του σχήματος της ακμής προσβολής στην αναμενόμενη σπηλαίωση στα πτερύγια. Για την σύγκριση χρησιμοποιήθηκε η ελλειπτική ακμή προσβολής με την οποία σχεδιάστηκε αρχικά η αντλία και μία τετραγωνισμένη ακμή αποκοπής. Η προσομοίωση έγινε με  $\dot{m} = 25 \text{ kg/s}$  και  $n = 1800 \text{ rpm}$ .



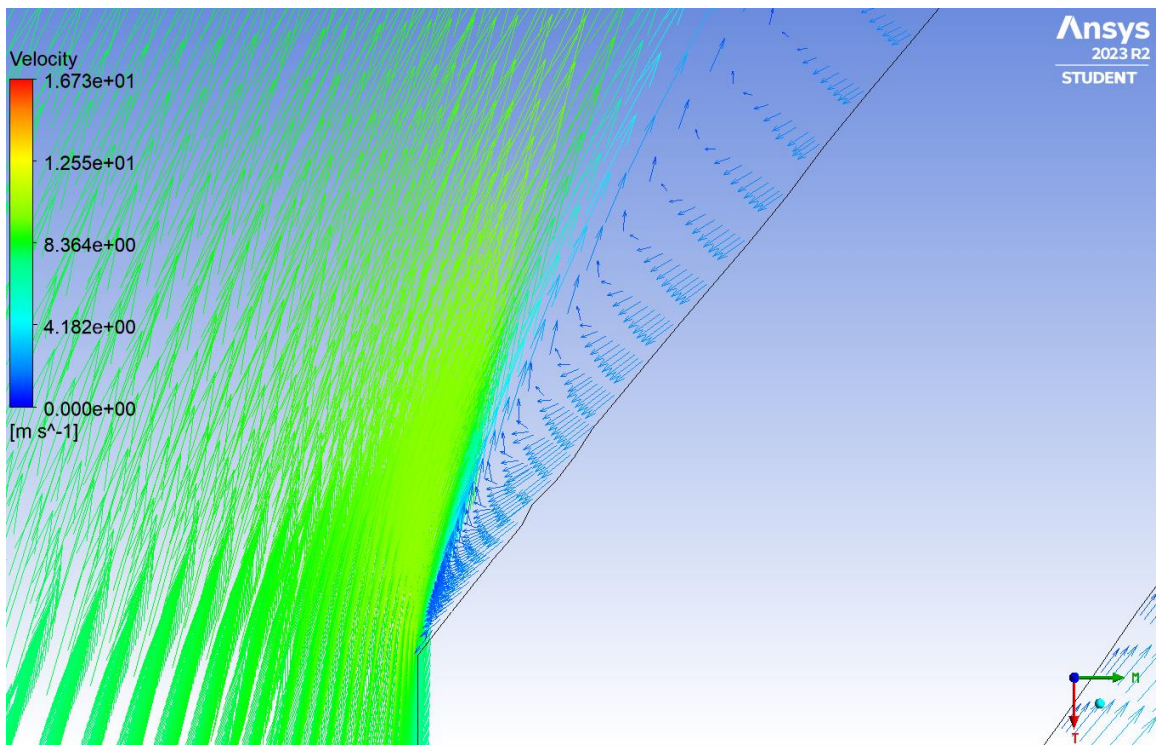
Εικόνα 133 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για την ελλειπτική ακμή προσβολής



Εικόνα 134 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για την ακμή προσβολής με αποκοπή



Εικόνα 135 Blade-to-blade view για την ακμή προσβολής με αποκοπή



Εικόνα 136 Blade-to-blade view για την ακμή προσβολής με αποκοπή

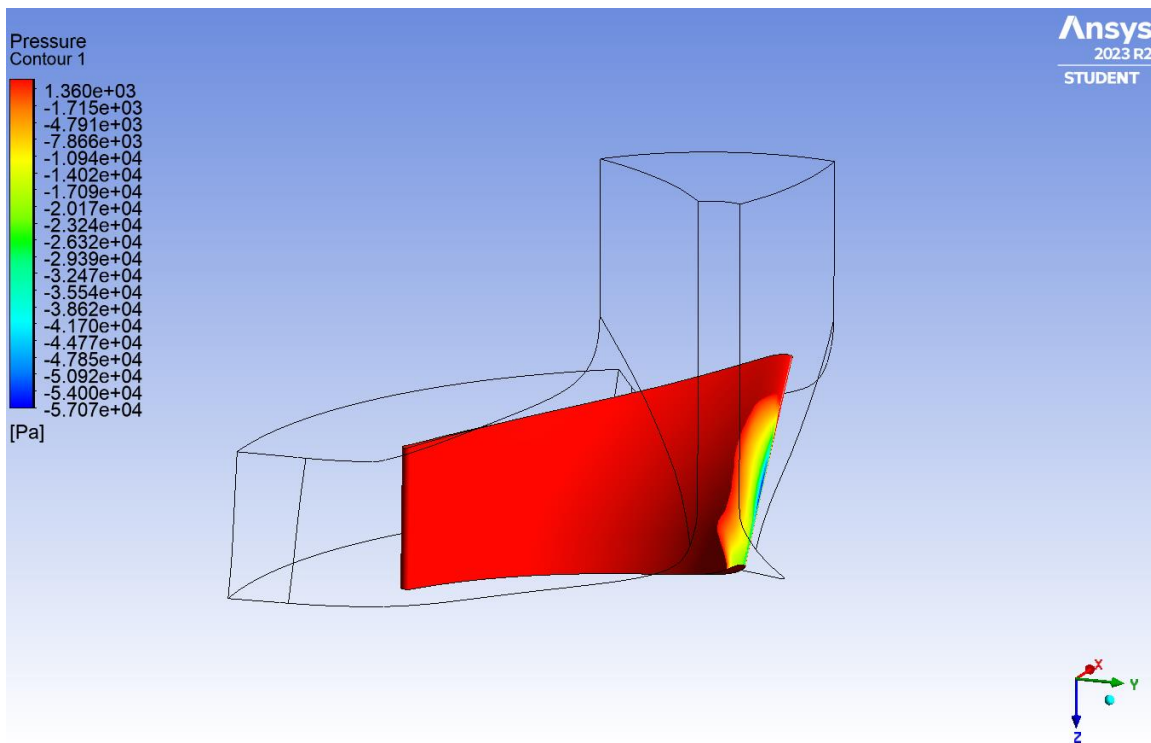
Από την προσομοίωση των ακμών προσβολής φαίνεται ότι η ελλειπτική ακμή μπορεί να παρουσιάσει μεγαλύτερη σπηλαιώση από την ακμή με την αποκοπή. Επίσης, η τελευταία

παρουσιάζει αποκόλληση της ροής μετά το επίπεδο τμήμα της και ανακυκλοφορία κατά μήκος του εσωτερικού του πτερυγίου.

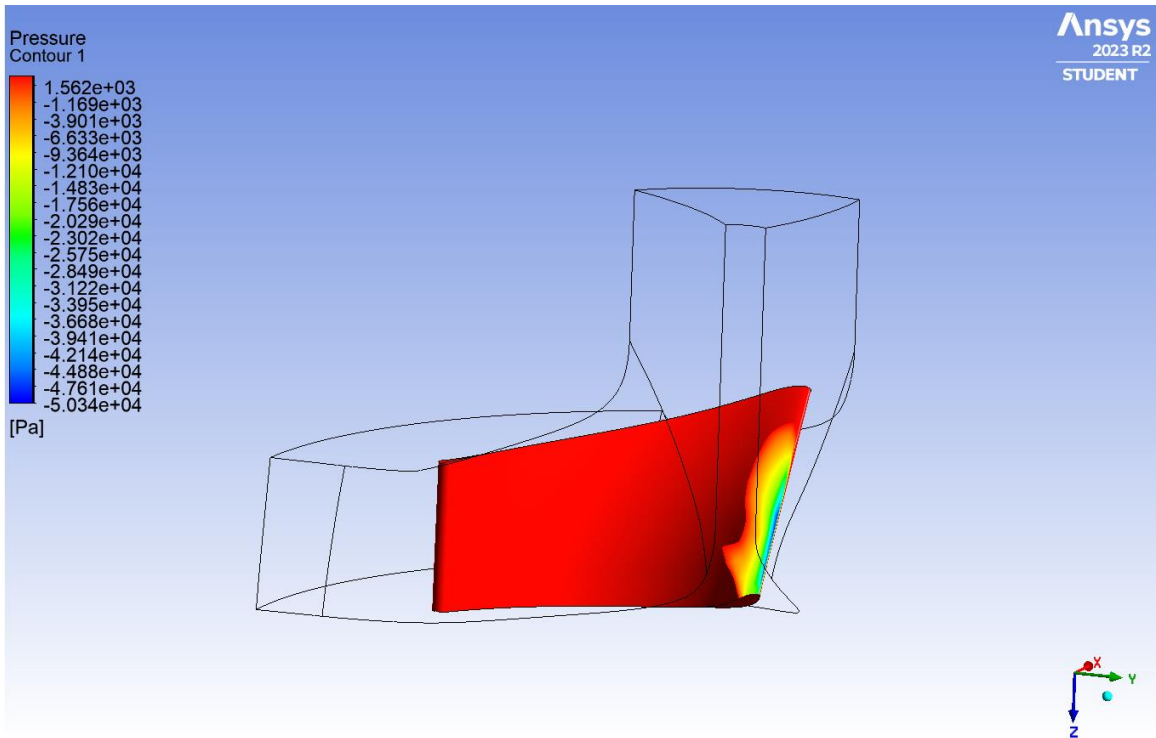
### 7.5.6 Πάχος πτερυγίου ( $e$ )

Το τελευταίο γεωμετρικό χαρακτηριστικό που θα μελετηθεί είναι το πάχος των πτερυγίων. Αποτελεί σημαντικό παράγοντα καθώς το πάχος του πτερυγίου όταν η διάμετρός του παραμένει σταθερή, καθορίζει το μέγεθος της επιφάνειας πάνω στην οποία ρέει το νερό. Όσο μεγαλώνει το πάχος, μειώνεται η στατική πίεση του νερού, άρα και η δυνατότητα σπηλαίωσης. Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν είναι:

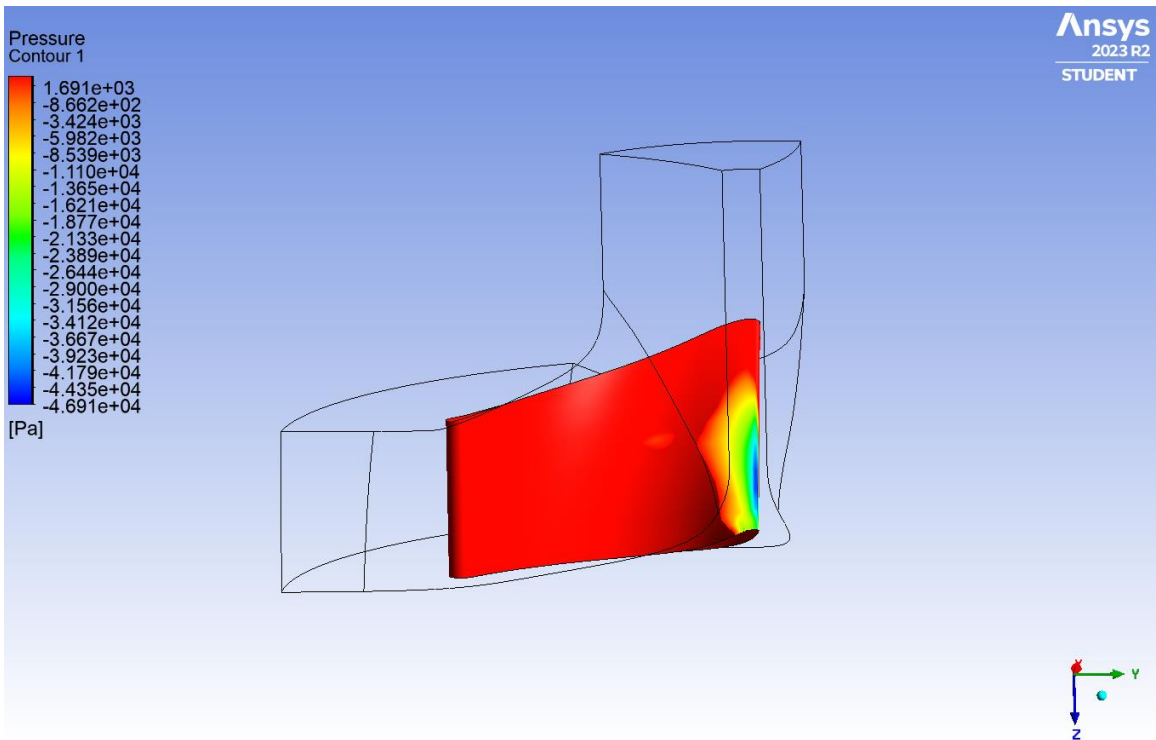
$$e = 2.974 \text{ mm}, e = 4.461 \text{ mm}, e = 6.691 \text{ mm}$$



Εικόνα 137 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερύγιο για  $e = 2.974 \text{ mm}$



Εικόνα 138 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για  $e = 4.461 \text{ mm}$



Εικόνα 139 Αναμενόμενη σπηλαίωση στο πτερόγιο για  $e = 6.691 \text{ mm}$

## Κεφάλαιο 8

### 8.1 Συμπεράσματα

Η διερεύνηση των τεσσάρων συσκευών για την ανάπτυξη της σπηλαίωσης οδηγεί στην εξαγωγή συμπερασμάτων για τον τρόπο που τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά και οι συνοριακές συνθήκες επηρεάζουν το ξεκίνημα, την εξέλιξη, το σχήμα και την συνολική δύναμη και ένταση της σπηλαίωσης.

Για τον σωλήνα venturi τον οποίο διέρρευε νερό θερμοκρασίας  $16.85\text{ }^{\circ}\text{C}$ , οι προσομοιώσεις με αντικείμενο μελέτης την διαφορά πίεσης στην είσοδο και την έξοδο, έδειξαν ότι η αύξηση της διαφοράς αυτής αυξάνει την σπηλαίωση στον σωλήνα. Έπειτα αναλύθηκαν οι γωνίες σύγκλισης  $\alpha$  και απόκλισης  $\beta$  με την γωνία σύγκλισης να μην επηρεάζει σχεδόν καθόλου τον τρόπο και την δύναμη με την οποία αναπτύσσεται η σπηλαίωση, σε αντίθεση με την γωνία απόκλισης που η ελάττωσή της αυξάνει την παρουσία του φαινομένου. Τέλος το μήκος του λαιμού του σωλήνα venturi παίζει σημαντικό ρόλο στην εμφάνιση σπηλαίωσης, καθώς λειτουργεί ως το μέσο μεταφοράς των φυσαλίδων σε μεγαλύτερη απόσταση μετά το τέλος του.

Οι προσομοιώσεις για το ακροφύσιο παρουσιάζουν τα ίδια αποτελέσματα για τον τρόπο επιρροής της πίεσης στις συνοριακές περιοχές της γεωμετρίας. Όσο μικρότερη είναι η πίεση στην έξοδο από αυτήν στην είσοδο τόσο πιο έντονο είναι το φαινόμενο εμφάνισης της σπηλαίωσης. Επιπρόσθετα από την ανάλυση για την διάμετρο της στένωσης του ακροφυσίου φαίνεται ότι η ελάττωση της διαμέτρου της στενής αυτής περιοχής, από την οποία περνάει το νερό, αυξάνει την σπηλαίωση στο ακροφύσιο. Τέλος η γωνία κλίσης του πάνω κεκλιμένου τοιχώματος της γεωμετρίας επιδρά στην εμφάνιση σπηλαίωσης, καθώς η ελάττωση της επιφέρει και ελάττωση του αριθμού των φυσαλίδων. Για όλες τις παραμέτρους που αναλύθηκαν, το σχήμα και ο τρόπος ανάπτυξης παρέμεινε παρόμοιος με τον αναμενόμενο από τα πειραματικά δεδομένα.

Για την μελέτη του τρόπου ανάπτυξης σπηλαίωσης σε ένα υδροπτερύγιο, επιλέχθηκε η γεωμετρία NACA 0015 και αναλύθηκε ως προς την γωνία προσβολής και την διαφορά πίεσης. Όσον αφορά την γωνία προσβολής, η αύξηση της οδηγεί σε μεγαλύτερη αποκόλληση της ροής και επομένως την ανάπτυξη μιας κοιλότητας ατμού που ξεκινάει από το σημείο αποκόλλησης, που βρίσκεται στην ακμή προσβολής, και εκτείνεται κατά μήκος του πτερυγίου. Όσο περισσότερο μεγαλώνει η γωνία αυτή τόσο μεγαλύτερη γίνεται η κοιλότητα του ατμού και κατά μήκος του υδροπτερυγίου και προς την ροή του ρευστού. Ωστόσο η μεγάλη αυτή περιοχή που εμφανίζεται σπηλαίωση μπορεί να επιδράσει αρνητικά όταν βρίσκεται κοντά και κυρίως από πίσω του ένα ακόμα πτερύγιο. Οι αλληλεπιδράσεις των δινών και των πιέσεων μεταξύ των πτερυγίων αποτρέπουν την δυνητικά μεγαλύτερη παραγωγή φυσαλίδων που θα είχαν ξεχωριστά τα δύο υδροπτερύγια. Επίσης όπως ήταν αναμενόμενο και σε αυτήν την συσκευή, η σπηλαίωση αυξάνεται με την διαφορά πίεσης στις συνοριακές περιοχές.

Τέλος, τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν για την φυγοκεντρική αντλία έδειξαν ότι αυξάνοντας την παροχή μάζας του νερού και την περιστροφική ταχύτητα της πτερωτής, ευνοούνται οι συνθήκες για παραγωγή σπηλαίωσης στα πτερύγια της επειδή αυξάνονται οι περιοχές με στατική πίεση χαμηλότερη της ατμοποίησης. Όσον αφορά τα γεωμετρικά

χαρακτηριστικά, η ελλειπτική ακμή προσβολής διαχωρίζει πιο σταθερά το νερό και παράγει περισσότερη σπηλαιώση και η αύξηση του πάχους των πτερυγίων μειώνει την πιθανότητα σπηλαιώσης.

## 8.2 Προτάσεις για περαιτέρω έρευνα

Η αρχική μελέτη της εμφάνισης υδροδυναμικής σπηλαιώσης σε κατάλληλες συσκευές, που πραγματοποιήθηκε μέσω αυτής της εργασίας, αποτελεί μία βάση πάνω στην οποία θα μπορούσαν να πραγματοποιηθούν βελτιώσεις και προσθήκες.

Για αρχή, ένας από τους πιο σημαντικούς και κρίσιμους παράγοντες στην υπολογιστική ρευστοδυναμική είναι το πλέγμα. Όπως αναφέρθηκε, η παρούσα εργασία έγινε με την έκδοση Student του Ansys που περιορίζει τον αριθμό των κελιών στα 512000. Προφανώς ένα πιο πυκνό πλέγμα με περισσότερα κελιά θα εξήγαγε και πιο ακριβή αποτελέσματα.

Ένας μεγαλύτερος αριθμός χρήσης παραμέτρων για ανάλυση, όπως περισσότερες τιμές για την πίεση στην είσοδο και την έξοδο των γεωμετριών και για την περιστροφική ταχύτητα και την παροχή μάζας (όσον αφορά την αντλία), θα εξήγαγαν περισσότερα αποτελέσματα και θα παρείχαν μεγαλύτερη κατανόηση για τον τρόπο ανάπτυξης της σπηλαιώσης στις συσκευές.

Επιπρόσθετα, θα μπορούσαν να γίνουν επιπλέον αλλαγές στην γεωμετρία των συσκευών. Συγκεκριμένα, σε ένα ακροφύσιο μπορούν να τοποθετηθούν κάθετες πλάκες για την διαμόρφωση της ροής. Έτσι θα μπορούσε να μελετηθεί η σπηλαιώση σε ένα ακροφύσιο με παραπάνω από μία στενώσεις είτε η μία πάνω από την άλλη, είτε σε διαφορετικά μήκη στον σωλήνα με διάφορους συνδυασμούς.

Οι ιδιότητες του υγρού που χρησιμοποιήθηκε, όπως το ιξώδες, η πυκνότητα και η πίεση ατμού παίζουν σημαντικό ρόλο στην σπηλαιώση μιας συσκευής. Τα χαρακτηριστικά αυτά εξαρτώνται κυρίως από την θερμοκρασία, οπότε θα μπορούσε να γίνει μία περαιτέρω μελέτη σε διάφορες θερμοκρασίες του νερού για την έμμεση ανάλυση των αλλαγμένων ιδιοτήτων. Ακόμα πιο χρήσιμη θα μπορούσε να είναι η προσομοίωση ροών εντελώς διαφορετικών υγρών, στις ίδιες γεωμετρίες, όπως το diesel που ούτως ή άλλως αποτελεί ένα υγρό που διαρρέει συχνά διαφόρων ειδών ακροφύσια, για παράδειγμα σε κινητήρες εσωτερικής καύσης.

Όσον αφορά την αντλία θα μπορούσε να μελετηθεί απευθείας η παρουσία φυσαλίδων σπηλαιώσης αντί να παρουσιαστούν οι περιοχές των πτερυγίων με πίεση χαμηλότερη από την πίεση ατμοποίησης στις οποίες αναμένεται σπηλαιώση.

Τέλος, ενδιαφέρουσα θα ήταν μία ανάλυση με τον συνδυασμό δύο ή περισσότερων συσκευών για την κοινή παραγωγή φυσαλίδων σπηλαιώσης.



## VI. Βιβλιογραφία

- Agostino L., Salvetti M.V., 2007. Fluid Dynamics of cavitation and cavitating turbopumps. SpringerWienNewYork. ISBN: 978-3-211-76668-2. University of Pisa, Italy.
- Agrež, V., Mur, J., Petelin, J., Petkovšek, R., 2023. Near threshold nucleation and growth of cavitation bubbles generated with a picosecond laser. Ultrasonics Sonochemistry 92, 106243. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2022.106243>
- Alawadhi, K., Alzuwayer, B., Mohammad, T.A., Buhemdi, M.H., 2021. Design and Optimization of a Centrifugal Pump for Slurry Transport Using the Response Surface Method. Machines 9, 60. <https://doi.org/10.3390/machines9030060>
- Albanese, L., Ciriminna, R., Meneguzzo, F., Pagliaro, M., 2017. Beer-brewing powered by controlled hydrodynamic cavitation: Theory and real-scale experiments. Journal of Cleaner Production 142, 1457–1470. <https://doi.org/10.1016/j.jclepro.2016.11.162>
- Alhelfi, A., 2014. The cavitation phenomenon: a literature survey, in: Sunden, B. (Ed.), . Presented at the HEAT TRANSFER 2014, A Coruña, Spain, pp. 351–362. <https://doi.org/10.2495/HT140311>
- Ashihara K., Goto A., 2002. Effects of Blade Loading on Pump Incuder Performance and Flow Fields, ASME 2002 Fluids Engineering Division, FEDSM2002-31201
- Batchelor, G., 2000. An Introduction to Fluid Dynamics. Cambridge University Press. ISBN: 9780511800955
- Bellegoni, M., Cotteleer, L., Raghunathan Srikumar, S.K., Mosca, G., Gambale, A., Tognotti, L., Galletti, C., Parente, A., 2023. An extended SST  $k - \omega$  framework for the RANS simulation of the neutral Atmospheric Boundary Layer. Environmental Modelling & Software 160, 105583. <https://doi.org/10.1016/j.envsoft.2022.105583>
- Benjamin, T. B., Ellis, A. T., 1966. “The Collapse of Cavitation Bubbles and the Pressures Thereby Produced against Solid Boundaries.” Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, vol. 260, no. 1110, 1966, pp. 221–40. JSTOR, <http://www.jstor.org/stable/73553>.
- Benmoshe, N., Pinsky, M., Pokrovsky, A., Khain, A., 2012. Turbulent effects on the microphysics and initiation of warm rain in deep convective clouds: 2-D simulations by a spectral mixed-phase microphysics cloud model: TURBULENT EFFECTS ON CONVECTIVE CLOUDS. J. Geophys. Res. 117, n/a-n/a. <https://doi.org/10.1029/2011JD016603>
- Berselli, L.C., 2006. Mathematics of large eddy simulation of turbulent flows, Scientific computation. Springer, Berlin ; New York.
- Brennen, C.E., 2015. Cavitation in medicine. Interface Focus. 5, 20150022. <https://doi.org/10.1098/rsfs.2015.0022>
- Brennen, C.E., 2014. Cavitation and Bubble Dynamics. Cambridge University Press, ISBN:978-1-107-64476-2
- Crum, L.A., 1994. Sonoluminescence. Physics Today 47, 22–29. <https://doi.org/10.1063/1.881402>
- Denner, F., 2021. The Gilmore-NASG model to predict single-bubble cavitation in compressible liquids. Ultrasonics Sonochemistry 70, 105307. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2020.105307>
- Dick, E., 2015. Fundamentals of Turbomachines. Fluid Mechanics and Its Applications vol. 109, Springer ISBN 978-94-017-9626-2

- Dular, M., Griessler-Bulc, T., Gutierrez-Aguirre, I., Heath, E., Kosjek, T., Krivograd Klemenčič, A., Oder, M., Petkovšek, M., Rački, N., Ravnikar, M., Šarc, A., Širok, B., Zupanc, M., Žitnik, M., Kompare, B., 2016. Use of hydrodynamic cavitation in (waste)water treatment. *Ultrasonics Sonochemistry* 29, 577–588.  
<https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2015.10.010>
- Euler, L., 1754. A more complete theory of machines that are set in motion by reaction against water.
- Franc, J.P., Michel, J.M., 2004. *Fundamentals of Cavitation*. Springer Dordrecht. ISBN: 978-1-4020-2233-3. <https://doi.org/10.1007/1-4020-2233-6>
- Frenzel H, Schultes H. 1934. Luminescence in water carrying supersonic waves. *Z. Phys. Chem.* 27:B421–24
- Frikha, S., Coutier-Delgosha, O., Astolfi, J.A., 2008. Influence of the Cavitation Model on the Simulation of Cloud Cavitation on 2D Foil Section. *International Journal of Rotating Machinery* 2008, 1–12. <https://doi.org/10.1155/2008/146234>
- Gągol, M., Przyjazny, A., Boczkaj, G., 2018. Wastewater treatment by means of advanced oxidation processes based on cavitation – A review. *Chemical Engineering Journal* 338, 599–627. <https://doi.org/10.1016/j.cej.2018.01.049>
- Gostiša, J., Širok, B., Repinc, S.K., Levstek, M., Stražar, M., Bizjan, B., Zupanc, M., 2021. Performance evaluation of a novel pilot-scale pinned disc rotating generator of hydrodynamic cavitation. *Ultrasonics Sonochemistry* 72, 105431.  
<https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2020.105431>
- Hajimirza, S., Gonnermann, H.M., Gardner, J.E., Giachetti, T., 2019. Predicting Homogeneous Bubble Nucleation in Rhyolite. *J. Geophys. Res. Solid Earth* 124, 2395–2416. <https://doi.org/10.1029/2018JB015891>
- Jani, D.B. & Yash, Mistry & Suthar, Mit & Ajay, Suthar & Jeel, Shah & Pritesh, Patel. (2019). An overview on cavitation in centrifugal pump. 6. 15-19.
- Jansson M., 2018. Implementing a Zwart-Gerber-Belamri cavitation model. In *Proceedings of CFD with OpenSource Software*, Edited by Nisslon. H.,  
[http://dx.doi.org/10.17196/OS\\_CFD#YEAR\\_2018](http://dx.doi.org/10.17196/OS_CFD#YEAR_2018)
- Katopodes, N.D., 2019. Volume of Fluid Method, in: *Free-Surface Flow*. Elsevier, pp. 766–802. <https://doi.org/10.1016/B978-0-12-815485-4.00018-8>
- Knapp, R., 1954. Present Status of Cavitation Research. *Mechanical Engineering*, 76 (9). pp. 731-734. <https://doi.org/10.1111/j.1559-3584.1955.tb03072.x>
- Kravtsova, A.Yu., Markovich, D.M., Pervunin, K.S., Timoshevskiy, M.V., Hanjalić, K., 2014. High-speed visualization and PIV measurements of cavitating flows around a semi-circular leading-edge flat plate and NACA0015 hydrofoil. *International Journal of Multiphase Flow* 60, 119–134. <https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2013.12.004>
- Krishnaswamy, P., 2000. Flow modelling for partially cavitating hydrofoils. Department of Naval Architecture and Offshore Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby.
- Kumar, P., Singh, S., Reddy, S.R., 2022. Assessment of unsteady cavitating flow around modified NACA4412 hydrofoil. *Ocean Engineering* 266, 113039.  
<https://doi.org/10.1016/j.oceaneng.2022.113039>
- Lamb, H., 1923. XXIII. *The early stages of a submarine explosion*. The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 45, 257–265.  
<https://doi.org/10.1080/14786442308634111>

- Lamarsh, J.R., 1983. Introduction to Nuclear Reactor Theory, 2nd ed., Addison-Wesley, Reading, MA
- Lambert, P. (Ed.), 2013. Surface Tension in Microsystems: Engineering Below the Capillary Length, Microtechnology and MEMS. Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-37552-1>
- Li, S., Brennen, C.E., Matsumoto, Y., 2015. Introduction for amazing (cavitation) bubbles. Interface Focus. 5, 20150059. <https://doi.org/10.1098/rsfs.2015.0059>
- Li ., Gao P., Zhu Z., Li Y., 2017. Effect of the blade loading distribution on hydrodynamic performance of a centrifugal pump with cylindrical blades, Journal of Mechanical Science and Technology 32, DOI 10.1007/s12206-018-0219-4
- Liu, H., Liu, D., Wang, Y., Wu, X., Wang, J., 2013. Application of modified k-Å model to predicting cavitating flow in centrifugal pump 6.
- Liu, M., Li, W., Li, H., Xu, X., Tian, F., Agarwal, R.K., Ji, L., 2023. Numerical simulation of cryogenic cavitating flow by an extended transport-based cavitation model with thermal effects. Cryogenics 133, 103697. <https://doi.org/10.1016/j.cryogenics.2023.103697>
- Lu, X., Wang, L., Chen, C., Chen, J., Zhou, J., Deng, J., 2023. Study on the influence mechanism of material damage on the cavitation erosion properties of hydraulic concrete. Construction and Building Materials 400, 132849. <https://doi.org/10.1016/j.conbuildmat.2023.132849>
- Maia, A.A.G., Cavalca, D.F., Tomita, J.T., Costa, F.P., Bringhamti, C., 2022a. Evaluation of an effective and robust implicit time-integration numerical scheme for Navier-Stokes equations in a CFD solver for compressible flows. Applied Mathematics and Computation 413, 126612. <https://doi.org/10.1016/j.amc.2021.126612>
- Maia, A.A.G., Cavalca, D.F., Tomita, J.T., Costa, F.P., Bringhamti, C., 2022b. Evaluation of an effective and robust implicit time-integration numerical scheme for Navier-Stokes equations in a CFD solver for compressible flows. Applied Mathematics and Computation 413, 126612. <https://doi.org/10.1016/j.amc.2021.126612>
- Marek, R., Straub, J., 2001. Analysis of the evaporation coefficient and the condensation coefficient of water. Int. J. Heat Mass Transfer.
- Menter, F.R., 1994. Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications. AIAA Journal 32, 1598–1605. <https://doi.org/10.2514/3.12149>
- Miller, R.W., 1989. Flow measurement engineering Handbook. Michigan University. 3d ed. McGraw-Hill
- Pathania, S., Ho, Q.T., Hogan, S.A., McCarthy, N., Tobin, J.T., 2018. Applications of hydrodynamic cavitation for instant rehydration of high protein milk powders. Journal of Food Engineering 225, 18–25. <https://doi.org/10.1016/j.jfoodeng.2018.01.005>
- Plesset M.S., Prosperetti A. 1977. Bubble Dynamics and Cavitation, Annual Review of Fluid Mechanics 1977 9:1, 145-185
- Ranade, V.V., Bhandari, V.M., Nagarajan, S., 2022. Hydrodynamic Cavitation: Devices, Design and Applications, 1st ed. Wiley. <https://doi.org/10.1002/9783527346448>
- Randall, L.N., 1952. Rocket Applications of the Cavitating Venturi. Journal of the American Rocket Society 22, 28–38. <https://doi.org/10.2514/8.4412>
- Randhavane Shrikant, B., Khambete, A.K., 2017. Hydrodynamic Cavitation: A Novel Treatment Approach. Materials Today: Proceedings 4, 9680–9684. <https://doi.org/10.1016/j.matpr.2017.06.246>

- Reynolds, W.C., 1976. Computation of Turbulent Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* Vol. 8:183-208, <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.08.010176.001151>
- Reynolds, O., 1895. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion. *Phi/os. Trans.* 186: 123-64
- Rom, M., 2023. Physics-informed neural networks for the Reynolds equation with cavitation modeling. *Tribology International* 179, 108141. <https://doi.org/10.1016/j.triboint.2022.108141>
- Salim, S.M., Cheah, S.C., 2009. *Wall y+ Strategy for Dealing with Wall-bounded Turbulent Flows*. Hong Kong.
- Šarc, A., Stepišnik-Perdih, T., Petkovšek, M., Dular, M., 2017. The issue of cavitation number value in studies of water treatment by hydrodynamic cavitation. *Ultrasonics Sonochemistry* 34, 51–59. <https://doi.org/10.1016/j.ultsonch.2016.05.020>
- Schnerr, G.H., Sauer, J., 2001. *Physical and Numerical Modeling of Unsteady Cavitation Dynamics*.
- Shukla, I., Tupkari, S.S., Raman, A.K., Mullick, A.N., 2012. Wall Y+ approach for dealing with turbulent flow through a constant area duct. Presented at the THE 4TH INTERNATIONAL MEETING OF ADVANCES IN THERMOFLUIDS (IMAT 2011), Melaka, Malaysia, pp. 144–153. <https://doi.org/10.1063/1.4704213>
- Shyy, W., Thakur, S.S., Ouyang, H., Liu, J., Blosch, E., 1997. *Computational Techniques for Complex Transport Phenomena*, 1st ed. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511665462>
- Simpson, A., Ranade, V.V., 2019. *110th Anniversary: Comparison of Cavitation Devices Based on Linear and Swirling Flows: Hydrodynamic Characteristics*. *Ind. Eng. Chem. Res.* 58, 14488–14509. <https://doi.org/10.1021/acs.iecr.9b02757>
- Sipilä, T.P., 2017. Fundamentals of Cavitation, in: Carlton, J., Jukes, P., Choo, Y.S. (Eds.), *Encyclopedia of Maritime and Offshore Engineering*. John Wiley & Sons, Ltd, Chichester, UK, pp. 1–11. <https://doi.org/10.1002/9781118476406.emoe101>
- Soyama, H., 2019. Comparison between the improvements made to the fatigue strength of stainless steel by cavitation peening, water jet peening, shot peening and laser peening. *Journal of Materials Processing Technology* 269, 65–78. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2019.01.030>
- Soyama, H., Hoshino, J., 2016. Enhancing the aggressive intensity of hydrodynamic cavitation through a Venturi tube by increasing the pressure in the region where the bubbles collapse. *AIP Advances* 6, 045113. <https://doi.org/10.1063/1.4947572>
- Suryawanshi, N.B., Bhandari, V.M., Sorokhaibam, L.G., Ranade, V.V., 2016. A Non-catalytic Deep Desulphurization Process using Hydrodynamic Cavitation. *Sci Rep* 6, 33021. <https://doi.org/10.1038/srep33021>
- Suslick, K.S., Flannigan, D.J., 2008. Inside a Collapsing Bubble: Sonoluminescence and the Conditions During Cavitation. *Annu. Rev. Phys. Chem.* 59, 659–683. <https://doi.org/10.1146/annurev.physchem.59.032607.093739>
- Tao Y., Cai, J., Huai, X., Liu, B., Guo, Z., 2016. Application of Hydrodynamic Cavitation to Wastewater Treatment. *Chem. Eng. Technol.* 39, 1363–1376. <https://doi.org/10.1002/ceat.201500362>
- Tao R., Xiao R., Wang Z., 2018. Influence of Blade Leading-Edge Shape on Cavitation in a Centrifugal Pump Impeller. *Energies* 2018, 11(10), 2588 <https://doi.org/10.3390/en11102588>

- Terán Hilares, R., Ienny, J.V., Marcelino, P.F., Ahmed, M.A., Antunes, F.A.F., Da Silva, S.S., Santos, J.C.D., 2017. Ethanol production in a simultaneous saccharification and fermentation process with interconnected reactors employing hydrodynamic cavitation-pretreated sugarcane bagasse as raw material. *Bioresource Technology* 243, 652–659. <https://doi.org/10.1016/j.biortech.2017.06.159>
- Terán Hilares, R., Ramos, L., Da Silva, S.S., Dragone, G., Mussatto, S.I., Santos, J.C.D., 2018. Hydrodynamic cavitation as a strategy to enhance the efficiency of lignocellulosic biomass pretreatment. *Critical Reviews in Biotechnology* 38, 483–493. <https://doi.org/10.1080/07388551.2017.1369932>
- Tey, W.Y., Asako, Y., Che Sidik, N.A. 2017. Governing Equations in Computational Fluid Dynamics: Derivations and A Recent Review
- Thamsen, P.U., Bubelach, T., Pensler, T., Springer, P., 2008. Cavitation in Single-Vane Sewage Pumps. *International Journal of Rotating Machinery* 2008, 1–6. <https://doi.org/10.1155/2008/354020>
- Tsuda, S., Takagi, S., Matsumoto, Y., 2008. A study on the growth of cavitation bubble nuclei using large-scale molecular dynamics simulations. *Fluid Dyn. Res.* 40, 606–615. <https://doi.org/10.1016/j.fluidyn.2008.02.002>
- Venturi, J.B. (1797). *Recherches Experimentales sur le Principe de la Communication Laterale du Mouvement dans les Fluides appliqué a l'Explication de Differens Phenomènes Hydrauliques*. Paris, France: Houel et Ducros and Théophile Barrois.
- Waid, R.L., n.d. Department of the Navy Bureau of Ordnance Contract NOrd-16200 Task.
- Wang, J., Wang, L., Xu, S., Ji, B., Long, X., 2019. Experimental investigation on the cavitation performance in a venturi reactor with special emphasis on the choking flow. *Experimental Thermal and Fluid Science* 106, 215–225. <https://doi.org/10.1016/j.expthermflusci.2019.05.003>
- Weitendorf E.-A., 2001. *On the History of Propeller Cavitation and Cavitation Tunnels*. Hamburg, Germany.
- Xu, R., Zhao, R., Cui, Y., Lu, J., Ni, X., 2009. The collapse and rebound of gas–vapor cavity on metal surface. *Optik* 120, 115–120. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2007.06.017>
- Yuan, W., Schnerr, G.H., 2003. Numerical Simulation of Two-Phase Flow in Injection Nozzles: Interaction of Cavitation and External Jet Formation. *Journal of Fluids Engineering* 125, 963–969. <https://doi.org/10.1115/1.1625687>
- Zhang S., Zhang R., Zhang S., Yang J., 2016. Effect of Impeller Inlet Geometry on Cavitation Performance of Centrifugal Pumps Based on Radial Basis Function, *International Journal of Rotating Machinery*, Article ID 6048263 <http://dx.doi.org/10.1155/2016/6048263>
- Zhu, S., Cocks, F.H., Preminger, G.M., Zhong, P., 2002. The role of stress waves and cavitation in stone comminution in shock wave lithotripsy. *Ultrasound in Medicine & Biology* 28, 661–671. [https://doi.org/10.1016/S0301-5629\(02\)00506-9](https://doi.org/10.1016/S0301-5629(02)00506-9)
- Zwart, P.J., Gerber, A.G., Belamri, T., 2004. A Two-Phase Flow Model for Predicting Cavitation Dynamics.

