



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΔΥΤΙΚΗΣ ΜΑΚΕΔΟΝΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

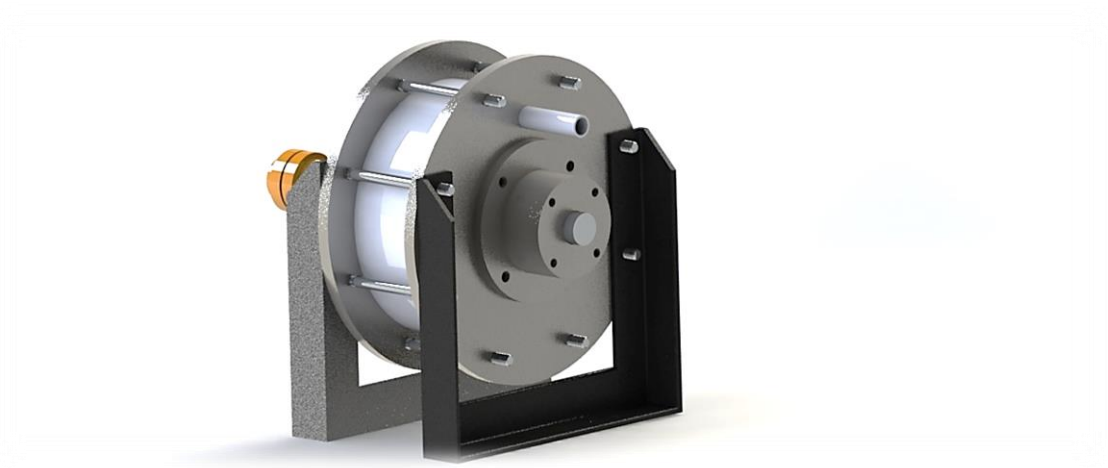
ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**Πειραματική και υπολογιστική διερεύνηση διεργασίας
παραγωγής θερμότητας μέσω σπηλαίωσης**

Σαρκίρης Παναγιώτης

ΑΕΜ:1328

Επιβλέπων καθηγητής: Αντώνιος Τουρλιδάκης



ΚΟΖΑΝΗ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2016

I. Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε στην Κοζάνη το 2016, για το τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών του Πανεπιστημίου Δυτικής Μακεδονίας από τον Σαρκίρη Παναγιώτη.

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον φίλο και υποψήφιο διδάκτορα Κυριάκο Βαφειάδη, για την πολύτιμη καθοδήγηση και βοήθειά του, τόσο στην υπολογιστική μοντελοποίηση όσο και στη διεξαγωγή του πειράματος, κατά την περάτωση της διπλωματικής μου εργασίας. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους φίλους μου για την συμπαράσταση που μου παρείχαν το διάστημα αυτό, και ιδιαίτερα τον Αχιλλέα Κρίκα, για την βοήθειά του με το πείραμα, και τον Αλέξανδρο Μαγκουρή για την βοήθεια του στις μεταφορές. Ακόμα ευχαριστώ πολύ την οικογένεια μου και την Αριάδνη Χατζηβασιλείου για την συμπαράσταση που μου προσέφεραν.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον καθηγητή κ. Αντώνιο Τουρλιδάκη για την καθοδήγησή του και την ευκαιρία που μου έδωσε να ασχοληθώ με ένα τόσο ενδιαφέρον θέμα.

Τέλος, ευχαριστώ όλους τους καθηγητές του Τμήματος Μηχανολόγων Μηχανικών για τις συμβουλές που μου παρείχαν και την βοήθεια τους στην εκπόνηση αυτής της εργασίας.

Σαρκίρης Παναγιώτης

II. Περίληψη

Στη παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε η υπολογιστική και πειραματική διερεύνηση του φαινομένου παραγωγής θερμότητας μέσω ανάπτυξης φυσαλίδων σπηλαίωσης.

Η σπηλαίωση μπορεί να ξεκινήσει είτε με εφαρμογή τάσης στο υγρό, είτε με πρόσδοση ενέργειας σε αυτό. Οι δημιουργούμενες φυσαλίδες, εκτός από τις καταστροφικές συνέπειες που μπορούν να προκαλέσουν σε υδραυλικά συστήματα και σε περιστρεφόμενα μέρη, μπορούν να αξιοποιηθούν για την αύξηση της θερμοκρασίας του ρευστού στο οποίο βρίσκονται. Οι δημιουργούμενες φυσαλίδες μεταβαίνουν από τη φάση της γέννησης τους στη φάση της κατάρρευσής τους όταν βρεθούν σε πεδίο υψηλής πίεσης. Κατά τη κατάρρευση μιας φυσαλίδας σπηλαίωσης, δημιουργείται μια αλληλουχία φαινομένων στον πυρήνα της που έχει ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη υψηλών θερμοκρασιών και πιέσεων καθώς και την εκπομπή φωτός. Στο πέρασμα του χρόνου, έχουν δημιουργηθεί πολλές θεωρίες για την προέλευση των φαινομένων που συνοδεύουν την παραγωγή υψηλών θερμοκρασιών κατά την κατάρρευση μιας φυσαλίδας.

Στην παρούσα εργασία, χρησιμοποιήθηκε κατάλληλη διάταξη που αποτελείται από ένα δρομέα με οπές στην επιφάνειά του, ο οποίος περιστρέφεται μέσα σε ένα σταθερό περίβλημα, δημιουργώντας έτσι ένα πολύ μικρό διάκενο κίνησης του ρευστού. Καθώς περιστρέφεται ο δρομέας προκαλείται πτώση πίεσης μέσα στις οπές, με αποτέλεσμα την δημιουργία σπηλαίωσης. Στη συνέχεια οι δημιουργούμενες φυσαλίδες καταρρέουν με συνέπεια την έκλυση θερμότητας. Οι υπολογιστικές προσομοιώσεις της συγκεκριμένης γεωμετρίας για μόνιμη ροή, έδειξαν την ανάπτυξη υψηλών, σημειακά, θερμοκρασιών που ξεπερνούν τους 1500°C μέσα στις οπές. Το πεδίο ολικών θερμοκρασιών έχει μέση τιμή 240 °C όταν ο δρομέας περιστρέφεται με 3450 rpm, ενώ στις 1700 rpm η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται είναι 677°C και η μέση 68°C. Στις 5000 rpm, η μέγιστη τιμή είναι 1602 °C ενώ η μέση 331 °C. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων μεταβαλλόμενης κατάστασης έδειξαν ότι η θερμοκρασία στην έξοδο της συσκευής αυξάνεται από τους 20°C στους 38,6°C στο χρονικό διάστημα του ενός δευτερολέπτου.

Οι πειραματικές μετρήσεις που διεξήχθησαν περιλαμβάνουν δύο κατηγορίες μετρήσεων, αυτές με τη συσκευή σπηλαίωσης να είναι συνδεδεμένη σε δίκτυο νερού και αυτές στις οποίες η συσκευή σπηλαίωσης λειτουργεί απομονωμένη. Οι πειραματικές δοκιμές με συνδεδεμένη τη συσκευή στο δίκτυο είχαν ως αποτέλεσμα την αύξηση της θερμοκρασίας 20 lt νερού στους 56,4 °C σε 59 λεπτά, στην καλύτερη περίπτωση, και την εξαγωγή βαθμού απόδοσης της ιδανικής συσκευής στο 67,1%. Οι πειραματικές δοκιμές με απομονωμένη τη συσκευή σπηλαίωσης, είχαν ως αποτέλεσμα την θέρμανση 1,4 lt νερού στους 81,1 °C σε 31,5 λεπτά και την εμφάνιση ατμού. Η απόδοση της απομονωμένης συσκευής είναι φανερά μικρότερη από της διασυνδεδεμένης σε δίκτυο, και έχει τιμή 24,4% για ιδανική διάταξη.

Συγκρίνοντας τα πειραματικά και τα υπολογιστικά αποτελέσματα, συμπεραίνουμε πως δεν υπάρχει ταύτιση ανάμεσα στις δύο αυτές μεθόδους. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα που εξήχθησαν από το πείραμα, η συγκεκριμένη διάταξη δεν είναι αποδοτική για θέρμανση μικρών ποσοτήτων νερού, ενώ για ποσότητες νερού άνω των 31lt, η απόδοσή της θα μπορούσε να φτάσει την αντίστοιχη των ηλεκτρικών αντιστάσεων.

III. Abstract

This thesis discusses the computational and experimental investigation of the heat generation phenomenon by developing cavitation bubbles.

Cavitation can be initiated either by applying a voltage to the liquid, or by imparting energy thereto. The generated bubbles, besides the devastating consequences that can cause in hydraulic systems and rotating parts, can also be used to increase the temperature of the fluid in which they are located. The generated bubbles pass from the stage of their birth in the phase of their collapse when they are found in a high pressure field. During the collapse of a cavitation bubble, a sequence of phenomena are generated in the core of it, which results in the development of high temperatures and pressures as well as the emission of light. In the passage of time, many theories have been developed about the origin of the phenomena accompanying the production of high temperatures during the collapse of a bubble.

In the present study a suitable device was used comprising a rotor with apertures on its surface, which rotates within a stationary housing, thus creating a very small gap of the fluid motion. As the rotor rotates, the pressure drops inside the holes and cavitation is caused. Then, the generated bubbles collapse with consequent the evolution of heat. The computer simulations of the specific geometry for steady state flow, showed the growth of high, spot, temperatures that surpass 1500 °C into the holes. The average temperature is 240 °C when the rotor rotates at 3450 rpm, while at 1700 rpm, the maximum temperature is 677 °C and the average 68 °C. In the rotating speed of 5000 rpm, the maximum temperature is 1602°C, while the average is 331°C. The results of the transient simulations showed that the temperature at the exit of the device increases from 20 °C to 38.6 °C in the period of one second.

The experimental measurements include two types, those in which the cavitation device is connected to a water network, and those in which the cavitation device runs isolated. The experimental tests, for the connected to the network device, results in temperature increase, 20 lt of water, reaches 56.4 °C in 59 minutes, at best, with ideal efficiency of 67.1%. Experimental tests with the cavitation device isolated, results in heating, 1,4 lt of water, at 81.1 °C in 31.5 min and the appearance of steam. The efficiency of the isolated device is evidently lower than the interconnected to the network, and has a value of 24.4% for the ideal arrangement.

Comparing the experimental and computational results, it is concluded that there is no match between these two methods. According to the results obtained from the experiment, that device is not efficient for heating small amounts of water, while for water quantities above 31lt, its efficiency could reach the equivalent of electrical resistance.

Περιεχόμενα

I. ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ	2
II. ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	4
III. ABSTRACT	5
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1.....	10
1.1 Τι είναι σπηλαίωση	11
1.2 Ιστορική αναδρομή	11
1.3 Ισοζύγιο πυρήνα.....	12
1.3.1 Ευστάθεια και κρίσιμη πίεση πυρήνα	13
1.3.2 Ανάπτυξη πυρήνα σε περιοχή χαμηλής πίεσης	15
1.3.3 Θερμική συμπεριφορά του αέριου περιεχομένου.....	16
1.4 Δυναμική σφαιρικών φυσαλίδων	18
1.4.1 Βασικές εξισώσεις	18
1.4.2 Αρχικές και οριακές συνθήκες	19
1.4.3 Η εξίσωση Rayleigh-Plesset.....	20
1.4.4 Ερμηνεία της εξίσωσης Rayleigh-Plesset με βάση το ενεργειακό ισοζύγιο	21
1.4.5 Κατάρρευση φυσαλίδας ατμού.....	21
1.4.6 Ταχύτητα διεπιφάνειας	22
1.4.7 Το πεδίο πίεσης	23
1.5 Ταλάντωση φυσαλίδας.....	25
1.5.1 Βασικές εξισώσεις.....	25
1.5.2 Ημί-ακουστική λύση [HERRING 1941&TRILLING 1952][3].....	26
1.5.3 Η προσέγγιση του Gilmore (1952) [4]	27
1.5.4 Γραμμική ταλάντωση φυσαλίδας	29
1.5.5 Μη γραμμικές ταλαντώσεις φυσαλίδας.....	29
1.6 Υπολογισμός της θερμοκρασίας μέσω της εξίσωσης Rayleigh-Plesset και των επεκτάσεων της.....	30
1.7 Ηχοχημεία-Ηχοφωταύγεια	35
1.7.1 Τύποι ηχοφωταύγειας	35
1.7.2 Θεωρίες για την προέλευση των αντιδράσεων της ηχοφωταύγειας και της ηχοχμείας..	36
1.7.2.1 Θεωρία θερμού σημείου (hot spot theory).....	36
1.7.2.2 Ηλεκτρικές θεωρίες	38
1.7.3 Υπολογισμός της μέγιστης θερμοκρασίας σε φυσαλίδα σπηλαίωσης	40
1.8 Πειραματικές μέθοδοι και δεδομένα για τη κατάρρευση φυσαλίδων [35].....	42
1.8.1 Σχηματισμός Jet.....	44
1.8.2 Ακουστική σπηλαίωση	47
1.8.3 Ηχοφωταύγεια	50

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2.....	53
2.1 Περιγραφή της διάταξης	53
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ	65
3.1.Εξισώσεις του πεδίου ροής	65
3.1.1 Μοντελοποίηση της τύρβης.....	68
3.1.2 Στατιστικά μοντέλα τύρβης.....	68
3.1.3 Εξισώσεις Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS).....	69
3.2 Πολυφασική ροή	70
3.2.1 Μοντέλο σπηλαίωσης.....	71
3.2.2 Το μοντέλο Rayleigh-Plesset.....	71
3.3 Δομή του Ansys CFX.....	73
3.4 Υπολογιστική προσομοίωση του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης	73
3.4.1 Σχεδιασμός υπολογιστικού μοντέλου.....	73
3.4.2 Καθορισμός δεδομένων για επίλυση	81
3.4.3 Αποτελέσματα υπολογιστικής προσομοίωσης για την επιλογή δρομέα	83
3.4.3.1 Δρομέας με οπές βάθους 20mm	83
3.4.3.2 Δρομέας με οπές βάθους 30mm	93
3.4.3.3 Δρομέας με οπές βάθους 40mm	101
3.4.3.4 Δρομέας με οπές βάθους 50mm	109
3.4.4 Υπολογιστική Προσομοίωση τελικής γεωμετρίας	116
3.4.4.1 Υπολογιστική προσομοίωση τελικής γεωμετρίας με απενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαίωσης (προσομοίωση αρχικών συνθηκών)	119
3.4.4.2 Υπολογιστική προσομοίωση τελικής γεωμετρίας με ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαίωσης.....	128
3.4.4.3 Υπολογιστική προσομοίωση τελικής γεωμετρίας για μεταβαλλόμενη κατάσταση (transient simulation)	142
3.4.5 Έλεγχος της περιστροφικής ταχύτητας των 5000 rpm για την τελική γεωμετρία και μόνιμη ροή.....	148
4.1 Πειραματική διάταξη	151
4.1.1 Αντιδραστήρας υδροδυναμικής σπηλαίωσης.....	152
4.1.2 Έδρανα ολίσθησης-Στεγανοποίηση	160
4.1.2.1 Έδρανα ολίσθησης.....	160
4.1.2.2 Στεγανοποίηση.....	161
4.1.3 Δίκτυο	163
4.1.4 Διασύνδεση.....	167
4.1.5 Μετρητικά όργανα.....	169
4.1.5.1 Μέτρηση θερμοκρασίας.....	169
4.1.5.2 Μέτρηση Πίεσης.....	170
4.1.5.3 Μέτρηση στροφών	171
4.1.6 Πειραματικές μετρήσεις	171
4.1.6.1 Δοκιμαστικές Μετρήσεις	172

4.1.6.2 Τελικές Μετρήσεις.....	173
4.1.6.2.1 Μετρήσεις με διασυνδεδεμένη συσκευή σε κλειστό δίκτυο.....	173
4.1.6.2.2 Μετρήσεις με απομονωμένη τη συσκευή σπηλαίωσης.....	177
4.1.7 Συμπληρωματική προσομοίωση με πειραματικές συνθήκες.....	183
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5.....	190
5.1 Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων	190
5.2 Συμπεράσματα-Προτάσεις για βελτίωση	191
5.2.1 Συμπεράσματα.....	191
5.2.2 Προτάσεις για βελτίωση και περαιτέρω μελέτη.....	192
IV.ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	195

Κεφάλαιο 1

Σκοπός της παρούσας εργασία είναι η διερεύνηση του φαινομένου της σπηλαιώσης και κυρίως της δυνατότητας αξιοποίησής της για παραγωγή θερμότητας, τόσο υπολογιστικά όσο και πειραματικά. Η εν λόγω διάταξη μελετήθηκε αρχικά υπολογιστικά, μέσω του προγράμματος Ansys CFX, και σε δεύτερο στάδιο πειραματικά μέσω κατασκευής και λειτουργίας της. Τέλος, έγινε σύζευξη των υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων και εξαγωγή συμπερασμάτων.

Στο πρώτο κεφάλαιο πραγματοποιήθηκε μια ανασκόπηση της θεωρίας και των εξισώσεων που διέπουν το φαινόμενο της σπηλαιώσης και συγκεκριμένα την κατάρρευση μιας φυσαλίδας, την κίνησή της στο ρευστό μέσο, την θερμοκρασία που αναπτύσσεται κατά την κατάρρευση αυτή, τις ταλαντώσεις που πραγματοποιεί μια φυσαλίδα, το φαινόμενο της ηχοφωταύγειας, καθώς και τις θεωρίες πρόελευσης του φαινομένου αυτού. Τέλος δόθηκαν ορισμένα συμπεράσματα και αποτελέσματα από πειραματικές εργασίες που αφορούν τις φάσεις από τις οποίες διέρχεται μια φυσαλίδα από τη στιγμή της δημιουργίας της μέχρι και την κατάρρευσή της.

Το δεύτερο κεφάλαιο της εργασίας αφορά τη διάταξη που μελετήθηκε, τον τρόπο λειτουργίας της καθώς και την διαδικασία επιλογής των βασικών της διαστάσεων. Στη συνέχεια, έγινε μια επισκόπηση σε προηγούμενες προσπάθειες στον τομέα παραγωγής θερμότητας μέσω των διαδικασιών ανάπτυξης σπηλαιώσης και τριβής.

Το τρίτο κεφάλαιο της εργασίας αφορά την υπολογιστική προσομοίωση και τα αποτελέσματα που εξήλθαν από αυτή. Αρχικά, αναλύθηκαν οι εξισώσεις που χρησιμοποιούνται στην υπολογιστική προσομοίωση, οι αρχικές και οριακές συνθήκες, καθώς και η δημιουργούμενη υπολογιστική διάταξη. Έπειτα, αναλύθηκε η διαδικασία επιλογής των οπών του δρομέα της διάταξης και παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα της επιλεχθείσας υπολογιστικής γεωμετρίας από μια σειρά τριών προσομοιώσεων. Οι δύο πρώτες αποτελούν προσομοιώσεις μόνιμης ροής, και περιλαμβάνουν αυτές με απενεργοποιημένο και ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαιώσης, ενώ η τρίτη αποτελεί προσομοίωση μεταβαλλόμενης κατάστασης. Τέλος, μελετήθηκε η συμπεριφορά του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης σε υψηλότερη περιστροφική ταχύτητα.

Το τέταρτο κεφάλαιο αφορά την πειραματική διάταξη και γενικά, την πειραματική διαδικασία που ακολουθήθηκε. Αρχικά παρουσιάστηκαν τα κατασκευαστικά σχέδια του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης, τα έδρανα ολίσθησης και οι στεγανοποιήσεις που χρησιμοποιήθηκαν. Στη συνέχεια, παρουσιάστηκε το δίκτυο στο οποίο συνδέθηκε η συσκευή και τα μετρητικά όργανα που τοποθετήθηκαν σε αυτό. Τα μετρητικά όργανα χωρίστηκαν σε αυτά της πίεσης, θερμοκρασίας και στροφών και αναλύθηκαν στα αντίστοιχα υποκεφάλαια. Στη συνέχεια του τρίτου κεφαλαίου, παρουσιάστηκαν τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων. Αρχικά πραγματοποιήθηκαν κάποιες δοκιμαστικές μετρήσεις με μεγάλο χρονικό βήμα, και έπειτα οι τελικές με μικρότερο. Οι τελικές μετρήσεις αποτελούνται από δύο κατηγορίες. Από αυτές με διασυνδεδεμένη τη συσκευή στο δίκτυο που δημιουργήθηκε, και από αυτές με απομονωμένη τη συσκευή. Εξαιτίας της αδυναμίας επίτευξης των συνθηκών της προσομοίωσης στο πείραμα, πραγματοποιήθηκε μια συμπληρωματική προσομοίωση πιο κοντά στις συνθήκες του πειράματος, προκειμένου να γίνει μια πιο ρεαλιστική σύγκριση.

Στο πέμπτο και τελευταίο κεφάλαιο της εργασίας, έγινε η σύγκριση των υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων και προτάθηκαν μελλοντικές επεμβάσεις για βελτίωση.

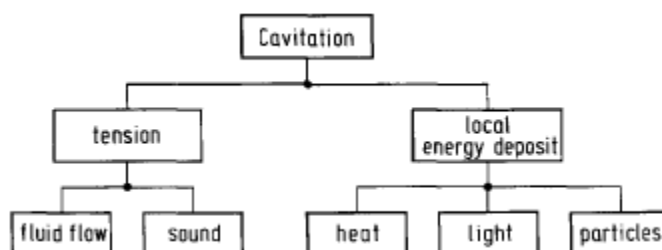
1.1 Τι είναι σπηλαιώση

Σπηλαιώση ονομάζεται το φαινόμενο της ατμοποίησης ενός υγρού και των αποτελεσμάτων που συνδέονται με την κίνηση των φυσαλίδων που παράγονται.

Η σπηλαιώση μπορεί να ξεκινήσει είτε με εφαρμογή τάσης στο υγρό, είτε με πρόσδοση ενέργειας σε αυτό. Η τάση εμφανίζεται σε ροές ρευστών, όπως στις προπέλες πλοίων, στις υδροτομές, στις σωληνώσεις και στις αντλίες. Επίσης μπορεί να δημιουργηθεί σε ηχητικά πεδία, στο χαμηλής πίεσης τμήμα του κύκλου ενός ακουστικού κύματος, όπως συμβαίνει με τα ωστικά κύματα που χρησιμοποιούνται στη λιθοτριψία και στην ηχοχημεία.

Η τοπική εναπόθεση ενέργειας προκαλείται από τη μεταφορά θερμότητας σε σωληνώσεις ή από τη βύθιση καυτών σωμάτων σε υγρά. Δίδεται, κατά αυτόν τον τρόπο, ώθηση στην εκρηκτική ανάπτυξη των φυσαλίδων με αποτέλεσμα τη δημιουργία σπηλαιώσης.

Όχι μόνο ο ήχος αλλά και το φως μπορεί να προκαλέσει σπηλαιώση, μέσω της διηλεκτρικής σχάσης του ρευστού ή θερμαίνοντας γρήγορα τα απορροφούμενα σωματίδια. Αυτές οι επιδράσεις χρησιμοποιούνται στη χειρουργική του ματιού και στη μελέτη της δυναμικής των φυσαλίδων σπηλαιώσης.



Εικόνα 1.1.1

Τα στοιχειώδη σωματίδια, αφήνουν ενέργεια όταν διαπερνάνε ένα ρευστό, προκαλώντας το σχηματισμό φυσαλίδων.

Η σπηλαιώση συνοδεύεται από έναν αριθμό επιδράσεων που έχουν προέλευση στη δυναμική των φυσαλίδων που δημιουργούνται.

Οι φυσαλίδες της σπηλαιώσης τείνουν να καταρρέουν εξαιρετικά γρήγορα, εκπέμποντας ωστικά κύματα ακόμα και φως (ηχοφωταύγεια). Διαβρώνουν στερεές επιφάνειες και προκαλούν χημικές αντιδράσεις.

1.2 Ιστορική αναδρομή

Η λέξη 'σπηλαιώση' εμφανίστηκε στην αγγλική επιστημονική βιβλιογραφία στα τέλη του δέκατου ένατου αιώνα. Φαίνεται πως το πρόβλημα της σπηλαιώσης σε μηχανές με περιστρεφόμενα μέρη που είχαν ως μέσο ρευστό, επισημάνθηκε από τον Torricelli και αργότερα από τον Euler και τον Νεύτωνα. Αργότερα, στα μέσα του δέκατου ένατου αιώνα, οι Donny και Berthelot μέτρησαν τη συνοχή των υγρών. Η αρνητική επίδραση της σπηλαιώσης στην απόδοση της προπέλας των πλοίων, επισημάνθηκε πρώτα από τον Parson (1893), ο οποίος έφτιαξε και

το πρώτο τούνελ σπηλαιώσης. Ο αριθμός σπηλαιώσης εισήχθη αργότερα από τους Thomas και Leroux γύρω στα 1923-1925.

Στην συνέχεια, πολλά πειράματα διεξήχθησαν για να μελετήσουν τις φυσικές πτυχές του φαινομένου και να εξετάσουν τις επιπτώσεις του σε βιομηχανικά συστήματα. Οι θεωρητικές και αριθμητικές προσεγγίσεις χρησιμοποιήθηκαν ευρέως. Υπήρξαν δύο κύριοι τομείς έρευνας.

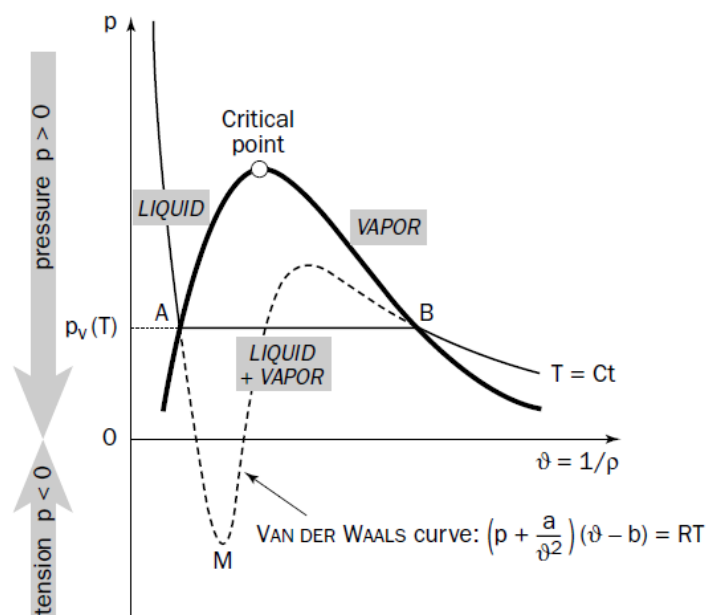
Ο πρώτος επικεντρώθηκε στη δυναμική των φυσαλίδων [Rayleigh 1917, Lamb 1923, Cole 1948, Blake 1949, Plesset 1949] [1]. Η απλότητα του σφαιρικού σχήματος της φυσαλίδας έκανε την ερευνά (είτε πειραματική, είτε θεωρητική) σχετικά εύκολη. Πληθώρα εργασιών είχε δημοσιευτεί στο θέμα της δυναμικής των φυσαλίδων.

Ο δεύτερος τομέας σχετιζόταν με την ανάπτυξη σπηλαιώσης ή υπερσπηλαιώσης και βασιζόταν στην παλαιά θεωρία απόρρου των Helmholtz 1868, Kirchhoff 1869, Levi-Civita 1907, Villat 1913 και Riabouchinski 1920 [2]. Η θεωρία αυτή ερμηνεύει τον ομόρρου ως περιοχή ομοιόμορφης πίεσης, οριοθετούμενη από επιφάνειες στις οποίες η εφαπτομενική ταχύτητα δεν είναι συνεχής. Αυτό ανταποκρίνεται καλύτερα σε ομόρρους με σπηλαιώση από ότι σε απλούς ομόρρους μιας φάσης. Αργότερα ο Tulin (1953) και ο Wu (1956) χρησιμοποίησαν διαδικασίες γραμμικοποίησης για να προσαρμόσουν την θεωρία σε λεπτά σώματα όπως φτερά και πτερύγια.

Η περιστρεφόμενη σπηλαιώση μελετήθηκε αρκετά πιο μετά, κυρίως από τους Genoux και Chahine (1983) και από τον Ligneul (1989), οι οποίοι μελέτησαν τóρους προκαλούμενους από σπηλαιώση (cavitation torus) και δίνες ακροπτερυγίου αντίστοιχα.

1.3 Ισοζύγιο πυρήνα

Θεωρούμε μία σφαιρική μικροφυσαλίδα που περιέχει αέρα και ατμό, σε ισορροπία με το υγρό, από το οποίο περιβάλλεται, σε κατάσταση ηρεμίας. Το υγρό θεωρείται ότι αντέχει σε πιέσεις μικρότερες της πίεση ατμού p_v και στις τάσεις που τυχόν μπορεί να αναπτυχθούν. Η κατάσταση μετάβασης του περιβάλλοντος ρευστού εκπροσωπείται από ένα σημείο της AM που είναι τμήμα της καμπύλης Van der Waals στο σχήμα 1.3.1.



Σχήμα 1.3.1 Πηγή :JEAN-PIERRE FRANC;JEAN-MARIE MICHEL;: *Fundamentals of Cavitation* vol.76; s.I : R. MOREAU MADYLAM

Η μικροφουσαλίδα είναι το σημείο αδυναμίας από το οποίο μπορεί να ξεκινήσει η κατάρρευση του υγρού μέσου.

Η ακτίνα της φουσαλίδας R θεωρείται επαρκώς μικρή έτσι ώστε η διαφορά ανάμεσα στην υδροστατική πίεση $2r_g R$ να είναι αμελητέα συγκριτικά με τη διαφορά πίεσης που αντιστοιχεί στην επιφανειακή τάση $2S/R$. Αυτή η κατάσταση απαιτεί το R να είναι μικρότερο από την οριακή τιμή $\sqrt{(S/\rho g)}$, δηλαδή 2,7 mm για το νερό. Ικανοποιείται στην προκειμένη περίπτωση, διότι θεωρούμε μικροφουσαλίδες διαμέτρου μικρότερου των 0,5 mm περίπου. Η πίεση μπορεί τότε να θεωρηθεί ομοιόμορφη στο μεγαλύτερο μέρος του περιβάλλοντος υγρού (που εκφράζεται ως p_∞) και η μικροφουσαλίδα πραγματικά σφαιρική.

Από την ισορροπία στη διεπιφάνεια έχουμε ότι:

$$p_\infty = p_v + p_g - \frac{2S}{R} \quad (1.3.1)$$

Όπου p_g η μερική πίεση του αέρα μέσα στη φουσαλίδα, S η επιφανειακή τάση και R η ακτίνα.

Θεωρείται ότι η πίεση αλλάζει αργά ώστε το μηχανικό ισοζύγιο να διατηρείται και η μεταφορά θερμότητας μεταξύ του αέρα και του υγρού να είναι δυνατή. Ωστόσο η αλλαγή της πίεσης πρέπει να είναι αρκετά γρήγορη ώστε να διασφαλιστεί ότι η διάχυση στη διεπιφάνεια είναι αμελητέα. Με άλλα λόγια, η διαδικασία θεωρείται ισόθερμη και η μάζα του αέρα μέσα στη φουσαλίδα σταθερή.

Για την αρχική κατάσταση η εξίσωση (1.3.1) γράφεται:

$$p_{\infty 0} = p_v + p_{g0} - \frac{2S}{R_0} \quad (1.3.2)$$

Σε μια ισόθερμη διαδικασία όμως, η πίεση του αερίου είναι αντιστρόφως ανάλογη με τον όγκο, οπότε η εξίσωση (1.3.1) γίνεται :

$$p_\infty = p_{g0} \left[\frac{R_0}{R} \right] + p_v - \frac{2S^3}{R} \quad (1.3.3)$$

Οι δύο μηχανισμοί που ενεργούν στην εξίσωση (1.3.1) είναι:

- η επίδραση της εσωτερικής πίεσης που τείνει να αυξήσει το μέγεθος της φουσαλίδας
- η επίδραση της επιφανειακής τάσης η οποία ενεργεί αντίθετα από την εσωτερική πίεση, με αποτέλεσμα την ύπαρξη ενός ελάχιστου, το οποίο δίνεται από :

$$\begin{cases} R_c = R_0 \sqrt{\frac{3p_{g0}}{2S/R_0}} \\ p_c = p_v - \frac{4S}{3R_c} \end{cases} \quad (1.3.4)$$

Το σημείο C απεικονίζεται στο σχήμα 1.3.2

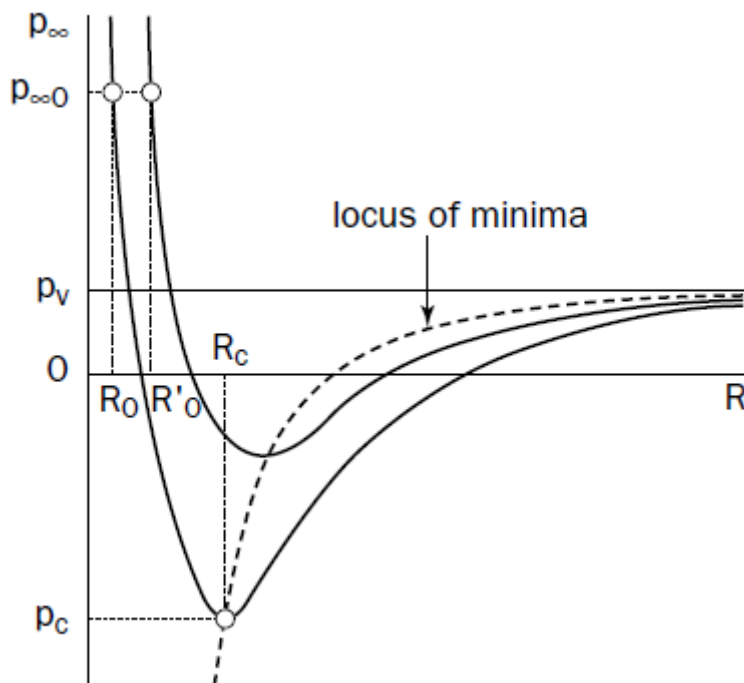
Για ένα δεδομένο υγρό και δεδομένο αέριο σε συγκεκριμένη θερμοκρασία, ένας πυρήνας χαρακτηρίζεται από τη μάζα του αερίου που περιέχει, η οποία είναι ανάλογη της ποσότητας $p_{g0} R_0^3$.

1.3.1 Ευστάθεια και κρίσιμη πίεση πυρήνα

Θεωρούμε έναν πυρήνα που περιέχει περισσότερο αέριο, ακτίνας $R'_0 > R_0$ υπό πίεση $p_{\infty 0}$. Η καμπύλη ισορροπίας αυτού του πυρήνα παρουσιάζεται στο σχήμα 1.3.1.1. Η αντίστοιχη πίεση αερίου p'_{g0} είναι μικρότερη από την p_{g0} όπως φαίνεται και από την εξίσωση (1.3.2).

Υποθέτουμε έναν εικονικό μετασχηματισμό που έχει ως αποτέλεσμα η ακτίνα του πρώτου πυρήνα να γίνει R'_0 , ώστε οι όροι της επιφανειακής τάσης να μείνουν αναλλοίωτοι. Στην

καινούρια του κατάσταση, ο πρώτος αυτός πυρήνας έχει πίεση αερίου $p_{g0}(R_0/R'_0)^3$. Η πίεση αυτή είναι μικρότερη από την p'_{g0} όπως μπορεί να φανεί από τη σύγκριση της μάζας του αερίου που είναι κλεισμένη σε κάθε πυρήνα. Αυτό είναι ανάλογο με το $p_{g0}R_0^3$. Με τον τρόπο αυτό, η ισορροπία των δυνάμεων, τείνει να επιστρέψει τον πρώτο πυρήνα στην αρχική του κατάσταση. Επομένως, η μηχανική ισορροπία του σφαιρικού πυρήνα είναι σταθερή στον κλάδο της καμπύλης που έχει αρνητική κλίση, ενώ είναι ασταθής στον άλλο κλάδο.



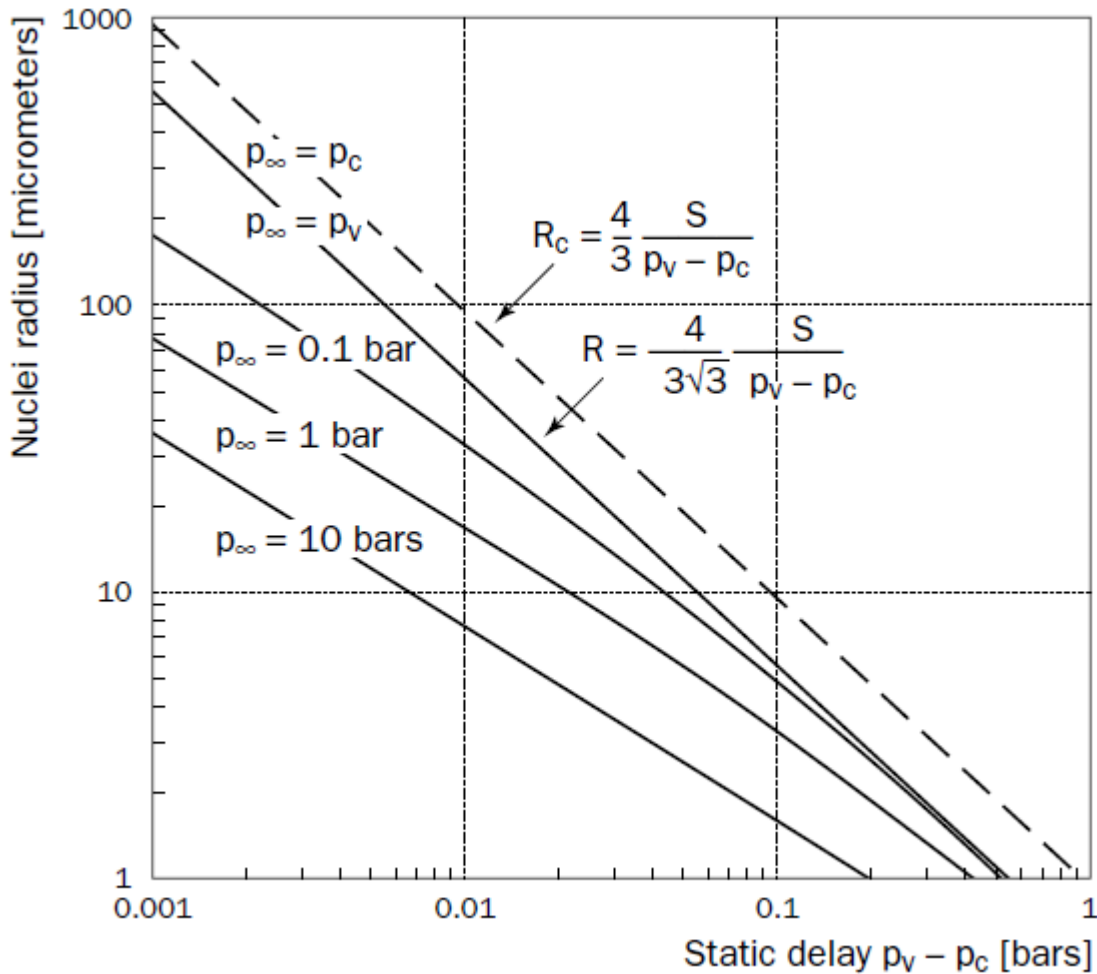
Σχήμα 1.3.1.1 Ισοζύγιο σφαιρικού πυρήνα. Πηγή :JEAN-PIERRE FRANC;JEAN-MARIE MICHEL;: *Fundamentals of Cavitation* vol.76; s.1 : R. MOREAU MADYLAM

Η ελάχιστη πίεση, p_c , που μπορεί να αντέξει ο πυρήνας κάτω από σταθερές συνθήκες, είναι μια οριακή τιμή που αναφέρεται ως κρίσιμη πίεση. Η διαφορά $p_v - p_c$ είναι η στατική επιβράδυνση της σπηλαίωσης. Η εξίσωση (1.3.4) υποδηλώνει ότι όσο μικρότερος ο πυρήνας, τόσο μεγαλύτερη η επιβράδυνση.

Το σχήμα 1.3.1.2 δίνει μια άλλη αναπαράσταση των καμπυλών ισορροπίας, περιοριζόμενο στο σταθερό τομέα, στην περίπτωση πυρήνα αέρα σε νερό. Βασίζεται στην ακόλουθη εξίσωση:

$$p_{\infty} = \frac{4}{27} \frac{(2S/R)^3}{(p_v - p_c)^2} + p_v - \frac{2S}{R} \quad (1.3.1.1)$$

που λαμβάνεται από το συνδυασμό των εξισώσεων (1.3.3) και (1.3.4). Η εξέλιξη ενός δεδομένου πυρήνα, που χαρακτηρίζεται από την κρίσιμη πίεση, υπό διάφορες εξωτερικές πιέσεις, μπορεί να ακολουθεί μια κάθετη γραμμή. Σε αυτό το διάγραμμα, οι μεγαλύτεροι πυρήνες, που είναι πιο πιθανό να προκαλέσουν διάσπαση του υγρού μέσου, έχουν τη μικρότερη στατική επιβράδυνση.



Σχήμα 1.3.1.2. Ακτίνα ισοζυγίου πυρήνα αέρα σε νερό για διάφορες εξωτερικές πιέσεις. Πηγή :JEAN-PIERRE FRANC;JEAN-MARIE MICHEL;: *Fundamentals of Cavitation* vol.76; s.I : R. MOREAU MADYLAM

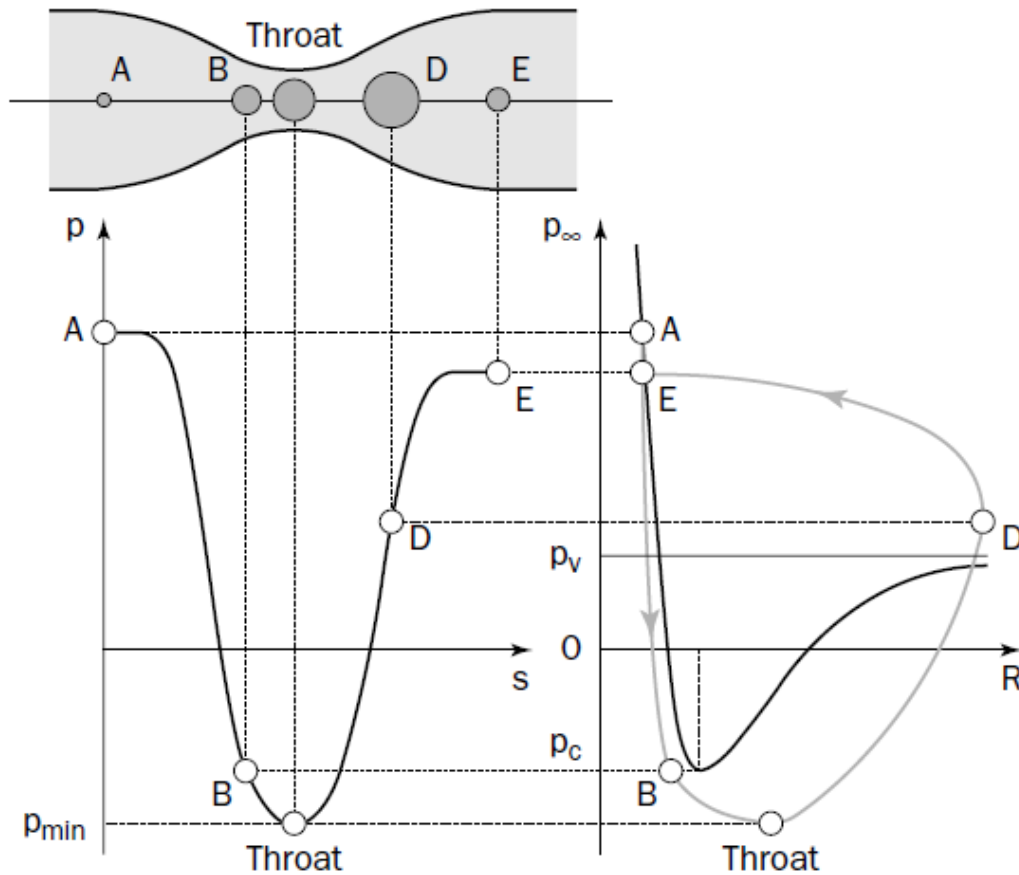
1.3.2 Ανάπτυξη πυρήνα σε περιοχή χαμηλής πίεσης

Μέσω του μοντέλου Blake, η εξέλιξη ενός απομονωμένου πυρήνα που διέρχεται μέσα από μια περιοχή χαμηλής πίεσης περιορισμένης έκτασης, είναι πιο εύκολα κατανοητή. Στην εικόνα 1.3.2.1 φαίνεται η εξέλιξη ενός πυρήνα σε ένα σωλήνα Venturi. Η τοπική πίεση σε απόσταση s σε αυτή τη μονοδιάστατη ροή συμβολίζεται με $p(s)$. Για τον πυρήνα, αυτή η τοπική πίεση $p(s)$ παίζει το ρόλο του p_∞ , όπως είδαμε παραπάνω.

Θεωρούμε δύο περιπτώσεις για την τιμή της ελάχιστης πίεσης σε σχέση με την κρίσιμη p_c του πυρήνα.

- Αν $p_{min} > p_c$, ο πυρήνας μεγαλώνει λίγο και στη συνέχεια επιστρέφει στην αρχική του κατάσταση, καθώς περνά μέσα από το λαιμό.
- Αν $p_{min} < p_c$, ο πυρήνας γίνεται ασταθής και πολύ μεγαλύτερος από ό,τι ήταν αρχικά. Το σχήμα 1.3.2.1 δείχνει την εξέλιξή του σε (R, p_∞) διάγραμμα, όπως προκύπτει από τους υπολογισμούς. Λόγω των δυνάμεων αδράνειας, το μέγιστο μέγεθος του επιτυγχάνεται στο σημείο D, λίγο πιο κάτω από το λαιμό C. Στο A, η φυσαλίδα δε

βρίσκεται σε ισορροπία, και έτσι η αυξανόμενη εξωτερική πίεση την αναγκάζει να καταρρεύσει βίαια.



Σχήμα 1.3.2.1. Τοπική εξέλιξη πυρήνα σε σωλήνα Venturi. $p_{min} < p_c$. Πηγή :JEAN-PIERRE FRANCO;JEAN-MARIE MICHEL,:: *Fundamentals of Cavitation* vol.76; s.1 : R. MOREAU MADYLAM

Αυτό το είδος της εξέλιξης της φυσαλίδας μπορεί να εφαρμοστεί σε πολλές πρακτικές καταστάσεις στις οποίες ο χρόνος που δαπανάται στην περιοχή χαμηλής πίεσης είναι μεγάλος, σε σχέση με άλλους χαρακτηριστικούς χρόνους, ειδικά με τον χρόνο κατάρρευσης.

Στο σταθερό τμήμα της καμπύλης ισορροπίας, μπορεί να εμφανιστούν μικρές ταλαντώσεις γύρω από την κατάσταση ισορροπίας. Έτσι, αν ο χρόνος που απαιτείται για την πτώση πίεσης είναι της ίδιας τάξης, ή ακόμα μικρότερος, από την ιδιοσυχνότητα της ταλάντωσης του πυρήνα, το μέγεθος της φυσαλίδας δε θα μεγαλώσει μονοτονικά αλλά θα υποστεί ταλαντώσεις.

1.3.3 Θερμική συμπεριφορά του αέριου περιεχομένου

Σε αντίθεση με την προηγούμενη ενότητα, εάν η μεταβολή της πίεσης γύρω από τον πυρήνα συμβαίνει σε τόσο σύντομο χρονικό διάστημα που η μεταφορά θερμότητας μεταξύ του αερίου και του υγρού δε μπορεί να επιτευχθεί, η διαδικασία είναι ουσιαστικά αδιαβατική. Στην περίπτωση αυτή, οι εξισώσεις (1.3.4) για την κρίσιμη ακτίνα και την κρίσιμη πίεση αντικαθίσταται από τις ακόλουθες:

$$R'_c = R_0 \left[\frac{3\gamma p_{g0}}{2S/R_0} \right]^{1/(3\gamma-1)} \quad (1.3.3.1)$$

$$p_c' = p_v - \left[1 - \frac{1}{3\gamma}\right] \frac{2S}{R_c'}$$

όπου γ είναι ο λόγος των θερμοχωρητικότητων του αερίου. Αυτό το μοντέλο δεν είναι απολύτως συνεπές δεδομένου του ότι η πίεση ατμών, χρησιμοποιείται σε σταθερή θερμοκρασία.

Η παρακάτω μεθοδολογία προτείνεται από τους Plesset & Hsieh (1960) [2]. Θεωρούμε έναν πυρήνα ο οποίος υποβάλλεται σε πτώση πίεσης κατά τη διάρκεια χρόνου Δt , έτσι ώστε η ακτίνα του να αυξάνεται από R σε $R + \Delta R$. Για λόγους απλότητας, η φυσαλίδα υποτίθεται ότι περιέχει μόνο μη συμπυκνώσιμο αέριο, και καμία αλλαγή φάσης. Κατά τη διάρκεια αυτού του μετασχηματισμού, η θερμοκρασία του αερίου στο εσωτερικό της φυσαλίδας αλλάζει από T σε $T + \Delta T$. Η διακύμανση της θερμοκρασίας ΔT μπορεί να προσδιοριστεί από την ενεργειακή ισορροπία του αερίου:

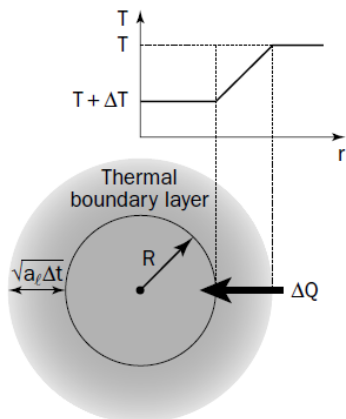
$$\left[\frac{4}{3}\pi R^3\right] \rho_g c_{vg} \Delta T = \Delta Q - p[4\pi R^2 \Delta R] \quad (1.3.3.2)$$

Η αριστερή πλευρά της εξίσωσης (1.3.3.2) είναι η μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας του αερίου (ρ_g και c_{vg} για την πυκνότητα και την ειδική θερμοχωρητικότητα σε σταθερό όγκο αντίστοιχα), ενώ οι δύο όροι στη δεξιά πλευρά είναι η θερμότητα που λαμβάνεται από τη φυσαλίδα και το έργο των δυνάμεων επιφανειακής πίεσης αντίστοιχα.

Εξαιτίας της μεταβολής της θερμοκρασίας ΔT , αναπτύσσεται ένα θερμικό οριακό στρώμα μέσα στο υγρό (σχήμα 1.3.4.1). Η κλίση αυτή της θερμοκρασίας προκαλεί μια ροή θερμότητας μέσω αγωγής, η οποία καθορίζει τη θερμότητα ΔQ που μεταφέρεται από το υγρό στη φυσαλίδα. Αν a_l είναι η θερμική διάχυση του υγρού, το πάχος του οριακού στρώματος είναι της τάξης του $\sqrt{a_l \Delta t}$, και ο νόμος του Fourier οδηγεί στην ακόλουθη εκτίμηση:

$$\Delta Q \approx -\lambda_l \frac{\Delta T}{\sqrt{a_l \Delta t}} 4\pi R^2 \Delta t = -\sqrt{\lambda_l \rho_l c_{pl}} \sqrt{\Delta T} 4\pi R^2 \Delta T \quad (1.3.3.3)$$

όπου λ_l και c_{pl} η αγωγιμότητα και η θερμοχωρητικότητα του υγρού, αντίστοιχα.



Το ενεργειακό ισοζύγιο της (1.3.3.2) επιτρέπει τον υπολογισμό της μεταβολής της θερμοκρασίας του αερίου στη φυσαλίδα.

$$\Delta T \approx \frac{\Delta T_{ad}}{1 + \sqrt{\frac{\Delta t}{\Delta t_r}}} \quad (1.3.3.4)$$

όπου ΔT_{ad} είναι η αδιαβατική μεταβολή της θερμοκρασίας ($\Delta Q = 0$):

$$\Delta T_{ad} = \frac{3p\Delta R}{R\rho_g c_{vg}} \quad (1.3.3.5)$$

Σχήμα 1.3.4.1 Θερμικό οριακό στρώμα και κατανομή της T στο περιβάλλον υγρό

Δt_r είναι ο χαρακτηριστικός χρόνος ορισμένος από την :

$$\Delta t_r = \frac{(R\rho_g c_{vg})^2}{9\lambda_l \rho_l c_{pl}} \quad (1.3.3.6)$$

Ο μετασχηματισμός μπορεί να θεωρηθεί αδιαβατικός, αν η θερμότητα που ανταλλάσσεται είναι πολύ χαμηλότερη από τη μεταβολή της εσωτερικής ενέργειας ή, από την άποψη των χαρακτηριστικών χρόνων, αν ο χρόνος διέλευσης Δt είναι πολύ μικρότερος από το χαρακτηριστικό χρόνο Δt_r , ο οποίος μπορεί να είναι ερμηνευτεί ως ο χρόνος που απαιτείται για τη μεταφορά θερμότητας.

Αντιστρόφως, αν $\Delta t_r \ll \Delta t$, η εξίσωση (1.3.3.4) δίνει $\Delta T = 0$ και η διαδικασία μπορεί να θεωρηθεί ως ισόθερμη. Με άλλα λόγια, ο χρόνος που διατίθεται για τη μεταφορά θερμότητας είναι τόσο μεγάλος, ώστε η μεταφορά θερμότητας συμβαίνει μέχρι να επιτευχθεί θερμική ισορροπία.

Στην περίπτωση του συστήματος νερού/αέρα σε θερμοκρασία περιβάλλοντος το $\Delta t_r = 0.023(\rho_g R)^2$. Αν, για παράδειγμα, $\rho_g = 3 \text{ kg/m}^3$ και $R = 0.5 \text{ mm}$, ο απαιτούμενος χρόνος είναι $\Delta t_r = 0.051 \mu\text{s}$, που είναι μια πολύ μικρή τιμή. Για τον λόγο αυτό, θεωρούμε ότι στα περισσότερα πρακτικά συστήματα νερού/αέρα η διαδικασία είναι ισόθερμη.

Καθώς όμως ο χαρακτηριστικός χρόνος Δt_r είναι ανάλογος της ακτίνας στο τετράγωνο, η υπόθεση πρέπει να επανεξεταστεί σε περιπτώσεις όπου ο πυρήνας εκτονώνεται και μετατρέπεται σε μακροσκοπική φυσαλίδα μεγάλων διαστάσεων.

1.4 Δυναμική σφαιρικών φυσαλίδων

1.4.1 Βασικές εξισώσεις

Σε αυτό το κεφάλαιο αναλύεται η δυναμική εξέλιξη μιας σφαιρικής φυσαλίδας με ευσταθές κέντρο το οποίο υφίσταται ομοιόμορφες διακυμάνσεις πίεσης στο άπειρο. Αυτό το απλό μοντέλο, καταδεικνύει τα απλά χαρακτηριστικά πολλών πρακτικών περιπτώσεων, όπως την κατάρρευση της φυσαλίδας, το σχηματισμό φυσαλίδων από έναν πυρήνα, τις ταλαντώσεις των φυσαλίδων κλπ. Η εμπειρία έχει δείξει ότι και περισσότερο περίπλοκες καταστάσεις, που για παράδειγμα περιλαμβάνουν την κίνηση του κέντρου των φυσαλίδων, μπορούν να αντιμετωπιστούν, κατά προσέγγιση, με τη χρήση αυτού του μοντέλου.

Από ιστορική άποψη, η κίνηση του υγρού που προκαλείται από μια σφαιρική κοιλότητα σε ένα άπειρο μέσο υπό ομοιόμορφη πίεση, θεωρείται πως εξετάστηκε αρχικά από τον Besant το 1859. Επιλύθηκε από τον Rayleigh το 1917 για να ερμηνεύσει το φαινόμενο της διάβρωσης που προκαλείται από τη σπηλαιώση. Το 1948, ο Cole χρησιμοποίησε ένα μοντέλο σφαιρικής φυσαλίδας που περιείχε ένα μη συμπυκνώσιμο αέριο και το εφάρμοσε στις υποβρύχιες εκρήξεις. Ο Plesset, το 1954, εξέτασε τη γενική περίπτωση εξέλιξης μιας φυσαλίδας σε ασυμπίεστο ρευστό χωρίς να αγνοεί την ύπαρξη του ιξώδους.

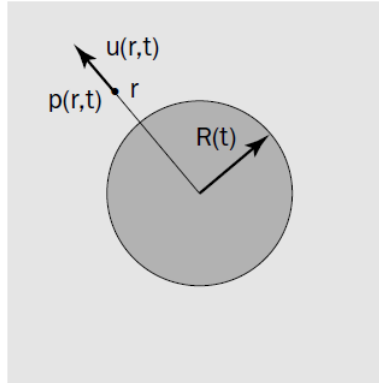
Θεωρήσεις

Οι βασικές παραδοχές είναι οι εξής:

- Το υγρό είναι ασυμπίεστο και είτε είναι Νευτώνειο είτε ιδεατό
- Η επίδραση της βαρύτητας αγνοείται

- Η περιεκτικότητα του αέρα της φυσαλίδας είναι σταθερή, η αδράνεια της αγνοείται καθώς και κάθε ανταλλαγή θερμότητας με το περιβάλλον. Αυτή η αδιαβατική υπόθεση είναι έγκυρη κατά την εξέταση μεγάλων φυσαλίδων
- Η φυσαλίδα είναι κορεσμένη με ατμό του οποίου η μερική πίεση είναι η πίεση ατμού στη θερμοκρασία του περιβάλλοντος ρευστού.

Οι συναρτήσεις που καθορίζονται, στον υγρό τομέα, για $r \geq R(t)$, είναι η ταχύτητα $u(r, t)$ και η πίεση $p(r, t)$ που προκαλείται από την ανάπτυξη της φυσαλίδας (εικ. 1.4.1.1)



Εικόνα 1.4.1.1

1.4.2 Αρχικές και οριακές συνθήκες

Η μεταφορά μάζας διαμέσου της διεπιφάνειας υγρού-ατμού αγνοείται, έτσι ώστε η ταχύτητα του ρευστού στη διεπιφάνεια να είναι $u(R, t)$ ίση με την ταχύτητα της διεπιφάνειας $\dot{R} = dR/dt$.

Στην περίπτωση ρευστού με κινηματικό ιξώδες μ , η κανονική τάση στη διεπιφάνεια θα είναι:

$$t_{rr}(R, t) = -p(R, t) + 2\mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (1.4.2.1)$$

Η ισοροπία των κανονικών δυνάμεων δίνεται από :

$$-t_{rr}(R, t) = p_v + p_g(t) - \frac{2S}{R} \quad (1.4.2.2)$$

όπου p_g αντιπροσωπεύει τη μερική πίεση του αερίου μέσα στη φυσαλίδα και S την επιφανειακή της τάση. Υποθέτοντας έναν αδιαβατικό μετασχηματισμό του αερίου, η στιγμιαία πίεση του σχετίζεται με την αρχική πίεση p_{g0} με την ακόλουθη έκφραση :

$$p_g(t) = p_{g0} \left[\frac{R_0}{R(t)} \right]^{3\gamma} \quad (1.4.2.3)$$

όπου γ είναι το κλάσμα των ειδικών θερμοχωρητικοτήτων του αερίου c_{pg} και c_{pv} . Έτσι, η πίεση στη διεπιφάνεια δίνεται από την εξίσωση :

$$p(R, t) = p_v + p_{g0} \left[\frac{R_0}{R} \right]^{3\gamma} - \frac{2S}{R} + 2\mu \left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} \quad (1.4.2.4)$$

Μακριά από τη φυσαλίδα, το ρευστό θεωρείται σε ηρεμία έτσι ώστε $u(\infty, t) \rightarrow 0$ και η πίεση $p(\infty, t)$, που συμβολίζεται $p_\infty(t)$ θεωρείται γνωστή.

Για τις αρχικές συνθήκες (δείκτης 0), η φυσαλίδα θεωρείται ότι είναι σε ισορροπία, δηλαδή $\dot{R}(0) = 0$, έτσι ώστε η εξίσωση

$$p_{\infty 0} = p_v + p_{g0} - \frac{2S}{R0} \quad (1.4.2.5)$$

να ικανοποιείται. Η εξίσωση αυτή εκφράζει το ισοζύγιο στη διεπιφάνεια στην αρχική κατάσταση.

1.4.3 Η εξίσωση Rayleigh-Plesset

Λόγω της σφαιρικής συμμετρίας, η ροή είναι τύπου πηγής (ή καταβόθρας) και έτσι και αστρόβιλη.

Η εξίσωση διατήρησης μάζας για ένα ασυμπίεστο ρευστό $div \vec{V} = 0$ δίνει :

$$u(r, t) = \dot{R} \frac{R^2}{r^2} \quad (1.4.3.1)$$

Σε αυτή την ειδική περίπτωση, ο όρος του ιξώδους στην εξίσωση Navier-Stokes είναι μηδέν. Έτσι, τόσο για ρευστό με ιξώδες όσο και για ρευστό χωρίς, η εξίσωση ορμής είναι:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.4.3.2)$$

από την οποία, λαμβάνοντας υπόψιν την εξίσωση (1.4.3.1), έχουμε :

$$\ddot{R} \frac{R^2}{r^2} + 2\dot{R}^2 \left[\frac{R}{r^2} - \frac{R^4}{r^5} \right] = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.4.3.3)$$

Ολοκληρώνοντας ως προς r και θεωρώντας τις συνθήκες στο άπειρο, καταλήγουμε στην :

$$\frac{p(r,t) - p_\infty(t)}{\rho} = \ddot{R} \frac{R^2}{r} + 2\dot{R}^2 \left[\frac{R}{r} - \frac{R^4}{4r^4} \right] \quad (1.4.3.4)$$

Αυτή η εξίσωση είναι ισοδύναμη με την εξίσωση Bernoulli για μία μεταβλητή, ασταθή ροή ρευστού χωρίς την επίδραση του ιξώδους. Στην διεπιφάνεια $r = R$, οπότε η εξίσωση (1.4.3.4) δίνει :

$$\frac{p(R,t) - p_\infty(t)}{\rho} = R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \quad (1.4.3.5)$$

Τέλος, χρησιμοποιώντας την εξίσωση (1.4.3.4) για την πίεση στην διεπιφάνεια, και σημειώνοντας ότι

$$\left. \frac{\partial u}{\partial r} \right|_{r=R} = -\frac{2\dot{R}}{R} \quad (1.4.3.6)$$

η εξίσωση (1.4.3.5) γίνεται :

$$\rho \left[R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 \right] = p_v - p_\infty(t) + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3\gamma} - \frac{2S}{R} - 4\mu \frac{\dot{R}}{R} \quad (1.4.3.7)$$

Η εξίσωση αυτή, γνωστή ως εξίσωση Rayleigh-Plesset, μας επιτρέπει να προσδιορίσουμε τη χρονική εξέλιξη της ακτίνας R και, κατά συνέπεια, το πεδίο πίεσης στο υγρό όταν δίνεται το $p_\infty(t)$. Για ένα υγρό χωρίς ιξώδες, ο τελευταίος όρος $-4\mu\frac{\dot{R}}{R}$ εξαφανίζεται. Η αντίστοιχη εξίσωση είναι γνωστή και ως εξίσωση Rayleigh. Και οι δύο εξισώσεις είναι διαφορικές και εξαιρετικά μη-γραμμικές, λόγω των αδρανειακών όρων. Στις περισσότερες περιπτώσεις, οι αδρανειακές δυνάμεις είναι κυρίαρχες και το ιξώδες δεν παίζει σημαντικό ρόλο. Η επιφανειακή τάση έχει συχνά δευτερεύουσα σημασία σε περιπτώσεις κατάρρευσης φυσαλίδων.

1.4.4 Ερμηνεία της εξίσωσης Rayleigh-Plesset με βάση το ενεργειακό ισοζύγιο

Παρατηρώντας ότι :

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{2\dot{R}R^2} \frac{d}{dt} [\dot{R}^2 R^3] \quad (1.4.4.1)$$

η εξίσωση Rayleigh-Plesset (1.4.3.7) μπορεί να γραφτεί και ως εξής :

$$\frac{d}{dt} (2\pi\rho\dot{R}^2 R^3) = \left[p_v + p_{g0} \left(\frac{R_0}{R}\right)^{3\gamma} - p_\infty(t) \right] 4\pi - 8\pi S R \dot{R} + 16\pi\mu R \dot{R}^2 \quad (1.4.4.2)$$

Ο όρος στην αριστερή πλευρά παριστάνει τη διακύμανση της κινητικής ενέργειας του υγρού. Ο πρώτος όρος στη δεξιά πλευρά αντιπροσωπεύει τις δυνάμεις πίεσης που ενεργούν στο υγρό, ενώ οι δυνάμεις επιφανειακής τάσης αντιπροσωπεύονται από το δεύτερο όρο. Ο ρυθμός σκέδασης λόγω του ιξώδους εκφράζεται ως $\iiint 2\mu e_{ij}e_{ij}d\tau$, όπου το e_{ij} συμβολίζει τον τανυστή του ρυθμού παραμόρφωσης και το ολοκλήρωμα λαμβάνεται σε όλο τον όγκο του υγρού. Αυτό δίνει τον τελευταίο όρο.

1.4.5 Κατάρρευση φυσαλίδας ατμού

Στην παρούσα ενότητα, οι επιδράσεις του ιξώδους, η συμπιεστότητα του αερίου και οι επιφανειακές τάσεις αγνοούνται.

Πριν από τον αρχικό χρόνο, η φυσαλίδα υποτίθεται ότι βρίσκεται σε ισορροπία υπό πίεση $p_{\infty 0}$, η οποία είναι ίση με p_v , σύμφωνα με την εξίσωση (1.4.2.5). Από την στιγμή $t = 0$, σταθερή πίεση p_∞ , υψηλότερη από την p_v , εφαρμόζεται στο υγρό. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την κατάρρευση της φυσαλίδας σε ένα χαρακτηριστικό χρόνο t που ονομάζεται χρόνος Rayleigh.

Αυτό το απλό μοντέλο μας επιτρέπει να περιγράψουμε τα ολικά χαρακτηριστικά της πρώτης κατάρρευσης μιας φυσαλίδας σε ένα υγρό με πολύ χαμηλό ιξώδες, όπως το νερό. Ωστόσο, δεν παρέχει πληροφορίες για τις διαδοχικές ανακάμψεις και καταρρεύσεις που παρατηρούνται σε διάφορα φυσικά συστήματα. Θα πρέπει να σημειωθεί ότι, αν η επιφανειακή τάση δεν αγνοούταν, η κατάρρευση απλώς θα επιταχυνόταν ελαφρά.

1.4.6 Ταχύτητα διεπιφάνειας

Με τις προηγούμενες θεωρήσεις, η εξίσωση Rayleigh-Plesset (1.4.3.7) ολοκληρώνεται χρησιμοποιώντας την εξίσωση (1.4.4.1) και δίνοντας :

$$\rho \dot{R}^2 R^3 = -\frac{2}{3} (p_\infty - p_v) (R^3 - R_0^3) \quad (1.4.6.1)$$

Επειδή όμως το \dot{R} είναι αρνητικό κατά την κατάρρευση, καταλήγουμε στην :

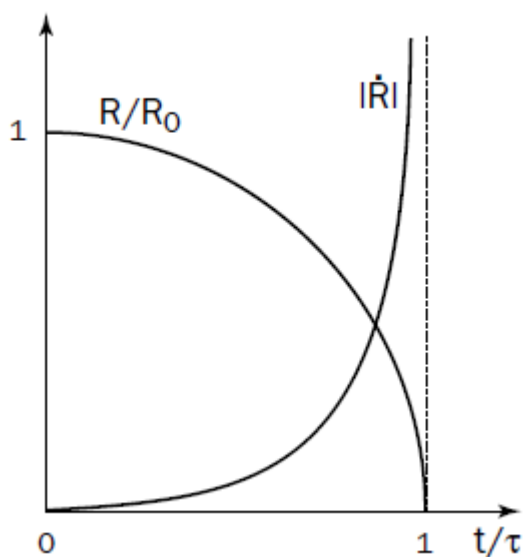
$$\frac{dR}{dt} = -\sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty - p_v}{\rho} \left[\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right]} \quad (1.4.6.2)$$

Η ακτίνα τείνει στο 0 και η ακτινικά προς τα μέσα κίνηση επιταχύνεται χωρίς όριο. Η αριθμητική ολοκλήρωση αυτής της εξίσωσης επιτρέπει τον υπολογισμό της ακτίνας $R(t)$ ως συνάρτηση του χρόνου. Ο χαρακτηριστικός χρόνος κατάρρευσης ή χρόνος Rayleigh είναι :

$$\tau = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty - p_v}{\rho}} \int_0^{R_0} \frac{dR}{\sqrt{\frac{R_0^3}{R^3} - 1}} \cong 0.915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p_\infty - p_v}} \quad (1.4.6.3)$$

Η σταθερά 0,915 είναι η κατά προσέγγιση τιμή του $\sqrt{\frac{\pi}{6} \frac{\Gamma(5/6)}{\Gamma(4/3)}}$ όπου Γ η παραγοντική συνάρτηση Gamma.

Η τιμή του t συμφωνεί με τις πειραματικές τιμές για ένα μεγάλο φάσμα αρχικών τιμών διαμέτρου της φυσαλίδας (από περίπου ένα μικρόμετρο έως ένα εκατοστό). Για παράδειγμα, στην περίπτωση του νερού, μια φυσαλίδα με αρχική ακτίνα 1 cm καταρρέει σε χρόνο περίπου ενός χιλιοστού του δευτερολέπτου, υπό εξωτερική πίεση 1 bar



Σχήμα 1.4.6.1. Εξέλιξη του $R(t)$ και $\dot{R}(t)$ κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης

Η συμπεριφορά του $R(t)$ και του $\dot{R}(t)$ παρουσιάζονται στο σχήμα 1.4.6.1. Ενώ η μέση τιμή της ταχύτητας κατάρρευσης είναι R_0/τ , το \dot{R} τείνει στο άπειρο, στο τέλος της κατάρρευσης. Για R που πλησιάζει το 0, η ταχύτητα της διεπιφάνειας έχει την ακόλουθη ισχυρή ιδιαιτερότητα:

$$|\dot{R}| \cong \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_\infty - p_v}{\rho}} \left[\frac{R_0}{R} \right]^{3/2} \cong 0.747 \frac{R_0}{\tau} \left[\frac{R_0}{R} \right]^{3/2} \quad (1.4.6.4)$$

Στο τέλος της κατάρρευσης, η ακτίνα εξελίσσεται σύμφωνα με τον νόμο :

$$\frac{R}{R_0} \cong 1.87 \left[\frac{\tau - t}{\tau} \right]^{2/5} \quad (1.4.6.5)$$

Με τις προηγούμενες αριθμητικές τιμές, διαπιστώνεται ότι $|\dot{R}| \cong 720$ m/s για $R/R_0 = 1/20$. Τέτοιες υψηλές τιμές της ταχύτητας, της τάξεως του μισού της ταχύτητας του ήχου στο νερό, μας οδηγούν στο συμπέρασμα ότι η συμπίεστικότητα του νερού πρέπει να λαμβάνεται υπόψιν στα τελικά στάδια της κατάρρευσης.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειώσουμε ότι ορισμένες άλλες φυσικές πτυχές, όπως η παρουσία μη-συμπυκνώσιμων αερίων ή ο πεπερασμένος ρυθμός συμπίκνωσης υδρατμών, θα τροποποιήσουν τη συμπεριφορά της φυσαλίδας. Ωστόσο, το μοντέλο Rayleigh παρουσιάζει τα κύρια χαρακτηριστικά της κατάρρευσης της φυσαλίδας, κυρίως τη σύντομη διάρκειά της και την ταχεία αλλαγή στην κλίμακα του χρόνου

1.4.7 Το πεδίο πίεσης

Το πεδίο πίεσης $p(r, t)$, μπορεί να καθοριστεί από την εξίσωση (1.4.3.4), στην οποία το \dot{R} είναι γνωστό από την εξίσωση (1.4.6.2) και το \ddot{R} μπορεί να εξαχθεί παραγωγίζοντας, οπότε έχουμε :

$$\ddot{R} = - \frac{p_\infty - p_v}{\rho} \frac{R_0^3}{R^4} \quad (1.4.7.1)$$

Το αποτέλεσμα των υπολογισμών είναι :

$$\Pi(r, t) = \frac{p(r, t) - p_\infty}{p_\infty - p_v} = \frac{R}{3r} \left[\frac{R_0^3}{R^3} - 4 \right] - \frac{R^4}{3r^4} \left[\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right] \quad (1.4.7.2)$$

Η συμπεριφορά της αδιάστατης πίεσης Π σε διάφορες περιπτώσεις φαίνεται στο διάγραμμα 1.4.7.1. Παρουσιάζεται ένα μέγιστο μέσα στο υγρό όταν η ακτίνα της φυσαλίδας γίνεται μικρότερη από $(1/\sqrt[3]{4})R_0 \cong 0.63R_0$. Η μέγιστη πίεση είναι:

$$\Pi_{max} = \frac{p_{max} - p_\infty}{p_\infty - p_v} = \frac{\left[\frac{R_0^3}{4R^3} - 1 \right]^{4/3}}{\left[\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right]^{1/3}} \quad (1.4.7.3)$$

Και συμβαίνει σε απόσταση r_{max} από το κέντρο της φυσαλίδας που δίνεται από :

$$\frac{r_{max}}{R} = \left[\frac{\frac{R_0^3}{R^3} - 1}{\frac{R_0^3}{4R^3} - 1} \right]^{1/3} \quad (1.4.7.4)$$

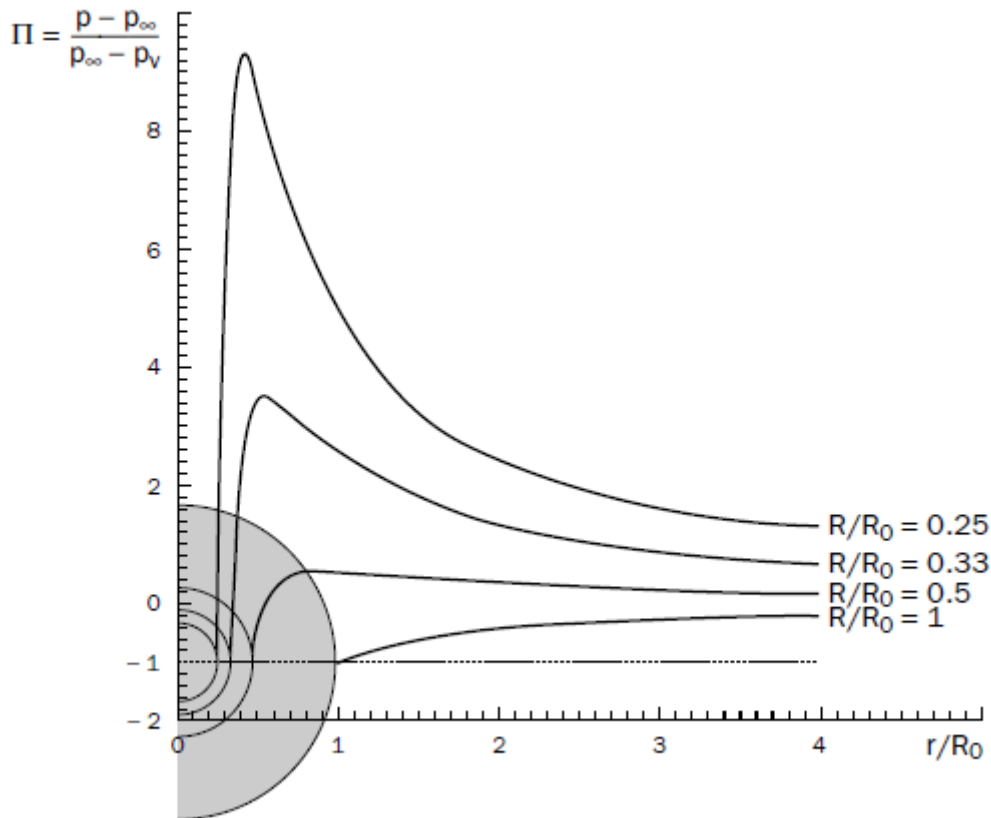
Όταν το R/R_0 γίνει μικρό, οι δύο προηγούμενες εξισώσεις δίνουν προσεγγιστικά :

$$P_{max} \cong \frac{1}{4^{4/3}} \left[\frac{R_0}{R} \right]^3 \cong 0.157 \left[\frac{R_0}{R} \right]^3 \quad (1.4.7.5)$$

$$\frac{r_{max}}{R} \approx \sqrt[3]{4} \cong 1.59 \quad (1.4.7.6)$$

Πολύ κοντά στη διεπιφάνεια επιτυγχάνονται πολύ υψηλές πιέσεις, για παράδειγμα για $R/R_0 = 1/20$, $p_{max} = 1,260 \text{ bars}$ εάν $p_{\infty} - p_v = 1 \text{ bar}$

Πρέπει να δοθεί προσοχή στο είδος των κυμάτων πίεσης που εμφανίζεται στο σχήμα 1.4.7.1 κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης της φυσαλίδας. Καθώς μόνο οι δυνάμεις πίεσης και αδράνειας λαμβάνονται υπόψη στο παρόν μοντέλο, η διάδοση των κυμάτων πίεσης προς τα μέσα, θεωρείται ως το αποτέλεσμα μόνο των δυνάμεων αδράνειας. Περισσότερο περίπλοκα μοντέλα εμφανίζουν παρόμοια συμπεριφορά.



Σχήμα 1.4.7.1. Εξέλιξη του πεδίου πίεσης κατά την κατάρρευση φυσαλίδας Πηγή :JEAN-PIERRE FRANC;JEAN-MARIE MICHEL,; *Fundamentals of Cavitation* vol.76; s.I : R. MOREAU MADYLAM

Από φυσική άποψη, η βίαιη συμπεριφορά της κατάρρευσης της φυσαλίδας, προκύπτει από δύο κύρια γεγονότα:

- Η πίεση στο εσωτερικό της φυσαλίδας είναι σταθερή και δεν αντιστέκεται στην κίνηση του ρευστού
- Η διατήρηση του υγρού όγκου, μέσω της σφαιρικής συμμετρίας (εξίσωση 1.4.3.1), τείνει να συγκεντρώνει την κίνηση του υγρού σε μια όλο και μικρότερα περιοχή.

1.5 Ταλάντωση φυσαλίδας

1.5.1 Βασικές εξισώσεις

Ας θεωρήσουμε μια σφαιρική φυσαλίδα σε ένα άπειρο μέσο. Η ακτινική ταχύτητα $u(r, t)$, η πίεση $p(r, t)$ και η πυκνότητα $\rho(r, t)$ διέπονται από τη διατήρηση μάζας και τις εξισώσεις Euler :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} = -\rho \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u)}{\partial r} \quad (1.5.1.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} \quad (1.5.1.2)$$

Πρέπει να προστεθεί και ο νόμος της κατάστασης του υγρού, προκειμένου να κλείσει το προηγούμενο σύστημα των μερικών διαφορικών εξισώσεων.

Χρησιμοποιώντας την ενθαλπία που ορίζεται ως $h = \int_{p_0}^p \frac{dp}{\rho}$, η εξίσωση διατήρησης μάζας και η εξίσωση Euler γίνονται αντίστοιχα:

$$\frac{\partial h}{\partial t} + u \frac{\partial h}{\partial r} = -c^2 \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 u)}{\partial r} \quad (1.5.1.3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{\partial h}{\partial r} \quad (1.5.1.4)$$

όπου $c = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}}$ η ταχύτητα του ήχου.

Το δυναμικό της ταχύτητας $\varphi(r, t)$, ορίζεται από :

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (1.5.1.5)$$

και ολοκληρώνοντας την εξίσωση Euler λαμβάνουμε την παρακάτω σχέση, η οποία είναι μια γενικευμένη εξίσωση Bernoulli:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{u^2}{2} + h = C(t) \quad (1.5.1.6)$$

όπου $C(t)$ είναι μια χρονικά εξαρτώμενη συνάρτηση. Θεωρούμε ότι η κατάρρευση γίνεται υπό σταθερή πίεση στο άπειρο, ώστε το $C(t)$ να είναι σταθερό και να ισούται με μηδέν, μετά από κατάλληλη επιλογή του δυναμικού φ .

Η εξάλειψη της ενθαλπίας h μεταξύ των εξισώσεων (1.5.1.3) και (1.5.1.6) οδηγεί στην ακόλουθη υπερβολική εξίσωση για το δυναμικό της ταχύτητας φ :

$$(c^2 - u^2) \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r^2} - 2u \frac{\partial^2 \varphi}{\partial r \partial t} - \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{2c^2}{r} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \quad (1.5.1.7)$$

1.5.2 Ημί-ακουστική λύση [HERRING 1941&TRILLING 1952][3]

Σύμφωνα με αυτή την προσέγγιση, η ταχύτητα του ήχου θεωρείται σταθερή και ίση με c_0 και οι όροι στο u^2 και u αγνοούνται από την αριστερή πλευρά της εξίσωσης (1.5.1.7). Η εξίσωση αυτή μετατρέπεται στην κλασική εξίσωση για ένα ακουστικό κύμα:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = C_0^2 \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) \quad (1.5.2.1)$$

της οποίας η λύση για ένα ηχητικό κύμα που εκπέμπεται από το τοίχωμα της φουσαλίδας προς τα έξω, είναι:

$$\varphi = \frac{1}{r} F \left(t - \frac{r}{c_0} \right) \quad (1.5.2.2)$$

όπου F συνάρτηση που χαρακτηρίζει τη μορφή του κύματος. Σύμφωνα με αυτή τη λύση η πυκνότητα είναι σταθερή και ίση με ρ_0 , οπότε η ενθαλπία γίνεται : $h = \frac{p-p_0}{\rho_0}$ (1.5.2.3)

Στη διεπιφάνεια της φουσαλίδας, η γενικευμένη εξίσωση Bernoulli (1.5.1.6) δίνει :

$$\frac{1}{R} \dot{F} \left(t - \frac{R(t)}{c_0} \right) + \frac{1}{2} \dot{R}^2 + \frac{P(t)-p_0}{\rho_0} = 0 \quad (1.5.2.4)$$

όπου \dot{R} είναι η ταχύτητα της διεπιφάνειας και $P(t)$ η πίεση του υγρού στη διεπαφή, η οποία όμως είναι γνωστή από τις οριακές συνθήκες. Για παράδειγμα, η πίεση P μειώνεται στο άθροισμα της τάσης ατμών και της μερικής πίεσης οποιουδήποτε μη συμπυκνώσιμου αερίου, αν το ιξώδες και η επιφανειακή τάση αγνοούνται.

Λαμβάνοντας υπόψη μόνο τους όρους πρώτης τάξης στο \dot{R}/c , λαμβάνουμε την ακόλουθη διαφορική εξίσωση για την εξέλιξη της ακτίνας της φουσαλίδας :

$$R\ddot{R} \left(1 - \frac{2\dot{R}}{c_0} \right) + \frac{3\dot{R}^2}{2} \left(1 - \frac{4\dot{R}}{3c_0} \right) = \frac{R}{\rho_0 c_0} \frac{dP}{dt} + \frac{P-p_0}{\rho_0} \quad (1.5.2.5)$$

Η εξίσωση αυτή είναι μια γενίκευση της εξίσωσης Rayleigh-Plesset, η οποία λαμβάνει υπόψη και τη συμπιεστότητα του ρευστού.

1.5.3 Η προσέγγιση του Gilmore (1952) [4]

Ο Gilmore χρησιμοποίησε την υπόθεση των Kirkwood-Bethe, που εισήχθη για υποβρύχιες εκρήξεις, σύμφωνα με την οποία η ποσότητα $r\phi$ διαδίδεται με ταχύτητα ίση με το άθροισμα της ταχύτητας του ήχου και της ταχύτητας του ρευστού. Η προσέγγιση αυτή του Gilmore οδηγεί στην ακόλουθη εξίσωση για την εξέλιξη της ακτίνας της φυσαλίδας:

$$R\ddot{R}\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) + \frac{3\dot{R}^2}{2}\left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) = H\left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right) + \frac{R}{c}\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right)\frac{dH}{dt} \quad (1.5.3.1)$$

Τα H και T αναφέρονται στην ενθαλπία του υγρού και στην ταχύτητα του ήχου στη διεπιφάνεια, και αντιστοιχούν σε πίεση $P = p(R)$ στο τοίχωμα της φυσαλίδας. Όταν η πυκνότητα θεωρείται σταθερή έχουμε:

$$H = \frac{P - p_0}{\rho_0} \quad (1.5.3.2)$$

Στην περίπτωση της κατάρρευσης μιας φυσαλίδας ατμού που υποβάλλεται σε εξωτερική πίεση μεγαλύτερη από την τάση ατμών, η πίεση στο εσωτερικό της φυσαλίδας P είναι σταθερή και ίση με την πίεση του ατμού. Η εξίσωση (1.5.3.1), τότε έχει το ακόλουθο πρώτο ολοκλήρωμα:

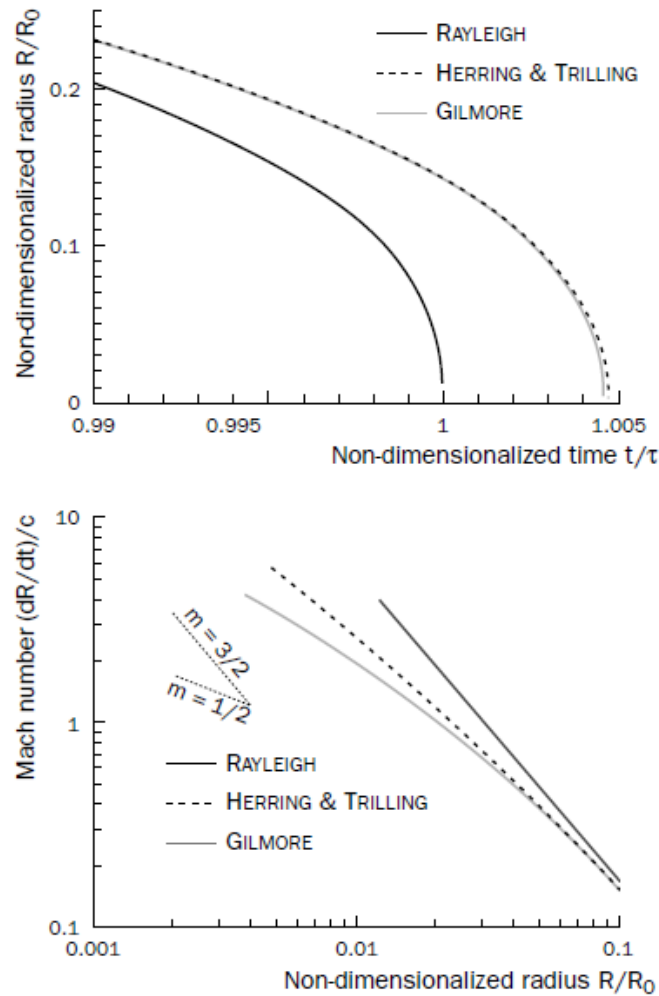
$$\log \frac{R}{R_0} = -2 \int_0^{\dot{R}} \frac{\dot{R}(\dot{R} - c)}{\dot{R}^3 - 3c\dot{R}^2 + 2H(\dot{R} + c)} d\dot{R} \quad (1.5.3.3)$$

Στο τέλος της κατάρρευσης, η ταχύτητα της διεπιφάνειας \dot{R} είναι αρνητική και τείνει στο άπειρο. Ως εκ τούτου, οι όροι του \dot{R} στην εξίσωση (1.5.3.3) έχουν κυρίαρχο ρόλο και το ολοκλήρωμα συμπεριφέρεται ως $\log|\dot{R}|$. Αυτό οδηγεί στην ακόλουθη ασυμπτωτική συμπεριφορά:

$$|\dot{R}| \cong R^{-1/2} \quad (1.5.3.4)$$

Ως εκ τούτου, στην περίπτωση που λαμβάνεται υπόψη η συμπιεστότητα, η προσέγγιση Gilmore οδηγεί σε εκθέτη $1/2$, για τον ασυμπτωτικό νόμο $|\dot{R}| \cong R^{-m}$ αντί του $3/2$ που λαμβάνεται στην ασυμπίεστη περίπτωση. Η ταχύτητα κατάρρευσης φαίνεται να επιβραδύνεται σημαντικά λόγω της συμπιεστότητας.

Στο σχήμα 1.5.3.1, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα του μοντέλου Gilmore σε σύγκριση με τα μοντέλα του Rayleigh και του Herring. Μόνο τα τελευταία στάδια της κατάρρευσης επηρεάζονται από τη συμπιεστότητα του υγρού. Η διάρκεια ζωής της φυσαλίδας αυξάνεται ελαφρώς. Τα μοντέλα των Gilmore, Herring και Trilling, είναι παρόμοια, με μόνη διαφορά στην έκφραση του ασυμπτωτικού νόμου για την ταχύτητα της διεπιφάνειας. Το μοντέλο του Gilmore οδηγεί σε μια κάπως λιγότερο βίαιη κατάρρευση. Ωστόσο, αξιωματικά σημειωθεί ότι τα τελευταία στάδια της κατάρρευσης που οδηγούν σε πολύ υψηλούς αριθμούς Mach που υπολογίζονται με την ταχύτητα της διεπιφάνειας είναι πέρα από τις παραδοχές αυτών των μοντέλων.



1.5.3.1 Κατάρρευση φυσαλίδας ατμού ακτίνας 1cm υπό σταθερή διαφορά πίεσης $p_0 - p_v = 105\text{kPa}$
 Σύγκριση μοντέλων των RAYLEIGH, HERRING & TRILLING και GILMORE. Πηγή :JEAN-PIERRE FRANCOIS;JEAN-MARIE MICHEL;: *Fundamentals of Cavitation* vol.76; s.1 : R. MOREAU MADYLAM

Η πρώτη αριθμητική λύση που περιγράφει την κατάρρευση φυσαλίδας και την ανάκαμψη της λαμβάνοντας υπόψη τη συμπιεστότητα του υγρού, δόθηκε από τους Hickling και Plesset (1963-4) [5]. Ο υπολογισμός έγινε με βάση το μοντέλο Gilmore για αριθμούς Mach \dot{R}/C μικρότερους από 0,1. Για υψηλότερες τιμές, χρησιμοποιείται μια Lagrangian μορφή της εξίσωσης του Euler.

Τα υπολογιστικά αποτελέσματα των Hickling και Plesset δείχνουν εκπομπή ενός κύματος πίεσης την στιγμή της ανάκαμψης. Το κύμα πίεσης διαδίδεται προς τα έξω και το πλάτος του μειώνεται περίπου ως το $1/r$. Τέτοια απότομα εξωστρεφή κύματα, που μπορούν να γίνουν κρουστικά, έχουν βρεθεί από πολλούς συγγραφείς.

Προσεγγίζοντας τη ταχύτητα του τείχους της φυσαλίδας, στα τελικά στάδια της κατάρρευσης, με τον εκθετικό νόμο $|\dot{R}| \cong R^{-m}$, οι Hickling και Plesset βρήκαν την τιμή 0,785 για τον εκθέτη m , ενώ ο Hunter (1963) [6] βρήκε 0,801 από την άμεση μελέτη της ασυμπτωτικής συμπεριφοράς της φυσαλίδας.

1.5.4 Γραμμική ταλάντωση φυσαλίδας

Η παρουσία ενός ταλαντευόμενου πεδίου πίεσης που εφαρμόζεται μακριά από τη φυσαλίδα:

$$p_{\infty}(t) = p_{\infty 0}(1 + \varepsilon \sin \omega t) \quad (1.5.4.1)$$

με μικρό πλάτος ταλάντωσης ($\varepsilon \ll 1$). Η ακτίνα της φυσαλίδας θα ταλαντώνεται ακολούθως :

$$R = R_0[1 + \kappa(t)], \quad (1.5.4.2)$$

όπου το κ παραμένει μικρό. Η γραμμικοποίηση της εξίσωσης Rayleigh-Plesset δίνει :

$$\ddot{\kappa} + \frac{4\nu}{R_0^2} \dot{\kappa} + \frac{3\gamma p_{g0} - 2S/R_0}{\rho R_0^2} \kappa = -\frac{1}{\rho R_0^2} p_{\infty 0} \varepsilon \sin \omega t \quad (1.5.4.3)$$

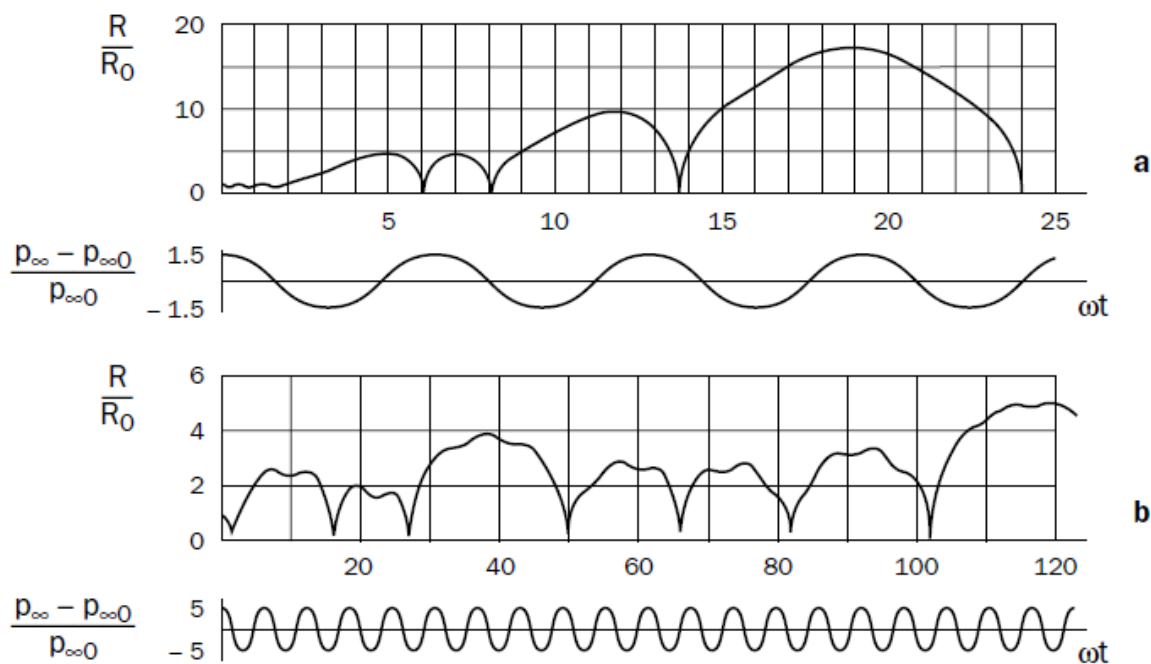
Από αυτή την εξίσωση, η ιδιοσυχνότητα $f_0 = \omega/2\pi$ μπορεί εύκολα να βρεθεί. Οι τιμές της ιδιοσυχνότητας καλύπτουν μια ευρεία κλίμακα σύμφωνα με το μέγεθος της φυσαλίδας και την πίεση στο άπειρο. Για παράδειγμα, μια φυσαλίδα ακτίνας $10 \mu m$ σε ισορροπία στο νερό ($S = 0.072 N/m$) υπό την επίδραση ατμοσφαιρικής πίεσης $p_{\infty 0} = 10^5 Pa$, έχει μερική πίεση του αερίου στο εσωτερικό ίση με $p_{g0} = p_{\infty 0} - p_v + \frac{2S}{R} \cong 112,000 Pa$ και βασική ιδιοσυχνότητα $f_0 \cong 340 kHz$. Για παρόμοιες συνθήκες, μια μικροφυσαλίδα ακτίνας $1 \mu m$ θα έχει ιδιοσυχνότητα $4,7 MHz$.

Επιπλέον, φαίνεται ότι το ιξώδες έχει επίδραση απόσβεσης με ρυθμό απόσβεσης $4\nu/R_0^2$.

1.5.5 Μη γραμμικές ταλαντώσεις φυσαλίδας

Στην εξίσωση (1.5.4.3) ο πυρήνας θεωρείται ως ένας απλός γραμμικός ταλαντωτής που υποβάλλεται σε μικρή ταλάντωση εξωτερικής δύναμης. Στην πραγματικότητα, σε πολλές περιπτώσεις, το ε δεν μπορεί να θεωρηθεί μικρό σε σχέση με το 1 και η απόκριση του πυρήνα απέχει αρκετά από τη γραμμική συμπεριφορά.

Σε τέτοιες περιπτώσεις, η φυσαλίδα μπορεί να παρουσιάζει μία καμπύλη απόκρισης με ημιαρμονικές. Επιπλέον, η απόκριση μπορεί να είναι μη-περιοδική, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.5.5.1, όπου παρουσιάζονται δύο παραδείγματα των αριθμητικών αποτελεσμάτων από τους Borotnikova και Soloukhin (1964) [7] για τη μεταβαλλόμενη κίνηση μιας φυσαλίδας αερίου σε ένα ταλαντευόμενο πεδίο πίεσης. Σε κάθε περίπτωση, η περιοδικότητα απέχει πολύ από το να επιτευχθεί. Στη δεύτερη περίπτωση, η οποία αντιστοιχεί σε μια ισχυρή διέγερση, εμφανίζονται ημιαρμονικές.



Σχήμα 1.5.5.1: Δύο παραδείγματα μεταβαλλόμενης κίνησης φυσαλίδας ατμού σε ταλαντευόμενο πεδίο πίεσης $p_\infty(t) = p_{\infty 0}(1 + \varepsilon \cos \omega t)$: α) $\varepsilon=1.5$, $\omega/\omega_0=0.0154$ β) $\varepsilon=5$, $\omega/\omega_0=1.54$. $\omega_0=2\pi f_0$, όπου f_0 η ιδιοσυχνότητα της φυσαλίδας [Plesset-Prosperetti,1977]. Πηγή :JEAN-PIERRE FRANC;JEAN-MARIE MICHEL;: *Fundamentals of Cavitation* vol.76; s.I : R. MOREAU MADYLAM

1.6 Υπολογισμός της θερμοκρασίας μέσω της εξίσωσης Rayleigh-Plesset και των επεκτάσεων της

Για τον υπολογισμό της θερμοκρασίας μέσω της εξίσωσης Rayleigh-Plesset πρέπει να σχηματιστεί ένα σύστημα από τρεις συνήθεις διαφορικές εξισώσεις (ODEs) συναρτήσεων των R , \dot{R} και T . Η πρώτη εξίσωση προκύπτει από απλοποίηση της εξίσωσης Keller –Miksis. Η διατύπωση Keller –Miksis αποτελεί μια εξίσωση που προκύπτει για μεγάλες, ακτινικές ταλαντώσεις φυσαλίδας παγιδευμένης σε ένα ηχητικό πεδίο. Όταν η συχνότητα του ηχητικού πεδίου πλησιάζει την ιδιοσυχνότητα της φυσαλίδας, αυτή οδηγείται σε ταλαντώσεις μεγάλου πλάτους. Η εξίσωση Keller-Miksis λαμβάνει υπόψη το ιξώδες, την επιφανειακή τάση, το προσπίπτον ηχητικό κύμα, και την ακουστική ακτινοβολία που εκπέμπεται από τη φυσαλίδα, πράγμα που αγνοούταν από τους υπολογισμούς του Lauterborn. Ο Lauterborn έλυσε την εξίσωση που τροποποίησε ο Plesset από την αρχική ανάλυση του Rayleigh για ταλάντωση μεγάλων φυσαλίδων. Η εξίσωση Keller και Miksis λαμβάνεται από τον ακόλουθο τύπο [8]:

$$R\ddot{R}\left(1 - \frac{\dot{R}}{c}\right) + \frac{3\dot{R}^2}{2}\left(1 - \frac{\dot{R}}{3c}\right) = \left(1 + \frac{\dot{R}}{c}\right)\frac{1}{\rho_l}\left[p_b(R,t) - p_A\left(t + \frac{R}{c}\right) - p_\infty\right] + \frac{Rdp_B(R,t)}{\rho_l c dt} \quad (1.6.1)$$

Η αποτυχία όμως των παραλλαγών της εξίσωσης Rayleigh-Plesset, όταν ο όρος $|\dot{R}|/c$ προσεγγίζει τη μονάδα, αντανakλάται σε αφύσικες ιδιομορφίες στους βασικούς όρους των εξισώσεων. Το πρόβλημα αυτό λύνεται με την διαγραφή όλων των παρενθέσεων που περιέχουν τον όρο $|\dot{R}|/c$. Με τον τρόπο αυτό, η εξίσωση (1.6.1) μετασχηματίζεται στην παρακάτω :

$$R\ddot{R} + \frac{3\dot{R}^2}{2} = \frac{1}{\rho_l} [p_b(R, t) - p_{At} - p_\infty] + \frac{Rdp_B(R, t)}{\rho_l c dt} \quad (1.6.2)$$

η οποία αποτελεί μια απλοποίηση της εξίσωσης Keller –Miksis.

Η δεύτερη εξίσωση που χρησιμοποιείται, είναι η μοντελοποίηση της πίεσης από μια εξίσωση τύπου Van der Waals:

$$\dot{P}_g(R, t) = -\gamma \frac{3R^2\dot{R}}{R^3-h^3} P_g \quad (1.6.3)$$

όπου το h αντιπροσωπεύει την ακτίνα του σκληρού πυρήνα Van der Waals. Ο πολυτροπικός εκθέτης γ περιγράφει τον βαθμό ισοθερμικότητας ή αδιαβατικότητας της κίνησης της φυσαλίδας σε δεδομένο χρόνο. Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, αν η μεταφορά θερμότητας είναι γρήγορη σε σχέση με την κίνηση της φυσαλίδας, τότε το αέριο εντός της φυσαλίδας έχει την ίδια θερμοκρασία με το υγρό που την περιβάλλει, και έτσι το φαινόμενο χαρακτηρίζεται ως ισοθερμικό. Αντιθέτως εάν η κίνηση της φυσαλίδας είναι πιο γρήγορη σε σχέση με τη μεταφορά της θερμότητας, τότε η θερμότητα δεν θα μπορεί να αποδράσει από τη φυσαλίδα προκαλώντας πιο ψηλή θερμοκρασία εντός της φυσαλίδας από το περιβάλλον υγρό, και έτσι το φαινόμενο χαρακτηρίζεται ως αδιαβατικό. Γενικά το γ είναι συνάρτηση των R , \dot{R} και της θερμοκρασίας του αερίου T . Εάν το γ θεωρηθεί σταθερό κατά την διάρκεια της ταλάντωσης της φυσαλίδας η σχέση (1.6.3) μπορεί να ολοκληρωθεί ως προς τον χρόνο και να προκύψει η

$$P_g(R(t)) = \left(P_0 + \frac{2S}{R_0}\right) \left(\frac{R_0^3-h^3}{R^3-h^3}\right) \gamma \quad (1.6.4)$$

Για να κλείσει το σύστημα των διαφορικών εξισώσεων (1.6.2) και (1.6.3) χρειάζεται ο προσδιορισμός μιας τρίτης εξίσωσης που να εισάγει τη θερμοκρασία του αερίου T . Αυτό μπορεί να επιτευχθεί μέσω της χρήσης του πολυτροπικού εκθέτη και της εξίσωσης κατάστασης αποκλειστικού όγκου Van der Waals :

$$P_g \frac{4\pi}{3} (R^3 - h^3) = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \nu_m \mathbb{R} T \quad (1.6.5)$$

όπου \mathbb{R} η σταθερά ιδανικού αερίου και ν_m ο ειδικός όγκος, οπότε σε συνδυασμό με την εξίσωση (1.6.3) έχουμε :

$$\dot{T} = -(\gamma - 1) \left(\frac{3R^2\dot{R}}{R^3-h^3}\right) T \quad (1.6.6)$$

Ουσιαστικά το γ περιγράφει την αλληλεπίδραση της θερμοκρασίας μεταξύ του αερίου εντός της φυσαλίδας και του υγρού εκτός αυτής, καθορίζοντας έτσι το φαινόμενο ως ισοθερμικό ή αδιαβατικό. Αν το φαινόμενο είναι αδιαβατικό κατά την κατάρρευση, τότε $\gamma \approx \Gamma$, όπου Γ ο αδιαβατικός συντελεστής για το αέριο. Αν το φαινόμενο είναι ισοθερμικό τότε $\gamma \approx 1$.

Ο Prosperetti έχει εξάγει μια αυστηρή αναλυτική φόρμουλα η οποία συνδέει το γ με τον αριθμό Péclet (Pe) [9]. ο αριθμός Péclet είναι ένας αδιάστατος αριθμός που ορίζεται ως το πηλίκο του ρυθμού μεταφοράς θερμότητας προς τον ρυθμό διάχυσης της. Μια απλούστερη παραλλαγή της εξίσωσης που χρησιμοποιεί ο Prosperetti, η οποία όμως την αναπαράγει πολύ στενά, είναι η :

$$\gamma(Pe) = 1 + (\Gamma - 1) \left(\frac{A}{Pe^B}\right) \quad (1.6.7)$$

με αριθμητικές παραμέτρους $A \approx 5.8, B \approx 0.6$. Προφανώς το $\gamma \rightarrow 1$ όταν το $Pe \rightarrow 0$ (δηλαδή ισοθερμική συμπεριφορά όπου κυριαρχεί η διάχυση) και το $\gamma \rightarrow \Gamma$ όταν το $Pe \rightarrow \infty$ (δηλαδή αδιαβατική συμπεριφορά όπου κυριαρχεί η μετατόπιση). Ενώ η φόρμουλα του Prosperetti έχει αναπτυχθεί για ασθενείς γραμμικές ταλαντώσεις της φουσαλίδας, διατηρεί το φυσικό νόημα της για παρεμβολή μεταξύ ισοθερμικής και αδιαβατικής συμπεριφοράς στην περίπτωση μη-γραμμικών ταλαντώσεων. Με τον τρόπο αυτό επιχειρείται να επεκταθεί η εφαρμογή της σε δυνατές καταρρεύσεις φουσαλίδων, χρησιμοποιώντας ένα εξαρτώμενο από τον χρόνο στιγμιαίο αριθμό Péclet:

$$Pe(t) = R(t) |\dot{R}(t)| / X(R, T) \quad (1.6.8)$$

Ο αριθμός Pe αλλάζει κατά αρκετές τάξεις μεγέθους κατά τη διάρκεια μιας τυπικής ταλάντωσης Rayleigh-Plesset. Για ένα πολύ μεγάλο μέρος του κύκλου οδήγησης, η ταλάντωση της φουσαλίδας αποδίδει μικρούς αριθμούς Péclet. Σημαντικές αποκλίσεις από την ισοθερμική συμπεριφορά προκύπτουν μόνο κατά την κατάρρευση της φουσαλίδας, όπου η (1.6.8) δίνει μεγάλους αριθμούς Péclet και συνεπώς, μεγάλη αύξηση της θερμοκρασίας κάτω από συμπίεση.

Για τον υπολογισμό της μεταβλητής X , χρησιμοποιούμε την θεωρία του Enskog για πυκνά αέρια [10], καθώς η πυκνότητα της φουσαλίδας αυξάνεται κατακόρυφα κατά την κατάρρευση (πυκνότητα επιπέδου στερεού σώματος). Το αποτέλεσμα είναι :

$$X = \frac{25}{48} \Gamma^{-1} \left(\frac{\pi \alpha^2 R T}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}} G(x) \quad (1.6.9)$$

όπου μ το μοριακό βάρος του αερίου εντός της φουσαλίδας και α η ατομική διάμετρος του. Η $G(x)$ είναι μια συνάρτηση της αδιάστατης πυκνότητας του αερίου όπου το x δίνεται από :

$$x = \frac{2\pi N_a a^3 R_0^3}{3v_m R^3} \quad (1.6.10)$$

όπου, N_a ο αριθμός Avogadro. Η προσέγγιση επέκτασης που χρησιμοποιείται στη θεωρία Enskog αποδίδει:

$$G(x) = \frac{1}{x} \left(\frac{1}{1+c_1x+c_2x^2+c_3x^3} + 1.2x + 0.755x^2(1 + c_1x + c_2x^2 + c_3x^3) \right) \quad (1.6.11)$$

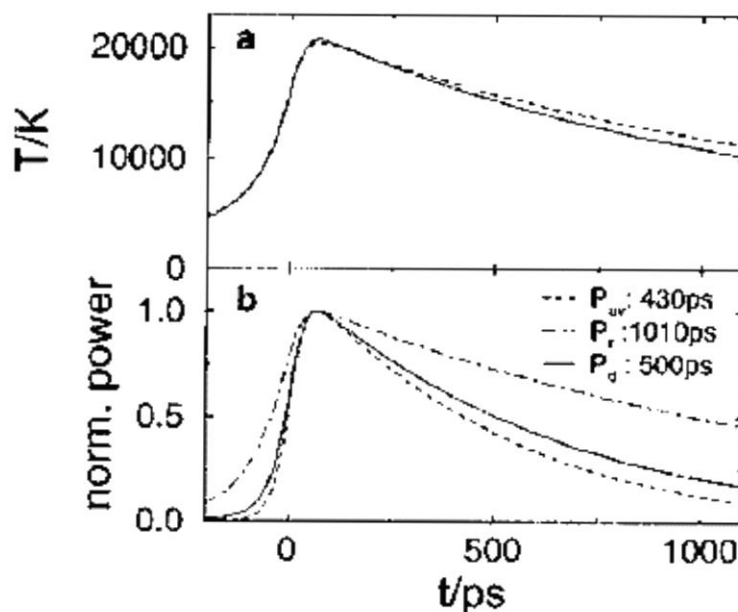
με τους συντελεστές $c_1 = 0.625, c_2 = 0.2869, c_3 = 0.115$. Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι για μικρές πυκνότητες αερίου εντός της φουσαλίδας, οι (1.6.9), (1.6.10), (1.6.11) δίνουν τις γνωστές αναλογίες $X \propto \sqrt{T/\rho_g}$, όπου ρ_g είναι η πυκνότητα του αερίου εντός φουσαλίδας.

Το αέριο μέσα στην καταρρέουσα φουσαλίδα γίνεται πολύ πιο θερμό από το νερό έξω από αυτή, και πραγματοποιείται μια έντονη ανταλλαγή θερμότητας, η οποία δημιουργεί ένα ψυχρό θερμικό οριακό στρώμα εντός των τειχών της φουσαλίδας. Η θερμική ψύξη της φουσαλίδας λαμβάνεται υπόψη προσθέτοντας έναν όρο διάχυτης απώλειας θερμότητας στην (1.6.6), έτσι η πλήρης φόρμουλα που χρησιμοποιείται για την αλλαγή της θερμοκρασίας είναι:

$$\dot{T} = -(\gamma - 1) \left(\frac{3R^2\dot{R}}{R^3 - h^3} \right) T - X \frac{T - T_\infty}{R^2} \quad (1.6.12)$$

Κατά αυτόν τον τρόπο, η ψύξη μειώνει τη θερμοκρασία στη θερμοκρασία περιβάλλοντος T_∞ κατά τη φάση μετά την ανάκαμψη και εξασφαλίζει ότι η μέση περιεκτικότητα σε ενέργεια της φυσαλίδας παραμένει σταθερή από κύκλο σε κύκλο.

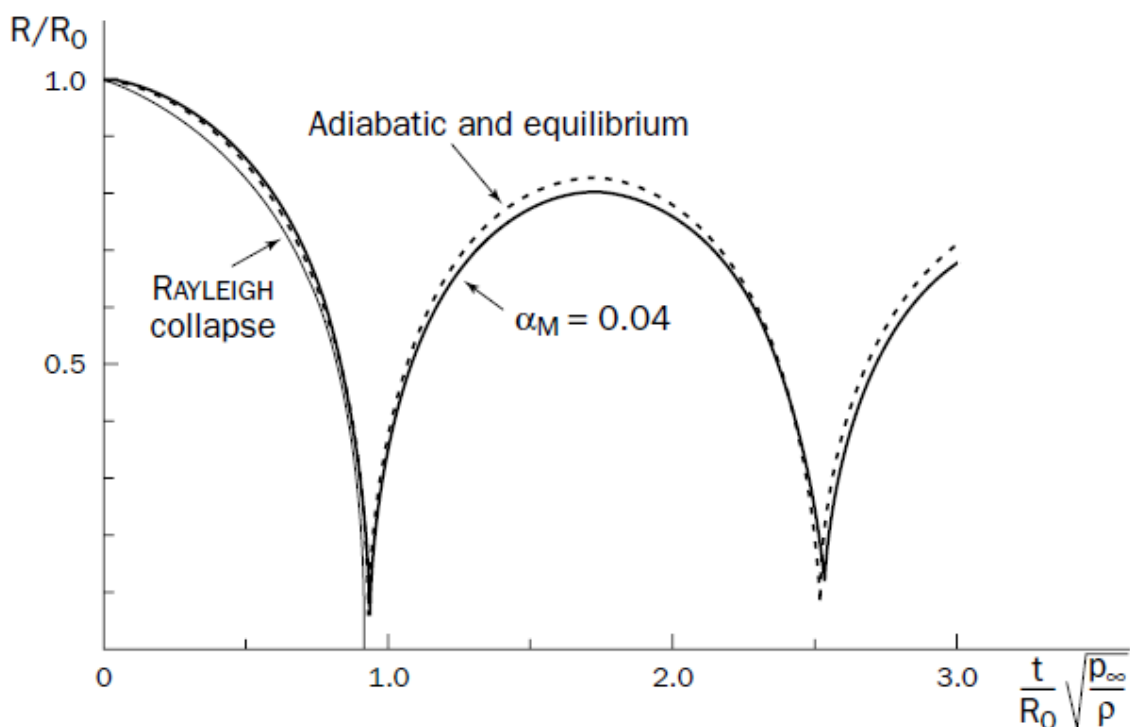
Το σύστημα των εξισώσεων (1.6.2), (1.6.3) και (1.6.7) – (1.6.8) είναι η τελική εκδοχή του μοντέλου. Με χρήση ενός βηματικού προσαρμοστικού αλγόριθμου μπορεί να λυθεί αριθμητικά για τα $R(t)$, $\dot{R}(t)$, και $T(t)$ υπολογίζοντας έτσι τη θερμοκρασία στο εσωτερικό της φυσαλίδας, δίνοντας αρκετά καλά αποτελέσματα σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα.



Σχήμα 1.6.1.1: Εκτίμηση της θερμοκρασίας με χρήση ενός βηματικού αλγόριθμου Runge-Kutta για το σύστημα εξισώσεων ((1.6.2), (1.6.3) και (1.6.7) – (1.6.8)). Με $f = 20\text{kHz}$, $P_a = 1.3\text{ atm}$, και $R_0 = 5.0\mu\text{m}$ και εκτιμώμενη $T_{max} = 20.000\text{K}$ [Hilgenfeldt, Grossmann & Lohse (1999)]. Πηγή Hilgenfeldt, Grossmann & Lohse (1999)

Οι Fujikawa και Akamatsu το 1980 [11] έλαβαν υπόψη, εκτός από τη συμπίεστικότητα του ρευστού και την αγωγή μεταφορά θερμότητας εξωτερικά και εσωτερικά της φυσαλίδας, τον πεπερασμένο ρυθμό συμπύκνωσης ή εξάτμισης, προσδιοριζόμενο σε μοριακό επίπεδο. Αυτό συνεπάγεται μια λεπτή αλλά πεπερασμένη διεπαφή μεταξύ υγρού και ατμού και μια κατάσταση μη ισορροπίας στη θερμοκρασία δια μέσου της διεπαφής, η οποία είναι και ο βασικός μηχανισμός της αλλαγής φάσης.

Στο Σχήμα 1.6.1.2 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της ακτίνας μιας φυσαλίδας. Η πρώτη κατάρρευση φαίνεται ότι προσεγγίζεται ικανοποιητικά από την απλή κατάρρευση Rayleigh. Σε σύγκριση με την αδιαβατική περίπτωση, η μέγιστη ακτίνα κατά την ανάκαμψη της φυσαλίδας αποσβένεται από τις επιδράσεις της συμπίεστικότητας του υγρού, τη θερμική αγωγιμότητα και τον πεπερασμένο ρυθμό εξάτμισης ή συμπύκνωσης. Η μέγιστη θερμοκρασία που υπολογίζεται στο κέντρο της φυσαλίδας είναι 6700 K, πολύ χαμηλότερη από την αδιαβατική κατάρρευση η οποία φτάνει σχεδόν τους 8800 K. Η θερμοκρασία στο εσωτερικό της φυσαλίδας δεν είναι ομοιόμορφη, λόγω της θερμικής αγωγιμότητας. Τέτοιες υψηλές θερμοκρασίες θεωρούνται ως η προέλευση της ηχοφωταύγειας δηλαδή της εκπομπής παλμών φωτός από την κατάρρευση των φυσαλίδων.



Σχήμα 1.6.1.2: Χρονική εξέλιξη της ακτίνας μιας φυσαλίδας (αρχική ακτίνα 1 mm) που εξελίσσεται υπό πίεση στο άπειρο $p_{\infty} = 0,7025 \text{ atm}$ και περιέχει αέρα αρχικά με πίεση $p_{g0} = 0.01p_{\infty}$. Ο συντελεστής α_m ελέγχει το ρυθμό αλλαγής φάσης η οποία ορίζεται ως ο λόγος του αριθμού των μορίων αμού που βρίσκονται στη διεπιφάνεια με αυτά που προσπίπτουν σε αυτό, θεωρείται σταθερός και ίσος με 0.04. Η θερμοκρασία του υγρού στο άπειρο είναι 293,15 K. Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει την πορεία της φυσαλίδας υπό αδιαβατικές συνθήκες και συνθήκες ισορροπίας. Πηγή :JEAN-PIERRE FRANC;JEAN-MARIE MICHEL;: *Fundamentals of Cavitation vol.76; s.1* : R. MOREAU MADYLAM

Οι υπολογισμοί των Noltingk και Neppiras (1950) [12] για αυστηρά αδιαβατική συμπίεση δίνουν ότι η θερμοκρασία μιας φυσαλίδας, ακτίνας R υπολογίζεται από τη σχέση $T_0(R_m/R)^{3(\gamma-1)}$ ενώ για την ελάχιστη ακτίνα από την $T_0(P/3Q)^{3(\gamma-1)}$, όπου T_0 η θερμοκρασία του περιβάλλοντος υγρού, Q η πίεση του αερίου στο εσωτερικό της φυσαλίδας στη μέγιστη ακτίνα της και R_m η μέγιστη ακτίνα της φυσαλίδας. Για παράδειγμα, για $T_0 = 300K$, $P = 1 \text{ atm}$ και $Q = 0.01 \text{ atm}$ η θερμοκρασία κατά την ελάχιστη ακτίνα, δηλαδή κατά την κατάρρευση, θα είναι 10.000K

Το μοντέλο που αναλύθηκε παραπάνω αλλά και όλα τα υπόλοιπα μοντέλα που αναπτύχθηκαν μέχρι σήμερα με διάφορα επίπεδα εκλέπτυνσης, οδηγούν σε προβλέψεις για την μέγιστη θερμοκρασία στο εσωτερικό της φυσαλίδας, σε ένα εύρος από 6000K μέχρι λίγο πάνω από 20.000K, για ίδιες δοσμένες παραμέτρους. Παρόλο που ο παράγοντας αβεβαιότητας (περίπου 3,5) είναι σημαντικός, όλα τα μοντέλα έχουν ένα αριθμό κοινών χαρακτηριστικών:

1. Συμφωνούν ότι το εσωτερικό της φυσαλίδας θερμαίνεται στο επίπεδο θερμοκρασιών που μετράτε κατά την ηχοφωταύγεια πολλών φυσαλίδων (MBSL).
2. Οι υδρατμοί στο εσωτερικό της φυσαλίδας είναι ένας σημαντικός παράγοντας περιορισμού της θερμοκρασίας της φυσαλίδας, σχηματίζοντας ένα σημαντικό μέρος των περιεχομένων της κατά την κατάρρευση.
3. Η θερμοκρασία κατά μέσο όρο σε όλο τον όγκο της φυσαλίδας, δεν είναι πιθανό να αυξηθεί πολύ πάνω από τους 10^4K αποκλείοντας τις πολύ ψηλές προβλέψεις των πρώτων προσπαθειών να μοντελοποιήσουν την ηχοφωταύγεια μιας απομονωμένης φυσαλίδας (SBSL).

1.7 Ηχοχημεία-Ηχοφωταύγεια

Η ακουστική σπηλαιώση είναι υπεύθυνη τόσο για τα φαινόμενα της ηχοχημείας όσο και της ηχοφωταύγειας. Η κατάρρευση της φυσαλίδας σε ρευστά οδηγεί σε τεράστια συγκέντρωση ενέργειας εξαιτίας της μετατροπής της κινητικής ενέργειας του ρευστού σε θερμότητα στο περιεχόμενο της φυσαλίδας. Οι υψηλές τοπικές θερμοκρασίες και πιέσεις σε συνδυασμό με την εξαιρετικά ταχεία ψύξη που λαμβάνει χώρα, οδηγούν σε μια πληθώρα χημικών αντιδράσεων κάτω από ακραίες συνθήκες. Όταν συμπιέζονται οι φυσαλίδες κατά τη διάρκεια της σπηλαιώσης η θέρμανση τους είναι ταχύτερη από τη μεταφορά θερμότητας, δημιουργώντας έτσι τοπικά, ένα μικρής διάρκειας σημείο υψηλής θερμοκρασίας. Αυτά τα θερμά σημεία θεωρούνται οι κύριες πηγές της ομοιογενούς ηχοχημείας. Οι αρχικές περιγραφές του Rayleigh για το μαθηματικό μοντέλο της κατάρρευσης των φυσαλίδων σπηλαιώσης σε ασυμπίεστα ρευστά προέβλεπαν τεράστιες τοπικές θερμοκρασίες και πιέσεις (Rayleigh 1917) [1].

Η εκπομπή φωτός συχνά συνοδεύει την ηχοχημεία. Η ηχοφωταύγεια παρέχει έναν εξαιρετικά χρήσιμο φασματοσκοπικό ανιχνευτή των συνθηκών που δημιουργούνται κατά την κατάρρευση των φυσαλίδων σπηλαιώσης (Suslick 1990, Suslick & Crum 1997) [13]. Η κατάρρευση των φυσαλίδων που δημιουργούνται κατά την σπηλαιώση προκαλεί υψηλές τοπικές θερμοκρασίες και πιέσεις, με πολύ μικρό χρόνο ζωής. Η κατάρρευση φυσαλίδων σε ένα πεδίο σπηλαιώσης πολλαπλών φυσαλίδων δημιουργεί θερμά σημεία θερμοκρασίας περίπου 5000 K, πίεσης 1000 atm και ρυθμούς θέρμανσης και ψύξης άνω των 10^{10} K/s. Κατά την σπηλαιώση μιας μεμονωμένης φυσαλίδας οι συνθήκες μπορεί να είναι ακόμη πιο ακραίες (Crum 1994a; Putterman 1995) [14]. Με τον τρόπο αυτό, η σπηλαιώση μπορεί να δημιουργήσει εξαιρετικές φυσικές και χημικές συνθήκες στα, κατά τα άλλα, ψυχρά ρευστά.

1.7.1 Τύποι ηχοφωταύγειας

Ηχοφωταύγεια παρατηρήθηκε για πρώτη φορά στο νερό το 1934 από τους Frenzel και Schultes [15]. Όπως και με την ηχοχημεία, η ηχοφωταύγεια προέρχεται από την ακουστική σπηλαιώση. Υπάρχουν δύο κατηγορίες ηχοφωταύγειας: η ηχοφωταύγεια πολλαπλών-φυσαλίδων (MBSL) και η ηχοφωταύγεια μεμονωμένης - φυσαλίδας (SBSL) [14, 16, 17]. Η σπηλαιώση είναι μια διαδικασία παραγόμενη από πυρήνες. Τα υγρά γενικά περιέχουν μεγάλους αριθμούς σωματιδίων που μπορούν να χρησιμεύσουν ως πυρήνες. Κατά συνέπεια, το «πεδίο σπηλαιώσης» που δημιουργείται από ένα διαδιδόμενο ή στάσιμο ακουστικό κύμα συνήθως αποτελείται από πολύ μεγάλους αριθμούς αλληλεπιδρώντων φυσαλίδων, κατανεμημένων σε μια εκτεταμένη περιοχή του υγρού. Αν αυτή η σπηλαιώση είναι αρκετά έντονη ώστε να παραχθεί ηχοφωταύγεια, τότε αποκαλούμε το φαινόμενο αυτό « Ηχοφωταύγεια πολλαπλών φυσαλίδων» (MBSL).

Υπό τις κατάλληλες συνθήκες, η ακουστική δύναμη σε μια φυσαλίδα μπορεί να την ισορροπήσει ενάντια στην άνωση της, κρατώντας τη σταθερή στο υγρό υπό ακουστική αιώρηση. Αυτό επιτρέπει την εξέταση των δυναμικών χαρακτηριστικών της φυσαλίδας με μεγάλη λεπτομέρεια, τόσο από θεωρητική όσο και πειραματική άποψη. Τέτοιες φυσαλίδες είναι τυπικά αρκετά μικρότερες σε σύγκριση με το ακουστικό μήκος κύματος (π.χ., στα 20 kHz, η μέγιστη ακτίνα που παρατηρείται κατά την SBSL είναι περίπου 50 μm). Ανακαλύφθηκε πως, για εξειδικευμένες αλλά εύκολα δημιουργούμενες συνθήκες, μια ενιαία, σταθερά, ταλαντευόμενη φυσαλίδα αερίου μπορεί να εξαναγκαστεί σε τέτοιου μεγάλου πλάτους δονήσεις ώστε να εκπέμπει φως σε κάθε ακουστικό κύκλο [18, 19]. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται ηχοφωταύγεια μεμονωμένης-φυσαλίδας (SBSL)

1.7.2 Θεωρίες για την προέλευση των αντιδράσεων της ηχοφωταύγειας και της ηχοχημείας

Υπάρχουν δύο γενικές κατηγορίες για την εξήγηση της προέλευσης των φαινομένων της ηχοχημείας και ηχοφωταύγειας: Οι θερμικές και οι ηλεκτρικές.

Οι θερμικές θεωρίες περιλαμβάνουν 1.τη θεωρία θερμού σημείου (hot spot theory), 2.τη θεωρία εκκένωσης πλάσματος (plasma discharge theory) και 3. την υπερκρίσιμη θεωρία (supercritical theory) ή μηχανικο-θερμική θεωρία.

Η θεωρία θερμού σημείου από τους Noltingk και Neppiras (1950) [20] είναι η πλέον ευρέως αποδεκτή και θα αναλυθεί παρακάτω. Σύμφωνα με τη θεωρία εκκένωσης πλάσματος (plasma discharge theory) η θέρμανση του αέριου-ατμού σε μια καταρρέουσα φυσαλίδα έχει ως αποτέλεσμα τη θερμική διάσπαση ή τον ιονισμό των μορίων του νερού, και την εκπομπή φωτός που προέρχεται από την αναδιάταξη ιόντων ή ριζών. Η υπερκρίσιμη θεωρία (supercritical theory) ή μηχανικο-θερμική θεωρία η οποία προτάθηκε από τον Jarman [21], υποστηρίζει ότι η κατάρρευση των φυσαλίδων οδηγεί σε υψηλές θερμοκρασίες, πιέσεις και φωτεινή ακτινοβολία, θεωρία παρόμοια με την περίπτωση της σύγκλισης των ωστικών κυμάτων

Οι ηλεκτρικές θεωρίες της ηχοχημείας και ηχοφωταύγειας είναι από τις πρώτες που αναπτύχθηκαν με κυριότερο εκπρόσωπο τον Margulis. Οι ηλεκτρικές θεωρίες των Frenkel [22], Nathanson [23], Harvey [24] και Degrois Baldon [25] δεν θεωρούνται ικανοποιητικές καθώς δεν συμφωνούν με τα πειραματικά δεδομένα, όπως απέδειξαν οι Sehgal και Verrall στην επιστημονική δημοσίευσή τους, το 1974 [26].

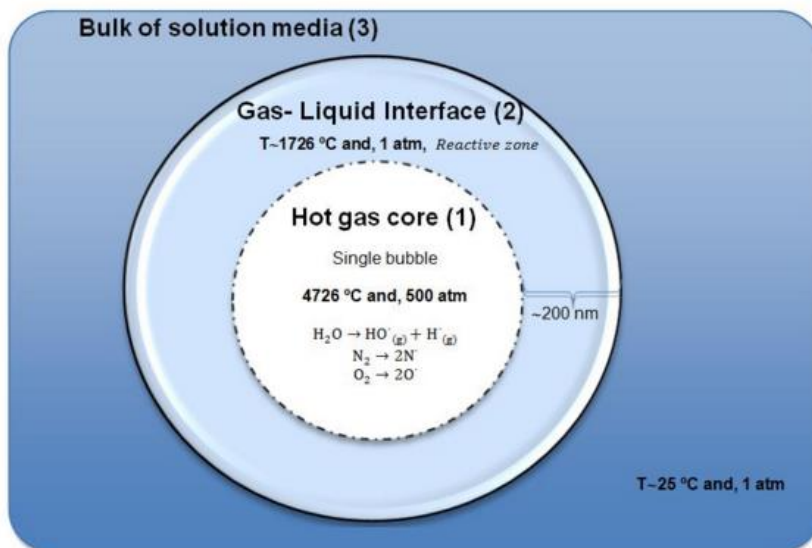
1.7.2.1 Θεωρία θερμού σημείου (hot spot theory)

Η θεωρία θερμού σημείου από τους Noltingk και Neppiras αντιπροσωπεύει καλύτερα την πλειοψηφία των πειραματικών δεδομένων και αποτελεί την πλέον αποδεκτή θεωρία για την εξήγηση των φαινομένων της ηχοχημείας και ηχοφωταύγειας σε επιστημονικό επίπεδο (Adewuyi 2001) [27]. Σύμφωνα με τη θεωρία αυτή, κάθε μικροφυσαλίδα δρα ως μικροαντιδραστήρας παράγοντας υψηλής αντιδραστικότητας χημικές ρίζες και θερμότητα κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης της (Vajnhandl και Marechal 2005) [28].

Η συμπίεση ενός αερίου παράγει θερμότητα. Η ταχεία συμπίεση του αερίου και του ατμού κατά τη διάρκεια της κατάρρευσης οδηγεί σε σχεδόν αδιαβατική θέρμανση των περιεχομένων της φυσαλίδας, καθώς η θερμική μετάδοση είναι πιο αργή από την κατάρρευση. Έτσι, ένα βραχύβιο, εντοπισμένο θερμό σημείο (hot-spot) σχηματίζεται σε ένα, κατά τα άλλα, ψυχρό υγρό. Η ομογενής ηχοχημεία και ηχοφωταύγεια προκύπτουν από θερμά μόρια και χημικές ρίζες που σχηματίζονται στο θερμό σημείο της σπηλαίωσης με διάσπαση ή αναδιάταξη των δεσμών, που ακολουθείται από τον ανασυνδυασμό των ατόμων και των χημικών ριζών, και από χημική και θερμική απόσβεση.

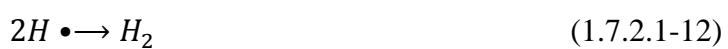
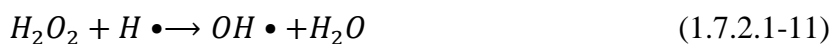
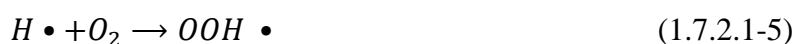
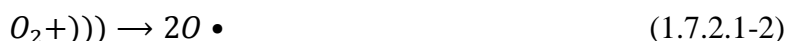
Κατά την κατάρρευση αυτών των κοιλοτήτων σε καθαρά υδατικά διαλύματα, μόρια αερίου νερού παγιδεύονται σε εκτεταμένες μικροφυσαλίδες, κατακερματίζονται, όπως στην πυρόλυση, παράγοντας έτσι εξαιρετικά δραστικά είδη ριζών, όπως ρίζες υδροξυλίου. Το προφίλ των θερμοκρασιών δείχνει ότι υπάρχουν τρεις ζώνες που σχετίζονται με τη φυσαλίδα σπηλαίωσης (Chen 2012) [29], όπως φαίνεται στο σχήμα 1.7.2.1-1.

1. Θερμολυτικό κέντρο (hot-spot): ο πυρήνας της φυσαλίδας όπου εντοπίζονται υψηλές θερμοκρασίες ($\sim 5000-20.000$ K) και πιέσεις (~ 500 atm) κατά την τελική κατάρρευση της. Μέσα στην περιοχή αυτή, τα μόρια νερού της φυσαλίδας υφίστανται πυρόλυση σχηματίζοντας $OH \bullet$ και $H \bullet$ σε αέρια φάση. Η επιφάνεια είτε αντιδρά με το $OH \bullet$ είτε υφίσταται πυρόλυση.
2. Περιοχή διεπιφάνειας: η περιοχή μεταξύ της φυσαλίδας σπηλαιώσης και του περιβάλλοντος υγρού. Στην περιοχή αυτή πραγματοποιούνται παρόμοιες αντιδράσεις με την περιοχή θερμολυτικού κέντρου, αλλά σε υδατική φάση. Ωστόσο, μια επιπλέον αντίδραση λαμβάνει χώρα στην περιοχή αυτή, κατά την οποία το $OH \bullet$ ανασυνδυάζεται προς σχηματισμό H_2O_2 . Στην περιοχή διεπιφάνειας, οι υδρόφοβες ενώσεις είναι περισσότερο συγκεντρωμένες από ότι στο κύριο διάλυμα.
3. Ο κύριος όγκος του περιβάλλοντος ρευστού: όπου η θερμοκρασία παραμένει σε επίπεδα παρόμοια με τη θερμοκρασία περιβάλλοντος καθώς η σπηλαιώση είναι αδιαβατική διαδικασία. Στην εν λόγω περιοχή, οι αντιδράσεις που πραγματοποιούνται είναι βασικά μεταξύ της επιφάνειας της φυσαλίδας και του $OH \bullet$ ή του H_2O_2 .



Εικόνα 1.7.2.1-1

Υπάρχει μια σαφής διάκριση μεταξύ των επιδράσεων των υπερήχων σε ομογενή και ετερογενή μέσα. Στα ομογενή μέσα, οι ηχοχημικές αντιδράσεις σχετίζονται με νέα χημικά προϊόντα που παράγονται κατά τη διάρκεια της σπηλαιώσης, ενώ στα ετερογενή, η ενίσχυση των αντιδράσεων θα μπορούσε να σχετίζεται και με τις μηχανικές επιδράσεις που επάγονται σε ένα υγρό σύστημα όταν υπόκειται σε υπερήχους (Destailats et al. 2003) [30]. Η ηχοχημεία συνήθως ασχολείται με αντιδράσεις στο υγρό στοιχείο. Κατά την εφαρμογή υπερήχων, προκαλείται σονόλυση των μορίων του νερού και θερμική διάσπαση των μορίων του οξυγόνου, εάν αυτό είναι παρόν, προς τη παραγωγή διαφόρων αντιδραστικών ειδών όπως $OH \bullet$, $H \bullet$, $O \bullet$ και ριζών υδροξυλίου ($OOH \bullet$). Η παραγωγή των αντιδραστικών χημικών ενώσεων ακολουθεί τις παρακάτω αντιδράσεις (Εξ. 1.7.2.1-1 με 1.7.2.1-12), όπου με \bullet))' υποδηλώνεται η ακτινοβολία υπερήχων (Pang et al. 2011) [31]. Η σονόλυση του νερού παράγει επίσης H_2O_2 και αέριο H_2 μέσω $OH \bullet$ και $H \bullet$. Παρόλο που το οξυγόνο βελτιώνει τις ηχοχημικές δραστηριότητες, η παρουσία του δεν είναι απαραίτητη στη σονόλυση του νερού, καθώς η ηχοχημική οξειδωση και η διαδικασία αναγωγής μπορεί να επιτευχθεί υπό την παρουσία οποιουδήποτε αερίου. Ωστόσο, η παρουσία του οξυγόνου θα μπορούσε να δεσμεύσει το $H \bullet$ (καταστέλλοντας έτσι τον ανασυνδυασμό του $OH \bullet$ και του $H \bullet$), σχηματίζοντας $OOH \bullet$ το οποίο ενεργεί ως οξειδωτικός παράγοντας (Adewuyi 2001) [27].



1.7.2.2 Ηλεκτρικές θεωρίες

Οι ηλεκτρικές θεωρίες υποστηρίζουν ότι η φόρτιση μιας φυσαλίδας αέρα που παράγει ηλεκτρική μικρο-εκκένωση είναι η πηγή του φωτός. Η αρχική πρόταση υποστήριξε ότι, σε περίπτωση που μια φυσαλίδα έχει σχήμα φακού, οι δύο πλευρές της θα είναι αρκετά κοντά ώστε να προκληθεί ηλεκτρική εκκένωση. Ωστόσο δεν προτάθηκε κανένας μηχανισμός για τη δημιουργία του διαχωρισμού των φορτίων. Μια άλλη πρόταση ήταν ότι τα ηλεκτρικά φορτία που βρίσκονταν αρχικά στην επιφάνεια της φυσαλίδας, συγκεντρώνονται κατά την κατάρρευση, και η εκκένωση συμβαίνει μεταξύ του αερίου και της φορτισμένης διεπιφάνειας. Ακόμα μία θεωρία πρότεινε ότι τα ανιόντα συσσωρεύονται στην επιφάνεια της φυσαλίδας εξαιτίας της εξουδετέρωσης των κατιόντων από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια.

Ο Margulis το 1980 [32] με τη χρήση αυτών των εννοιών ανέπτυξε μια καινούρια θεωρία στην οποία προτείνει ένα μηχανισμό διαχωρισμού των φορτίων. Η θεωρία αυτή ξεκινά με μια φυσαλίδα μεγάλου μεγέθους, κατασκευασμένη από τη συνένωση μικρότερων φυσαλίδων. Αυτός ο τύπος φυσαλίδας έχει παρατηρηθεί και φωτογραφηθεί σε συχνότητες ήχου εύρους από 10 έως 200 Hz. Σε μια τέτοια φυσαλίδα παρατηρήθηκε ο σχηματισμός μιας μικρότερης φυσαλίδας δίπλα στη μεγάλη. Ο Margulis πρότεινε ότι αυτός ο σχηματισμός φυσαλίδων είναι η πηγή του διαχωρισμού των φορτίων. Καθώς η μικρότερη φυσαλίδα αποχωρίζεται, θεωρείται ότι τα φορτία από μια μεγάλη περιοχή της μεγάλης φυσαλίδας, συγκεντρώνονται σε μια μικρή περιοχή της μικρότερης φυσαλίδας. Ο ρυθμός σχηματισμού της φυσαλίδας θεωρείται ότι είναι πιο γρήγορος από το ρυθμό διάχυσης των φορτίων κατά μήκος της επιφανείας της, οπότε ένα μεγάλο αρνητικό φορτίο συσσωρεύεται στην μικρότερη φυσαλίδα, που έχει απομακρυνθεί από

τη μεγαλύτερη. Έτσι θεωρείται ότι δημιουργείται ηλεκτρική εκκένωση μέσα από τη μικρή φυσαλίδα για την εξισορρόπηση των φορτίων.

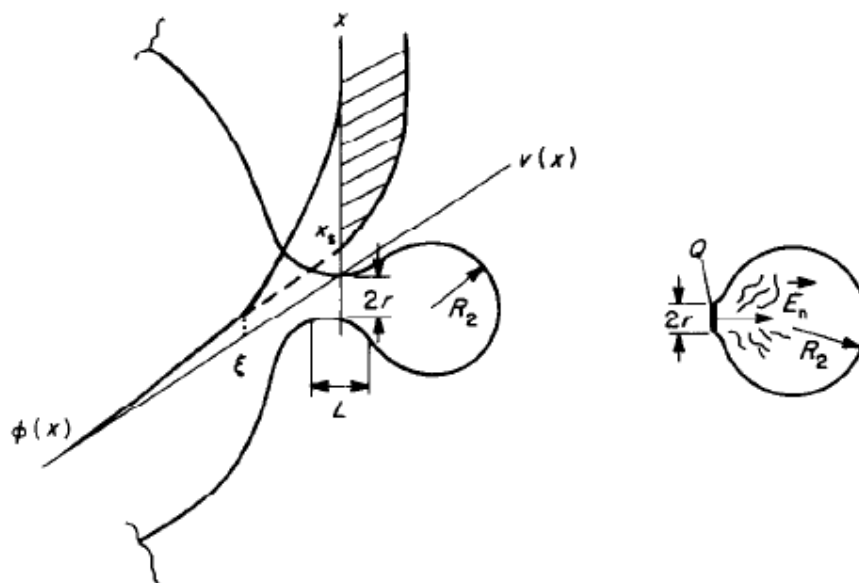
Στην εργασία του Investigation of Electrical Phenomena Connected with Cavitation. II [33] θεωρεί ένα διπλό ηλεκτρικό στρώμα προσαρμοσμένο στο λαιμό που προκύπτει από το διαχωρισμό κατακερματισμένων φυσαλίδων από μία ασταθή παραμορφωμένη φυσαλίδα σπηλαίωσης που πάλλεται σε ακουστικό πεδίο.

Κοντά στην επιφάνεια της φυσαλίδας μπορεί να απομονωθεί, όπως είναι γνωστό, ένα πυκνό μέρος του διπλού στρώματος και ένα πιο μακρινό μέρος του τμήματος διάχυσης, του οποίου τα ιόντα μπορούν να κινηθούν μαζί με το υγρό ρεύμα. Τα μόρια του νερού με διπολική ροπή 6×10^{-30} Cm, προσανατολίζονται στο επιφανειακό στρώμα με τρόπο, κατά τον οποίο ένας μέσος όρος περίπου του 1/30 του συνόλου, τοποθετείται με τους αρνητικούς πόλους στραμμένους απέναντι από την αέρια φάση. Τα διαθέσιμα ανιόντα αλληλεπιδρούν με τα θετικά φορτισμένα δίπολα και δεσμεύουν το στρώμα διάχυσης των κατιόντων.

Η κατανομή του δυναμικού $\Phi(x)$ στο τμήμα διάχυσης του διπλού στρώματος, περιγράφεται από την εξίσωση Poisson-Boltzmann. Το δυναμικό της επιφάνειας, με την x_s συντεταγμένη (επιφάνεια ολίσθησης) μετά της οποίας, στο $x > x_s$ (εικόνα 1.7.2.2-1), τα ιόντα κινούνται μαζί με το υγρό ρεύμα $u(x)$, ονομάζεται δυναμικό ξ (για απιονισμένο νερό, $0.005 \ll \xi \ll 0.064$ V). Το ηλεκτρικό φορτίο που μεταφέρεται από το υγρό ρεύμα που περνάει γύρω από τον λαιμό της φυσαλίδας είναι, ανά δευτερόλεπτο:

$$I_e = \frac{\epsilon \epsilon_0 Z \tau}{\eta} \int_0^\infty x \frac{d^2 \Phi}{dx^2} dx \quad (1.7.2.2-1)$$

όπου ϵ είναι η διηλεκτρική σταθερά του μέσου, Z η περίμετρος του λαιμού, τ η τάση αποκοπής, και η το δυναμικό ιξώδες.



Εικόνα 1.7.2.2-1 Πηγή: M.A Margulis; Ultrasonics July 1985; Sonoluminescence and sonochemical reactions in cavitation fields

Η διαφορά πίεσης ανάμεσα στην πρωταρχική παλλόμενη φυσαλίδα και στην παλλόμενη φυσαλίδα που αποκόπηκε είναι:

$$\Delta p = \frac{\sigma}{r} + \frac{16}{3} \pi^2 f^2 \alpha_0 \rho \frac{R_2^3}{r^2} \quad (1.7.2.2-2)$$

όπου r η ακτίνα του λαιμού, R_2 η ακτίνα της φουσαλίδας που έχει αποκοπεί, f και a_0 η συχνότητα και το πλάτος της ηχητικής ταλάντωσης και σ και ρ η επιφανειακή τάση και η πυκνότητα του ρευστού αντίστοιχα. Μέχρι και τη στιγμή της κατάρρευσης του λαιμού μήκους L , $\Delta p r^2 = \tau \times 2\pi r l$ και $Z = 2\pi r$, το ολοκλήρωμα της σχέσης (1.7.2.2-1) αντιστοιχεί στο δυναμικό ξ .

$$I_e = \frac{\pi \epsilon \epsilon_0 \xi r}{\eta L} \left(\sigma + \frac{16}{3} \pi^2 f^2 a_0 \rho \frac{R_2^3}{r} \right) \quad (1.7.2.2-3)$$

Λαμβάνοντας υπόψιν ότι η ηλεκτρική αντίσταση του υγρού είναι $\lambda/\pi r^2$, όπου λ είναι η ειδική αντίσταση, το ρεύμα αγωγιμότητας για ένα συσσωρευμένο φορτίο Q είναι:

$$i_c = \frac{\pi Q}{\lambda \epsilon_0} \left(\frac{r}{R_2} \right)^2 \quad (1.7.2.2-4)$$

Για τη διαδικασία της φόρτισης και αποφόρτισης της φουσαλίδας που έχει αποχωρισθεί κατά το σχηματισμό:

$$dQ = (I_e - i_c) dt \quad (1.7.2.2-5)$$

Αντικατάσταση της (1.7.2.2-3) και (1.7.2.2-4) στην (1.7.2.2-5) ακολουθούμενη από ολοκλήρωση δίνει :

$$Q = \frac{A}{B} (1 - e^{-Bt}) \quad (1.7.2.2-6)$$

$$\text{όπου } A = \frac{\pi \epsilon \epsilon_0 \xi r}{\eta L} \left(\sigma + \frac{16}{3} \pi^2 f^2 a_0 \rho \frac{R_2^3}{r} \right) \text{ και } B = \frac{\pi Q}{\lambda \epsilon_0} \left(\frac{r}{R_2} \right)^2$$

Όταν οι ειδικές παράμετροι αντικατασταθούν στη σχέση (1.7.2.2-6), λαμβάνουμε την τιμή της φόρτισης που συσσωρεύεται στο λαιμό της φουσαλίδας τη στιγμή του διαχωρισμού: $Q \sim 8 \times 10^{-12} C$. Θεωρώντας ότι ο διαχωρισμός της φουσαλίδας και η κατάρρευση του λαιμού συμβαίνουν πολύ γρήγορα, το ανισορροπούμενο φορτίο συγκεντρώνεται τοπικά σε μία περιοχή περίπου ίση με τη διατομή του λαιμού πr^2 . Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την κανονική ένταση ηλεκτρικού πεδίου $E_n = Q/(2\pi \epsilon_0 r^2) \approx 10^{11} Vm^{-1}$. Για την πρόκληση ηλεκτρικής διάσπασης στον ξηρό αέρα σε ατμοσφαιρική πίεση, η κρίσιμη ένταση, $E_{cr} = 3 \times 10^6 Vm^{-1}$, είναι επαρκής. Δεδομένου ότι η κρίσιμη ένταση της ηλεκτρικής διάσπασης είναι ανάλογη με την πίεση του αερίου, η ηλεκτρική εκκένωση στη φουσαλίδα σπηλαιώσης μπορεί να οδηγήσει, με μεγάλη πιθανότητα, ακόμα και σε πιέσεις άνω των χιλιάδων ατμοσφαιρών. Όταν συμβεί αυτό, το ελεύθερο μήκος διέλευσης ενός μορίου είναι πολύ μικρότερο από την ελάχιστη διάμετρο της αποκομμένης φουσαλίδας, και έτσι, ακόμη μικρότερο από τη διάμετρο της αρχικής φουσαλίδας σπηλαιώσης. Με αυτόν τον τρόπο, δημιουργούνται οι συνθήκες για το έναυσμα μιας 'χιονοστιβάδας' ιονισμού κατά τη διάρκεια της διάσπασης.

Το προτεινόμενο μοντέλο ενός ηλεκτρικού φορτίου εντοπισμένο στην επιφάνεια των φουσαλίδων σπηλαιώσης και η διάσπαση της φουσαλίδας, εξηγούν ορισμένα πειραματικά δεδομένα τα οποία είναι δύσκολο να εξηγηθούν μέσω των θερμικών θεωριών. Επιπλέον ο Gimenez [34] εξηγεί αποτελεσματικά την προέλευση τέτοιων φαινομένων, όπως οι ηλεκτρικοί παλμοί στα υγρά, ηχοφωταύγεια και αντιδράσεις ηχοχημείας σε χαμηλών συχνοτήτων ακουστικά πεδία.

1.7.3 Υπολογισμός της μέγιστης θερμοκρασίας σε φουσαλίδα σπηλαιώσης

Η ανάλυση των εξισώσεων της δυναμικής μιας φουσαλίδας σπηλαιώσης δείχνει ότι η μέγιστη αύξηση της θερμοκρασίας ΔT_{max} τη στιγμή της κατάρρευσής της, είναι ανεξάρτητη από τη θερμοκρασία του ρευστού T_∞ . Ο λόγος για αυτήν την αντίφαση με τα πειραματικά δεδομένα, είναι ότι η εξάρτηση της θερμοκρασίας $T(t)$ δεν σχετίζεται με την πίεση του μίγματος αερίου

και ατμού μέσα στη φυσαλίδα σπηλαιώσης, αλλά μόνο με τη μερική πίεση του αερίου. Χρησιμοποιώντας την τροποποιημένη εξίσωση Rayleigh-Plesset :

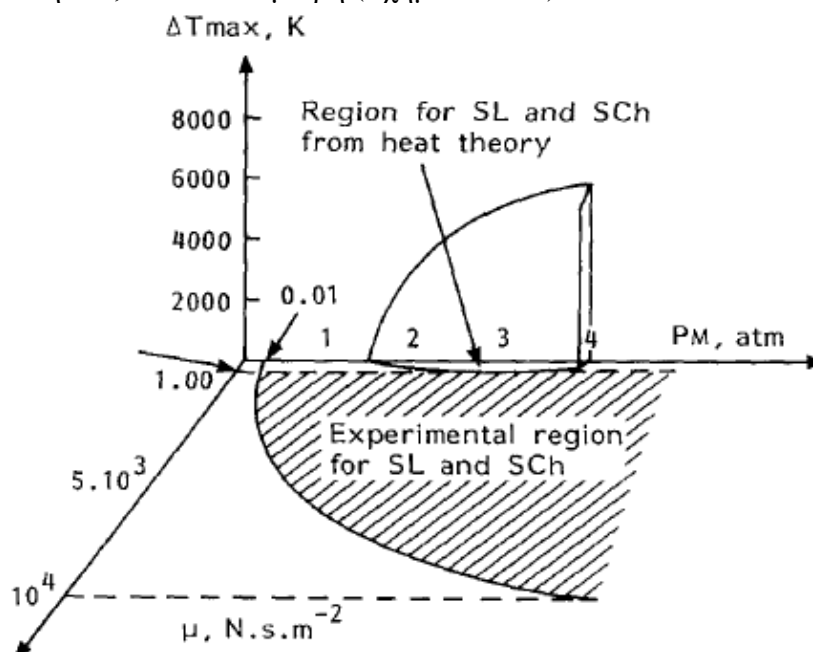
$$r\ddot{r} + \frac{3}{2}\dot{r}^2 + \frac{1}{\rho} \left[p_h - \frac{RT}{a^2r^3 - B} - \frac{A}{a^2r^6} + p_M + \frac{2\sigma}{r} + \frac{4\mu\dot{r}}{r} \right] = 0 \quad (1.7.3-1)$$

Συνήθως η σύνθεση των φυσαλίδων σπηλαιώσης είναι άγνωστη π.χ. η χρονική εξάρτηση του ατμού και του αερίου μέσα στην ταλαντευόμενη φυσαλίδα σπηλαιώσης. Ο Margulis (Ultrasonics 1994) εκτιμά ότι οι χαρακτηριστικοί χρόνοι της εξάτμισης και συμπύκνωσης των μορίων του ατμού μέσα στη φυσαλίδα σπηλαιώσης είναι πολύ μικρότεροι από την περίοδο των ακουστικών ταλαντώσεων. Έτσι μπορεί να θεωρηθεί, με μεγάλη ακρίβεια, ότι η μερική πίεση του ρευστού, σε μια μη καταρρέουσα φυσαλίδα σπηλαιώσης, είναι αρκετά κοντά στην πίεση κορεσμού του ατμού.

Κατά συνέπεια η πίεση μέσα σε μια φυσαλίδα σπηλαιώσης είναι

$$p = p_0 + p_s = \frac{RT}{ar^3 - B} - \frac{A}{a^2r^6} \quad (1.7.3-2)$$

Όπου $a = RT_0/p(0)r_0^3$, μ το ιξώδες και ρ η πυκνότητα του ρευστού, A και B οι συντελεστές στην εξίσωση κατάστασης Van der Waals, R η σταθερά των αερίων, T_0 η αρχική θερμοκρασία της φυσαλίδας και r και r_0 η μεταβλητή και αρχική ακτίνα της φυσαλίδας σπηλαιώσης αντίστοιχα. Από τον υπολογισμό της $T(t)$ μέσω της εξίσωσης (1.7.3-1) λαμβάνουμε μία καλή συσχέτιση μεταξύ της ΔT_{max} και της T_{∞} . Παρόλα αυτά, η ΔT_{max} , για ένα μεγάλο εύρος πειραματικών συνθηκών, είναι πολύ μικρή (Σχήμα 1.7.3-1).



Σχήμα 1.7.3-1: Εξάρτηση της μέγιστης αύξησης της θερμοκρασίας σε μια φυσαλίδα σπηλαιώσης με το πλάτος της ηχητικής πίεσης και το ιξώδες του υγρού (λαμβάνεται θεωρητικά από την τροποποιημένη εξίσωση Rayleigh-Plesset) και το εύρος των πειραματικών συνθηκών όπου μπορεί να συμβεί ηχοφωταύγεια και ηχοχημεία. Πηγή: M.A Margulis; Ultrasonics Sonochemistry 1994 Vol 1; Fundamental problems of Sonochemistry and cavitation

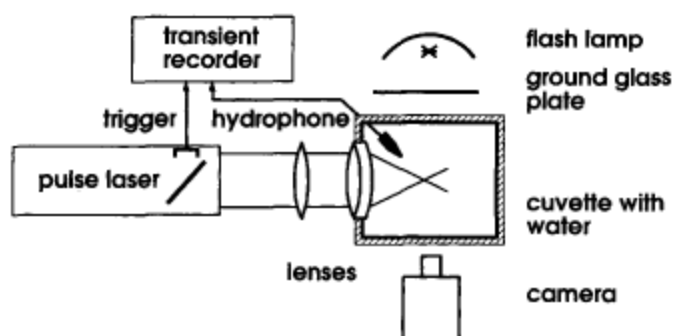
Σύμφωνα με τη θεωρία θερμού σημείου της σπηλαιώσης, είναι απαραίτητο η τιμή της ηχητικής πίεσης $p_M > 0,5 \text{ atm}$ ($1 \text{ atm} = 101325 \text{ Nm}^{-2}$) στο νερό, να αποκτήσει $\Delta T_{max} \approx 1000 \text{ K}$ για εκπομπή φωτός στο ορατό φάσμα. Ωστόσο η ηχοφωταύγεια μπορεί να επιτευχθεί στο νερό σε πίεση $p_M = 0.02 \text{ atm}$ ή και χαμηλότερα. Είναι αδύνατον να επιτευχθούν θερμοκρασίες αρκετά

υψηλές για εκπομπή ηχοφωταύγειας σε ρευστά υψηλού ιξώδους (π.χ. σε πολυμερή κοντά στο σημείο τήξης τους) από οποιαδήποτε εξίσωση δυναμικής των φυσαλίδων. Στο σχήμα 1.7.3-1 φαίνεται το μεγάλο εύρος των παραμέτρων όπου δεν μπορούν να επιτευχθούν υψηλές θερμοκρασίες αλλά μπορούν να παρατηρηθούν ηχοφωταύγεια και ηχοχημικές αντιδράσεις. Αυτό δεν μπορεί να εξηγηθεί από τη θερμική θεωρία ή από κάποια από τις παραλλαγές της (διαγραμμισμένη επιφάνεια στο διάγραμμα 1.7.3-1), αλλά μπορεί να εξηγηθεί από τη νέα ηλεκτρική θεωρία.

1.8 Πειραματικές μέθοδοι και δεδομένα για τη κατάρρευση φυσαλίδων [35]

Στο παρόν κεφάλαιο παρουσιάζονται ορισμένες εφαρμογές και μέθοδοι για την ανάλυση και οπτικοποίηση του φαινομένου της σπηλαιώσης.

Στη δημιουργούμενη σπηλαιώση μέσω υπερήχων, πολλές φυσαλίδες εμφανίζονται ταυτόχρονα και επηρεάζουν η μία την άλλη. Για τη διερεύνηση της δυναμικής μίας μόνο φυσαλίδας χωρίς την αλληλεπίδραση γειτονικών φυσαλίδων, η μέθοδος της οπτικής σπηλαιώσης, όπου ένας παλμός laser εστιάζεται στο ρευστό, έχει αποδειχτεί πολύ χρήσιμη.



Εικόνα 1.8-1.

Στο παραπάνω σχήμα απεικονίζεται μία πειραματική διάταξη για τη φωτογράφιση φυσαλίδων παραγόμενων από laser σε υψηλές ταχύτητες καθώς και για την καταγραφή των εκπεμπόμενων ακουστικών (ωστικών) κυμάτων. Ο Q-switched¹ παλμός από λέιζερ ρουβιδίου² ή Nd:YAG λέιζερ³ (πλάτος παλμού, για παράδειγμα, 8 ns, ενέργεια ανά παλμό 10 mJ) εστιάζεται σε μία

¹ τεχνική για τη δημιουργία ενεργητικού βραχέως παλμού (όχι όμως υπερβραχέως) με λέιζερ, μέσω της ρύθμισης των ενδοκοιλοτικών απωλειών και επομένως του παράγοντα Q της διατάξεως συντονισμού του λέιζερ. Η τεχνική επιτρέπει την παραγωγή παλμών φωτός με εξαιρετικά υψηλή ισχύ αιχμής, πολύ υψηλότερη από αυτή που θα παρήγαγε το ίδιο λέιζερ αν βρισκόταν σε λειτουργία συνεχούς κύματος (σταθερή έξοδος).

² λέιζερ στερεάς κατάστασης που χρησιμοποιεί συνθετικό κρύσταλλο ρουβιδίου ως μέσο. Το λέιζερ ρουβιδίου παράγει παλμούς συνεκτικού ορατού φωτός, με μήκος κύματος 693,4 nm το οποίο αντιστοιχεί σε βαθύ κόκκινο χρώμα. Τυπικά μήκη παλμού είναι της τάξεως του ενός ms.

³ Nd:YAG (νεοδύμιο με προσμείξεις υτρίου, γρανάτη, αλουμινίου; Nd:Y₃Al₅O₁₂) λέιζερ οπτικής άντλησης χρησιμοποιώντας σωλήνα φωτός ή διόδους λέιζερ. Είναι από τους πιο κοινούς τύπους λέιζερ, και χρησιμοποιούνται για πολλές διαφορετικές εφαρμογές. Τα Nd:YAG λέιζερ εκπέμπουν φως μήκους κύματος 1064 nm, στο υπέρυθρο, ωστόσο υπάρχουν και μεταβάσεις κοντά στα 940, 1120, 1320 και 1440 nm. Τέτοιου είδους λέιζερ λειτουργούν είτε με παλμικό είτε με συνεχή τρόπο και τυπικά βρίσκονται σε λειτουργία εναλλαγής Q.

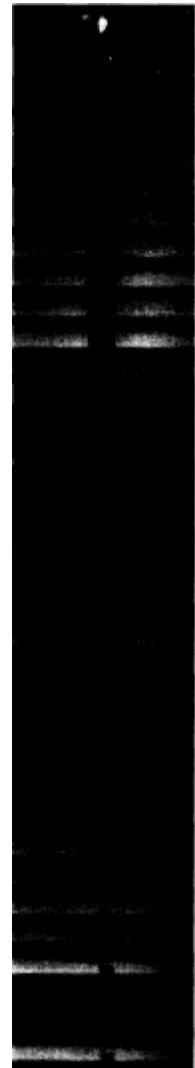
κυβελίδα νερού για την παραγωγή μίας μοναδικής φυσαλίδας μέσω στενής εστίασης με ελαχιστοποιημένους φακούς απόκλισης.

Η φυσαλίδα που δημιουργείται φωτογραφίζεται, είτε με φωτογραφική μηχανή υψηλής ταχύτητας για την ανάλυση των φάσεων κατάρρευσης και ανάκαμψης, είτε με άλλες φωτογραφικές μηχανές στιγμιότυπων, όπως κάμερα περιστρεφόμενου τυμπάνου ή κάμερα περιστρεφόμενου καθρέφτη, για την παρατήρηση ολόκληρου του κύκλου ζωής της φυσαλίδας από τη δημιουργία της μέχρι τις αποσβεννύμενες ταλαντώσεις της.

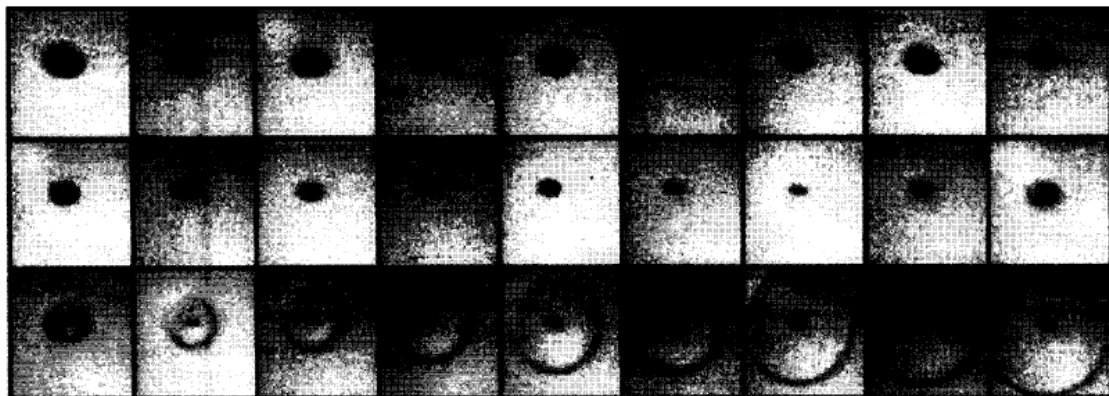
Η εικόνα 1.8-2 παρουσιάζει μία σφαιρική φυσαλίδα σε λάδι σιλικόνης και τις δημιουργούμενες ταλαντώσεις σε λήψη 50.000 στιγμιότυπων το δευτερόλεπτο με κάμερα περιστρεφόμενου τυμπάνου. Ο χρόνος αυξάνει από την κορυφή της φωτογραφίας προς τη βάση. Η απεικόνιση ξεκινάει με ένα φωτεινό σημείο που είναι το φως του λέιζερ από την περιοχή της διάσπασης (και μία αντανάκλαση). Καυτό πλάσμα δημιουργείται το οποίο εκτονώνεται σχηματίζοντας μία φυσαλίδα. Η φυσαλίδα απεικονίζεται ως μαύρος δίσκος διότι το εκπεμπόμενο φως ανακλάται από το τοίχωμα της εν λόγω φυσαλίδας και δεν φτάνει στην κάμερα.

Η εξωτερική πίεση του περιβάλλοντος σταματάει τη διαστολή της φυσαλίδας σε μία μέγιστη ακτίνα. Από εκεί και πέρα η φυσαλίδα αρχίζει να καταρρέει, ενώ το περιεχόμενο της (αέρας και ατμός) συμπιέζεται. Έτσι η φυσαλίδα, ανακάμπτει και ξεκινάει τον επόμενο κύκλο διαστολής και κατάρρευσης. Στην εικόνα 1.8-2 παρατηρούνται τέσσερις κύκλοι κατάρρευσης-ανάκαμψης. Λόγω της απόσβεσης που προκαλούν το ιξώδες και τα ηχητικά κύματα, παρατηρούνται φθίνουσες ταλαντώσεις. Όπως είναι κατανοητό η κατάρρευση μιας φυσαλίδας είναι πολύ γρήγορη διαδικασία και μπορεί μόνο να αναλυθεί από κάμερες υψηλών-πολύ υψηλών ταχυτήτων καρτέ.

Η εικόνα 1.8-3 δίνει ένα παράδειγμα από μια σειρά φωτογραφιών με λήψη 20.8 χιλιάδων καρτέ το δευτερόλεπτο με φωτογραφική μηχανή εικονικού μετατροπέα, μίας σχεδόν σφαιρικής κατάρρευσης φυσαλίδας παραγόμενης από λέιζερ. Επειδή ο μέγιστος αριθμός καρτέ ανά λήψη είναι μόνο οκτώ, τέσσερις διαφορετικές λήψεις έχουν ενσωματωθεί σε μία σειρά λήψεων. Αυτό είναι εφικτό εξαιτίας της άριστης επαναληψιμότητας του μεγέθους της φυσαλίδας. Με τον τόσο υψηλό ρυθμό των



Εικόνα 1.8-2



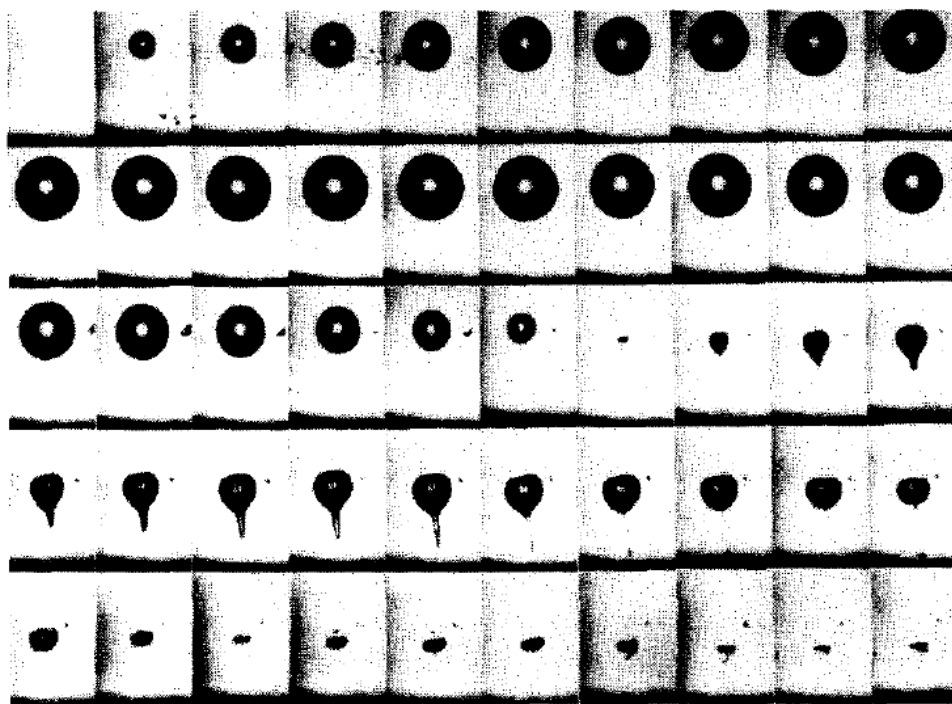
Εικόνα 1.8-3: Κατάρρευση σφαιρικής φυσαλίδας δημιουργώμενης από λέιζερ σε νερό μακρυνά από στερεά όρια. Λήψη 20.8 χιλιάδων καρτέ το δευτερόλεπτο (χρόνος μεταξύ των καρτέ: 48 ns). Διαστάσεις εικόνας 1.5 X 1.8 mm

στιγμιότυπων, τα ωστικά κύματα που παράγονται κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας μπορούν εύκολα να εντοπιστούν. Ένα μοναδικό ωστικό κύμα παρατηρείται. Ένα παρόμοιο ωστικό κύμα εκπέμπεται κατά τη διάρκεια της διάσπασης και στη συνέχεια μικρότερα κατά τις επακόλουθες καταρρέψεις της φυσαλίδας.

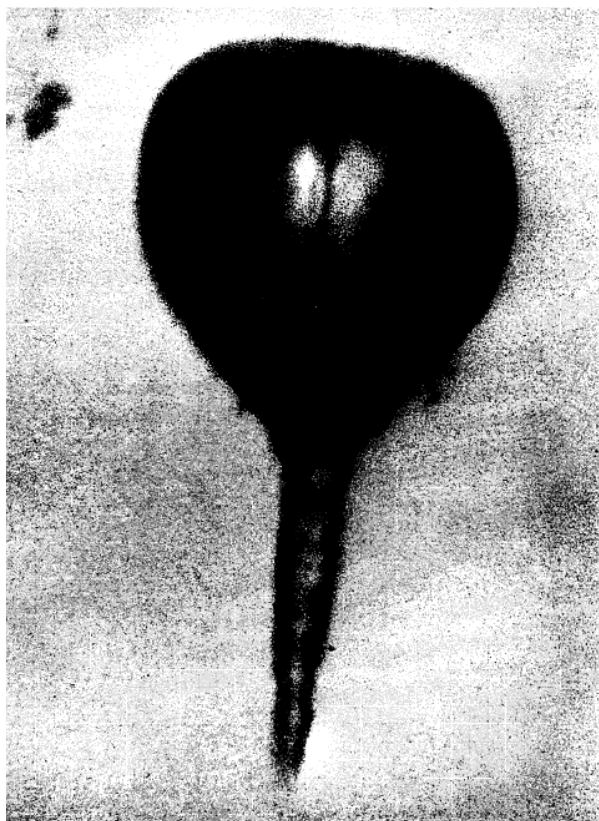
1.8.1 Σχηματισμός Jet

Όταν μία φυσαλίδα καταρρέει σε ένα περιβάλλον χωρίς σφαιρική συμμετρία, η κατάρρευση διαφοροποιείται με αξιοσημείωτο τρόπο. Μία επίπεδη στερεή επιφάνεια εξαναγκάζει τη φυσαλίδα να διπλώσει από την κορυφή (επιφάνεια κάτωθεν της φυσαλίδας) και να αναπτύξει ένα υψηλής ταχύτητας, υγρό jet κοντά στη στερεή επιφάνεια. Όταν το jet χτυπήσει το απέναντι τοίχωμα της φυσαλίδας από μέσα, σπρώχνει αυτό το τοίχωμα προκαλώντας μία σχήματος κωνίου προεξοχή με το jet μέσα σε αυτήν.

Η εικόνα 1.8.1-1 απεικονίζει μία σειρά από φωτογραφίες υψηλής ταχύτητας, μίας φυσαλίδας που καταρρέει σε νερό κοντά σε μία επίπεδη στερεή επιφάνεια, με φωτογραφική μηχανή περιστροφικού καθρέφτη και λήψη 75.000 καρέ το δευτερόλεπτο. Το jet είναι περισσότερο ευκρινές στην πρώτη φάση ανάκαμψης, όπως και η σκοτεινή γραμμή εσωτερικά του φωτεινού κεντρικού σημείου της φυσαλίδας, από όπου το πίσω φως μπορεί να διαπεράσει ανεμπόδιστα τη λεία επιφάνεια της φυσαλίδας. Η προεξοχή κωνικού σχήματος από την κάτω πλευρά, είναι το επιμηκυμένο τοίχωμα της φυσαλίδας που περιέχει το jet, το οποίο κινεί την επιμήκυνση μέχρι η ενέργειά του να εξαντληθεί. Τότε ο μακρύς σωλήνα από αέρα και ατμό γίνεται ασταθής και καταστρέφεται σε πολλές μικρές φυσαλίδες. Η κύρια επιφάνεια της φυσαλίδας επιστρέφει απότομα στο αρχικό σφαιρικό της σχήμα. Η εικόνα 1.8.1-2 είναι μεγέθυνση μιας φυσαλίδας με ένα jet του οποίου η προεξοχή στοχεύει προς το σταθερό όριο.



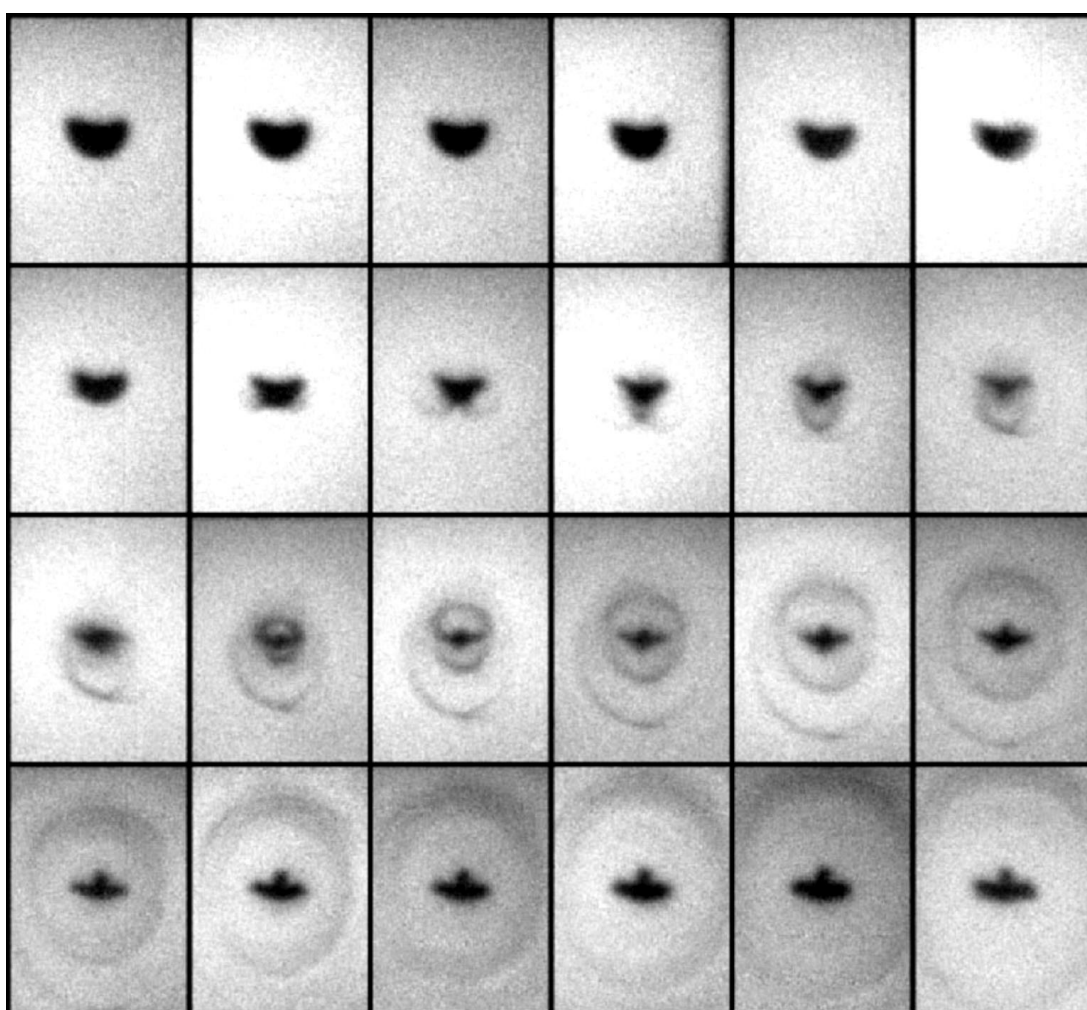
Εικόνα 1.8.1-1. Δυναμική φυσαλίδας κοντά σε επίπεδη συμπαγή επιφάνεια, λήψη 75.000 καρέ το δευτερόλεπτο. Οι διαστάσεις του κάθε καρέ είναι 7.2 X 4.6 mm, η μέγιστη ακτίνα της φυσαλίδας είναι 1.9 mm και η απόσταση του κέντρου της φυσαλίδας όταν έχει τη μέγιστη ακτίνα της, είναι $d = 5.3$ mm από τη στερεή επιφάνεια. Πηγή: Lauterborn and Hentschel; Ultrasonics, November 1985.



Εικόνα 1.8.1-2. Μεγέθυνση φυσαλίδας με το δημιουργούμενο jet.

Η εκπομπή ωστικών κυμάτων είναι πολύ πιο ενεργή όταν συμβαίνει σχηματισμός του jet. Εκπέμπονται τουλάχιστον τρία ωστικά κύματα, τα δύο από το jet και το τρίτο (ή πάνω από ένα), όταν η φυσαλίδα προσεγγίζει την ελάχιστη (ή κοντά στην ελάχιστη) διάμετρό της. Στην εικόνα 1.8.1-3 παρουσιάζεται μία αλληλουχία της κατάρρευσης μιας φυσαλίδας και του σχηματισμού του jet της, σε λήψη 20.8 χιλιάδων καρέ το δευτερόλεπτο με φωτογραφική μηχανή μετατροπέα εικόνας. Η μέγιστη ακτίνα της φυσαλίδας R_{max} είναι 1.29 mm και επιτυγχάνεται περίπου στα 90 μs πριν την πρώτη φωτογραφία. Η κανονικοποιημένη απόσταση, $\gamma = R_{max}/d$, από το όριο είναι $\gamma = 2.4$, όπου d είναι η απόσταση του κέντρου της φυσαλίδας, στη μέγιστη ακτίνα από το όριο. Το πρώτο ωστικό κύμα εκπέμπεται όταν το jet χτυπάει το (εσωτερικά κινούμενο) απέναντι τοίχωμα της φυσαλίδας εκ των έσω. Το jet είναι τόσο πλατύ στη 'μύτη' του που συναντάει το κατώτερο τοίχωμα της φυσαλίδας σε ένα δακτύλιο πάνω από το χαμηλότερο σημείο, δημιουργώντας έτσι ένα ωστικό κύμα σχήματος δακτυλιδιού (τόρου). Το ωστικό κύμα τόρου ενώνεται σε ένα απλό ωστικό κύμα, καθώς κλείνει κατά την επέκτασή του. Έτσι το ωστικό αυτό κύμα περιβάλλει την φυσαλίδα, γίνεται πολύ αδύναμο και εν τέλει παύει να διακρίνεται στα καρέ. Το ωστικό κύμα δακτυλίου (torus-like shock wave) δείχνει ότι, εκτός του ότι η φυσαλίδα μετατρέπεται σε δακτύλιο, εξαιτίας της επίδρασης του jet, μία μικρή φυσαλίδα (φυσαλίδα αιχμής-tip bubble) μεταξύ της αιχμής του jet και της κυρτωμένης κατώτερης επιφάνειας της φυσαλίδας, πρέπει να δημιουργείται. Αυτή η φυσαλίδα θα συμπιεστεί περαιτέρω από το jet και στη συνέχεια θα καταρρεύσει, αναπτύσσοντας το δεύτερο ωστικό κύμα που είναι ορατό από το καρέ 10 και έπειτα στην εικόνα 6. Το ωστικό κύμα της φυσαλίδας αιχμής προέρχεται αδιαμφισβήτητα από το κατώτερο τοίχωμα της φυσαλίδας, όπως φαίνεται από την ασύμμετρη ανάπτυξη του, σε σχέση με το σχήμα της φυσαλίδας. Η κατάρρευση της φυσαλίδας αιχμής είναι πολύ πιο γρήγορη από την κατάρρευση της κύριας φυσαλίδας, ενισχύοντας έτσι την εικασία, ότι μπορεί να είναι η βίαιη συμπίεση αυτού του μέρους της κύριας φυσαλίδας η υπεύθυνη για την

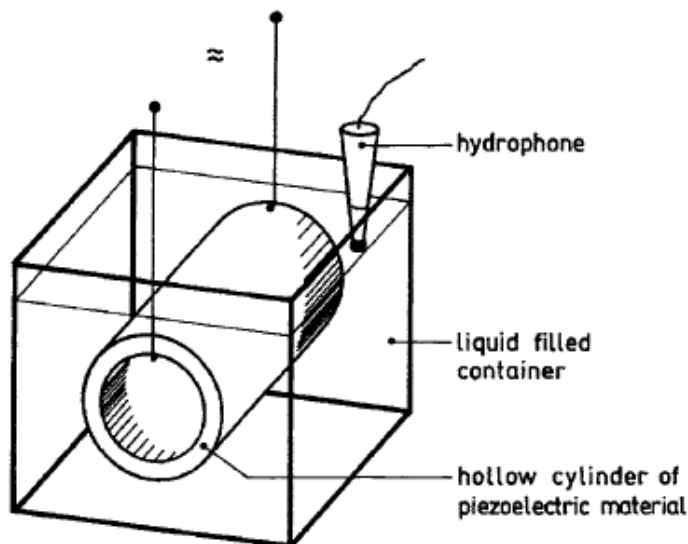
ηχοφωταύγεια. Στο στιγμιότυπο 13 η φυσαλίδα είναι στον ή κοντά στον ελάχιστο όγκο της και εκπέμπει ένα τρίτο ωστικό κύμα, το οποίο απεικονίζεται στα επόμενα σε σειρά καρέ. Κατά αυτόν τον τρόπο η κατάρρευση της κύριας φυσαλίδας είναι η τελευταία στην σειρά των ωστικών κυμάτων. Η κύρια φυσαλίδα καταρρέει με τη μορφή δακτυλίου, του οποίου η ευστάθεια είναι αμφισβητήσιμη. Έτσι, διάφορα ωστικά κύματα μπορούν να προέρχονται από τη φυσαλίδα δακτυλίου. Το ευρύ ωστικό κύμα στην τελευταία σειρά της εικόνας 6 δείχνει ότι αυτό μπορεί να έχει συμβεί. Η προεξοχή πάνω από την φυσαλίδα (βλέπε τελευταίο καρέ εικόνας 7) είναι πιθανώς αποτέλεσμα μικροσπηλαίωσης εσωτερικά του jet. Τα ωστικά κύματα του jet δεν διαδίδονται μόνο στο ρευστό κάτωθεν της φυσαλίδας αλλά επίσης και ανάποδα διαμέσου του jet. Με αυτόν τον τρόπο αντανακλώνονται από τα τοιχώματα του jet όπως τα κύματα τάσεως. Αυτά τα κύματα, θεωρείται ότι, προκαλούν σπηλαίωση εσωτερικά του jet. Ωστόσο δεν παρατηρείται σχεδόν κανένα εξερχόμενο ωστικό κύμα άνωθεν της φυσαλίδας με σχήμα τόρου (torus-like), μετά την σύγκρουση του jet εσωτερικά με το τοίχωμα της φυσαλίδας. Η περίπλοκη αυτή διαδοχή γεγονότων αναφέρεται στην ασύμμετρη κατάρρευση φυσαλίδας με ταυτόχρονο σχηματισμό jet.



Εικόνα 1.8.1-3. Κατάρρευση φυσαλίδας κοντά σε συμπαγές όριο λήψης 20.8 χιλιάδες καρέ το δευτερόλεπτο. Μέγιστη ακτίνα φυσαλίδας 1.29 mm. Η σχετική απόσταση από το όριο είναι $\gamma = 2.4$. Εκπομπή τριών ωστικών κυμάτων: ωστικό κύμα δακτυλίου jet (jet torus shock wave) (στιγμιότυπα 8,9,10), ωστικό κύμα φυσαλίδας αιχμής (καρέ 10 και μετά), και ωστικό κύμα κύριας φυσαλίδας (καρέ 13 και μετά). Διαστάσεις εικόνας 2.0 X 1.4 mm

1.8.2 Ακουστική σπηλαίωση

Ακουστική σπηλαίωση μπορεί να δημιουργηθεί με διάφορους τρόπους, όπως με μία δονούμενη ‘κόρνα’ βυθισμένη μέσα σε ρευστό ή μέσω της δόνησης των τοιχωμάτων ενός δοχείου. Χρησιμοποιείται ένας κούφιος κύλινδρος πιεζοηλεκτρικού υλικού βυθισμένος στο ρευστό στο οποίο πρόκειται να δημιουργηθεί σπηλαίωση (εικόνα 1.8.2-1). Ο κύλινδρος έχει μήκος και εσωτερική διάμετρο 76 mm και πάχος τοιχώματος 5mm. Η συχνότητα συντονισμού για μισό μήκος κύματος διαμέσου της διαμέτρου του κυλίνδρου είναι περίπου 23 kHz, ελαφρώς εξαρτώμενη από το δοχείο και το ύψος του νερού πάνω από τον κύλινδρο. Όταν ο κύλινδρος οδηγείται σε αυτήν τη συχνότητα (θεμελιώδης συντονισμός), προκαλείται η μέγιστη ακουστική τάση και πίεση στο κέντρο του κυλίνδρου. Ένας δεύτερος κύλινδρος μήκους 45.5 mm και εσωτερικής ακτίνας 57 mm χρησιμοποιήθηκε για αντίσταση στην σπηλαίωση. Εκτός από την απλή βύθιση του μετατροπέα στο νερό, χρησιμοποιήθηκαν και πλάκες PMMA⁴ στα δύο άκρα του κυλίνδρου προκειμένου να εγκλωβίσουν το νερό μέσα σε αυτό. Στην τελευταία αυτή διαμόρφωση παρατηρείται σπηλαίωση στο νερό μεταξύ των 8 και 18 kHz.



Εικόνα 1.8.2-1Κυλινδρικός μετατροπέας πιεζοηλεκτρικού υλικού για σπηλαίωση ρευστού στο εσωτερικό του.

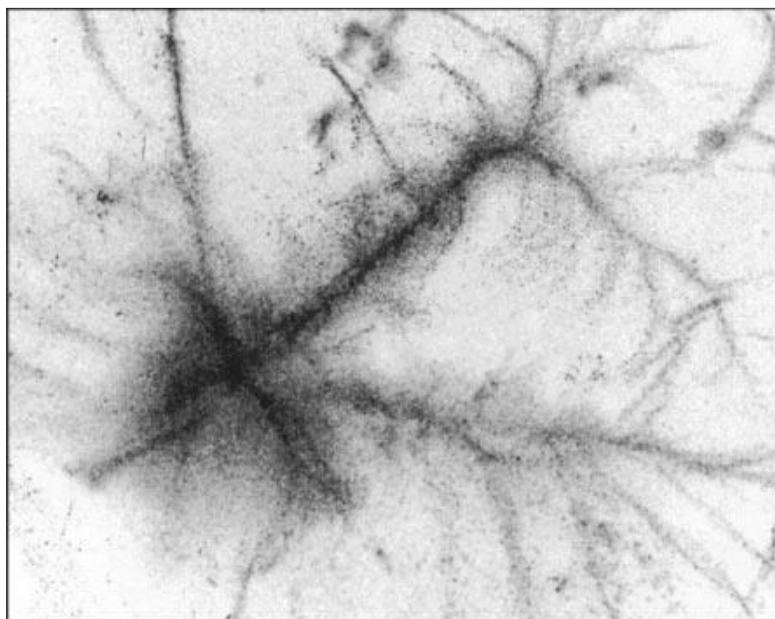
Πέρα από ένα ορισμένο όριο της εφαρμοζόμενης στον κύλινδρο τάσης, ακούστηκε ένας διαπεραστικός θόρυβος και οι φυσαλίδες άρχισαν να κινούνται άτακτα στο ρευστό.

Αυτές οι φυσαλίδες σχηματίζουν μία διακλαδισμένη δομή ‘σερπαντίνας’, η οποία αποκαλείται αλλιώς από τους Werner Lauterborn και Claus-Dieter Ohl και ως ακουστικά σχήματα Lichtenberg διότι μοιάζουν με τα εν λόγω ηλεκτρικά σχήματα⁵. Δεν παρατηρήθηκε κανένα ομοιογενές νέφος φυσαλίδων σε καμία περίπτωση. Οι φυσαλίδες οργανώνονται πάντα σε ίνες. Η εικόνα 1.8.2-2 δείχνει ένα παράδειγμα της ινοειδούς αυτής δομής.

⁴ Πολυ(μεθακρυλικό μεθύλιο) (PMMA), γνωστό επίσης και ως ακρυλικό ή ακρυλικό γυαλί, καθώς και με τα εμπορικά ονόματα Plexiglass, Acrylite, Lucite και Perspex. Είναι ένα διαφανές θερμοπλαστικό που χρησιμοποιείται συχνά σε μορφή φύλλου ως ελαφριά ή ανθεκτική εναλλακτική λύση αντί γυαλιού. Το ίδιο υλικό μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως ρητίνη χύτευσης, σε μελάνια και επιχρίσματα.

⁵ Τα σχήματα Lichtenberg αναφέρονται σε διακλαδιζόμενες ηλεκτρικές εκκενώσεις που πολλές φορές εμφανίζονται στην επιφάνεια ή στο εσωτερικό μονωτικών υλικών. Τα στοιχεία Lichtenberg συχνά συνδέονται με την σταδιακή υποβάθμιση εξαρτημάτων υψηλής τάσης και εξοπλισμού.

Προφανώς, μία ομοιογενής κατανομή φυσαλίδων υπό την παρουσία ενός ισχυρού ηχητικού πεδίου είναι ασταθής. Αυτό μπορεί επίσης να δειχθεί θεωρητικά. Το μοτίβο που σχηματίζεται φαίνεται να είναι ασταθές καθώς

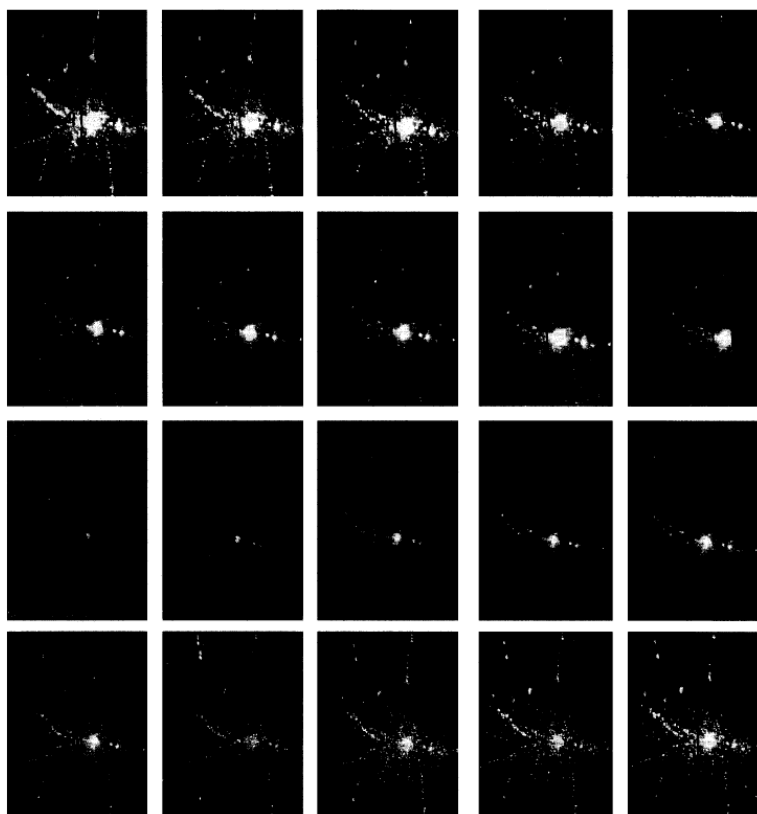


Εικόνα 1.8.2-2. Ινοειδής δομή φυσαλίδων ηχητικά παραγόμενης σπηλαιώσης

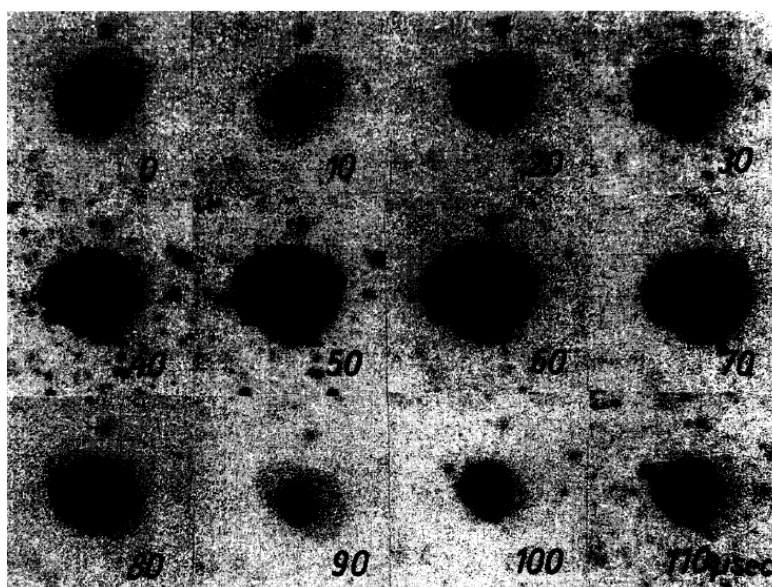
σταδιακά αναδιατάσσεται στην ανθρώπινη χρονική κλίμακα, αν και είναι σταθερό για περισσότερο από εκατοντάδες κύκλους του εφαρμοζόμενου ηχητικού πεδίου. Οι διαδικασίες στο νέφος φυσαλίδων είναι πολύ περίπλοκες εξαιτίας των ανταγωνιστικών επιδράσεων των δυνάμεων απώθησης και έλξης και εξαιτίας της αλληλεπίδρασης των χιλιάδων μικροσκοπικών φυσαλίδων.

Η ινοειδής δομή ταλαντώνεται μαζί με το εφαρμοζόμενο ηχητικό πεδίο. Για παράδειγμα οι φυσαλίδες καταρρέουν σε κάθε κύκλο. Αυτό μπορεί να φανεί στην εικόνα 1.8.2-3, η οποία έχει ληφθεί με 200.000 καρέ το δευτερόλεπτο μέσω φωτογραφικής μηχανής περιστρεφόμενου καθρέφτη. Η συχνότητα του ηχητικού πεδίου είναι 13 kHz, ελαφρώς μεγαλύτερη συχνότητα κύκλου εμπίπτει με τα είκοσι αυτά καρέ. Η εξαφάνιση και επανεμφάνιση της περίπλοκης αυτής ινοειδούς δομής είναι αξιοσημείωτη, επισημαίνοντας ένα στενά συζευγμένο σύστημα φυσαλίδων.

Στην ακουστική σπηλαιώση οι φυσαλίδες ταλαντώνονται μη γραμμικά όπως αποκαλύπτεται από τις φωτογραφίες. Η εικόνα 1.8.2-3 δείχνει μία αλληλουχία της συστοιχίας φυσαλίδων στο κέντρο όπου οι ταινίες συγκλίνουν, σε λήψη 100.000 καρέ το δευτερόλεπτο. Μία καλή προσαρμογή στην ταλάντωση μπορεί να επιτευχθεί με μία φυσαλίδα ακτίνας, σε κατάσταση ηρεμίας, $R_n = 248 \mu m$ υποκινούμενη από ηχητική πίεση $P_a = 0.323 \text{ bar}$ στην πειραματική συχνότητα των $\nu = 12.96 \text{ kHz}$.

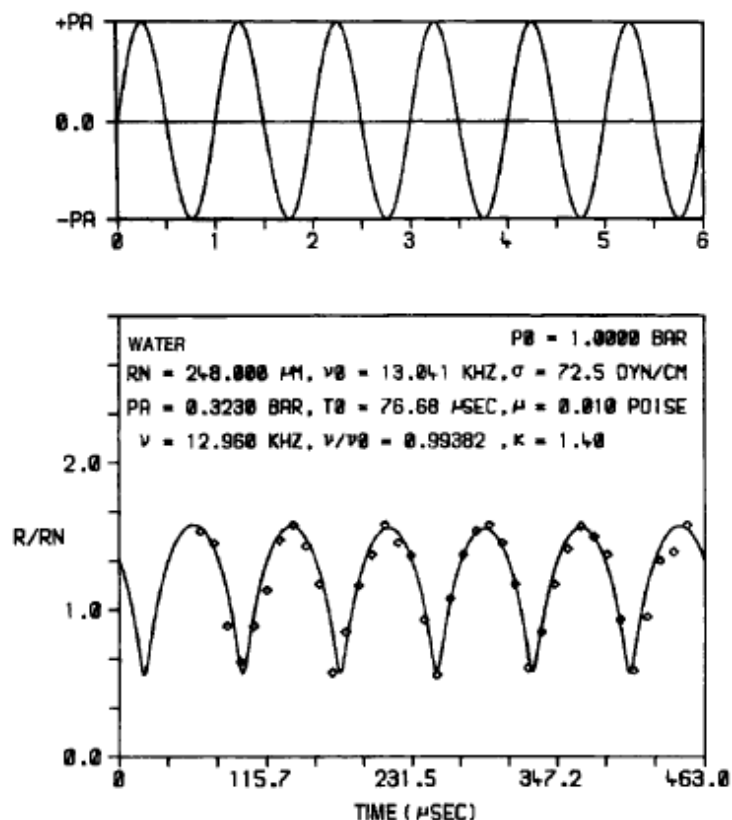


Εικόνα 1.8.2-3.: Εξαναγκασμένες ταλαντώσεις ινοειδούς δομής φυσαλίδων σπηλαίωσης σε νερό στο εσωτερικό κυλινδρικού πιεζοηλεκτρικού μετατροπέα σε συχνότητα 13kHz. Λήψη 200.000 καρέ το δευτερόλεπτο



Εικόνα 1.8.2-4. Μη γραμμική ταλάντωση φυσαλίδων σε ηχητικό πεδίο σε ρευστό που υφίσταται σπηλαίωση (νερό)

Το σχήμα 1.8.2-1 απεικονίζει τα αποτελέσματα του υπολογισμού με το μοντέλο Rayleigh-Plesset, και τα πειραματικά αποτελέσματα. Τα ρομβοειδή στοιχεία είναι τα αποτελέσματα του πειράματος.

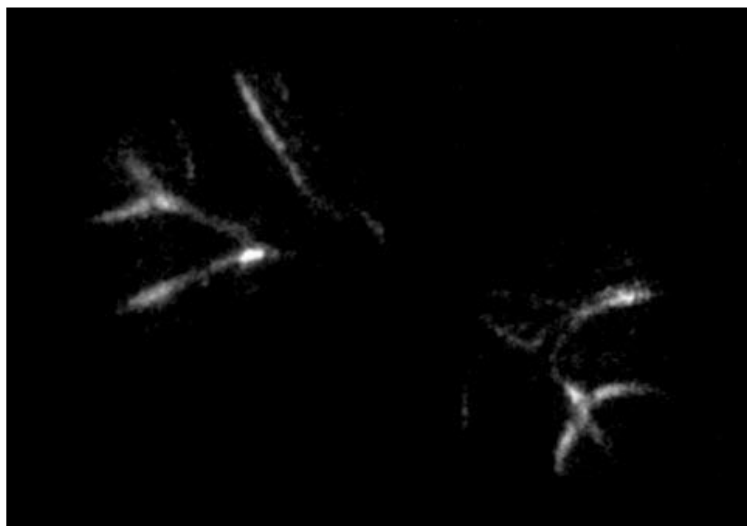


Σχήμα 1.8.2-1: Μη γραμμική ταλάντωση φυσαλίδας σε ηχητικό πεδίο σε ρευστό (νερό) που υφίσταται σπηλαιώση. Άνω διάγραμμα: πίεση ήχου, $p_a = 0.323 \text{ bar}$. Κάτω διάγραμμα: σύγκριση του πειράματος (ρομβοειδή στοιχεία) με τη θεωρία (συνεχής γραμμή)

1.8.3 Ηχοφωταύγεια

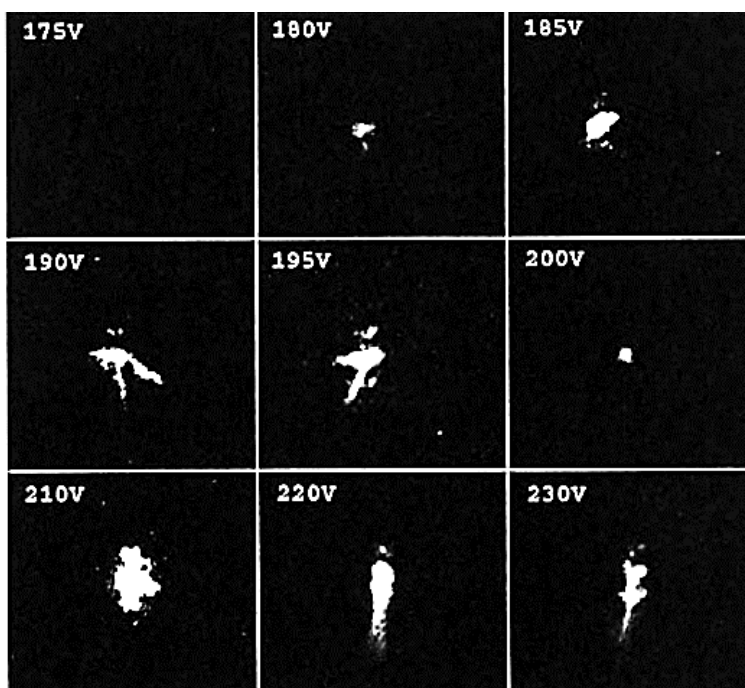
Κατά την παρατήρηση του πεδίου στο οποίο συμβαίνει σπηλαιώση σε απόλυτο σκοτάδι (μετά από 15-20 λεπτά), μπορεί να παρατηρηθεί φως να προέρχεται από το ρευστό, συνήθως σε μορφή ινών. Όταν η πρωταρχική είσοδος είναι ήχος, το φαινόμενο ονομάζεται ηχοφωταύγεια (sonoluminescence). Το αχνό φως που εκπέμπεται μπορεί να φωτογραφηθεί με μία CCD⁶-φωτογραφική μηχανή εξοπλισμένη με μία πλάκα μικρο-καναλιού ως 'ενισχυτή φωτός' (ICCD= εντατικοποίηση CCD). Στην εικόνα 1.8.4-1 φαίνεται το εσωτερικό ενός πιεζοηλεκτρικού κυλίνδρου (διάμετρος 6.5cm, μήκος 13cm) στα 20 kHz, να εκπέμπει το δικό του φως. Πάλι παρατηρείται μία ινοειδής δομή. Επιπλέον έχει βρεθεί ότι το φως εκπέμπεται μόνο σε ένα μικρό τμήμα της φάσης εφαρμογής του ηχητικού πεδίου, που αντιστοιχεί στο 1/12 της περιόδου της φάσης αυτής. Αυτό επιβεβαιώνει τη συντονισμένη δράση όλων των φυσαλίδων, όπως φαίνεται στην εικόνα 1.8.2-3. Το φως εκπέμπεται από τις φυσαλίδες στη φάση κατάρρευσης και προέρχεται από φυσαλίδες ακτίνας περίπου 0.8-2μm

⁶ Συσσκευή συζευγμένου φορτίου (CCD) είναι μια συσκευή για την κίνηση του ηλεκτρικού φορτίου, συνήθως από εντός της συσκευής σε μια περιοχή όπου το φορτίο μπορεί να τροποποιηθεί, π.χ. σε ψηφιακή τιμή. Αυτό επιτυγχάνεται με τη "μετατόπιση" των σημάτων μεταξύ ορισμένων σταδίων μέσα στη συσκευή, ένα κάθε φορά.



Εικόνα 1.8.3-1. Το εκπεμπόμενο φως από υγρό στο οποίο εφαρμόζεται ηχητική συχνότητα 20 k Hz

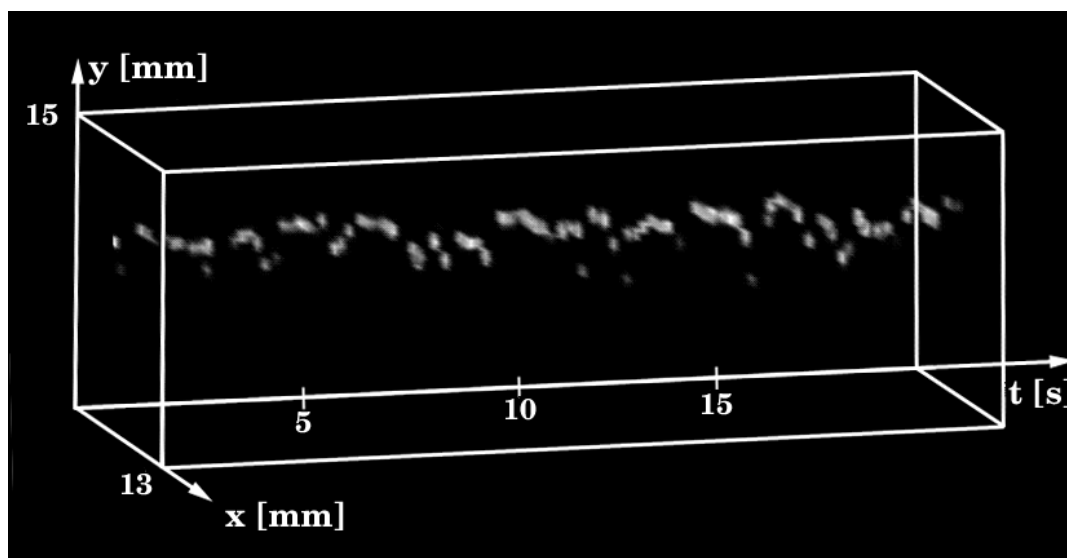
Μία ελάχιστη τιμή πλάτους ακουστικής πίεσης απαιτείται ώστε να εμφανιστεί η ινοειδής δομή. Ωστόσο υπάρχει ένα ανώτερο όριο όπου οι ινοειδείς δομές παύουν να υφίστανται, και το φως εκπέμπεται από ένα μόνο κέντρο. Η εικόνα 1.8.3-2 δείχνει αυτή την αλλαγή φάσης στη δομή των φυσαλίδων σε μία σειρά φωτογραφιών στις οποίες διακρίνεται το φως που εκπέμπεται κατά την εφαρμογή διαφορετικών τάσεων στον κύλινδρο. Το εκπεμπόμενο φως παρατηρείται αρκετά δευτερόλεπτα. Η φωταύγεια ξεκινάει από μία περιοχή (εδώ στην τάση των 180V). Σύντομα εμφανίζονται ινοειδείς δομές σε υψηλότερες τάσεις (190-195V) και στη συνέχεια εμπλέκεται μία μεγαλύτερη περιοχή στην παραγωγή φωτός. Σε ακόμα υψηλότερες τιμές τάσεως, η εκπομπή φωτός συρρικνώνεται σε ένα



Εικόνα 1.8.3-2. Εικόνες φωταύγειας σε διαφορετικές τάσεις εφαρμογής. Διαστάσεις πλαισίου :3.4 X 3.7 cm

ενιαίο σταθερό κέντρο (200V). Αυτό το κέντρο αρχίζει να κινείται στο ρευστό (210V) δίνοντας την αντίληψη μιας μεγάλης αδόμητης περιοχής εκπομπής. Στην εικόνα 1.8.3-3, δίνονται

μετρήσεις κατά την διάρκεια του χρόνου για την υποστήριξη αυτής της ερμηνείας. Σε ακόμα υψηλότερη εφαρμογή τάσεως, το κέντρο εκπομπής διαχωρίζεται στα δύο και πάλι μια εντονότερη δομή εμφανίζεται (220 V, 230 V)



Εικόνα 1.8.3-3. Εικόνες φωταύγειας κατά το πέρασμα του χρόνου σε σύστημα κινούμενων φυσαλίδων

Αξιοπρόσεκτο γεγονός είναι η εμφάνιση μιας σταθερής κεντρικής πηγής φωτός και η κίνησή της σε υψηλότερες τιμές τάσης. Η εικόνα 1.8.3-3 δείχνει φωτογραφίες κατά την διάρκεια του χρόνου του κινούμενου εκπεμπόμενου κέντρου. Μία πιθανή εξήγηση σχετίζεται με την ισχυρή μη γραμμικότητα της ταλάντωσης της φυσαλίδας. Έχει βρεθεί ότι μία μικρή φυσαλίδα μπορεί να διατηρηθεί σταθερή στις κορυφές των κυμάτων πίεσης μόνο στην περίπτωση, όχι τόσο μεγάλης μη γραμμικότητας στην ταλάντωση της φυσαλίδας, αλλιώς οι ελκτικές δυνάμεις Bjerknes⁷ γίνονται απωθητικές και η φυσαλίδα γίνεται τοπικά ασταθής. Έτσι η φυσαλίδα αναγκάζεται να εγκαταλείψει την περιοχή υψηλής πίεσης. Όταν γίνεται αυτό, υφίσταται μικρότερο εύρος της τάσης και επίσης μειώνεται το πλάτος της ταλάντωσης της. Η απωθητική δύναμη παύει να υφίσταται. Σε ένα περιστρεφόμενο συμμετρικό σύστημα, η φυσαλίδα τοποθετείται κάπου μακριά από την μέγιστη ηχητική πίεση σε κάποια επιφάνεια, όντας ελεύθερη να κινηθεί κατά μήκος της με την παραμικρή επιπρόσθετη διαταραχή. Με αυτόν τον τρόπο η φαινομενικά ακανόνιστη κίνηση, που παρατηρείται στην εικόνα 1.8.3-3, μπορεί να εξηγηθεί.

⁷ Στην ηχητική σπηλαιώση (acoustic cavitation), όταν δύο φυσαλίδες πάλλονται σ' ένα ρευστό, είτε έλκονται, αν ταλαντώνονται με την ίδια φάση, είτε απωθούνται, αν ταλαντώνονται εκτός φάσης. Επομένως, όταν δύο φυσαλίδες είναι του ίδιου μεγέθους και, επομένως έχουν την ίδια ιδιοσυχνότητα, αναπτύσσονται ελκτικές δυνάμεις ανεξάρτητα του είδους της μεταβολής της πίεσης στο περιβάλλον ρευστό, με αποτέλεσμα να έλκονται ή και να συνενώνονται (Kornfeld and Suvorov 1944). Επιπλέον, όταν στο περιβάλλον ρευστό επιβάλλεται βηματική μεταβολή της πίεσης, η συχνότητά του είναι μηδενική και οι δύο φυσαλίδες θα πάλλονται με συχνότητα κάτω από τη συχνότητα συντονισμού τους, οπότε θα έλκονται συνεχώς ανεξάρτητα από το σχετικό τους μέγεθος. Η συνισταμένη των υδροδυναμικών δυνάμεων που αναπτύσσονται ονομάζεται δευτερογενής δύναμη 'Bjerknes' και, σε πρώτη προσέγγιση, είναι ανάλογη του όγκου της κάθε φυσαλίδας και του αντίστροφου του τετραγώνου της απόστασής τους.

Κεφάλαιο 2

Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται αρχικά μία ανασκόπηση ορισμένων συσκευών που έχουν χρησιμοποιηθεί για παραγωγή θερμότητας μέσω των διαδικασιών τριβής και σπηλαίωσης. Στη συνέχεια εξηγείται ποια συσκευή επιλέχθηκε και οι λόγοι αυτής της επιλογής και ακολουθεί η παρουσίαση των μελών και του τρόπου λειτουργίας της. Στα επόμενα κεφάλαια που ακολουθούν, η εν λόγω διάταξη μελετήθηκε αρχικά υπολογιστικά, μέσω του υπολογιστικού προγράμματος Ansys CFX, και έπειτα πειραματικά μέσω κατασκευής και λειτουργίας της. Στο τελικό στάδιο, εξήχθησαν τα υπολογιστικά και πειραματικά αποτελέσματα και έγινε σύγκριση μεταξύ των δύο αυτών διαφορετικών προσεγγίσεων του εξεταζόμενου φαινομένου.

2.1 Περιγραφή της διάταξης

Η διάταξη που μελετάται στην παρούσα εργασία ανήκει στην κατηγορία των αντιδραστήρων υδροδυναμικής σπηλαίωσης (hydrodynamic cavitation reactors). Πολλές παραλλαγές της έχουν χρησιμοποιηθεί για διάφορους άλλους σκοπούς πέραν της παραγωγής θερμότητας όπως την απολιγνίνωση αχύρου, την απολύμανση νερού, τη μίξη υγρών ουσιών κ.α.

Στον τομέα της θέρμανσης υγρών, είναι γνωστό ότι υπάρχουν διάφορες συσκευές που χρησιμοποιούν στροφεία ή άλλα περιστρεφόμενα μέλη για να αυξήσουν την πίεση ή / και την θερμοκρασία των ρευστών. Χαρακτηριστικές συσκευές είναι αυτές που περιλαμβάνονται στην ακόλουθη λίστα ευρεσιτεχνιών:

Πίνακας 2.1-1

Αριθμός Ευρεσιτεχνίας U.S	Εφευρέτης	Χρονολογία κατάθεσης
1,758,207	<i>G.H Walker</i>	1930
2,316,522	<i>J.E Loeffler</i>	1943
2,991,764	<i>C.D French</i>	1961
3,198,191	<i>S.W Wyszomirski</i>	1965
3,508,402	<i>V.H Gray</i>	1970
3,690,302	<i>P.J Rennolds</i>	1972
3,720,372	<i>J.W Jacobs</i>	1973
3,791,349	<i>C.D Scharfer</i>	1974
4,273,075	<i>D.A Freihage</i>	1981
4,277,020	<i>W.J Greiner</i>	1981
4,381,762	<i>A.E Ernst</i>	1983
4,779,575	<i>E. W Perkins</i>	1988
4,781,151	<i>G.H Wolpert, Jr., et al.</i>	1988
5,188,090	<i>J.L Griggs</i>	1993
5,385,298	<i>J.L Griggs</i>	1995
5,392,737	<i>W.E Newman</i>	1995
6,371,381 B1	<i>M. Niwa</i>	2002
6,595,759 B2	<i>SM. Crosta</i>	2003
6,627,784 B2	<i>K. Hudson</i>	2003
6,910,448 B2	<i>C. Thoma</i>	2005

Πολλές συσκευές έχουν προταθεί για τη μετατροπή ρευστών από την υγρή στην αέρια φάση. Από τις ανωτέρω αναφερθείσες ευρεσιτεχνίες, η '349, για παράδειγμα, που κατατέθηκε από τον

Scharfer [36] παρουσιάζει μία συσκευή και μια μέθοδο για την παραγωγή ατμού υψηλής πίεσης από την εκ προθέσεως δημιουργία ωστικών κυμάτων σε ένα διογκωμένο σώμα νερού. Στην εν λόγω συσκευή χρησιμοποιούνται διάφορες διόδους και θάλαμοι για τη δημιουργία μιας ελικοειδούς διαδρομής του ρευστού, προκειμένου να μεγιστοποιηθεί η επίδραση του υδραυλικού πλήγματος (water hammer effect) για θέρμανση και συμπίεση.

Άλλες συσκευές που χρησιμοποιούν περιστρεφόμενα μέρη για τη θέρμανση υγρών, παρουσιάζονται στις ευρεσιτεχνίες '372 από τον J.W Jacobs [37], '764 από τον C.D French [38], και '207 από τον G.H Walker [39]. Η '372 παρουσιάζει μία τύπου-τουρμπίνας ψυκτική αντλία που περιστρέφεται από έναν κινητήρα αυτοκινήτου για τη θέρμανση του ψυκτικού μέσου της μηχανής. Η ευρεσιτεχνία '764 παρουσιάζει μία συσκευή παραγωγής θερμότητας μέσω της ανάδευσης του ρευστού που περιέχει. Τέλος, η πατέντα '207 περιγράφει ένα υδραυλικό σύστημα θέρμανσης που περιλαμβάνει μια γεννήτρια θερμότητας αποτελούμενη από ένα δρομέα με πτερύγια και ένα στάτορα, οι οποίοι ενεργούν από κοινού για την παραγωγή θερμότητας καθώς κινείται ο ένας σχετικά ως προς τον άλλο.

Οι συσκευές αυτές χρησιμοποιούν κατασκευαστικά πολύπλοκους δρομείς και περιβλήματα που περιλαμβάνουν πτερύγια ή διόδους για τη ροή του ρευστού, με αποτέλεσμα την κατασκευαστική πολυπλοκότητα, το αυξημένο κόστος παραγωγής και συντήρησης, και την μεγάλη πιθανότητα αστοχίας, κάτι που τις καθιστά αναξιόπιστες συσκευές.

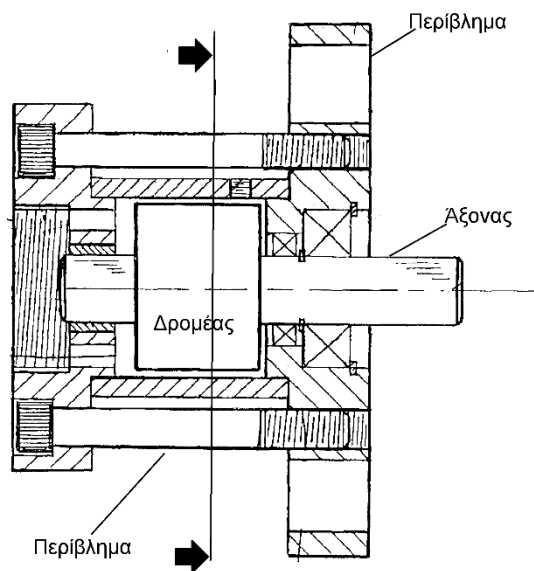
Οι συσκευές που περιγράφονται από τους WysZomirski ('191), Freihage ('075), Grenier ('020), και Wolpert, Jr., et al. ('151) [40][41][42][43] περιλαμβάνουν όλες τους δρομέα για την πρόσδοση θερμότητας στο ρευστό καθώς αυτό διέρχεται μέσα στη συσκευή και γύρω από τον δρομέα. Η συσκευή που παρουσιάζεται στην ευρεσιτεχνία '191 χρησιμοποιεί ένα σταθερό περίβλημα που φέρει πλήθος θυλάκων στο εσωτερικό του τοίχωμα και ένα στροφέιο με περιφερειακά τοποθετημένα πτερύγια. Η συγκεκριμένη συσκευή έχει υψηλό κόστος κατασκευής και συντήρησης και για το λόγο αυτό δεν επιλέχθηκε στην παρούσα εργασία. Η συσκευή της πατέντας '075 περιλαμβάνει ένα στροφέιο με περιφερειακά τοποθετημένα πτερύγια. Παρομοίως, η συσκευή που παρουσιάζεται στην ευρεσιτεχνία '020 έχει ένα δρομέα με μία σπειροειδή αυλάκωση γύρω από την περιφέρειά του και ένα περίβλημα που φέρει ένα αντίστοιχο σπειροειδές αυλάκι στο εσωτερικό του τοίχωμα. Το υγρό περνώντας ανάμεσα από το στροφέιο και το περίβλημα υφίσταται διάτμηση και αναδεύεται, δημιουργώντας έτσι αύξηση της θερμοκρασίας του μέσω τριβής, σε αντίθεση με τη θέρμανση από σπηλαίωση. Τέλος, η συσκευή που παρουσιάζεται στην '151 φέρει ένα στροφέιο με πλήθος πτερυγίων που εκτείνονται από άξονα. Με παρόμοιο τρόπο με τις προαναφερθείσες συσκευές, θερμαίνει το υγρό μέσω των δυνάμεων τριβής που αναπτύσσονται από την ανάδευση των μορίων του υγρού.

Ένα άλλο παράδειγμα παραγωγής θερμότητας μέσω τριβών, είναι η συσκευή του Newman στην ευρεσιτεχνία '737 [44]. Η συσκευή αυτή χρησιμοποιεί κωνικές επιφάνειες τριβής, προκειμένου να παραχθεί θερμότητα. Η παραγόμενη θερμότητα διοχετεύεται σε μια δεξαμενή που περιβάλλει τα εσωτερικά στοιχεία της συσκευής. Οι επιφάνειες τριβής συνδέονται μεταξύ τους με ένα ελατήριο του οποίου η συμπίεση μπορεί να ελεγχθεί και κατά συνέπεια και η ποσότητα της τριβής που πραγματοποιείται.

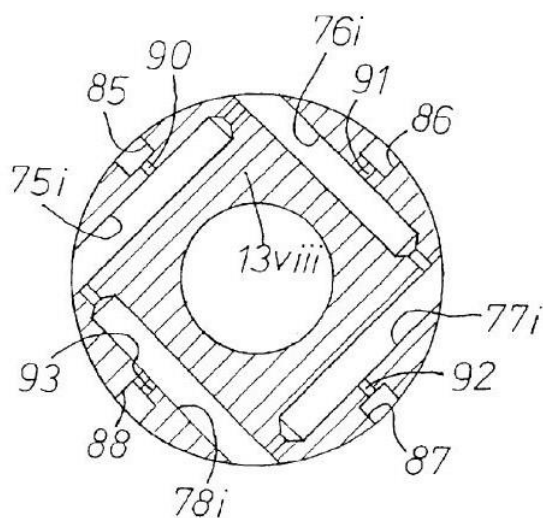
Τέτοιου είδους εγχειρήματα για παραγωγή θερμότητας έχουν εγκαταλειφθεί εξαιτίας της μικρής απόδοσης και της δαπανηρής κατασκευής και συντήρησής τους. Οι συσκευές αυτές έχουν υψηλό κόστος συντήρησης εξαιτίας του γεγονότος ότι οι επιφάνειες τριβής φθείρονται με την χρήση και η συσσώρευση αλάτων απαιτεί τη συχνή αλλαγή των στοιχείων της συσκευής.

Τέλος οι ευρεσιτεχνίες '381 B1, '759 B2, '784 B2 και '448 B2 [45][46][36] περιγράφουν συσκευές με αρκετά δύσκολη υλοποίηση και δαπανηρή κατασκευή.

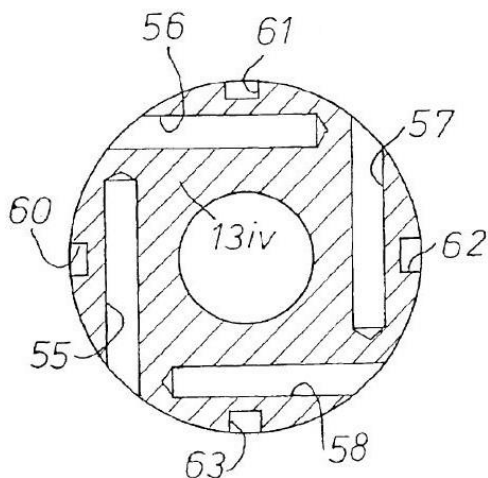
Η ευρεσιτεχνία US 6,910,448 B2 του Thoma [47] αποτελεί μία βελτίωση των ευρεσιτεχνιών US 5,188,090 [48] και US 5,385,298 του James Griggs [49] και περιλαμβάνει ρότορες με αρκετά ενδιαφέρουσες γεωμετρίες όπως δείχνουν οι εικόνες (2.2-1 έως 2.2-4) . Στις εικόνες (2.2-2) και (2.2-3) απεικονίζονται σε τομή, ρότορες με διάφορους προσανατολισμούς και διαμορφώσεις οπών ενώ στην (2.2-4) απεικονίζεται η διάταξη παραγωγής θερμότητας με κεκλιμένες επιφάνειες δρομέα.



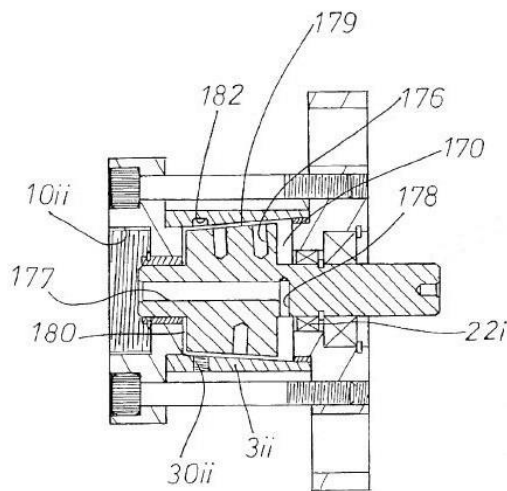
Εικόνα 2.1-1



Εικόνα 2.1-2: Τομή του δρομέα της εικόνας 2.1-1



Εικόνα 2.1-3: Άλλη μορφή δρομέα σε τομή

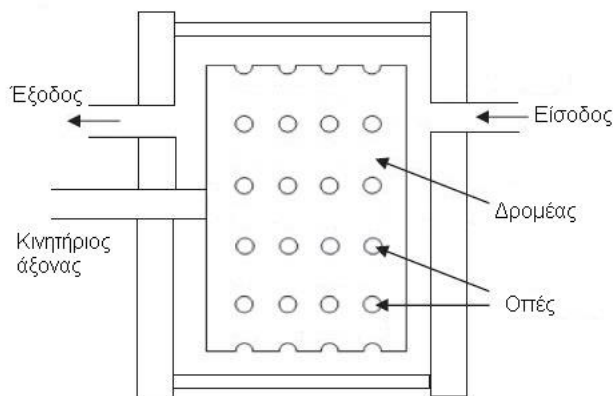


Εικόνα 2.1-4: Δρομέας με κεκλιμένες επιφάνειες

Τέτοιες γεωμετρίες μπορεί να είναι αποδοτικές όσον αφορά την παραγωγή θερμότητας, όμως παρουσιάζουν κατασκευαστικές δυσκολίες και δαπανηρή υλοποίηση. Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας, όπου γίνεται μία πρωταρχική διερεύνηση του φαινομένου παραγωγής θερμότητας από σπηλαίωση, προτιμήθηκε μια πιο απλή και βασική γεωμετρία δρομέα με λιγότερες κατασκευαστικές και υπολογιστικές δυσκολίες.

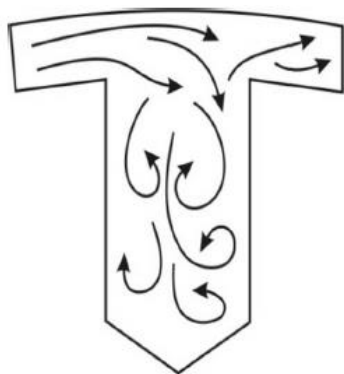
Για τους παραπάνω λόγους επιλέχθηκε να μελετηθεί η συσκευή του J.L Griggs που περιγράφεται στις ευρεσιτεχνίες US5,188,090, US5,957,122 και US5,385,298 καθώς και στην US6,910,448 B2 του Christian Thoma, η οποία κατατέθηκε το 2005 και αποτελεί βελτίωση των προηγούμενων. Η υλοποίηση της εν λόγω συσκευής δεν έχει κατασκευαστικές δυσκολίες, είναι σχετικά οικονομική και είναι εύκολο να προσομοιωθεί υπολογιστικά.

Η συγκεκριμένη συσκευή παραγωγής θερμότητας αποτελείται από ένα κυλινδρικό περίβλημα μέσα στο οποίο κινείται ένας δρομέας με τη βοήθεια κινητήρα. Η επιφάνεια του δρομέα καθώς και οι δύο άκρες του συμμορφώνονται στενά με την εσωτερική επιφάνεια του περιβλήματος. Στις δύο πλευρές του σταθερού περιβλήματος της συσκευής βρίσκονται η είσοδος και η έξοδος του ρευστού. Το νερό εισέρχεται από την είσοδο της συσκευής, μεταβαίνει στο δακτυλοειδές διάκενο που σχηματίζεται μεταξύ του δρομέα και του περιβλήματος και εξέρχεται από την έξοδο της συσκευής στην απέναντι πλευρά.



Εικόνα 2.1-5

Στην επιφάνεια του δρομέα υπάρχουν περιφερειακά διανοιγμένες οπές σε τέσσερις κατά μήκος σειρές. Λόγω της υψηλής ταχύτητας περιστροφής του δρομέα, δημιουργούνται πολύ μεγάλες επιφανειακές ταχύτητες. Το υγρό εισέρχεται στις οπές εξαιτίας της ταχείας περιστροφικής κίνησης του δρομέα και κατά την έξοδό του από αυτές, λόγω φυγόκεντρης ροής, δημιουργείται μία περιοχή χαμηλής πίεσης / κενού κοντά στον πυθμένα των οπών, όπου και δημιουργείται η σπηλαιώση. Η διαδικασία αυτή απεικονίζεται στην εικόνα (2.2-6). Σε τέτοιες υψηλές ταχύτητες του υγρού στην επιφάνεια του δρομέα, η πτώση πίεσης σε όλη την επιφάνεια και στις οπές είναι επαρκής για να δημιουργηθεί σπηλαιώση. Το μέγεθος της πτώσης πίεσης καθορίζει την ένταση της σπηλαιώσης. Το νερό καθώς εισέρχεται μέσα στις οπές δημιουργεί δίνες σπηλαιώσης που συνοδεύονται από ωστικά κύματα και τις επιδράσεις του υδραυλικού πλήγματος (water hammer). Το ρευστό αφού έχει υποβληθεί στις επιδράσεις των ωστικών κυμάτων και του υδραυλικού πλήγματος, εξωθείται από την οπή λόγω φυγοκέντρισης, έχοντας αυξημένη θερμοκρασία. Αυτό συνεχίζεται μέχρι να φτάσει στην έξοδο και να απομακρυνθεί από την διάταξη. Η παραγωγή θερμότητας στη συγκεκριμένη συσκευή είναι αποτέλεσμα της υδροδυναμικής



Εικόνα 2.1-6 . Απεικόνιση ροής στην οπή.

σπηλαιώσης, η οποία ελέγχεται από την δημιουργούμενη ελεγχόμενη ακουστική σπηλαιώση. Η ακουστική σπηλαιώση δημιουργείται καθώς το ρευστό αναδεύεται προς δημιουργία φυσαλίδων, η οποία ακολουθείται από την κατάρρευσή τους. Κατά την κατάρρευση μιας φυσαλίδας παράγεται φως (ηχοφωταύγεια) και μεγάλα ποσά ενέργειας σε μορφή θερμότητας. Εξαιτίας της υψηλής αυτής παραγωγής θερμότητας, ο έλεγχος της σπηλαιώσης είναι αναγκαίος προκειμένου να ρυθμιστεί η θερμοκρασία εξόδου του ρευστού, αλλά και να εξασφαλιστεί η διατήρηση της συσκευής. Στη συγκεκριμένη διάταξη που προτείνεται από τον Griggs, οι οπές διαμορφώνονται και προσανατολίζονται κατά τέτοιο τρόπο ώστε η σπηλαιώση να δημιουργείται περίπου στο κέντρο κάθε οπής αποφεύγοντας έτσι τη διάβρωση του μετάλλου από το οποίο είναι κατασκευασμένος ο δρομέας. Συγκεκριμένα, η συσκευή λειτουργεί με την εισαγωγή νερού στο

δακτυλιοειδές διάκενο που διαμορφώνεται μεταξύ περιβλήματος και δρομέα. Η ταχύτητα περιστροφής του δρομέα επιλέγεται έτσι ώστε μια αρμονική συχνότητα να εφαρμόζεται στο ρευστό. Κάθε μία από τις οπές δημιουργεί υποπίεση στο εσωτερικό της καθώς περιστρέφεται ο δρομέας. Η υποπίεση εξαναγκάζει τη δημιουργία της φυσαλίδας στο κέντρο της κάθε οπής. Η φυσαλίδα μετά την δημιουργία της, ταλαντώνεται μέσα στο υγρό και καταρρέει. Η κατάρρευση αυτή, προκαλεί έκλυση ενέργειας ανάλογης με το μέγεθος της φυσαλίδας. Το μέγεθος της φυσαλίδας και επομένως η εκλυόμενη ενέργεια, εξαρτώνται από την διαμόρφωση των οπών και την περιστροφική ταχύτητα του δρομέα. Κατά την κατάρρευση της φυσαλίδας ο αέρας που απελευθερώνεται επιστρέφει στον πυθμένα της οπής. Αν η κατάρρευση γινόταν κοντά σε στερεή επιφάνεια θα προκαλούταν διαβρώσεις στα μεταλλικά στοιχεία της συσκευής. Σύμφωνα με την ευρεσιτεχνία του Griggs, η κατάρρευση πραγματοποιείται στον υδάτινο όγκο που περικλείεται μέσα στην διάταξη. Επιπλέον, καθώς το υγρό διασχίζει τον δρομέα, συμπιέζεται και εκτονώνεται από την διαφορά πίεσης στις διαφορετικές περιοχές του (ύπαρξη ή μη οπής). Η κατάσταση αυτή σε συνδυασμό με την πολλαπλή κατάρρευση των φυσαλίδων σπηλαίωσης δημιουργεί ωστικά κύματα τα οποία διαδίδονται μέσα στο ρευστό αυξάνοντας έτσι την πίεση του μέσα στην συσκευή. Η αύξηση αυτή της πίεσης, οδηγεί στην αύξηση της θερμοκρασίας του ρευστού μέσα στον αντιδραστήρα. Στη συνέχεια η παραχθείσα θερμότητα μπορεί να μεταφερθεί μέσω ενός εναλλάκτη θερμότητας σε οικιακό δίκτυο ή να χρησιμοποιηθεί σε οποιαδήποτε άλλη εφαρμογή που απαιτεί υψηλές θερμοκρασίες μέσου.

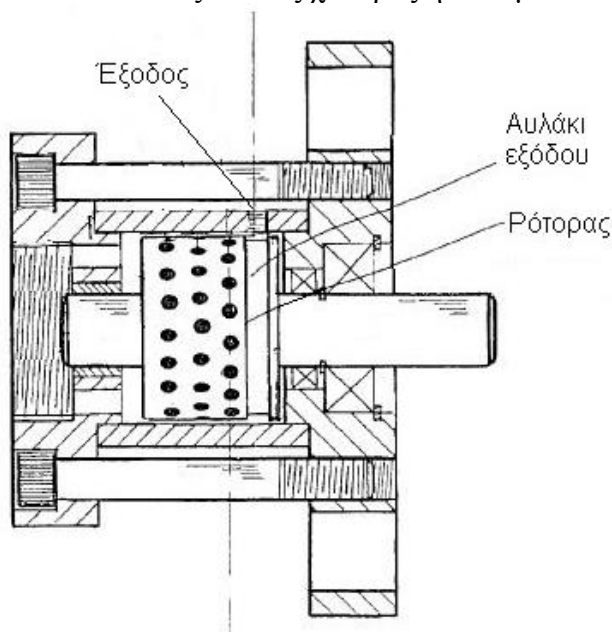
Παρακάτω αναλύονται με μεγαλύτερη λεπτομέρεια τα κύρια συστατικά μέρη του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης που επηρεάζουν το φαινόμενο της παραγωγής θερμότητας.

Δρομέας: Ο δρομέας φέρει στην επιφάνεια του έναν αριθμό οπών οι οποίες είναι τοποθετημένες περιφερειακά σε τέσσερις σειρές. Οι οπές απέχουν μεταξύ τους 18° , οπότε κάθε μία από τις τέσσερις σειρές έχει 20 οπές και κατά συνέπεια ο δρομέας φέρει συνολικά 80 στην επιφάνειά του. Οι πυθμένες των οπών είναι φρεζωτοί και για τον λόγο αυτό έχουν το σχήμα κώνου. Κάθε οπή καταλήγει στην επιφάνεια του δρομέα με ένα χείλος εξομάλυνσης, προκειμένου να επιτευχθούν καλύτερες συνθήκες υποπίεσης στο εσωτερικό των οπών κατά την περιστροφή του δρομέα σε σχέση με το σταθερό περίβλημα. Σύμφωνα με τις ευρεσιτεχνίες του J.L Griggs, οι οπές μπορεί να αναπτύσσονται ακτινικά και να είναι κάθετες ως προς την επιφάνεια του δρομέα ή να έχουν μία κλίση 15° ως προς αυτήν. Στην παρούσα εργασία επιλέχθηκαν οπές κάθετες στην επιφάνεια του δρομέα, ως μια πιο βασική γεωμετρία για την πρωταρχική ανάλυση του φαινομένου που μελετάται. Ακριβείς διαστάσεις για τη διάμετρο και το βάθος των οπών δεν δίνονται, και για το λόγο αυτό, η επιλογή των συγκεκριμένων μεγεθών έγινε μέσω της σύγκρισης των υπολογιστικών αποτελεσμάτων κάθε γεωμετρίας ξεχωριστά. Ο Griggs στις προαναφερθείσες ευρεσιτεχνίες, προτείνει δύο διαφορετικές διαμέτρους και μήκη δρομέα. Η πρώτη γεωμετρία δρομέα που προτείνεται έχει διάμετρο $6'' = 15,24 \text{ cm}$, μήκος $9'' = 22,86 \text{ cm}$ και περιλαμβάνει οκτώ, κατά μήκος, σειρές οπών με είκοσι οπές η κάθε μία. Η δεύτερη γεωμετρία, έχει διάμετρο $10'' = 25,40 \text{ cm}$, μήκος $4'' = 10,16 \text{ cm}$ και περιλαμβάνει τέσσερις κατά μήκος σειρές οπών με είκοσι οπές σε κάθε μία.

Η συσκευή με μικρότερο δρομέα προτείνεται κυρίως για οικιακή χρήση, καθώς η παροχή της είναι μικρότερη. Σύμφωνα με τον Griggs όσο μικρότερη είναι η διάμετρος του κυλινδρικού δρομέα τόσο μεγαλύτερη πρέπει να είναι η ταχύτητα περιστροφής του. Αυτό προκύπτει από την ανάγκη για υψηλές ταχύτητες ρευστού μέσα στο δακτυλιοειδές διάκενο που σχηματίζεται μεταξύ δρομέα και περιβλήματος. Λόγω της συνθήκης μη ολίσθησης, η ταχύτητα του ρευστού στο σημείο επαφής με την επιφάνεια του δρομέα θα είναι ίση με την γραμμική ταχύτητα του δρομέα στο σημείο αυτό. Κατά συνέπεια, επειδή για σταθερή περιστροφική ταχύτητα ω του δρομέα, η γραμμική ταχύτητα u ενός σημείου της επιφάνειας του είναι ανάλογη της ακτίνας, όπως φαίνεται από την σχέση $u = \omega r$, το ρευστό θα έχει μικρότερη ταχύτητα όσο μικρότερος είναι ο δρομέας. Για τον λόγο αυτό, ο Griggs προτείνει ο μικρότερος σε διάμετρο δρομέας να

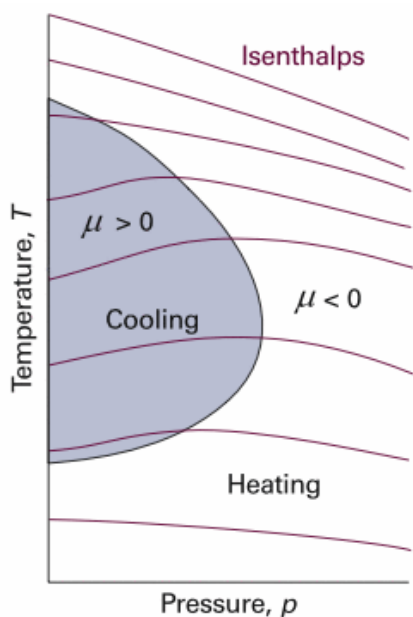
περιστρέφεται με 5000 rpm ενώ ο μεγαλύτερος με 3450 rpm. Περιστροφικές ταχύτητες των 5000 rpm απαιτούν χρήση γραναζιών και τροχαλιών κίνησης, γεγονός που οδηγεί σε αύξηση της περιπλοκότητας της κατασκευής και μείωση της αξιοπιστίας της. Για το λόγο αυτό, στην παρούσα εργασία, επιλέχθηκε ο δρομέας μεγαλύτερης διαμέτρου, που λειτουργεί στις 3450 rpm. Ο δρομέας κινείται μέσω άξονα ή μάντα κίνησης με τη βοήθεια ηλεκτρικού κινητήρα 5 - 7,5 hp, όπως προτείνεται από τον Griggs για ρότορες ανάλογου μεγέθους. Το υλικό του δρομέα μπορεί να είναι είτε ανοξείδωτος χάλυβας είτε αλουμίνιο, ενώ ο άξονας κίνησης του δρομέα προτείνεται να κατασκευαστεί από σφυρήλατο χάλυβα ή χυτό ή όλκιμο σίδηρο.

Περίβλημα: Το περίβλημα του δρομέα αποτελείται από το κύριο κυλινδρικό κάλυμμα και τους δύο δίσκους που εφάπτονται στις δύο πλευρές του καλύμματος. Στους δίσκους εφάπτονται επιπλέον τεμάχια που καλύπτουν τα έδρανα ολίσθησης, τα στεγανοποιητικά και τις προεντάσεις που χρησιμοποιούνται στην κατασκευή, τα οποία όμως δεν επηρεάζουν τα φαινόμενα που εξελίσσονται στο δακτυλιοειδές διάκενο μεταξύ του δρομέα και του περιβλήματος, και για τον λόγο αυτό υπάρχει μεγάλη ευελιξία στην επιλογή τους. Για δρομείς μεγάλου μήκους, το κάλυμμα μπορεί να αποτελείται από δύο μέρη. Στην παρούσα εργασία, το κύριο κάλυμμα είναι ένα ενιαίο σώμα καθώς επιλέχθηκε να μελετηθεί αντιδραστήρας με δρομέα μεγάλης διαμέτρου και μικρού μήκους. Το εσωτερικό τοίχωμα του περιβλήματος, σύμφωνα με τις πατέντες του Griggs, μπορεί να φέρει διάφορες αυλακώσεις, εάν αυτό είναι επιθυμητό, για την ενίσχυση της έντασης των φαινομένων που εξελίσσονται. Το ρευστό καθώς διέρχεται από τις αυλακώσεις δέχεται μία επιπλέον περιοδική συμπίεση η οποία ενισχύει την επίδραση των ωστικών κυμάτων στο ρευστό. Στην παρούσα εργασία το περίβλημα δε φέρει τέτοιες ιδιομορφίες, εξαιτίας της πολυπλοκότητας που θα είχε η εν λόγω κατασκευή. Σύμφωνα με τον Griggs, η διάμετρος του περιβλήματος πρέπει να απέχει από τη διάμετρο του δρομέα $0,1'' = 0,254 \text{ cm}$ προκειμένου το δακτυλιοειδές διάκενο που δημιουργείται να είναι επαρκώς μικρό ώστε να αναπτύσσονται υψηλές πιέσεις στο εσωτερικό του. Οι δύο απέναντι πλευρές του κυλίνδρου που αποτελεί το περίβλημα, απέχουν από το δρομέα 0,35 mm. Η διάσταση αυτή δεν είναι καθοριστικής σημασίας για την εξέλιξη του φαινομένου για αυτό και δε διευκρινίζεται από τον Griggs. Το υλικό του περιβλήματος προτείνεται να είναι ανοξείδωτος χάλυβας ή αλουμίνιο.



Εικόνα 2.1-7

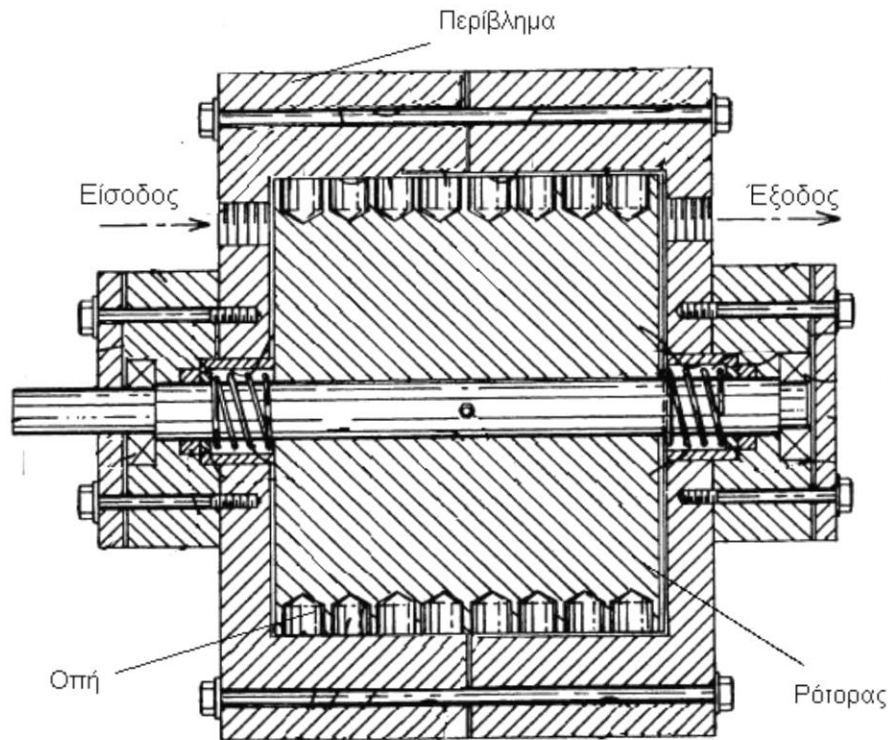
Είσοδος-Εξόδος ρευστού: Οι θυρίδες εισόδου-εξόδου του ρευστού μέσου τοποθετούνται είτε στους δίσκους του περιβλήματος που κλείνουν τις δύο πλευρές του κυλινδρικού καλύμματος, οπότε το ρευστό εισέρχεται απευθείας στο δακτυλιοειδές διάκενο, είτε στο θάλαμο που δημιουργούν τα τεμάχια που στεγάζουν τα έδρανα ολίσθησης και τα υπόλοιπα στοιχεία της κατασκευής. Σύμφωνα με τις ευρεσιτεχνίες του Griggs και την πατέντα US 6,910,448 B2 του Thoma, η είσοδος του υγρού μπορεί να τοποθετηθεί είτε παράλληλα είτε κάθετα στον άξονα περιστροφής του δρομέα, η έξοδος όμως προτείνεται να βρίσκεται κάθετα στον άξονα περιστροφής, ώστε το ρευστό να εξέρχεται ακτινικά από τη συσκευή, προκειμένου να καλύπτει μεγαλύτερο μέρος της επιφάνειας του δρομέα προτού εγκαταλείψει τη διάταξη. Σε αυτή την περίπτωση ο δρομέας μπορεί να διαθέτει και μία περιφερειακή αυλάκωση προς την πλευρά της εξόδου ώστε να διευκολύνεται η ακτινική έξοδος από τη συσκευή, όπως προτείνεται από την ευρεσιτεχνία του Thoma (εικόνα 2.2-7). Στην περίπτωση της αξονικής τοποθέτησης εισόδου και εξόδου, προτείνεται, αυτές να είναι όσο το δυνατόν πιο κοντά στον άξονα περιστροφής. Στην παρούσα εργασία, η τοποθέτηση της εξόδου κάθετα στον άξονα περιστροφής απορρίφθηκε γιατί δημιουργεί δυσκολίες στην υπολογιστική προσομοίωση και συγκεκριμένα στη διεπαφή (interface) μεταξύ του κινητού και σταθερού τμήματος του μοντέλου. Η τοποθέτηση της εισόδου και εξόδου πάνω στον άξονα περιστροφής θα προσέφερε αξονοσυμμετρία στο μοντέλο. Αυτό θα διευκόλυνε την προσομοίωση διότι θα έδινε την δυνατότητα υπολογιστικής ανάλυσης ενός μόνο τμήματος του μοντέλου και εφαρμογής περιοδικών συνθηκών. Η αξονική όμως τοποθέτηση της εισόδου-εξόδου είναι αδύνατη λόγω κατασκευαστικών προβλημάτων. Για τον λόγο αυτό, η είσοδος και έξοδος τοποθετήθηκαν τόσο κοντά στον άξονα όσο επέτρεπε η κατασκευή. Το ρευστό κατά την είσοδό του στη διάταξη, υπόκειται σε μια σπειροειδή κίνηση



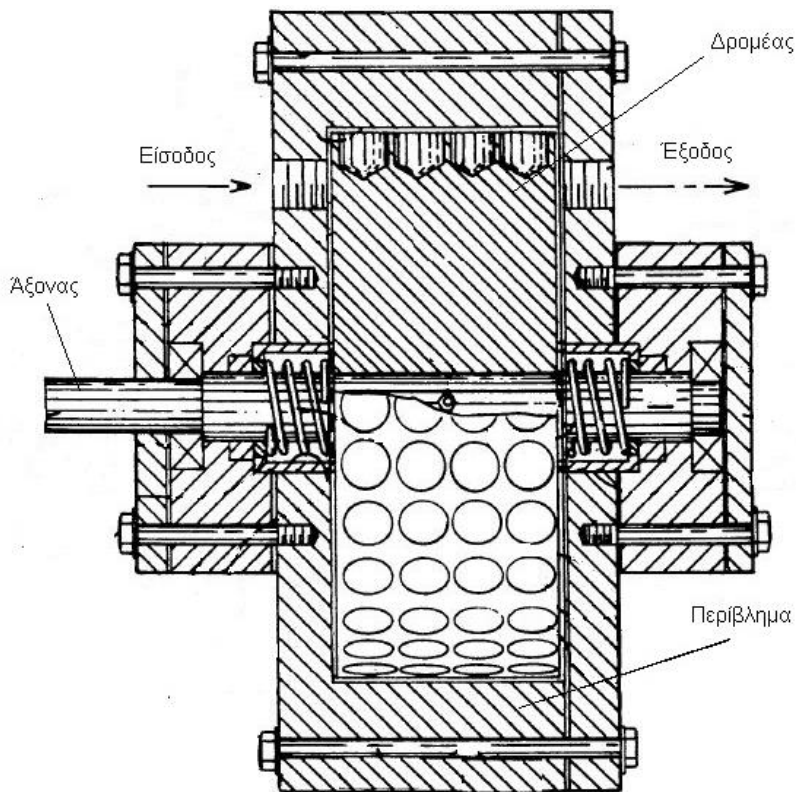
Εικόνα 2.1-8. Διάγραμμα Joule-Thomson

που του υποβάλλει η περιστροφή του δρομέα, μέχρι να περάσει στο δακτυλιοειδές διάκενο. Επίσης, στις θυρίδες εισόδου και εξόδου της συσκευής υπάρχουν ρυθμιστικές βαλβίδες που καθορίζουν την παροχή εξόδου και επομένως το χρόνο που το ρευστό παραμένει μέσα στον αντιδραστήρα. Οι ρυθμιστικές αυτές βαλβίδες στραγγαλίζουν τη ροή με αποτέλεσμα να μεταβάλουν, ελαφρώς, τη θερμοκρασία εξόδου σύμφωνα με το συντελεστή Joule-Thomson $\mu = \left. \frac{\partial T}{\partial P} \right|_h$, που εκφράζει την κλίση ισενθαλπικής καμπύλης σε διάγραμμα θερμοκρασίας-πίεσης. Στην εικόνα (2.2-8) παρατίθεται ένα ποιοτικό διάγραμμα Joule-Thomson. Σύμφωνα με τις προαναφερθείσες ευρεσιτεχνίες, η είσοδος σε συσκευή με δρομέα μικρής διαμέτρου, γίνεται από θυρίδα εισόδου με διάμετρο $0,5'' = 1,27 \text{ cm}$ υπό πίεση περίπου 5 atm. Η θερμοκρασία εξόδου μετριέται στους $300 \text{ F} = 148 \text{ }^\circ\text{C}$. Η είσοδος σε συσκευές με μεγαλύτερη διάμετρο δρομέα, γίνεται μέσω θυρίδας διαμέτρου $\frac{3''}{4} = 1,905 \text{ cm}$, πίεση εισόδου περίπου 4,5 atm, πίεση εξόδου περίπου 3 atm και θερμοκρασία εξόδου $148 \text{ }^\circ\text{C}$. Η πίεση εξόδου προτιμάται να βρίσκεται κάτω από την πίεση εισόδου προκειμένου να υπάρχει αυθόρμητη ροή προς την έξοδο και να δημιουργείται τύρβη στο δακτυλιοειδές διάκενο. Το νερό σε κάθε περίπτωση εισέρχεται στη συσκευή σε θερμοκρασία περιβάλλοντος. Οι σωλήνες εισόδου-εξόδου προτείνεται να είναι από χαλκό ή γαλβανιζέ.

Οι δύο προτάσεις του Griggs για τη συσκευή παραγωγής θερμότητας μέσω σπηλαίωσης απεικονίζονται στις εικόνες (2.1-9), (2.1-10)

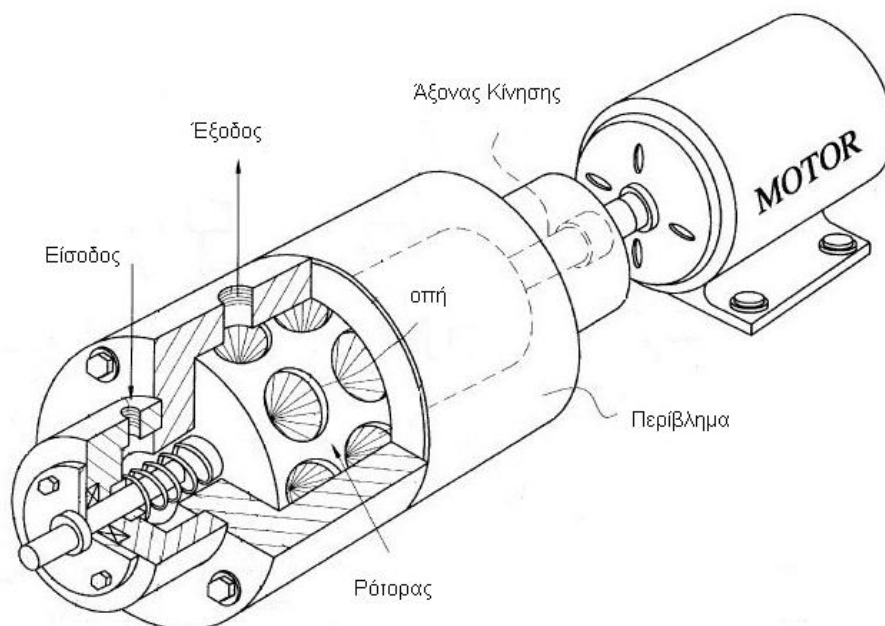


Εικόνα 2.1-9: Συσσκευή με δρομέα μικρής διαμέτρου. Πρώτη πρόταση του Griggs



Εικόνα 2.1.-10: Συσσκευή με δρομέα μεγάλης διαμέτρου. Δεύτερη πρόταση του Griggs

Στην εικόνα (2.1-10) απεικονίζεται η ολοκληρωμένη μορφή της πρώτης πρότασης του Griggs για αντιδραστήρα με μικρότερη διάμετρο δρομέα και μεγαλύτερο μήκος. Στη συγκεκριμένη εικόνα, η είσοδος και έξοδος είναι τοποθετημένες κάθετα ως προς τον άξονα περιστροφής του δρομέα. Επίσης, η είσοδος γίνεται μέσω των καλυμμάτων των παρελκομένων και όχι μέσω του κεντρικού περιβλήματος.



Εικόνα 2.1-11. Απεικόνιση της πρώτης πρότασης του Griggs με είσοδο και έξοδο τοποθετημένες ακτινικά

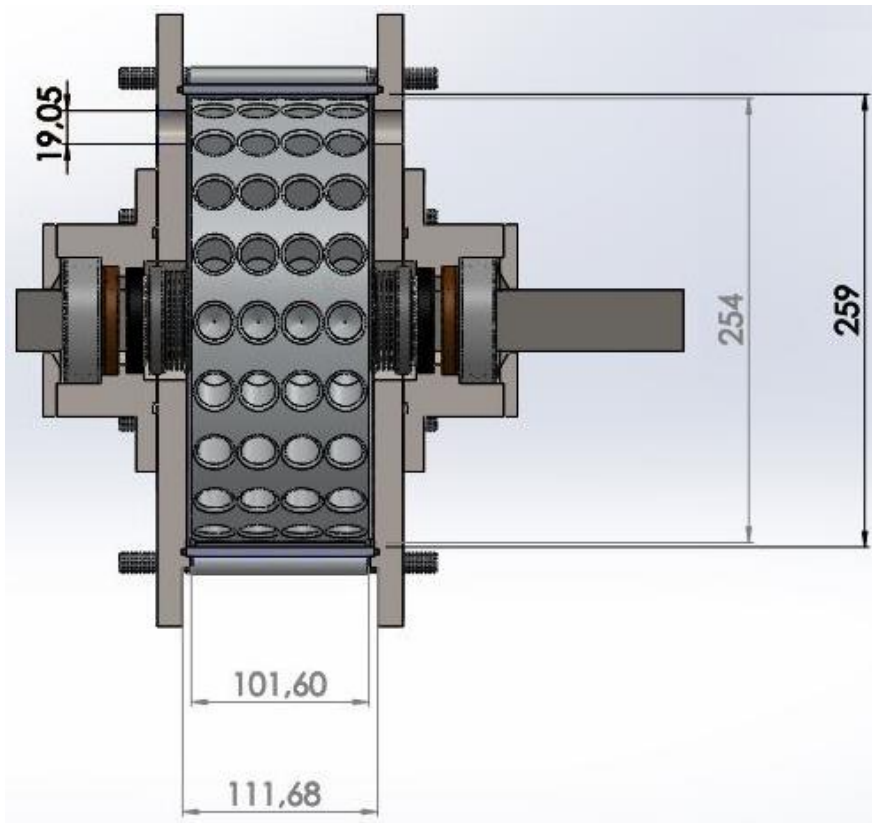
Συνοψίζοντας λοιπόν, η συσκευή που μελετάται αποφασίστηκε να περιλαμβάνει, έπειτα από τη μελέτη των ευρεσιτεχνιών που προαναφέρθηκαν, τα χαρακτηριστικά που καταγράφονται στον παρακάτω πίνακα.

Πίνακας 2.1-2

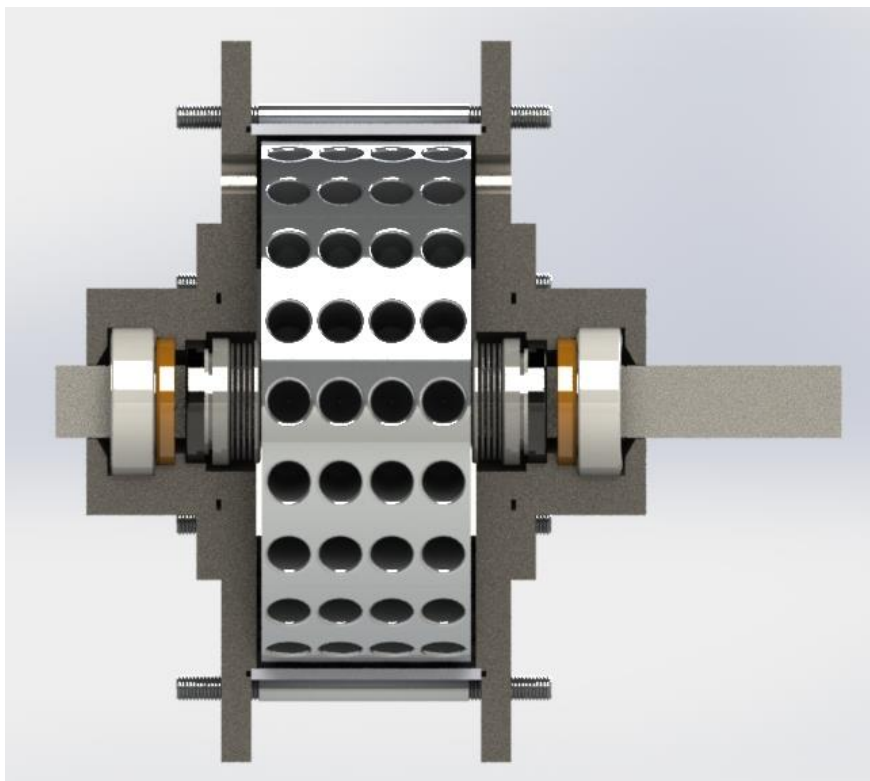
Δρομέας	Διάμετρος: 25.4 cm, Μήκος: 10.16 cm, 80 ακτινικά τοποθετημένες οπές σε 4 κατά μήκος σειρές, ονομαστική ταχύτητα περιστροφής : 3450 rpm μέσω κινητήρα
Περιβλήμα	Εσωτερική διάμετρος : 25.9 cm, Μήκος: 11,17 cm , Εσωτερική επιφάνεια : λεία
Εισαγωγή	Πίεση: 4.5 atm, Θερμοκρασία: Περιβάλλοντος (20 ° C), Διάμετρος θυρίδας : 1.905 cm
Εξαγωγή	Πίεση: 3 atm, Θερμοκρασία: 148 ° C, Διάμετρος Θυρίδας: 1,905 cm

Οι διαστάσεις των οπών δεν αναφέρονται στον παραπάνω πίνακα καθώς δεν διευκρινίζονται με σαφή τρόπο στις ευρεσιτεχνίες του Griggs και του Thoma. Η επιλογή των διαστάσεων του βάθους και της διαμέτρου των οπών επιλέχθηκαν με βάση την υπολογιστική προσομοίωση, όπως θα διευκρινιστεί σε επόμενο κεφάλαιο.

Στις εικόνες που ακολουθούν απεικονίζονται οι διαστάσεις του πίνακα 2.1-2 καθώς και μία φωτορεαλιστική απεικόνιση της διάταξης σε τομή.

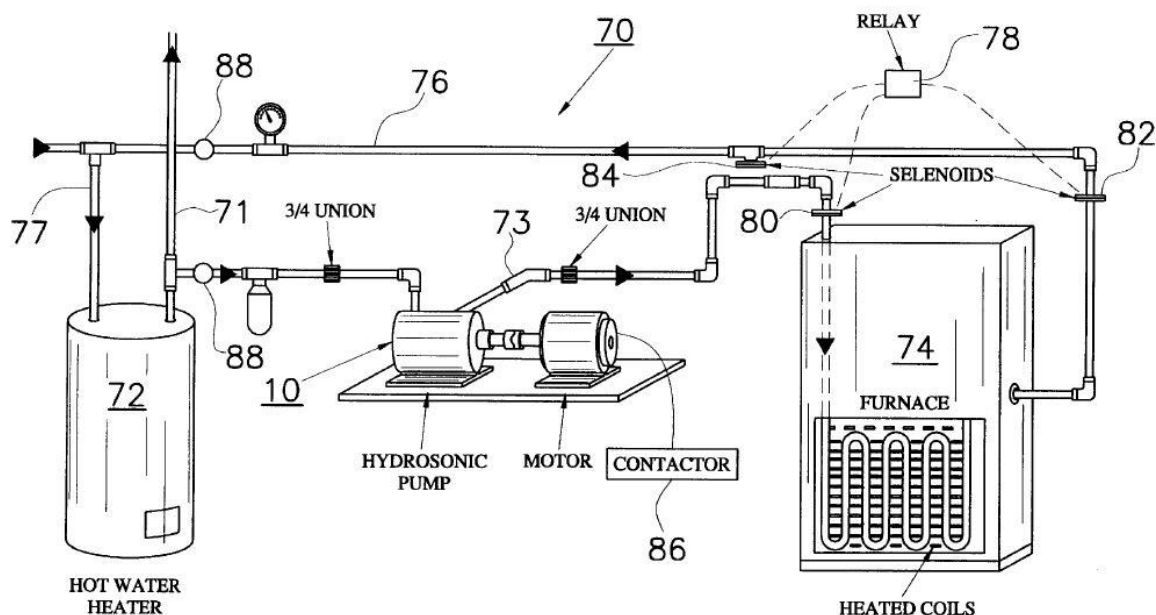


Εικόνα 2.1-12



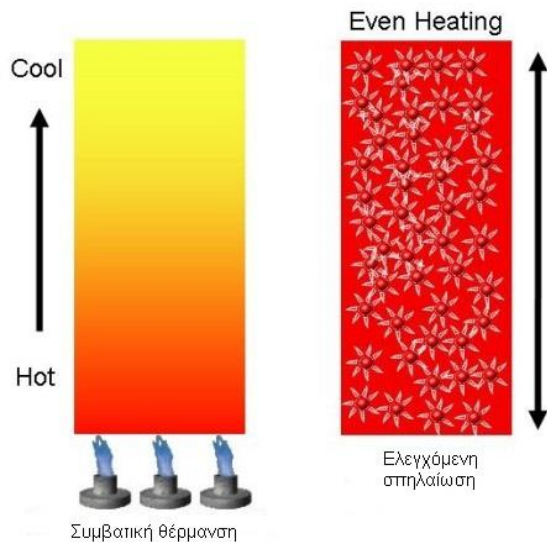
Εικόνα 2.1-13

Ο Griggs στις πατέντες του US 5,188,090 και US 5,385,298 [50] προτείνει έναν τρόπο αξιοποίησης της συσκευής, μέσω ενσωμάτωσής της σε κεντρικό δίκτυο θέρμανσης οικίας. Στην εικόνα (2.2-12) απεικονίζεται μία τέτοια διάταξη. Η πλευρά εισόδου της συσκευής 10 συνδέεται με μια γραμμή ζεστού νερού 71 ενός (απενεργοποιημένου) θερμοσίφωνα 72. Η έξοδος της συσκευής 10 συνδέεται με τη γραμμή εξαγωγής 73 η οποία με τη σειρά της συνδέεται με HVAC εναλλάκτη θερμότητας 74 και τη γραμμή επιστροφής 76 η οποία αποτελεί τη γραμμή παροχής κρύου νερού 77 του θερμοσίφωνα 72. Μια ηλεκτρομαγνητική βαλβίδα στην είσοδο του εναλλάκτη ελέγχει τη ροή από τη συσκευή 10 μέσα σε αυτόν, ενώ η ηλεκτρομαγνητική βαλβίδα 82 στην έξοδο του εναλλάκτη ελέγχει τη ροή στη γραμμή επιστροφής 76. Μία τρίτη ηλεκτρομαγνητική βαλβίδα 84, όταν είναι ανοικτή επιτρέπει στο νερό να επιστρέφει απευθείας στη γραμμή επιστροφής 76, παρακάμπτοντας τον εναλλάκτη θερμότητας 74. Οι βαλβίδες 80 και 82 του εναλλάκτη, μπορούν να συνδεθούν κανονικά με την κλειστή πλευρά του ηλεκτρονόμου 78 και η βαλβίδα παράκαμψης 84 με την ανοικτή πλευρά του ηλεκτρονόμου. Ο ηλεκτρονόμος 78 συνδέεται με το θερμοστάτη κλιματισμού της οικίας, ώστε η βαλβίδα παράκαμψης 84 να είναι ανοικτή και οι βαλβίδες 80 και 82 του εναλλάκτη κλειστές, όταν ο ιδιοκτήτης της οικίας ενεργοποιήσει τον κλιματισμό και σβήσει τη θέρμανση. Ένας διακόπτης 86 συνδέεται με το θερμοστάτη του θερμοσίφωνα και το θερμοστάτη του σπιτιού ώστε η ενεργοποίηση ενός από τους δύο θερμοστάτες να επιτρέπει στο διακόπτη 86 να ενεργοποιήσει τον κινητήρα της συσκευής 10. Ο θερμοσίφοντας 72 απενεργοποιείται και χρησιμοποιείται σαν δεξαμενή του θερμού νερού από τη συσκευή 10. Η απώλεια θερμότητας κατά την επιστροφή του θερμού νερού στον θερμοσίφωνα 72 μέσω της γραμμής επιστροφής 76 είναι αμελητέα. Όταν όμως το νερό διέρχεται από τον εναλλάκτη 74, η απώλεια θερμότητας είναι περίπου 20 %. Οι βαλβίδες αποκοπής 88 επιτρέπουν την απομόνωση της συσκευής 10 και του εναλλάκτη 74 σε περίπτωση συντήρησης.



Εικόνα 2.1-14: Δίκτυο θέρμανσης οικίας μέσω αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης

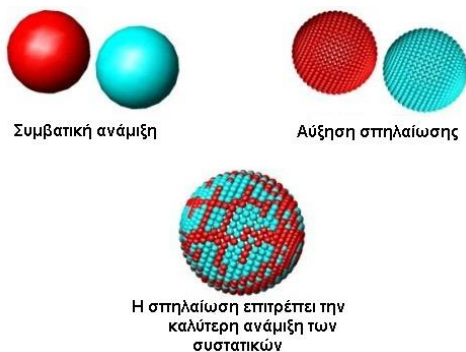
Η θέρμανση μέσω σπηλαιώσης, εξασφαλίζει πολύ γρήγορη αύξηση της θερμοκρασίας του μέσου, σε σχέση με συμβατικές μεθόδους αύξησης της θερμοκρασίας των ρευστών. Στην εικόνα (2.1-15) απεικονίζεται αυτή η σύγκριση



Εικόνα 2.1-15

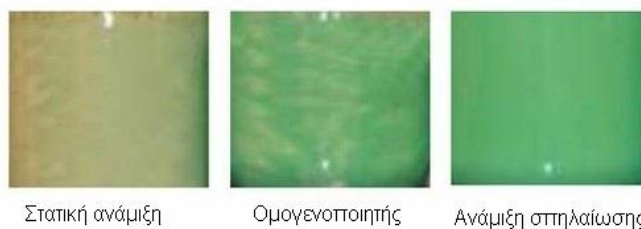
Όπως ήδη έχει αναφερθεί παραπάνω, ο υδροδυναμικός αντιδραστήρας σπηλαίωσης του Griggs, μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε ένα μεγάλο αριθμό εφαρμογών, πέραν της παραγωγής θερμότητας.

Μία χρήση των αντιδραστήρων υδροδυναμικής σπηλαίωσης, είναι η ανάμιξη διαφορετικών ουσιών. Μέσα στον αντιδραστήρα, ο περιστρεφόμενος δρομέας παράγει εκατομμύρια μικροσκοπικές φυσαλίδες σπηλαίωσης. Κατά την κατάρρευση των φυσαλίδων, παράγονται οστικά κύματα τα οποία δημιουργούν ισχυρές δυνάμεις ικανές να διαχωρίσουν τα υλικά που περιέχονται στον αντιδραστήρα σε μικροσκοπικά μεγέθη. Αυτό αυξάνει την επιφάνεια επαφής μεταξύ των υγρών, αερίων ή / και στερεών που αναμιγνύονται και μεγιστοποιεί την αποτελεσματικότητα της διαδικασίας, για διαδικασίες όπως ενυδάτωση, γαλακτωματοποίηση και ανάμιξη υγρού/αερίου. Ο μηχανισμός ανάμιξης παρουσιάζεται στις παρακάτω εικόνες:



Εικόνα 2.1-16

Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα ανάμιξης που προκύπτουν από διαφορετικές μεθόδους ανάμιξης.



Εικόνα 2.1-17

Κεφάλαιο 3: Υπολογιστική Προσομοίωση

Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζεται η υπολογιστική προσομοίωση του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης, που πραγματοποιήθηκε μέσω του υπολογιστικού προγράμματος Ansys CFX.

3.1.Εξισώσεις του πεδίου ροής

Το σύνολο των εξισώσεων που περιγράφουν τις διεργασίες της ορμής, θερμότητας και μεταφοράς μάζας είναι γνωστές ως εξισώσεις Navier-Stokes. Αυτές οι μερικές διαφορικές εξισώσεις εμφανίστηκαν στις αρχές του δέκατου ένατου αιώνα και δεν έχουν καμία γνωστή γενική αναλυτική λύση, αλλά μπορούν να λυθούν αριθμητικά. Το πεδίο ροής περιγράφεται πλήρως από τις εξισώσεις Navier-Stokes και την εξίσωση συνέχειας.

Οι εξισώσεις διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας μπορούν να γραφτούν ως εξής:

$$\text{Εξίσωση συνέχειας: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla(\rho U) = 0 \quad (3.1-1)$$

$$\text{Εξίσωση Ορμής: } \frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla(\rho U \otimes U) = -\nabla p + \nabla \cdot \tau + S_M \quad (3.1-2)$$

όπου ο τανυστής τάσεων τ σχετίζεται με το ρυθμό παραμόρφωσης μέσω της σχέσης

$$\tau = \mu \left(\nabla U + (\nabla U)^T - \frac{2}{3} \delta \nabla \cdot U \right) \quad (3.1-3)$$

$$U = \begin{bmatrix} U_x \\ U_y \\ U_z \end{bmatrix} \quad (3.1-4) \text{ το διάνυσμα της ταχύτητας με τις τρεις συνιστώσες του στους άξονες } x, y, z$$

$$\text{αντίστοιχα, } U \otimes U \text{ ο δυαδικός τελεστής, } U \otimes U = \begin{bmatrix} U_x U_x & U_x U_y & U_x U_z \\ U_y U_x & U_y U_y & U_y U_z \\ U_z U_x & U_z U_y & U_z U_z \end{bmatrix} \quad (3.1-5),$$

$$\mu \text{ το δυναμικό ιξώδες του ρευστού, } S_M \text{ οι παράγοντες δημιουργίας ορμής και } \delta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

(3.1-6) ή αλλιώς συνάρτηση Δέλτα του Kronecker.

Οι παραπάνω εξισώσεις έχουν εξαχθεί για ένα σταθερό πλαίσιο αναφοράς. Το μοντέλο όμως που μελετάται υπολογιστικά, έχει ένα περιστρεφόμενο μέλος, οπότε η ροή επηρεάζεται από την περιστροφή. Για το λόγο αυτό πρέπει να εισαχθούν στην εξίσωση ορμής οι περιστρεφόμενες δυνάμεις που δημιουργούνται κατά την περιστροφή. Αυτές είναι οι φυγοκεντρικές δυνάμεις και η δύναμη Coriolis. Η δύναμη της βαρύτητας είναι πολύ μικρότερη των άλλων δύο οπότε και παραλείπεται. Για ένα σώμα που περιστρέφεται με γωνιακή ταχύτητα ω , η συνολική δύναμη λόγω περιστροφής θα είναι :

$$S_{M,rot} = S_{cor} + S_{cfg} \quad (3.1-7)$$

όπου,

$$S_{cor} = -2\rho\omega \cdot U \quad (3.1-8)$$

και

$$S_{cfg} = -\rho\omega \cdot (\omega \cdot r) \quad (3.1-9)$$

Στην τελευταία εξίσωση, το r είναι το διάνυσμα θέσης και U η σχετική ταχύτητα του πλαισίου, που είναι η ταχύτητα περιστροφής του για το περιστρεφόμενο σύστημα αναφοράς.

Εξ ορισμού, ο όρος μεταφοράς στην εξίσωση της ορμής τη μετατρέπει ως εξής:

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla(\rho U \otimes U) = -\nabla(p\delta + \mu(\nabla U + (\nabla U)^T)) - 2\rho\omega \times U - \rho\omega \times (\omega \times r) \quad (3.1-10)$$

Το Ansys CFX, χρησιμοποιεί μία εναλλακτική έκφραση της παραπάνω σχέσης, αντικαθιστώντας το διάνυσμα της σχετικής αυτής ταχύτητας, με αυτό της απόλυτης, δηλαδή με της ταχύτητας ως προς το ακίνητο σύστημα αναφοράς. Η αλλαγή μεταβλητής στον όρο της συναγωγής, απαιτεί την τροποποίηση του αρχικού όρου δύναμης Coriolis (S_{cor}). Η τροποποιημένη εξίσωση ορμής είναι:

$$\frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \nabla(\rho U \otimes U_{abs}) = -\nabla(p\delta + \mu(\nabla U + (\nabla U)^T)) - \rho\omega \times U - \rho\omega \times (\omega \times r) \quad (3.1-11)$$

και στη συνέχεια διαιρώντας με την πυκνότητα ρ καταλήγουμε στην:

$$\frac{\partial(U)}{\partial t} + \nabla(U \otimes U_{abs}) = -\nabla\left(\frac{p}{\rho}\delta + \nu(\nabla U + (\nabla U)^T)\right) - \omega \times U - \omega \times (\omega \times r) \quad (3.1-12)$$

όπου ν το κινηματικό ιξώδες του ρευστού. Στην εξίσωση (2.3.12), οι όροι $\frac{\partial(U)}{\partial t}$ και $\nabla(U \otimes U_{abs})$ εκφράζουν τις επιταχύνσεις, ενώ οι $\nabla\left(\frac{p}{\rho}\delta + \nu(\nabla U + (\nabla U)^T)\right)$ και $-\omega \times U - \omega \times (\omega \times r)$ εκφράζουν το αποτέλεσμα της πίεσης, των δυνάμεων του σώματος στο περιστρεφόμενο πλαίσιο και τους όρους απώλειας αντίστοιχα.

Στην παρούσα εργασία, λαμβάνονται υπόψη οι θερμικές διεργασίες του ρευστού και προσομοιώνονται με τη χρήση του μοντέλου ολικής ενέργειας.

Εξίσωση ολικής ενέργειας :

$$\frac{\partial(\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla(\rho U h_{tot}) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) + \nabla \cdot (U \cdot \tau) + U \cdot S_M + S_E \quad (3.1-13)$$

όπου h_{tot} η ολική ενθαλπία που σχετίζεται με τη στατική $h(T, p)$ μέσω της σχέσης :

$$h_{tot} = h + \frac{1}{2} U^2 \quad (3.1-14)$$

Στην παραπάνω εξίσωση, ο όρος $\nabla \cdot (U \cdot \tau)$ αντιπροσωπεύει το έργο λόγω των τάσεων ιξώδους και για το λόγο αυτό αποκαλείται έργο ιξώδους.

Ο όρος $U \cdot S_M$ αντιπροσωπεύει το έργο των εξωτερικών παραγόντων που δημιουργούν ορμή, οι οποίοι και αγνοούνται.

Εξίσωση θερμικής ενέργειας :

Μια εναλλακτική μορφή της εξίσωσης ενέργειας, η οποία είναι κατάλληλη για χαμηλές ταχύτητες, διατίθεται επίσης από το CFX. Για τη δημιουργία της απαιτείται η ύπαρξη εξίσωσης για τη μηχανική ενέργεια K .

$$K = \frac{1}{2} U^2 \quad (3.1-15)$$

Η εξίσωση της μηχανικής ενέργειας λαμβάνεται παραγωγίζοντας χρονικά την ταχύτητα U στην εξίσωση ορμής :

$$\frac{\partial(\rho K)}{\partial t} + \nabla(\rho U K) = -U \cdot \nabla p + U \cdot (\nabla \cdot \tau) + U \cdot S_M \quad (3.1-16)$$

Αφαιρώντας την τελευταία εξίσωση από την εξίσωση ολικής ενέργειας, λαμβάνουμε την εξίσωση θερμικής ενέργειας :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h) = \nabla(\lambda \nabla \cdot \tau) + U \cdot \nabla p + \tau : \nabla U + S_E \quad (3.1-17)$$

Ο όρος $\tau : \nabla U$ είναι πάντα θετικός και καλείται σκέδαση ιξώδους. Αυτός ο όρος αντιπροσωπεύει την εσωτερική θερμότητα λόγω ιξώδους στο ρευστό, και είναι αμελητέος στις περισσότερες ροές.

Με επιπλέον θεωρήσεις λαμβάνουμε τη τελική μορφή της εξίσωσης θερμικής ενέργειας :

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U h) = \nabla(\lambda \nabla \cdot \tau) + \tau : \nabla U + S_E \quad (3.1-18)$$

Η εξίσωση αυτή λαμβάνεται από την (3.1-17) με δύο διαφορετικές θεωρήσεις :

- Αν το h ερμηνεύεται ως εσωτερική ενέργεια,

$$e = h - \frac{p}{\rho} \quad (3.1-19)$$

μπορεί να γραφτεί ως

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho U e) = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) - p \cdot \nabla U + \tau : \nabla U + S_E \quad (3.1-20)$$

η οποία είναι ισοδύναμη με την (3.1-18) εάν αγνοήσουμε τον όρο $-p \cdot \nabla U$ και ερμηνεύσουμε το h με το e . Η θεώρηση αυτή είναι παραδεκτή για υγρά των οποίων η μεταβολή της πυκνότητας είναι αμελητέα.

- Από την άλλη, αν αγνοηθούν οι όροι $\frac{\partial p}{\partial t}$ και $U \cdot \nabla p$ στην εξίσωση (3.1-17), τότε η (3.1-18) προκύπτει απευθείας. Η θεώρηση αυτή είναι κατάλληλη για ροές με μικρούς αριθμούς Mach και συμπιεστά αέρια.

Η εξίσωση θερμικής ενέργειας, παρότι αποτελεί μια απλούστευση, μπορεί να χρησιμοποιηθεί τόσο για υγρά όσο και για αέρια, προκειμένου να αποφευχθούν τα προβλήματα αστάθειας του μοντέλου ολικής ενέργειας. Για παράδειγμα, η εξίσωση θερμικής ενέργειας προτιμάται για μεταβατικές (transient) προσομοιώσεις υγρών. Ουσιαστικά, το μοντέλο θερμικής ενέργειας διαφέρει από το ολικής ενέργειας στο ότι το πρώτο δεν συμπεριλαμβάνει τις επιδράσεις της κινητικής ενέργειας της ροής. Στην παρούσα εργασία, εξαιτίας των υψηλών ταχυτήτων που αναπτύσσονται στο ρευστό, χρησιμοποιούμε το μοντέλο ολικής ενέργειας.

3.1.1 Μοντελοποίηση της τύρβης

Η τύρβη αποτελείται από διακυμάνσεις στο πεδίο ροής στο χρόνο και στο χώρο. Είναι μια περίπλοκη διαδικασία, κυρίως επειδή είναι τρισδιάστατη, ασταθής και επηρεάζεται από πολλές παραμέτρους. Μπορεί να έχει σημαντική επίδραση στα χαρακτηριστικά της ροής. Η τύρβη δημιουργείται όταν οι δυνάμεις αδράνειας στο υγρό γίνουν σημαντικές σε σύγκριση με τις δυνάμεις ιξώδους, και χαρακτηρίζεται από υψηλούς αριθμούς Reynolds.

Οι εξισώσεις Navier-Stokes περιγράφουν τόσο στρωτή όσο και τυρβώδη ροή, χωρίς την ανάγκη για περισσότερες πληροφορίες. Ωστόσο, η τυρβώδης ροή για ρεαλιστικούς αριθμούς Reynolds καλύπτει ένα μεγάλο εύρος της περιοχής και του χρόνου τύρβης, και γενικά περιλαμβάνει κλίμακες μήκους πολύ μικρότερου από το μήκος του μικρότερου πεπερασμένου όγκου σε πλέγμα, που μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε αριθμητική ανάλυση. Η Άμεση Αριθμητική Προσομοίωση (Direct Numerical Simulation-DNS) των ροών αυτών απαιτεί υπολογιστική ισχύ πολλές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερες από την υπολογιστική ισχύ που διατίθεται σήμερα.

Προκειμένου να γίνει εφικτή η πρόβλεψη της συμπεριφοράς της τύρβης, ένα πολύ μεγάλο μέρος της επιστημονικής έρευνας στην υπολογιστική ρευστομηχανική συγκεντρώθηκε στην ανάπτυξη μοντέλων τύρβης. Τα μοντέλα τύρβης έχουν αναπτυχθεί ειδικά για να λαμβάνουν υπόψη τις συνέπειες της τύρβης, χωρίς να απαιτείται προσφυγή σε απαγορευτικά πυκνό πλέγμα και άμεση αριθμητική προσομοίωση. Τα περισσότερα μοντέλα τύρβης είναι στατιστικά μοντέλα, όπως περιγράφεται παρακάτω. Οι δύο εξαιρέσεις στο ANSYS CFX είναι το μοντέλο Large Eddy Simulation και το Detached Eddy Simulation.

3.1.2 Στατιστικά μοντέλα τύρβης

Όταν εξετάζονται χρονικές κλίμακες πολύ μεγαλύτερες από αυτές των τυρβωδών διακυμάνσεων, η τυρβώδης ροή θα μπορούσε να θεωρηθεί ότι παρουσιάζει χαρακτηριστικά μέσου όρου, με ένα επιπλέον χρονικά μεταβαλλόμενο στοιχείο. Για παράδειγμα, η συνιστώσα της ταχύτητας μπορεί να διαιρεθεί σε μια συνιστώσα μέσου όρου, και μια χρονικά μεταβαλλόμενη συνιστώσα. Σε γενικές γραμμές, τα μοντέλα τύρβης επιδιώκουν να τροποποιήσουν τις αρχικές ασταθείς εξισώσεις Navier-Stokes με την εισαγωγή ποσότητας μέσου όρου και μεταβαλλόμενης ποσότητας για την παραγωγή των εξισώσεων Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS). Αυτές οι εξισώσεις αντιπροσωπεύουν τις μέσες ποσότητες ροής μόνο, ενώ η μοντελοποίηση των αποτελεσμάτων της τύρβης γίνεται χωρίς την επίλυση των τυρβωδών διακυμάνσεων. Τα μοντέλα τύρβης με βάση τις εξισώσεις RANS είναι γνωστά και ως Στατιστικά Μοντέλα Τύρβης λόγω της διαδικασίας του στατιστικού μέσου όρου που χρησιμοποιείται για να ληφθούν οι εξισώσεις.

Προσομοίωση των εξισώσεων RANS μειώνει σημαντικά την απαιτούμενη υπολογιστική ισχύ σε σύγκριση με την μέθοδο DNS, και γενικά χρησιμοποιείται για πρακτικούς υπολογισμούς μηχανικής. Ωστόσο, η διαδικασία δημιουργίας μέσων όρων εισάγει επιπλέον άγνωστους όρους που δρουν σαν πρόσθετες τάσεις στο ρευστό. Αυτοί οι όροι, που ονομάζονται «Reynolds stresses» είναι δύσκολο να υπολογιστούν άμεσα.

Οι Reynolds stresses πρέπει να μοντελοποιηθούν με πρόσθετες εξισώσεις γνωστών ποσοτήτων προκειμένου να 'κλείσει' το σύστημα των εξισώσεων. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχει ένας επαρκής αριθμός εξισώσεων για όλους τους αγνώστους, συμπεριλαμβανομένων και των Reynolds-stresses που προκύπτουν από τη διαδικασία λήψης του μέσου όρου. Οι εξισώσεις που χρησιμοποιούνται για να κλείσει το σύστημα καθορίζουν το είδος του μοντέλου τύρβης.

3.1.3 Εξισώσεις Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS)

Όπως περιγράφεται παραπάνω, τα μοντέλα τύρβης επιδιώκουν να επιλύσουν ένα τροποποιημένο σύνολο εξισώσεων μεταφοράς, εισάγοντας ένα μέσο και ένα χρονικά μεταβαλλόμενο όρο. Για παράδειγμα, μία ταχύτητα U_i μπορεί να χωριστεί σε μία μέση συνιστώσα \bar{U}_i και μια χρονικά μεταβαλλόμενη u_i :

$$U_i = \bar{U}_i + u_i \quad (3.1.3-1)$$

Η συνιστώσα του μέσου όρου δίνεται από :

$$\bar{U}_i = \frac{1}{\Delta t} \int_t^{t+\Delta t} U_i dt \quad (3.1.3-2)$$

όπου Δt είναι μια χρονική κλίμακα, μεγάλη σε σχέση με τις μεταβολές της τύρβης αλλά μικρή σε σχέση με τη χρονική κλίμακα στην οποία επιλύονται οι εξισώσεις. Για συμπιεστές ροές, η εξαγωγή του μέσου όρου είναι πραγματικά σταθμισμένη από την πυκνότητα (Favre averaging), αλλά για λόγους απλότητας, θεωρείται ότι οι μεταβολές της πυκνότητας είναι αμελητέες.

Το κάθε στατιστικό μοντέλο τύρβης χρησιμοποιεί άλλο τύπο εξισώσεων «κλεισίματος». Στην παρούσα διπλωματική θα περιγραφεί το $k - \epsilon$ μοντέλο, που χρησιμοποιήθηκε στους υπολογισμούς. Το μοντέλο $k - \epsilon$ χρησιμοποιεί τις έννοιες της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, k , και του ρυθμού σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, ϵ .

3.1.4 Το μοντέλο $k - \epsilon$

Τα περισσότερα μοντέλα τύρβης είναι βασισμένα στην έννοια του τυρβώδους ιξώδους (*eddy viscosity*) ν_t , το οποίο καθορίζεται αποκλειστικά και μόνο από τα χαρακτηριστικά της ροής. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο $k - \epsilon$ το οποίο, όπως αναφέρθηκε, αποτελεί μοντέλο δύο εξισώσεων, όπου k είναι η τύρβη της κινητικής ενέργειας και καθορίζεται από την μεταβολή των διακυμάνσεων της ταχύτητας και ϵ ο ρυθμός σκέδασης της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Το μοντέλο $k - \epsilon$ εισάγει δύο νέες μεταβλητές στο σύστημα των εξισώσεων. Η εξίσωση της συνέχειας γίνεται :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j) = 0 \quad (3.1.4-1)$$

και η εξίσωση της ορμής γίνεται :

$$\frac{\partial (\rho U_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_i U_j) = - \frac{\partial p'}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right] + S_M \quad (3.1.4-2)$$

όπου S_M το άθροισμα των δυνάμεων στο σώμα, μ_{eff} είναι το συνολικό ιξώδες (*effective viscosity*) της τύρβης και p' η τροποποιημένη πίεση.

Το μοντέλο $k - \epsilon$ βασίζεται στην έννοια του συνολικού ιξώδους το οποίο δίνεται από την:

$$\mu_{eff} = \mu + \mu_t \quad (3.1.4-3)$$

όπου μ_t είναι το ιξώδες της τύρβης. Σύμφωνα με τη θεώρηση του μοντέλου $k - \varepsilon$, το ιξώδες της τύρβης συνδέεται με την κινητική ενέργεια και τη σκέδαση της τύρβης μέσω της σχέσης :

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon}, \text{ όπου } C_\mu \text{ σταθερά και ισούται με } C_\mu = 0.09 \quad (3.1.4-4)$$

Η τροποποιημένη πίεση p' δίνεται από την εξίσωση :

$$p' = p + \frac{2}{3} \rho k + \frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \quad (3.1.4-5)$$

ο όρος $\frac{2}{3} \mu_{eff} \frac{\partial U_k}{\partial x_k}$ περιλαμβάνει την απόκλιση της ταχύτητας. Παραλείπεται στο ANSYS CFX, αν και αυτή η υπόθεση είναι απολύτως ορθή μόνο για ασυμπίεστα υγρά.

Οι τιμές των k και ε προκύπτουν απευθείας από τον διαφορικό μετασχηματισμό των εξισώσεων τυρβώδους κινητικής ενέργειας και ρυθμού σκέδασης τύρβης:

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j k) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k - \rho \varepsilon + P_{kb} \quad (3.1.4-6)$$

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho U_j \varepsilon) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \rho \varepsilon + C_{\varepsilon 1} P_{\varepsilon b}) \quad (3.1.4-7)$$

όπου $C_{\varepsilon 1}$, $C_{\varepsilon 2}$, σ_k και σ_ε σταθερές. Τα P_{kb} και $P_{\varepsilon b}$ αντιπροσωπεύουν την επίδραση των δυνάμεων άνωσης. Με P_k συμβολίζεται η παραγωγή τύρβης λόγω των δυνάμεων ιξώδους, η οποία μοντελοποιείται παρακάτω:

$$P_k = \mu_t \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \frac{\partial U_k}{\partial x_k} \left(3\mu_t \frac{\partial U_k}{\partial x_k} + \rho k \right) \quad (3.1.4-8)$$

Για ασυμπίεστη ροή, το $\frac{\partial U_k}{\partial x_k}$ και ο δεύτερος όρος στα δεξιά της παραπάνω εξίσωσης, δεν συνεισφέρουν ιδιαίτερα στην παραγωγή. Για συμπιεστή ροή το $\frac{\partial U_k}{\partial x_k}$ είναι μεγάλο σε περιοχές με υψηλή απόκλιση ταχύτητας. Ο όρος $3\mu_t$ βασίζεται στην υπόθεση των “frozen stresses”. Μέσω της υπόθεσης αυτής, αποκλείεται το γεγονός οι τιμές των k και ε να πάρουν μεγάλες τιμές μέσα σε διάφορες διαταραχές, κατάσταση η οποία χειροτερεύει προοδευτικά καθώς το πλέγμα τείνει να βελτιωθεί.

3.2 Πολυφασική ροή

Δύο διαφορετικά μοντέλα πολυφασικής ροής είναι διαθέσιμα στο Ansys CFX, ένα πολυφασικό μοντέλο Eulerian-Eulerian και ένα Lagrangian πολυφασικό μοντέλο παρακολούθησης σωματιδίων. Στη παρούσα εργασία χρησιμοποιούμε το πολυφασικό μοντέλο Eulerian-Eulerian και συγκεκριμένα το υπομοντέλο για ομοιογενή ροή. Το άλλο μοντέλο που διατίθεται από το Ansys είναι το μοντέλο ανομοιογενούς πολυφασικής ροής. Στην παρούσα ανάλυση χρησιμοποιούμε δύο φάσεις, υγρό νερό και ατμό.

3.2.1 Μοντέλο σπηλαιώσης

Η τάση μιας ροής να υποστεί σπηλαιώση χαρακτηρίζεται από τον αριθμό σπηλαιώσης που ορίζεται ως :

$$C_a = \frac{p-p_v}{\frac{1}{2}\rho U^2} \quad (3.2.1-1)$$

Όπου p είναι μια πίεση αναφοράς για τη ροή (για παράδειγμα, πίεση εισόδου), p_v η πίεση ατμών του υγρού, και ο παρονομαστής αντιπροσωπεύει την δυναμική πίεση. Ξεκάθαρα, η τάση μιας ροής να υποστεί σπηλαιώση αυξάνεται καθώς μειώνεται ο αριθμός σπηλαιώσης.

Η σπηλαιώση αντιμετωπίζεται ξεχωριστά από τη θερμική αλλαγή φάσης, καθώς η διαδικασία δημιουργίας σπηλαιώσης είναι συνήθως πολύ γρήγορη για την υπόθεση ότι η θερμική ισορροπία στη διεπαφή να είναι σωστή. Στα απλούστερα μοντέλα σπηλαιώσης, η μεταφορά μάζας καθοδηγείται από καθαρά μηχανικές αιτίες, όπως η διαφορά πίεσης υγρού-ατμού, παρά από θερμικές επιδράσεις. Η τρέχουσα έρευνα κατευθύνεται προς τα μοντέλα που λαμβάνουν υπόψη τα δύο αυτά αποτελέσματα.

Σε CFX, το μοντέλο Rayleigh-Plesset εφαρμόζεται, στα πλαίσια πολυφασικής ροής, ως μοντέλο διεπιφανειακής μεταφοράς μάζας. Επιπλέον, μπορούν να εφαρμοστούν μοντέλα που ορίζονται από τον χρήστη. Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιείται το μοντέλο Rayleigh-Plesset.

3.2.2 Το μοντέλο Rayleigh-Plesset

Η εξίσωση Rayleigh-Plesset παρέχει το υπόβαθρο για την εξίσωση ελέγχου του ρυθμού παραγωγής και συμπύκνωσης υδρατμών. Η εξίσωση Rayleigh-Plesset που περιγράφει την ανάπτυξη μιας φυσαλίδας αερίου σε ένα υγρό δίνεται από:

$$R_B \frac{d^2 R_B}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR_B}{dt} \right)^2 + \frac{2\sigma}{\rho_f R_B} = \frac{p_v - p}{\rho_f} \quad (3.2.2-1)$$

όπου το R_B αναπαριστά την ακτίνα της φυσαλίδας, p_v η πίεση στο εσωτερικό της φυσαλίδας (θεωρώντας την πίεση ατμών στην θερμοκρασία του υγρού), p η πίεση του υγρού που περιβάλλει την φυσαλίδα, ρ_f η πυκνότητα του υγρού και σ ο συντελεστής επιφανειακής τάσης μεταξύ του υγρού και του ατμού. Σημειώστε ότι αυτό προέρχεται από τη μηχανική ισορροπία, υποθέτοντας ότι δεν υπάρχουν θερμικά εμπόδια στην ανάπτυξη της φυσαλίδας. Αγνοώντας τους όρους δεύτερης τάξης (το οποίο είναι κατάλληλο για χαμηλές συχνότητες ταλάντωσης) και την επιφανειακή τάση, η εξίσωση αυτή μειώνεται στην:

$$\frac{dR_B}{dt} = \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (3.2.2-2)$$

Ο ρυθμός μεταβολής του όγκου της φυσαλίδας ακολουθεί την :

$$\frac{dV_B}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3} \pi R_B^3 \right) = 4\pi R_B^2 \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (3.2.2-3)$$

Ο ρυθμός μεταβολής της μάζας της φυσαλίδας είναι:

$$\frac{dm_B}{dt} = \rho_g \frac{dV_B}{dt} = 4\pi R_B^2 \rho_g \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (3.2.2-4)$$

Εάν υπάρχουν N_B φυσαλίδες ανά μονάδα όγκου, το κλάσμα του όγκου r_g εκφράζεται ως :

$$r_g = V_B N_B = \frac{4}{3} \pi R_B^3 N_B \quad (3.2.2-5)$$

και ο συνολικός ρυθμός μεταφοράς μάζας διαμέσου της διεπιφάνειας είναι :

$$\dot{m}_{fg} = N_B \frac{dm_B}{dt} = \frac{3r_g \rho_g}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_f}} \quad (3.2.2-6)$$

Αυτή η έκφραση έχει προκύψει θεωρώντας την ανάπτυξη της φυσαλίδας (ατμοποίηση). Μπορεί να γίνει πιο γενική συμπεριλαμβάνοντας τη συμπύκνωση ακολούθως:

$$\dot{m}_{fg} = F \frac{3r_g \rho_g}{R_B} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p|}{\rho_f} \text{sgn}(p_v - p)} \quad (3.2.2-7)$$

όπου το F είναι ένας εμπειρικός παράγοντος που διαφέρει για συμπύκνωση και ατμοποίηση, σχεδιασμένος ώστε να ληφθεί υπόψη το γεγονός ότι οι δύο αυτές διεργασίες πραγματοποιούνται με διαφορετικούς ρυθμούς (η συμπύκνωση είναι συνήθως πιο αργή από την ατμοποίηση). Για τους σκοπούς της μοντελοποίησης, η ακτίνα της φυσαλίδας R_B αντικαθίσταται από την ακτίνα πυρήνα R_{nuc} .

Παρά το γεγονός ότι η εξίσωση (3.2.2-7) έχει γενικευτεί και για ατμοποίηση και για συμπύκνωση, χρειάζεται επιπλέον μετατροπή στην περίπτωση της ατμοποίησης.

Η εξάτμιση αρχίζει στις θέσεις δημιουργίας πυρήνων (συνηθέστερα μη συμπυκνώσιμων αερίων). Καθώς το κλάσμα του όγκου του ατμού αυξάνεται, η πυκνότητα της περιοχής δημιουργίας πυρήνων μειώνεται αναλόγως, επειδή υπάρχει λιγότερο υγρό. Για την ατμοποίηση το r_g στην εξίσωση (3.2.2-7) αντικαθίσταται από το $r_{nuc}(1 - r_g)$ για να δώσει :

$$\dot{m}_{fg} = F \frac{3r_{nuc}(1-r_g)\rho_g}{R_{nuc}} \sqrt{\frac{2}{3} \frac{|p_v - p|}{\rho_f} \text{sgn}(p_v - p)} \quad (3.2.2-8)$$

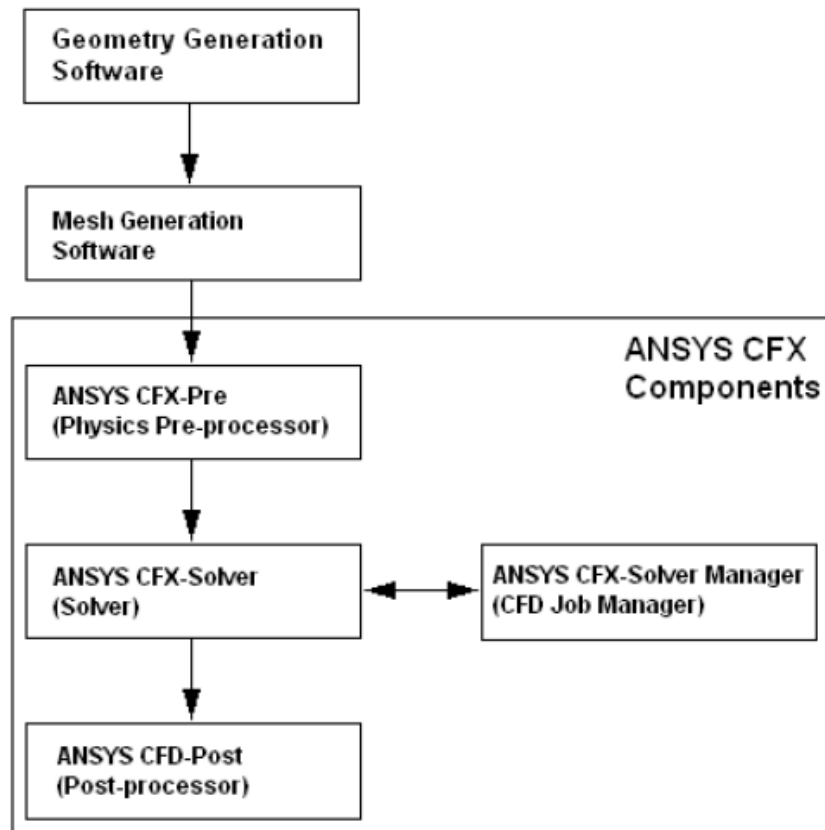
όπου r_{nuc} το κλάσμα του όγκου της περιοχής δημιουργίας πυρήνα. Η εξίσωση (3.2.2-7) διατηρείται ως έχει στην περίπτωση της συμπύκνωσης.

Για να ληφθεί ο ρυθμός μεταφοράς μάζας διαμέσου της διεπιφάνειας, απαιτούνται περαιτέρω παραδοχές σχετικά με τη συγκέντρωση των φυσαλίδων και την ακτίνα. Το μοντέλο σπηλαίωσης Rayleigh-Plesset που εφαρμόζεται στο CFX, χρησιμοποιεί τις ακόλουθες προεπιλογές για τις παραμέτρους του μοντέλου:

- $R_{nuc} = 1\mu m$
- $r_{nuc} = 0,0005$
- $F_{vap} = 50$
- $F_{cond} = 0.01$

3.3 Δομή του Ansys CFX

Το ANSYS CFX αποτελείται από τέσσερα στοιχεία λογισμικού τα οποία λαμβάνουν τη γεωμετρία και το πλέγμα και μεταφέρουν τις πληροφορίες που απαιτούνται για την εκτέλεση μιας ανάλυσης CFD. Στο σχήμα που παρατίθεται παρακάτω, απεικονίζονται τα δομικά μέρη του Ansys CFX.



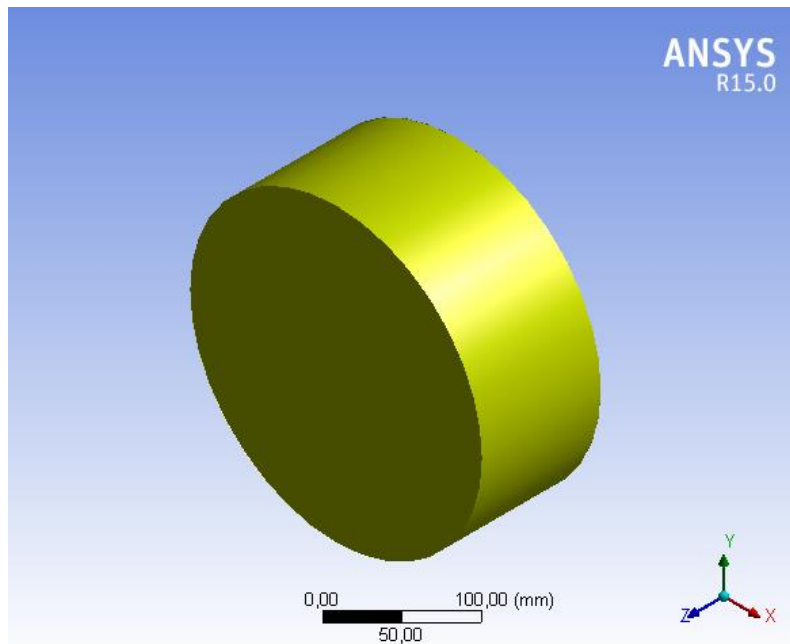
Σχήμα 3.3-1

3.4 Υπολογιστική προσομοίωση του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης

3.4.1 Σχεδιασμός υπολογιστικού μοντέλου

Περίβλημα

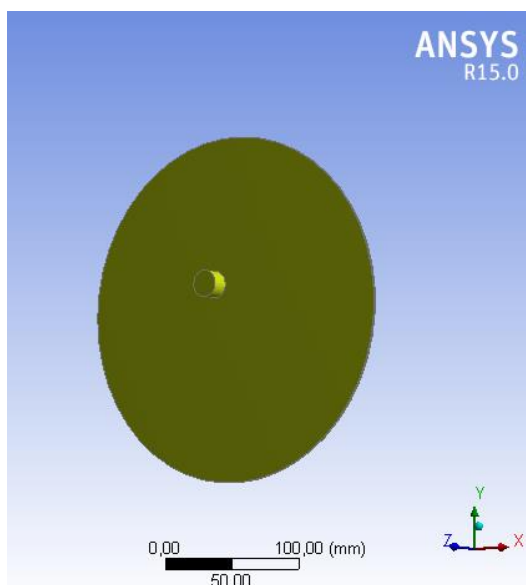
Το περίβλημα του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης για το υπολογιστικό μοντέλο σχεδιάστηκε στο πρόγραμμα *Design Modeler* (DM) του υπολογιστικού πακέτου Ansys CFX. Οι διαστάσεις του περιβλήματος επιλέχθηκαν με βάση την ευρεσιτεχνία 5,188,090 του Griggs. Η διάμετρος του περιβλήματος είναι 259 mm και το μήκος 105,6 mm.



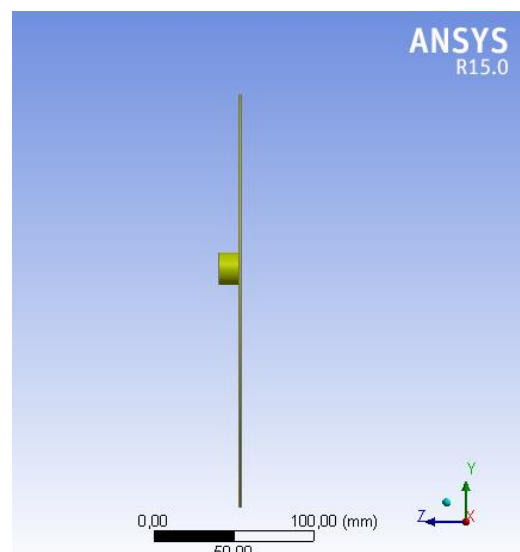
Εικόνα 3.4.1-1

Είσοδος-Έξοδος

Τα τμήματα εισόδου και εξόδου αποτελούνται από τους αντίστοιχους σωλήνες καθώς και από δίσκους στη διάμετρο του περιβλήματος. Αυτό γίνεται ώστε να δημιουργηθούν διεπιφάνειες μεταξύ του σταθερού και του κινητού μέρους του μοντέλου κατά το setup του προβλήματος. Τα τμήματα εισόδου και εξόδου παρουσιάζονται στις εικόνες που ακολουθούν.



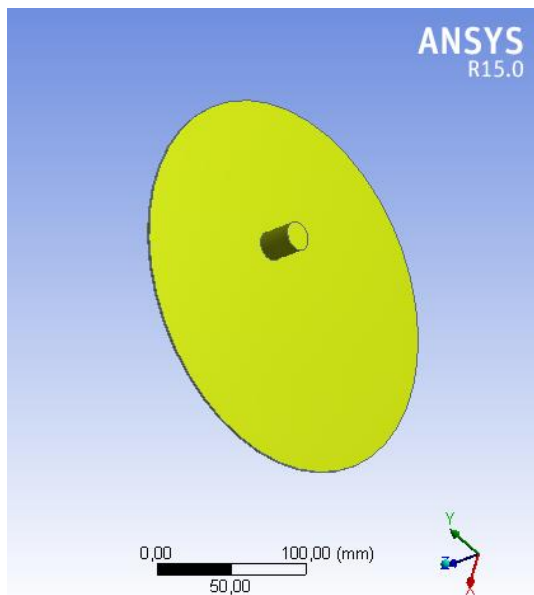
Εικόνα 3.4.1-2: Τμήμα εισόδου



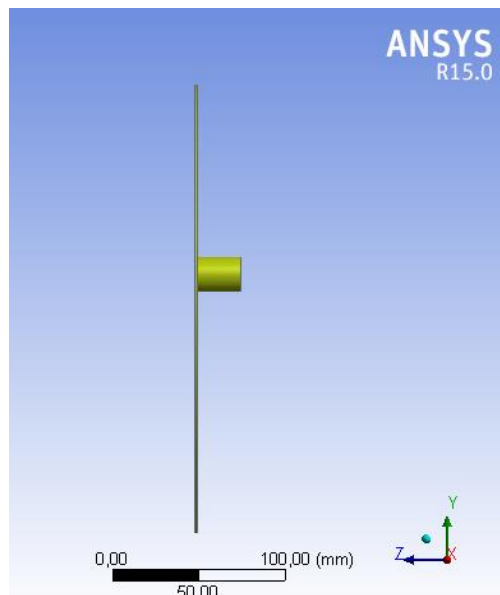
Εικόνα 3.4.1-3

Η σωλήνα εισόδου έχει διάμετρο 19,05 mm και μήκος 12,7 mm, ενώ ο κυκλικός δίσκος εισόδου έχει ίδια διάμετρο με αυτή του περιβλήματος και πάχος 1,5 mm έτσι ώστε συνολικά οι δύο απέναντι πλευρές του κελύφους να απέχουν από τον δρομέα 3,5 mm η κάθε μία.

Αντίστοιχα το τμήμα εξόδου



Εικόνα 3.4.1-4



Εικόνα 3.4.1-5

Το τμήμα εξόδου έχει τα ίδια χαρακτηριστικά με το τμήμα εισόδου, με τη μόνη διαφορά στο μήκος της σωλήνας εξόδου. Η σωλήνα εξόδου έχει μήκος 25mm, μεγαλύτερη από τη σωλήνα εισόδου, για υπολογιστικούς λόγους. Συγκεκριμένα, αυτό έγινε για την εξομάλυνση της ροής κατά την έξοδο και την αποφυγή δημιουργίας δινών, γεγονός που δημιουργεί υπολογιστικά προβλήματα.

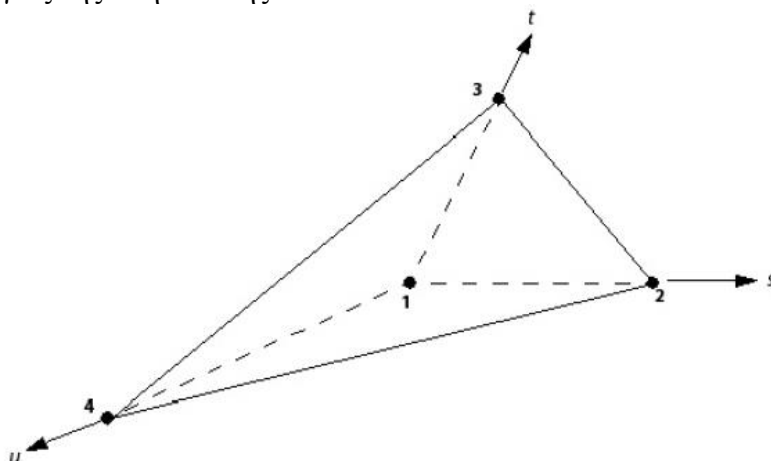
Δρομέας

Οι βασικές διαστάσεις του δρομέα (μήκος, διάμετρος, αριθμός οπών) διευκρινίζονται στις ευρεσιτεχνίες του Griggs. Συγκεκριμένα, το μήκος είναι 101,6 mm, η διάμετρος 254 mm και ο αριθμός των οπών 80, τοποθετημένες ακτινικά σε 4 κατά μήκος σειρές. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, στις πατέντες του Griggs δεν διευκρινίζονται οι διαστάσεις των οπών του δρομέα. Για τον λόγο αυτό, η επιλογή των διαστάσεων των οπών προκύπτει από την υπολογιστική ανάλυση διαφορετικών γεωμετρικών δρομέα, μέσω της οποίας θα αποσαφηνιστεί ποια γεωμετρία είναι καταλληλότερη για την εξέλιξη του φαινομένου που μελετάται.

Η μελέτη για την επιλογή του δρομέα έγινε με σταθερή τη διάμετρο των οπών και μεταβαλλόμενα τα βάθη τους. Μελετήθηκαν ρότορες με οπές διαμέτρου 20 mm και βάθη 20 mm, 30 mm, 40 mm και 50 mm. Οι δρομείς σχεδιάστηκαν στο σχεδιαστικό πρόγραμμα Solidworks και έπειτα εισήχθησαν στο Design Modeler, όπου έγινε ο σχεδιασμός του περιβλήματος και των οπών εισόδου-εξόδου. Στο Design Modeler δημιουργούνται, κατά αυτόν τον τρόπο, 4 σώματα, το περίβλημα (case), ο δρομέας (rotor), το τμήμα εισόδου (in) και το τμήμα εξόδου (out). Από αυτά, ο δρομέας ορίζεται ως στερεός ενώ όλα τα υπόλοιπα ως τομείς ρευστών. Έτσι, στη δημιουργία του πλέγματος συμμετέχουν όλα τα σώματα εκτός του δρομέα.

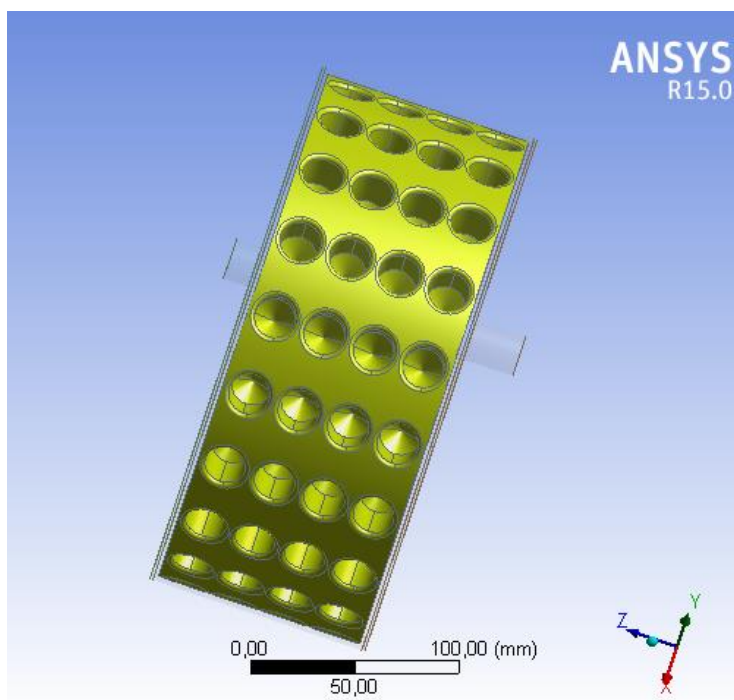
Στη συνέχεια, ακολουθεί η δημιουργία του πλέγματος χρησιμοποιώντας τις ακόλουθες επιλογές: **relevance**: 0, **sizing**: on curvature, **relevance center**: fine, **smoothing**: high, **transition**: slow, **span angle center**: fine.

Τα πεπερασμένα στοιχεία που χρησιμοποιούνται για τη δημιουργία του πλέγματος είναι αποκλειστικά τετράπλευρα, το μέγεθος των οποίων κυμαίνεται από $5,7595e-005$ m έως $1,1519e-002$ m και ο ρυθμός ανάπτυξής τους είναι 1,2. Να σημειωθεί εδώ ότι οι επιλογές αυτές οδηγούν σε ένα όχι και τόσο πυκνό πλέγμα, κάτι που δεν επηρεάζει τη μελέτη για επιλογή δρομέα. Όπως παρατηρείται στις εικόνες του πλέγματος, υπάρχει πύκνωση του στις περιοχές καμπυλότητας, γεγονός που μας δίνει μεγαλύτερη ακρίβεια στην υπολογιστική ανάλυση στις περιοχές δημιουργίας της σπηλαίωσης.

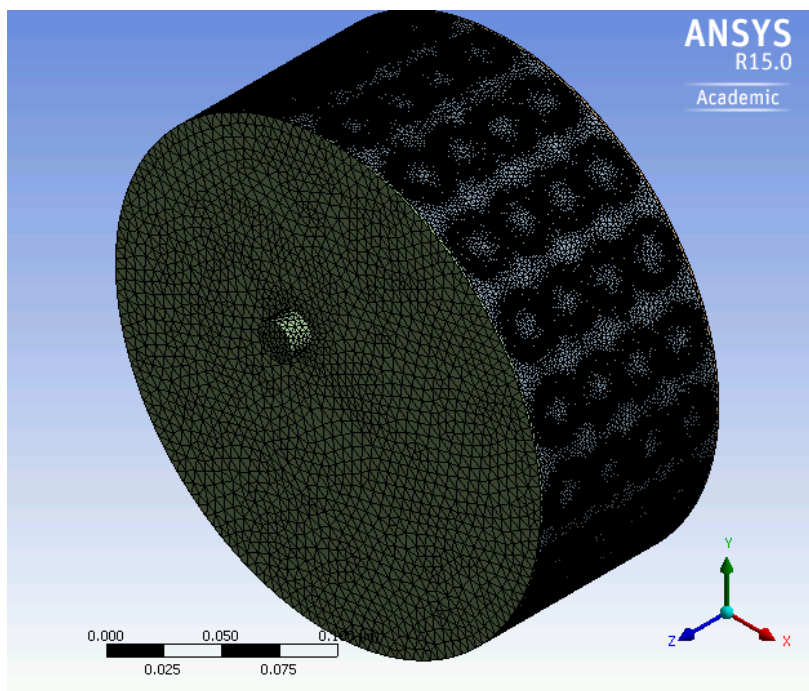


Εικόνα 3.4.1-6: Τετράπλευρο πεπερασμένο στοιχείο

Παρακάτω απεικονίζεται η εξωτερική όψη της συσκευής και το δημιουργούμενο πλέγμα



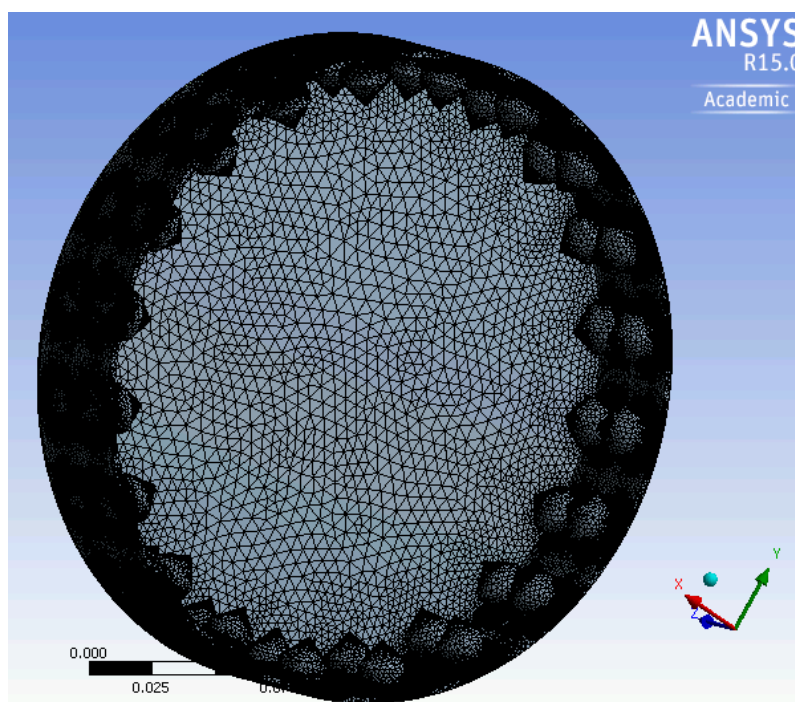
Εικόνα 3.4.1-7



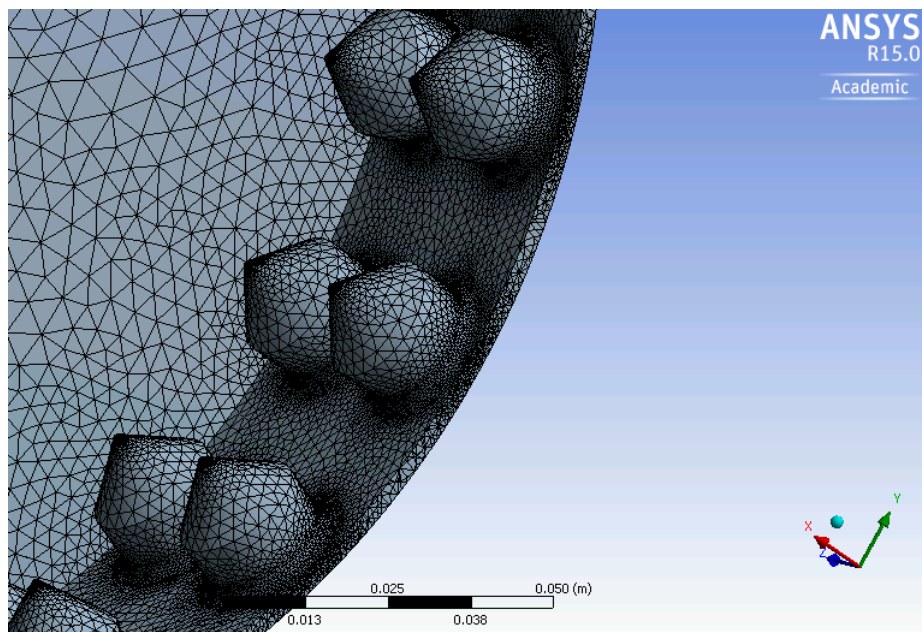
Εικόνα 3.4.1-8

Στη συνέχεια παρουσιάζονται το πλέγμα και η γεωμετρία αντιδραστήρων με δρομέα βάθους σπών 20mm, 30mm, 40mm και 50mm. Η διαφορά στο πλέγμα των διαφορετικών γεωμετριών είναι εμφανής μόνο σε όψη τομής.

Βάθος 20mm



Εικόνα 3.4.1-9: Τομή πλέγματος δρομέα βάθους σπών 20mm

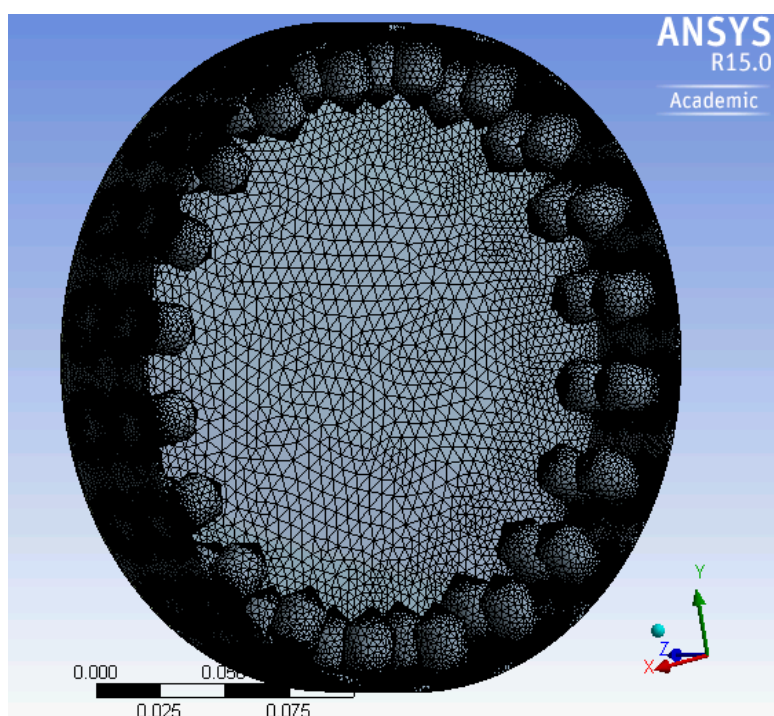


Εικόνα 3.4.1-10: Λεπτομέρεια τομής πλέγματος δρομέα βάθους οπών 20mm

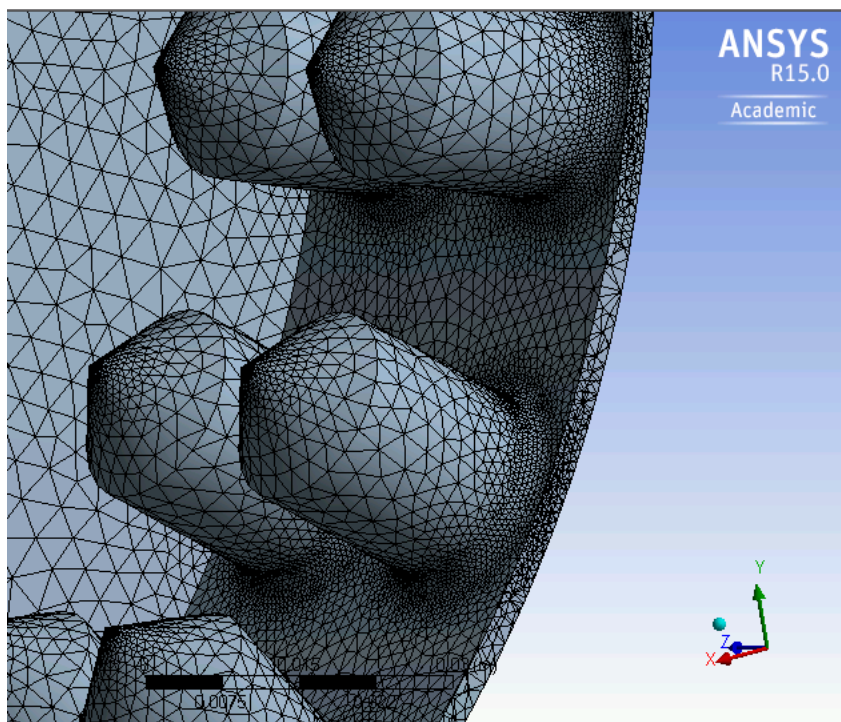
Στην περίπτωση του δρομέα με 20mm βάθος οπών, το δημιουργούμενο πλέγμα περιέχει 3.538.712 πεπερασμένα στοιχεία και 711.423 κόμβους μεταξύ αυτών

Βάθος 30mm

Διατηρώντας σταθερή τη γεωμετρία του περιβλήματος, το πλέγμα του δρομέα με οπές βάθους 30mm και διαμέτρου 20mm παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα.



Εικόνα 3.4.1-11: Όψη σε τομή πλέγματος γεωμετρίας δρομέα με βάθος οπών 30mm

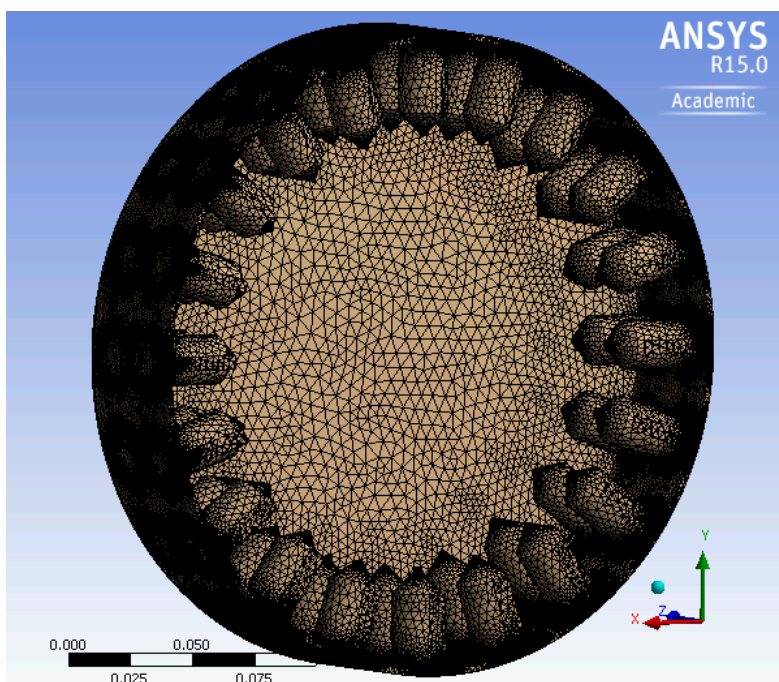


Εικόνα 3.4.1-12: Λεπτομέρεια τομής πλέγματος δρομέα βάθους οπών 30mm

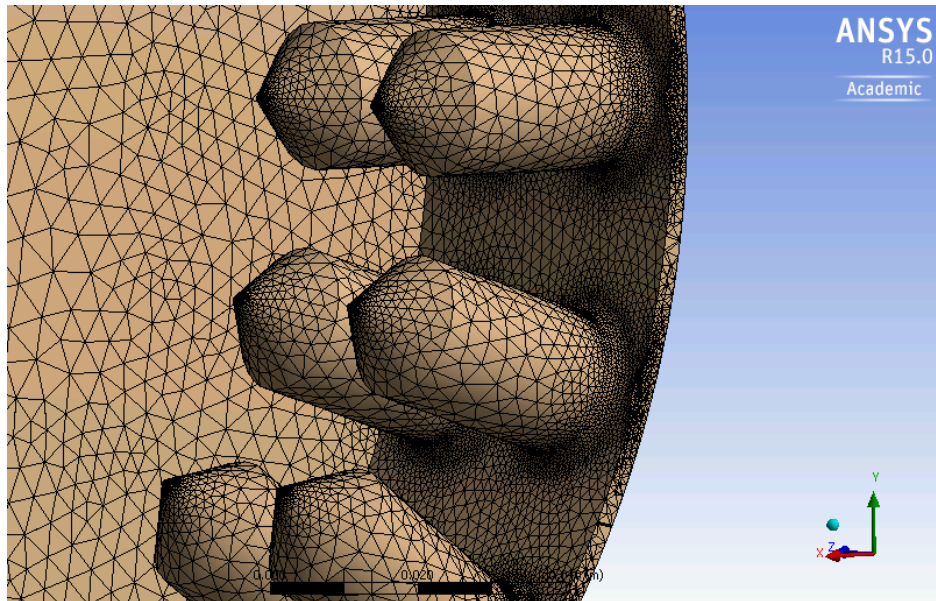
Στη γεωμετρία δρομέα με βάθος οπών 30mm, το πλέγμα αποτελείται από 3.666.442 πεπερασμένα στοιχεία και 737.129 κόμβους.

Βάθος 40mm

Το πλέγμα της γεωμετρίας με δρομέα βάθους οπών 40mm, παρουσιάζεται στις παρακάτω εικόνες.



Εικόνα 3.4.1-13: Όψη σε τομή πλέγματος γεωμετρίας δρομέα με βάθος οπών 40mm

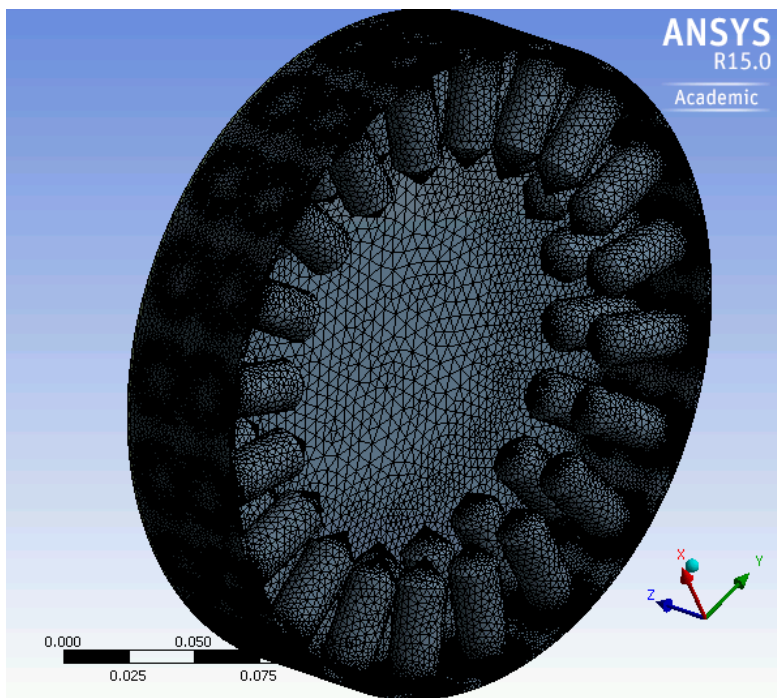


Εικόνα 3.4.1-14: Λεπτομέρεια τομής πλέγματος δρομέα βάθους οπών 40mm

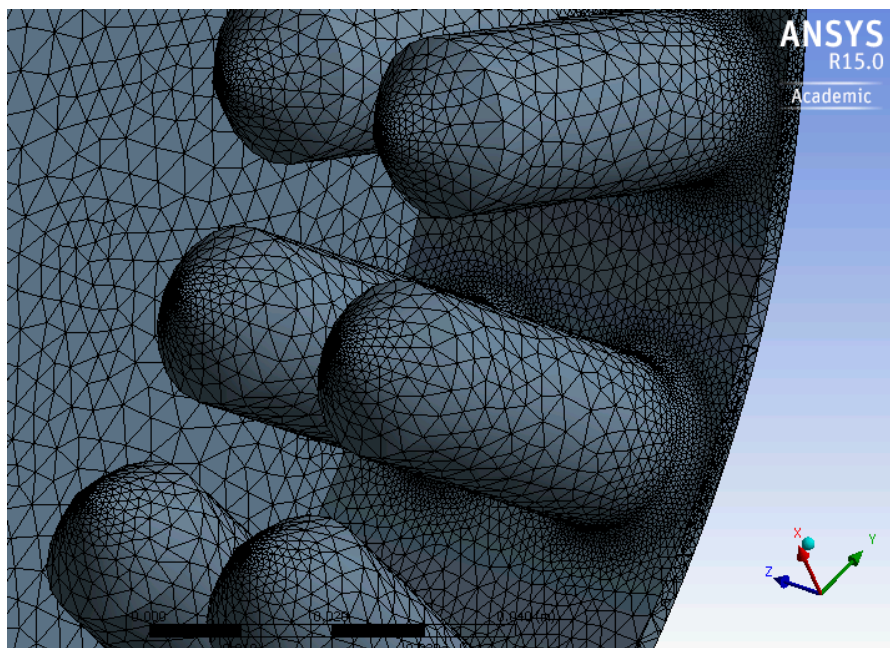
Στη συγκεκριμένη γεωμετρία βάθους οπών 40 mm, τα πεπερασμένα στοιχεία του πλέγματος είναι σε αριθμό 3.719.896 ενώ οι κόμβοι 749.359.

Βάθος 50mm

Το πλέγμα της γεωμετρίας του δρομέα σε τομή με βάθος οπών στα 50 mm, παρουσιάζεται παρακάτω. Τα πεπερασμένα στοιχεία του πλέγματος είναι σε αριθμό 3.781.126 ενώ οι κόμβοι 763.021.



Εικόνα 3.4.1-15: Όψη σε τομή πλέγματος γεωμετρίας δρομέα με βάθος οπών 50mm



Εικόνα 3.4.1-16: Λεπτομέρεια τομής πλέγματος δρομέα βάθους οπών 50mm

3.4.2 Καθορισμός δεδομένων για επίλυση

Προκειμένου να γίνει η επιλογή της γεωμετρίας του δρομέα, το μοντέλο προσομοιώνεται αρχικά σε απλή μονοφασική ροή. Το χαρακτηριστικό που εξετάζεται στην περίπτωση της σπηλαιώσης είναι η στατική πίεση, οπότε όποια γεωμετρία παρέχει μεγαλύτερη πτώση στατικής πίεσης, και κατά συνέπεια μεγαλύτερη ποσότητα δημιουργούμενου ατμού, είναι και αυτή που θα επιλεγεί.

Οι υπολογιστικές προσομοιώσεις για την επιλογή δρομέα έγιναν σε μόνιμη ροή (steady state). Τα χαρακτηριστικά των προσομοιώσεων μόνιμης ροής (steady state simulations) δεν αλλάζουν με το χρόνο και οι σταθερές συνθήκες τους θεωρείται ότι έχουν επιτευχθεί μετά από ένα σχετικά μεγάλο χρονικό διάστημα και δεν απαιτούν πληροφορίες σε πραγματικό χρόνο για την περιγραφή τους. Πολλές πρακτικές ροές μπορούν να θεωρηθούν ότι βρίσκονται σε κατάσταση μόνιμης ροής μετά την αρχική ανάπτυξη ασταθούς ροής, όπως για παράδειγμα, μετά την έναρξη λειτουργίας μιας περιστρεφόμενης μηχανής.

Ο καθορισμός των δεδομένων έγινε στο CFX-Pre. Αρχικά ορίστηκε το είδος της επίλυσης όσον αφορά τη χρονική κλίμακα, και στη συνέχεια το είδος του ρευστού που χρησιμοποιήθηκε στην ανάλυση. Το χρησιμοποιούμενο ρευστό είναι νερό του οποίου οι ιδιότητες παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα, όπως είναι καταχωρημένες στο ANSYS CFX:

3.4.2-1: Ιδιότητες νερού στο ANSYS CFX

Μοριακή μάζα	18.02	[kg/ kmol]
Πυκνότητα	1000	[kg/m ³]
Ειδική θερμοχωρητικότητα	4181.7	[J/(Kg K)]
Θερμοκρασία αναφοράς	25	[°C]
Πίεση αναφοράς	1	[atm]
Ειδική ενθαλπία αναφοράς	0.0	[J/Kg]
Ειδική εντροπία αναφοράς	0.0	[J/Kg K]
Δυναμικό ιξώδες	0.0008899	[Kg/m s]
Θερμική αγωγιμότητα	0.6069	[W/m K]

Το ρευστό είναι συνεχές και η πίεση αναφοράς ορισμένη στις 0 atm. Η ταχύτητα περιστροφής του κινητού μέρους του υγρού τομέα είναι 3450 rpm γύρω από τον άξονα z. Για την προσομοίωση των φαινομένων μετάδοσης θερμότητας, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, ορίστηκε το μοντέλο ολικής ενέργειας (total energy) με τη συμπερίληψη του έργου ιξώδους, ενώ για την προσομοίωση της τύρβης, το μοντέλο $k - \epsilon$.

Οριακές συνθήκες

Οι συνοριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα ανάλυση, είναι οι:

- **Συνθήκες στην είσοδο (inlet)**

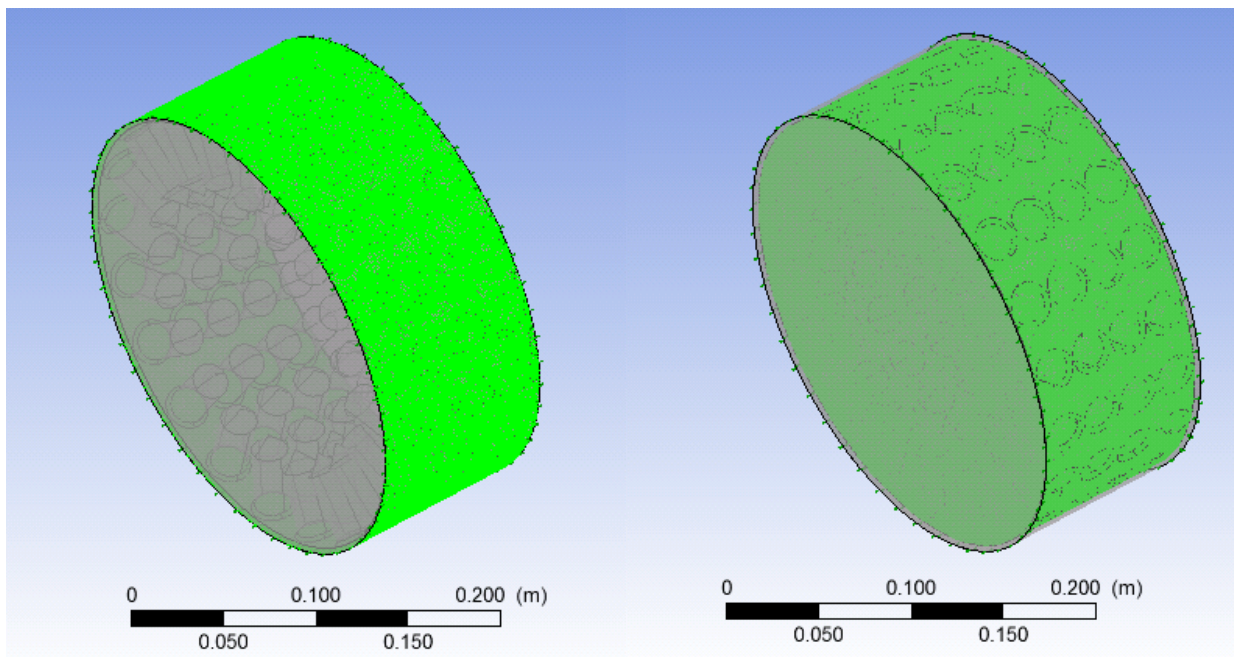
Οι συνθήκες που ορίζονται στην είσοδο είναι: ταχύτητα εισόδου 1 m/s και θερμοκρασία εισόδου: 20°C

- **Συνθήκες στην έξοδο (outlet)**

Οι συνθήκες στην έξοδο είναι: στατική πίεση 3 atm

- **Τοίχωμα**

Η επιφάνεια του περιβλήματος έχει οριστεί ως τοίχωμα μη ολίσθησης (no-slip wall), δηλαδή ισχύει η συνθήκη μη ολίσθησης, και αντίστροφα περιστρεφόμενος τοίχος (counter rotating wall). επίσης, η επιφάνεια του τοιχώματος είναι ομαλή (smooth wall) και δεν υφίσταται μεταφορά θερμότητας διαμέσου αυτής. Η επιφάνεια του δρομέα είναι περιστρεφόμενος τοίχος, ομαλής επιφάνειας και αδιαβατικός.

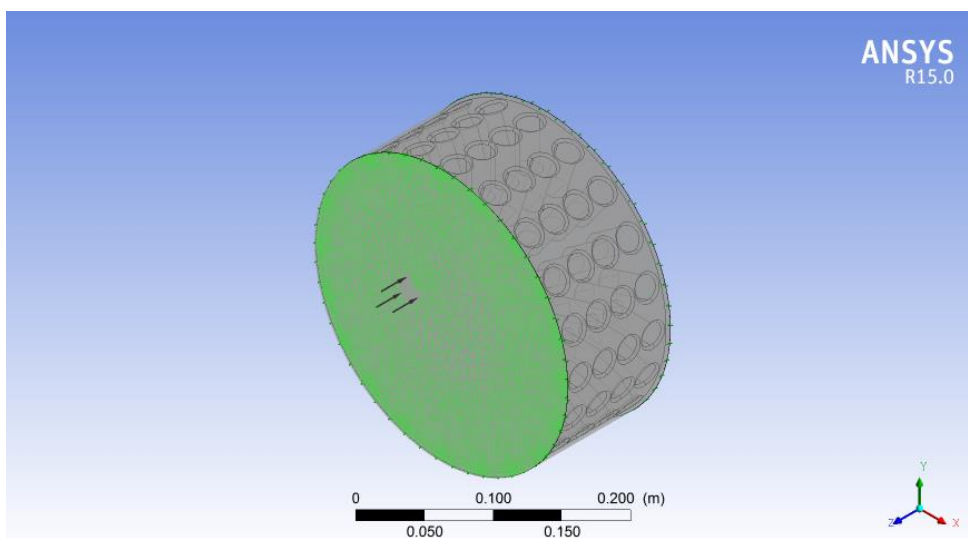


Εικόνα 3.4.2-1: Τοίχωμα περιβλήματος

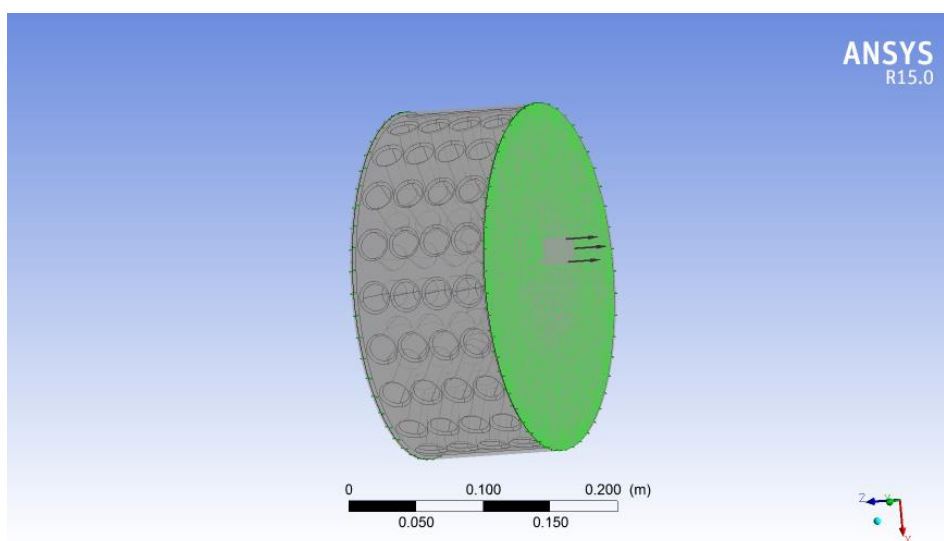
Εικόνα 3.4.2-2: Τοίχωμα δρομέα

Για τη μετάβαση από το σταθερό μέρος του υγρού τομέα στο περιστρεφόμενο και αντίστροφα, δημιουργούμε διεπιφάνειες (interfaces) που επιτρέπουν τη μετάβαση αυτή. Η πρώτη διεπιφάνεια

δημιουργείται μεταξύ του τμήματος εισαγωγής και του κυρίου μέρους του όγκου, ενώ η δεύτερη μεταξύ του κύριου μέρους και του τομέα εξαγωγής.



Εικόνα 3.4.2-3: Διεπιφάνεια Τμήμα εισόδου-κύριο τμήμα



Εικόνα 3.4.2-4: Διεπιφάνεια κύριο μέρος-τμήμα εξόδου

Οι διεπιφάνειες είναι γενικού τύπου (general connection) και το πλαίσιο αλλαγής (frame change) είναι τύπου frozen rotor.

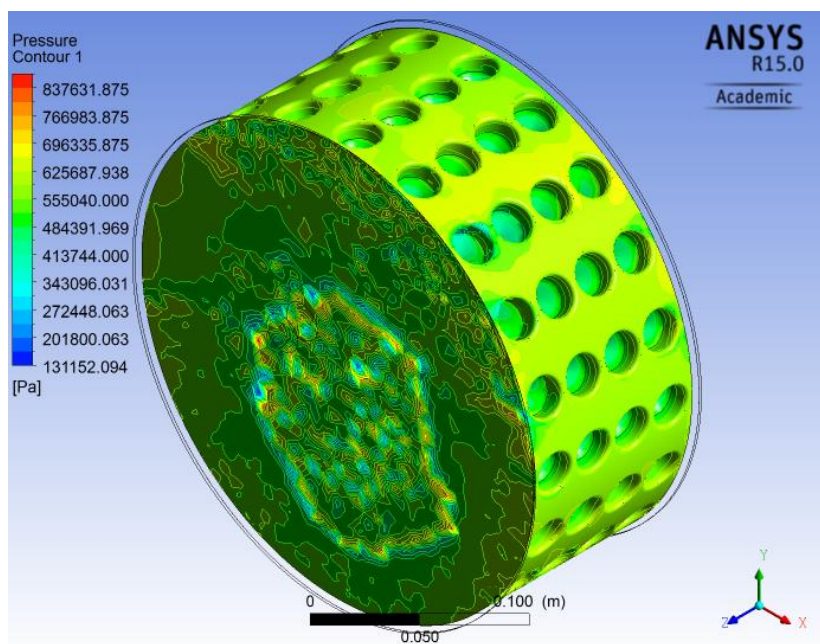
3.4.3 Αποτελέσματα υπολογιστικής προσομοίωσης για την επιλογή δρομέα

Η επίλυση μέσω του λύτη CFX-Solver στις 250 επαναλήψεις, για γεωμετρίες δρομέα με βάθη σπών 20,30,40 και 50mm δίνει τα ακόλουθα αποτελέσματα:

3.4.3.1 Δρομέας με σπές βάθους 20mm

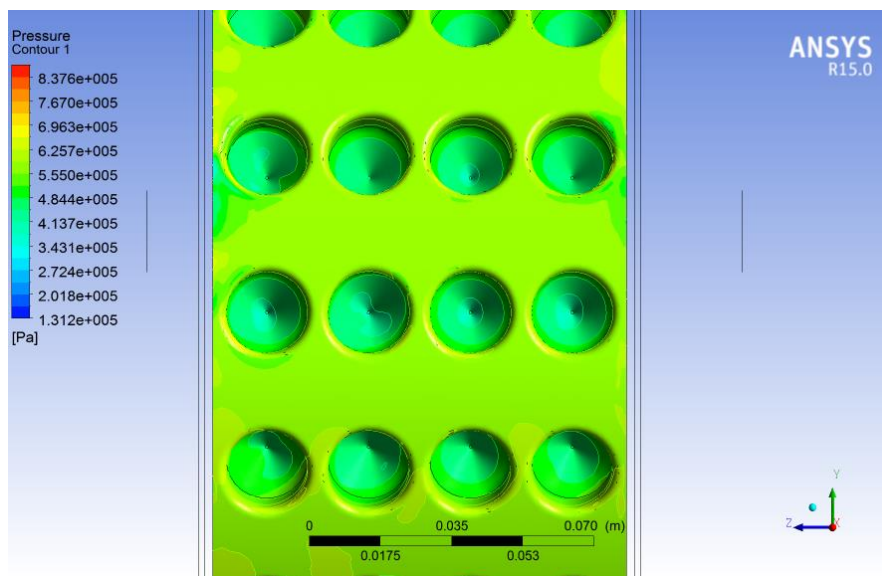
Το προφίλ της στατικής πίεσης στο κύριο τμήμα του όγκου απεικονίζεται παρακάτω. Παρατηρούμε ορισμένα σημεία μέγιστης πίεσης στο τμήμα εισόδου της συσκευής, ενώ στις σπές μια μικρή πτώση πίεσης. Η μέγιστη πίεση που παρατηρείται είναι 872.956 Pa ενώ η ελάχιστη

131.152 Pa. Στη συνολική συσκευή, η ελάχιστη πίεση που υπολογίζεται είναι 65450 Pa ενώ η μέγιστη 1.01475e+06 Pa.



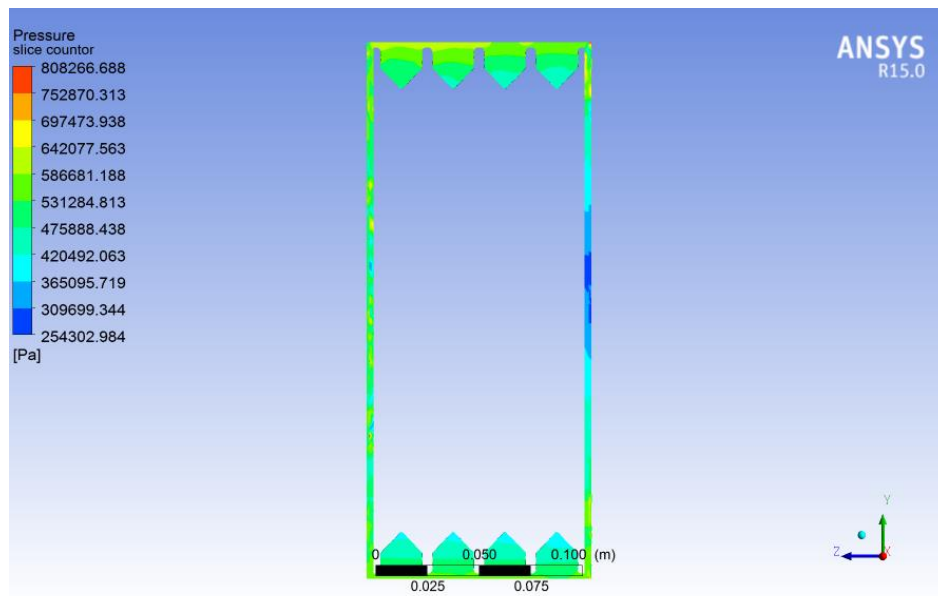
Εικόνα 3.4.3.1-1

Το προφίλ της στατικής πίεσης στο εσωτερικό των οπών παρουσιάζεται παρακάτω με μεγαλύτερη λεπτομέρεια. Παρατηρούμε πως η ελάχιστη στατική πίεση στην οπή, παρατηρείται στον πυθμένα της, ενώ όσο μετακινούμαστε προς την επιφάνεια του δρομέα, η πίεση αυξάνεται. Η πίεση στον πυθμένα της οπής υπολογίζεται στα 442.556 Pa και αυξάνεται μέχρι και πάνω από 580.000 Pa στην επιφάνεια του δρομέα. Επίσης, η πίεση μέσα στις οπές είναι σχετικά ομοιόμορφη στο επίπεδο XZ και παρόμοια για όλες τις οπές.



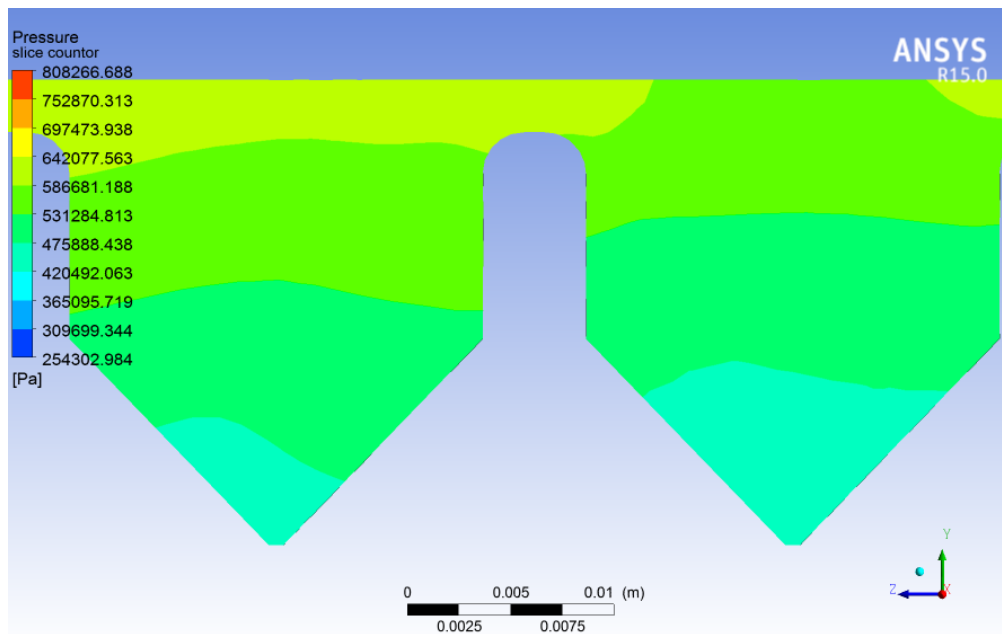
Εικόνα 3.4.3.1-2

Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται το προφίλ των πιέσεων στο επίπεδο YZ.



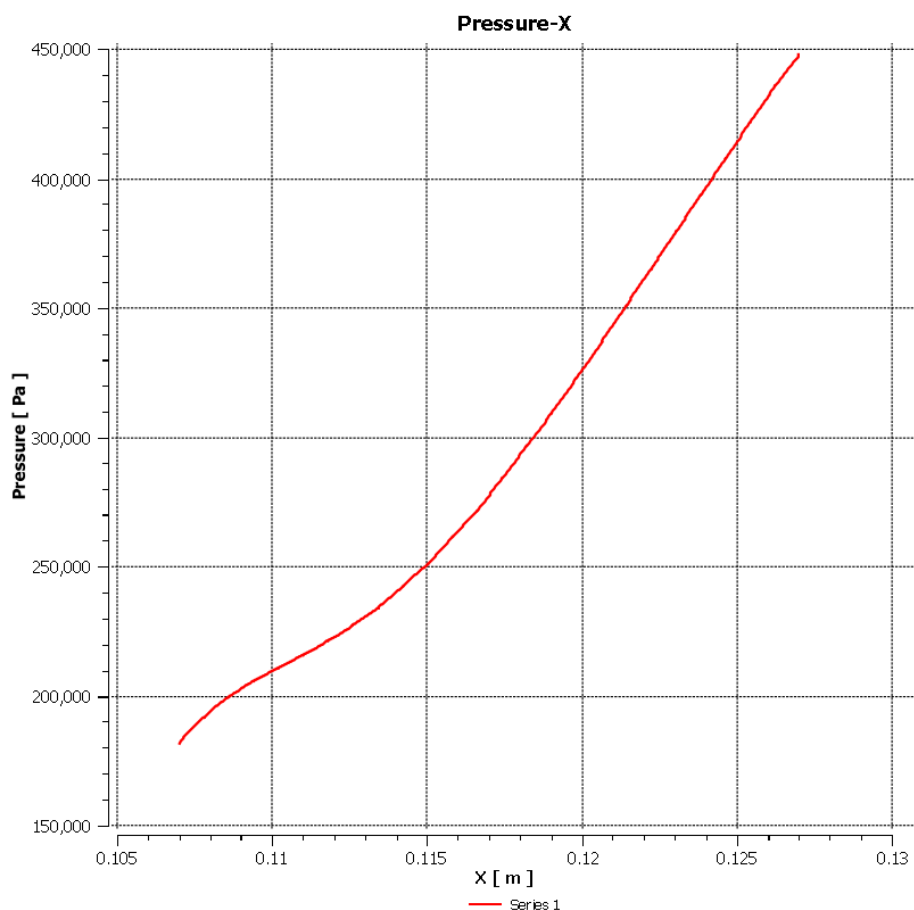
Εικόνα 3.4.3.1-3

Στην επόμενη εικόνα παρουσιάζεται λεπτομερέστερα το προφίλ της στατικής πίεσης στο επίπεδο YZ. Εδώ παρατηρείται καλύτερα η μεταβολή της στατικής πίεσης με την αύξηση της μεταβλητής του ύψους Y μέσα στην οπή.



Εικόνα 3.4.3.1-4

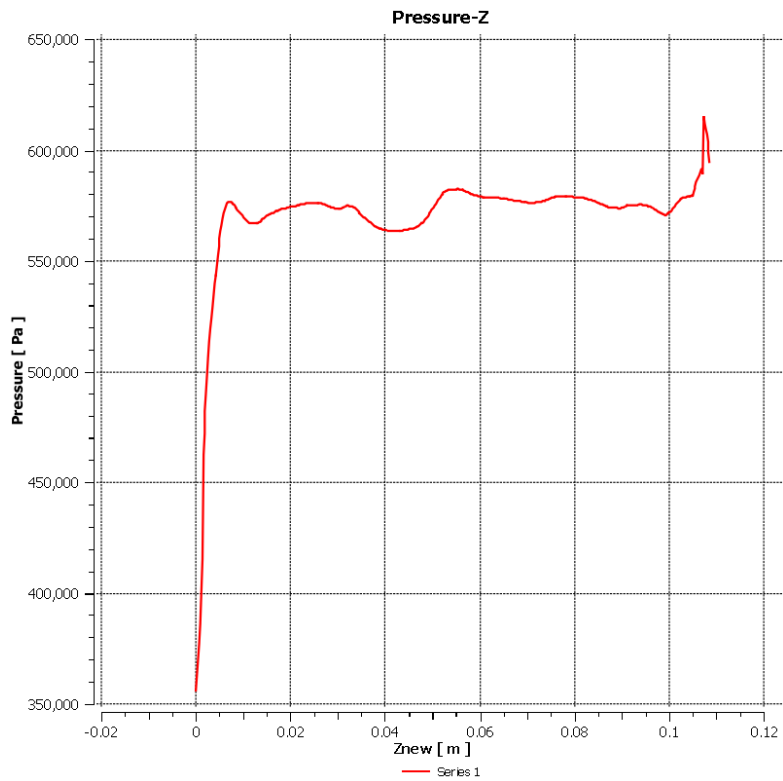
Το διάγραμμα που ακολουθεί παρουσιάζει τη μεταβολή της στατικής πίεσης μέσα σε μια οπή της τρίτης σειράς που είναι κάθετη στον άξονα X .



Διάγραμμα 3.4.3.1-1

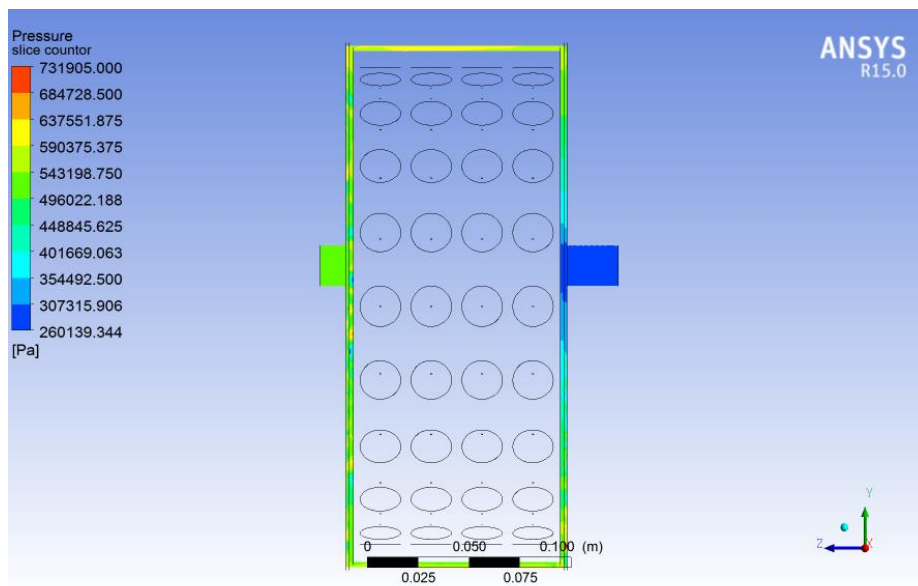
Από το διάγραμμα αυτό, παρατηρούμε πως η πίεση μεταβάλλεται σχεδόν γραμμικά από το κατώτερο σημείο της οπής μέχρι την επιφάνεια του δρομέα. Κοντά στο κατώτερο σημείο, παρατηρείται μία μικρή αλλαγή της κλίσης και έπειτα, αυτή, διατηρείται σταθερή μέχρι την επιφάνεια του δρομέα.

Η μεταβολή της στατικής πίεσης κατά το μήκος του δρομέα παρουσιάζεται στο διάγραμμα 3.4.3.1-2. Τα σημεία μέτρησης της πίεσης βρίσκονται στο δακτυλιοειδές διάκενο μεταξύ δρομέα και περιβλήματος με τη μέτρηση να ξεκινάει από το τμήμα εισόδου της συσκευής. Παρατηρούμε μια σταδιακή πτώση της πίεσης σε όλο το μήκος του δρομέα μέχρι το σημείο που αρχίζει το τμήμα εξόδου, όπου η πίεση μειώνεται σχεδόν κατακόρυφα.



Διάγραμμα 3.4.3.1-2

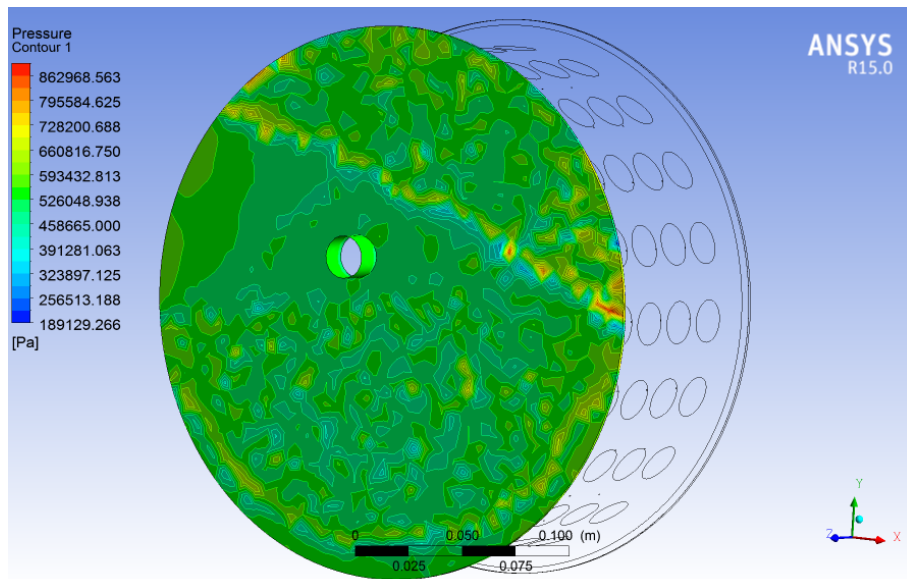
Στην εικόνα 3.4.3.1-5 φαίνεται το προφίλ στατικής πίεσης τόσο στην είσοδο και έξοδο, όσο και περιφερειακά γύρω από το δρομέα. Παρατηρούμε μια υψηλή πτώση πίεσης στην έξοδο της συσκευής.



Εικόνα 3.4.3.1-5

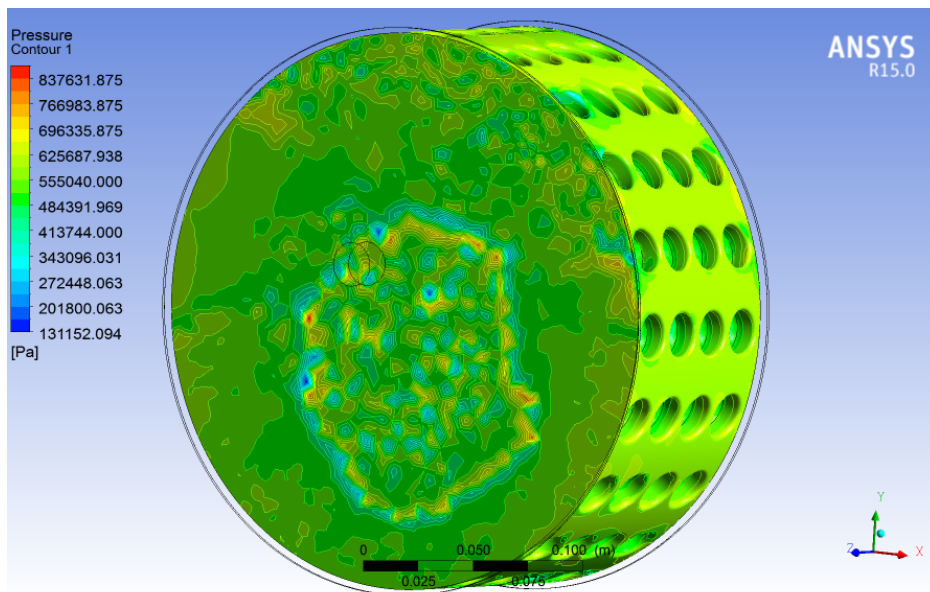
Συγκεκριμένα, στο τμήμα εισόδου η κατανομή της στατικής πίεσης είναι η ακόλουθη:

Κατά την είσοδο του ρευστού:



Εικόνα 3.4.3.1-6

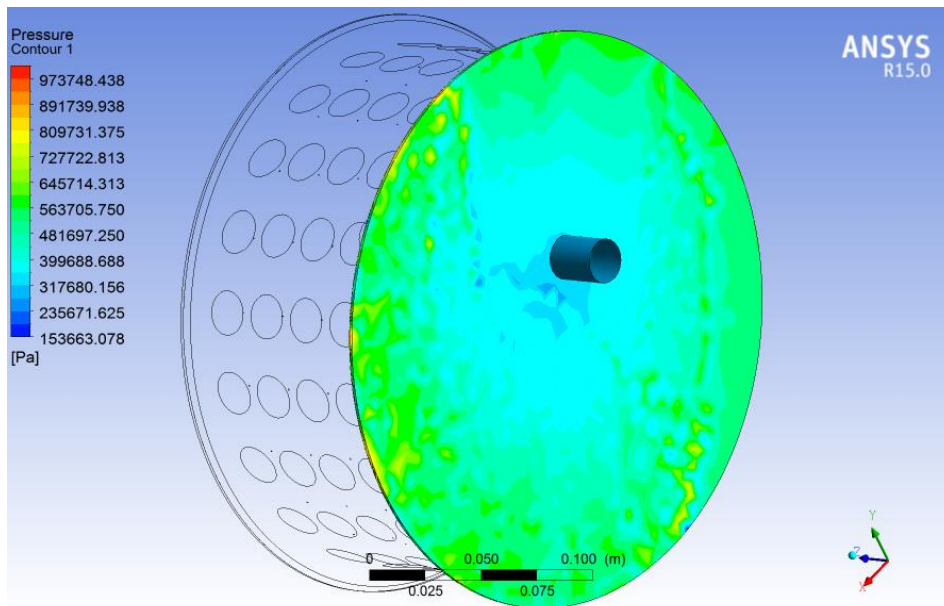
Ενώ κατά την επαφή του ρευστού με τον δρομέα:



Εικόνα 3.4.3.1-7

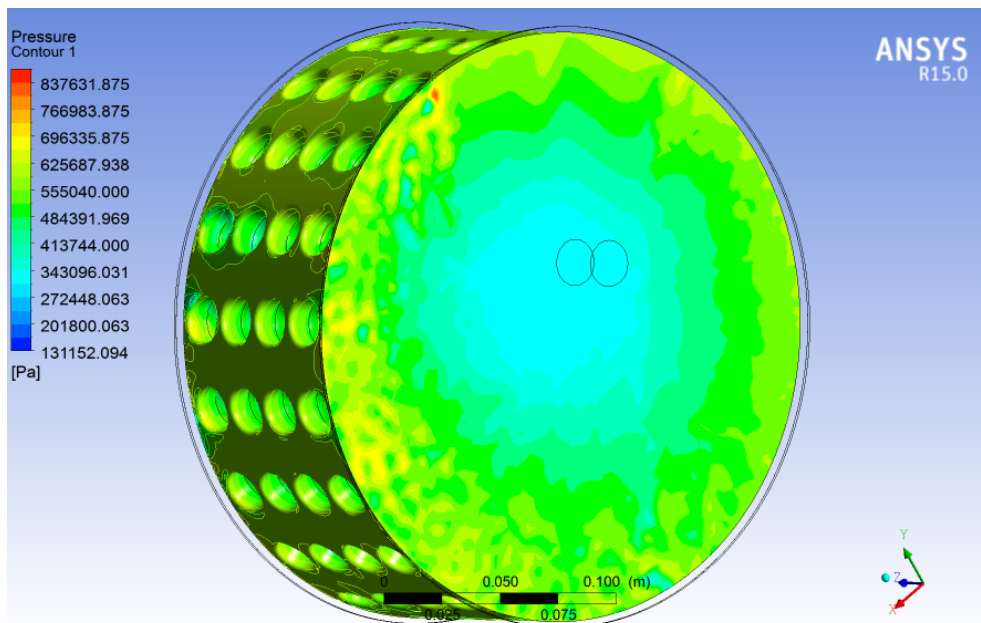
Εδώ όπως αναφέρθηκε, παρατηρούνται οι υψηλότερες τιμές στατικής πίεσης οι οποίες οφείλονται στην πρόσκρουση του ρευστού με το τείχος του δρομέα.

Στο τμήμα εξόδου, το αντίστοιχο προφίλ της πίεσης κατά την αποχώρησή του από τη διάταξη είναι:



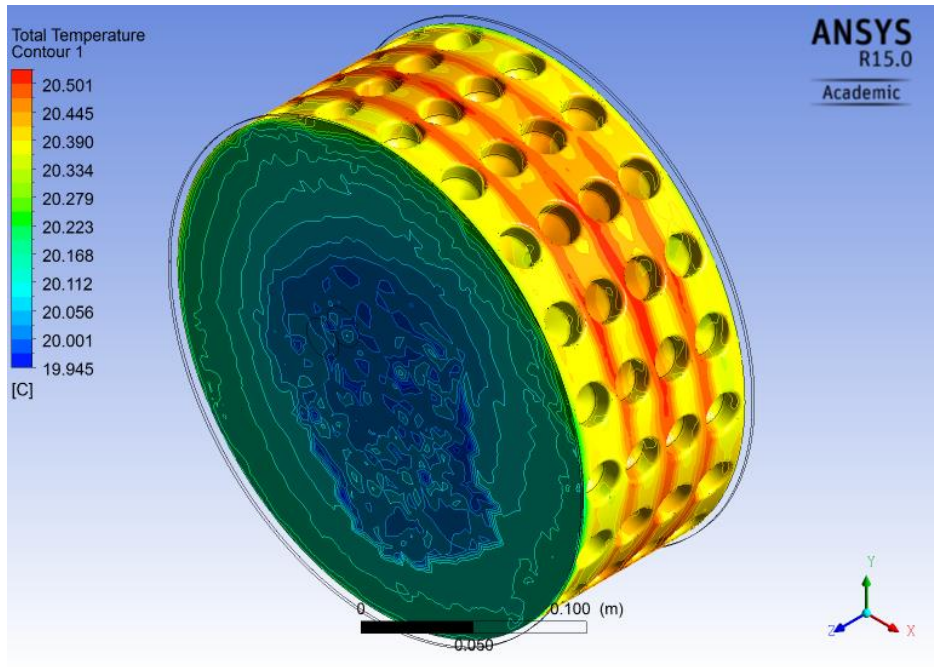
Εικόνα 3.4.3.1-8

Ενώ στην επιφάνεια του δρομέα:



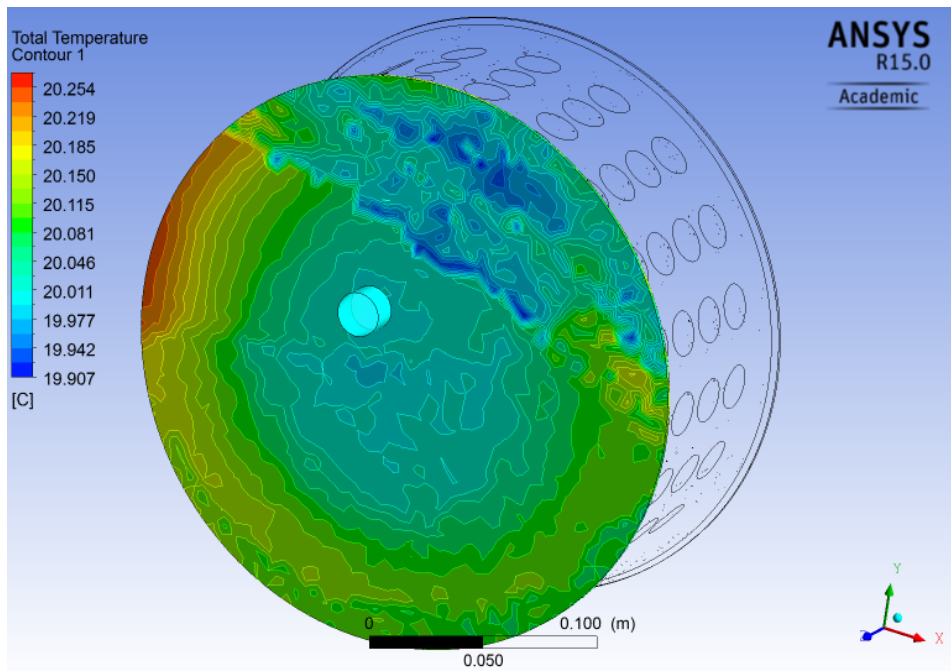
Εικόνα 3.4.3.1-9

Στη συνέχεια, απεικονίζεται το προφίλ των θερμοκρασιών στη διάταξη. Η θερμοκρασία εισόδου του νερού είναι 20 °C. Η υπολογιζόμενη μεταβολή της θερμοκρασίας είναι πολύ μικρή και οφείλεται στις τριβές και στις διατμητικές τάσεις που αναπτύσσονται στο ρευστό. Η μέγιστη θερμοκρασία που προκύπτει από την υπολογιστική προσομοίωση είναι 20.54 °C. Παρατηρούμε στη συγκεκριμένη γεωμετρία, τη δημιουργία ζωνών υψηλής θερμοκρασίας μεταξύ των σειρών που περιλαμβάνουν οπές. Αυτό οφείλεται στις υψηλές ταχύτητες του ρευστού στις περιοχές αυτές. Η χαμηλότερη θερμοκρασία υπολογίζεται στα 19.90 °C, και συνεπώς η θερμοκρασιακή αύξηση είναι μικρότερη από έναν βαθμό.



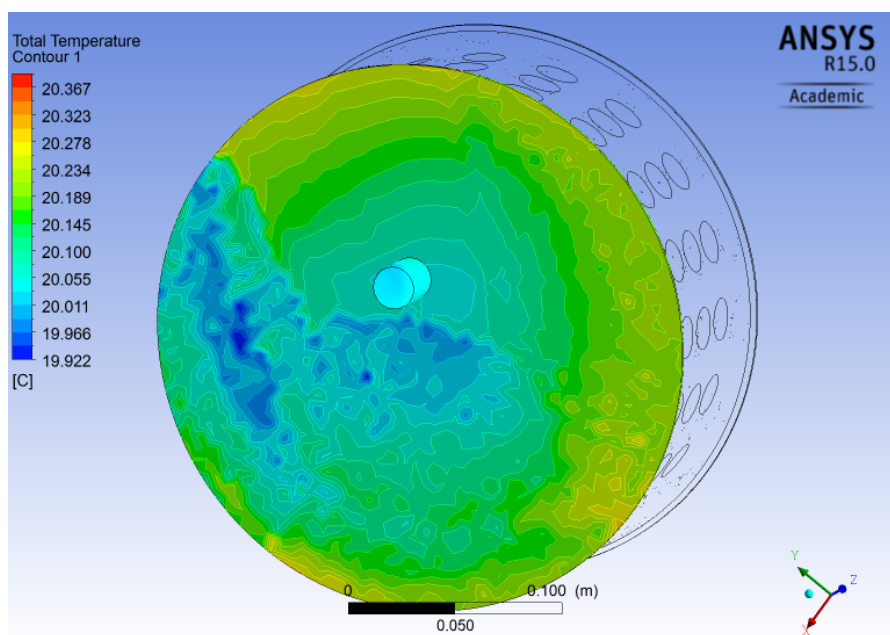
Εικόνα 3.4.3.1-10

Το προφίλ των θερμοκρασιών στο τμήμα εισόδου της διάταξης απεικονίζεται στην εικόνα 3.4.3.1-11.



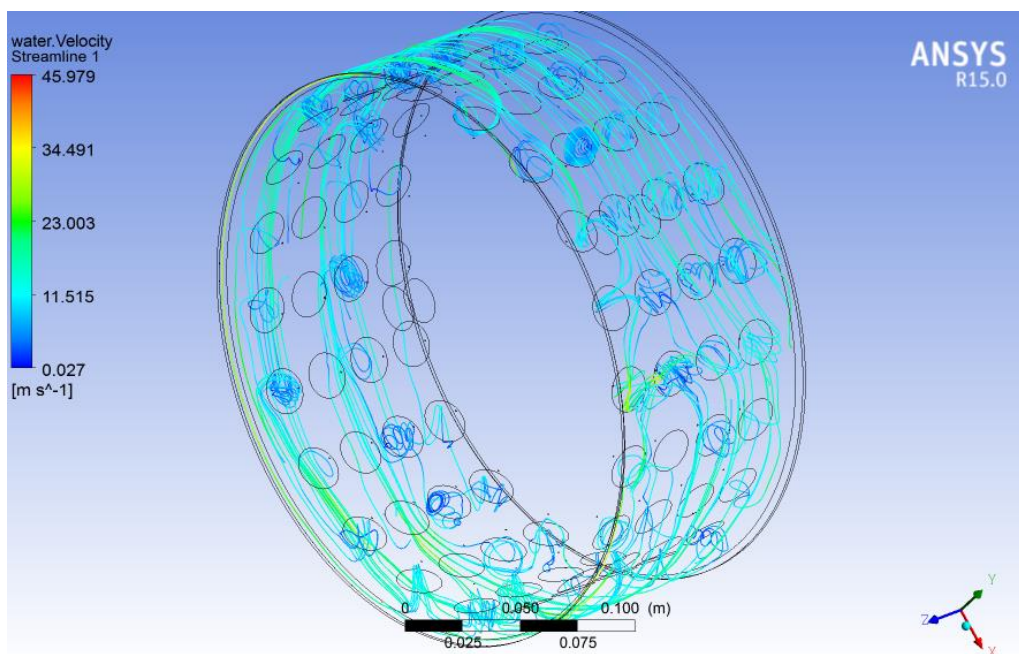
Εικόνα 3.4.3.1-11

Ενώ στο τμήμα εξόδου οι θερμοκρασίες κατανέμονται ως εξής:



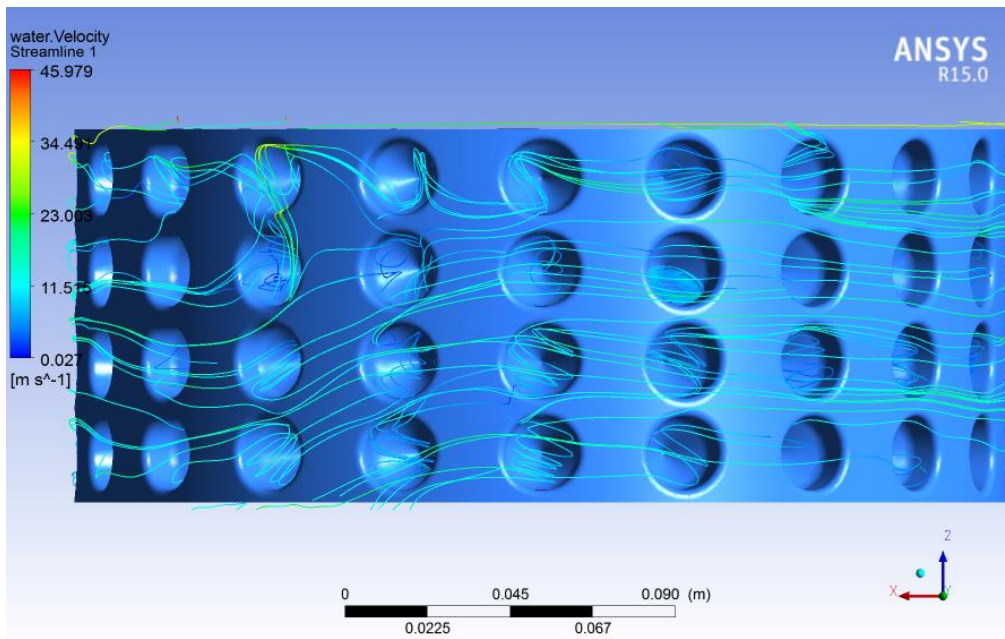
Εικόνα 3.4.3.1-12

Η ροή εσωτερικά στον τομέα του ρευστού, απεικονίζεται μέσω ροϊκών γραμμών. Στην παρακάτω εικόνα, το χρώμα των ροϊκών γραμμών μεταβάλλεται με τη μεταβολή της ταχύτητας.



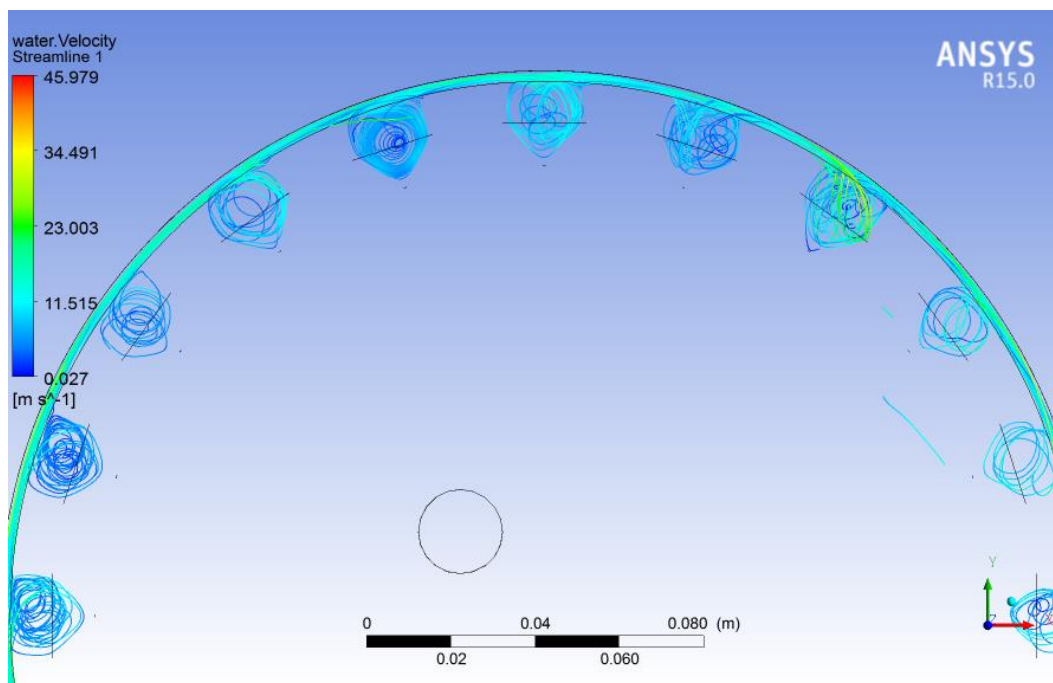
Εικόνα 2.3.4.3.1-13

Στην εικόνα 3.4.3.1-14 παρουσιάζονται πάλι οι ροϊκές γραμμές, ενώ είναι ορατή και η γεωμετρία του δρομέα.



Εικόνα 3.4.3.1-14

Στην παρακάτω εικόνα παρουσιάζεται η εξέλιξη των ροϊκών γραμμών μέσα στις οπές. Παρατηρούμε μεγάλη ανάπτυξη τύρβης και περιδίνησης μέσα στις οπές.

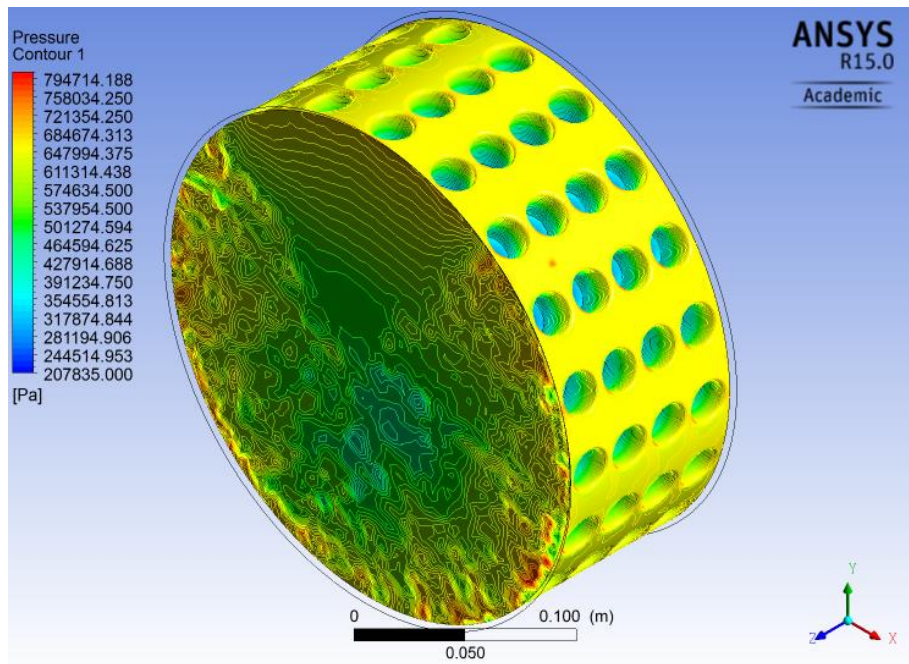


Εικόνα 3.4.3.1-15

3.4.3.2 Δρομέας με οπές βάθους 30mm

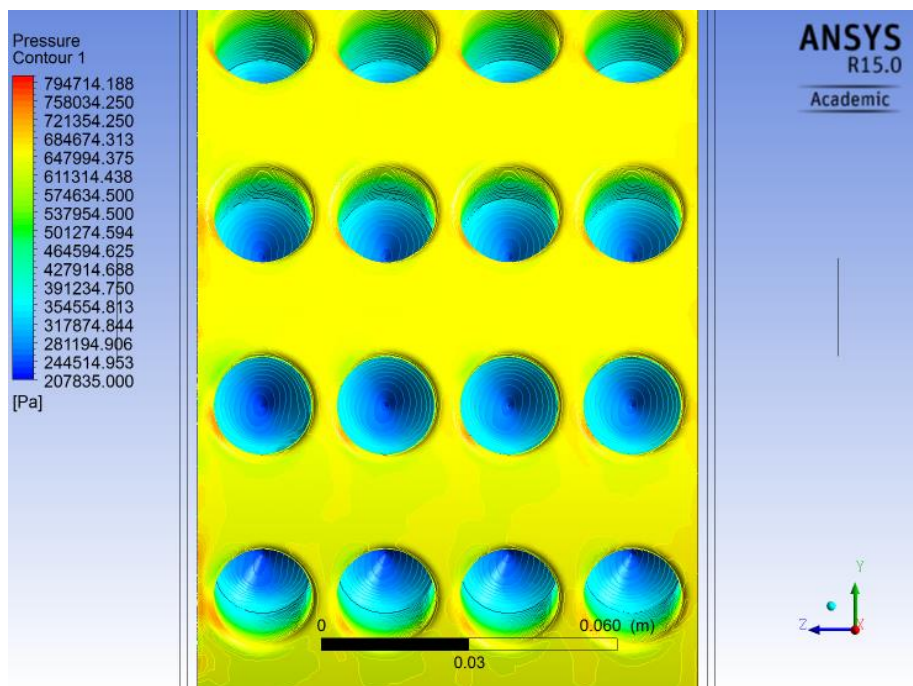
Το προφίλ της στατικής πίεσης για δρομέα με βάθος οπών 30mm φαίνεται στην εικόνα 3.4.3.2-1.

Η μέγιστη πίεση στο δρομέα είναι $806.941 Pa$ ενώ η ελάχιστη $207.835 Pa$. Συνολικά στον αντιδραστήρα, η μέγιστη πίεση υπολογίζεται στα $1.11665e+06 Pa$ ενώ η ελάχιστη $85.470 Pa$.



Εικόνα 3.4.3.2-2

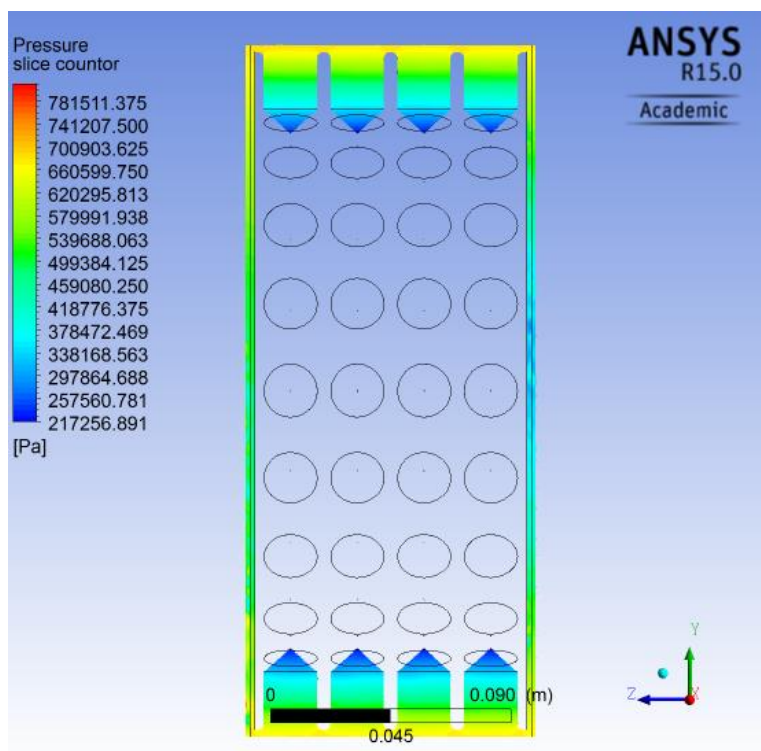
Λεπτομερέστερη παρουσίαση των πιέσεων γίνεται στην εικόνα 3.4.3.2-3



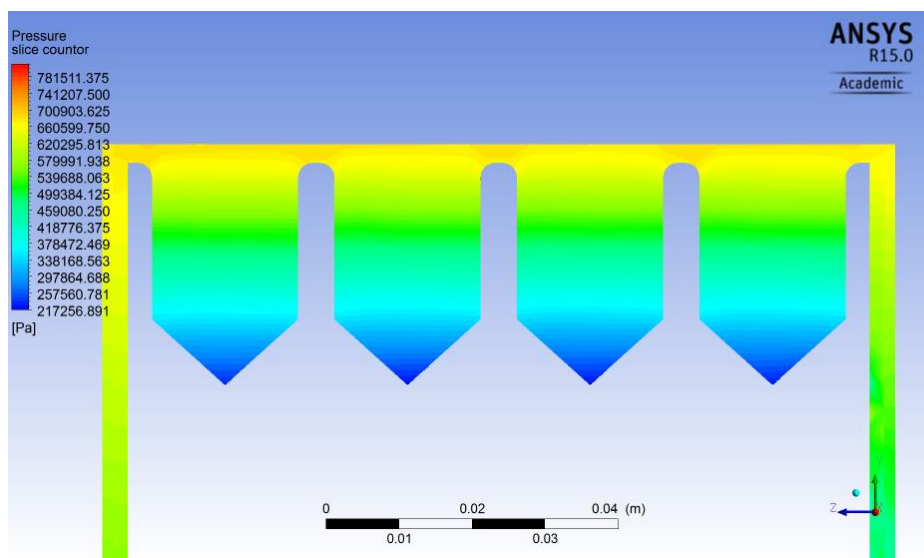
Εικόνα 3.4.3.2-4

Η ελάχιστη πίεση μέσα στην οπή εμφανίζεται, και σε αυτήν την περίπτωση, στον πυθμένα της, με τιμή 236.424 Pa , τιμή πολύ μικρότερη από την 442.556 Pa που εμφανίζεται στις οπές βάθους 20 mm .

Στην εικόνα 3.4.3.2-5 φαίνεται το προφίλ της στατικής πίεσης στο επίπεδο YZ κατά μήκος του δρομέα, ενώ στην εικόνα 3.4.3.2-6 παρουσιάζεται λεπτομερέστερα το ίδιο προφίλ μέσα στις οπές.



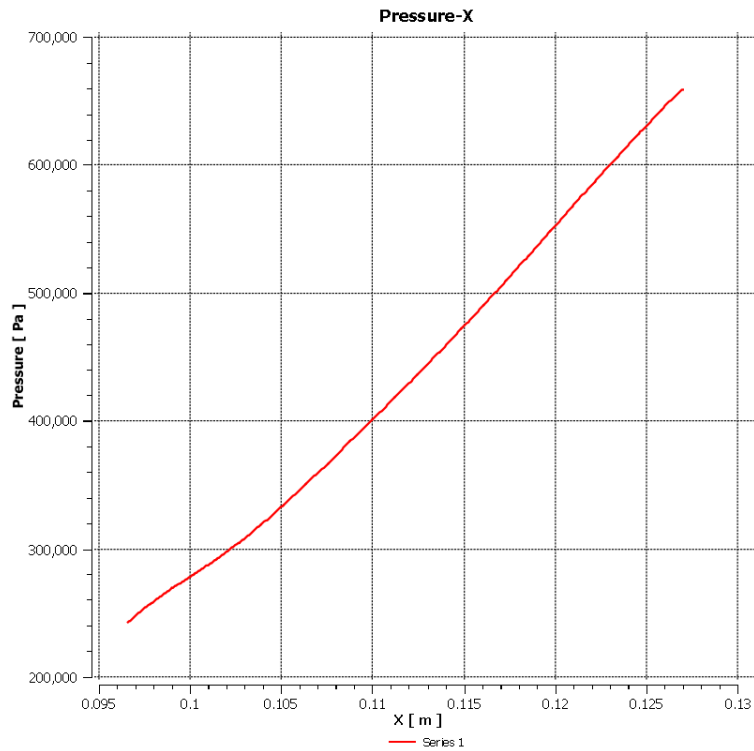
Εικόνα 3.4.3.2-5



Εικόνα 3.4.3.2-6

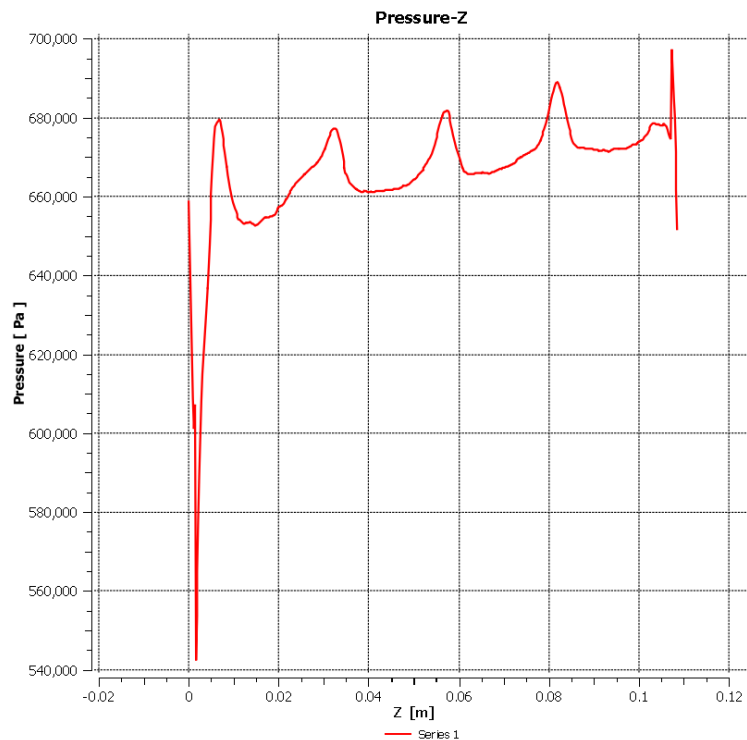
Η μεταβολή της στατικής πίεσης μέσα στην οπή της τρίτης κατά μήκος σειράς και κάθετης στον άξονα X , σε σχέση με τη θέση μέσα στην οπή δίνεται στο παρακάτω διάγραμμα.

Παρατηρούμε και σε αυτή την περίπτωση, μία γραμμική μεταβολή της πίεσης σε σχέση με τη θέση στον άξονα X. Στην περίπτωση όμως αυτή, έχουμε μεγαλύτερο εύρος πιέσεων και μεγαλύτερες τιμές στην ελάχιστη και μέγιστη πίεση.



Διάγραμμα 3.4.3.2-1

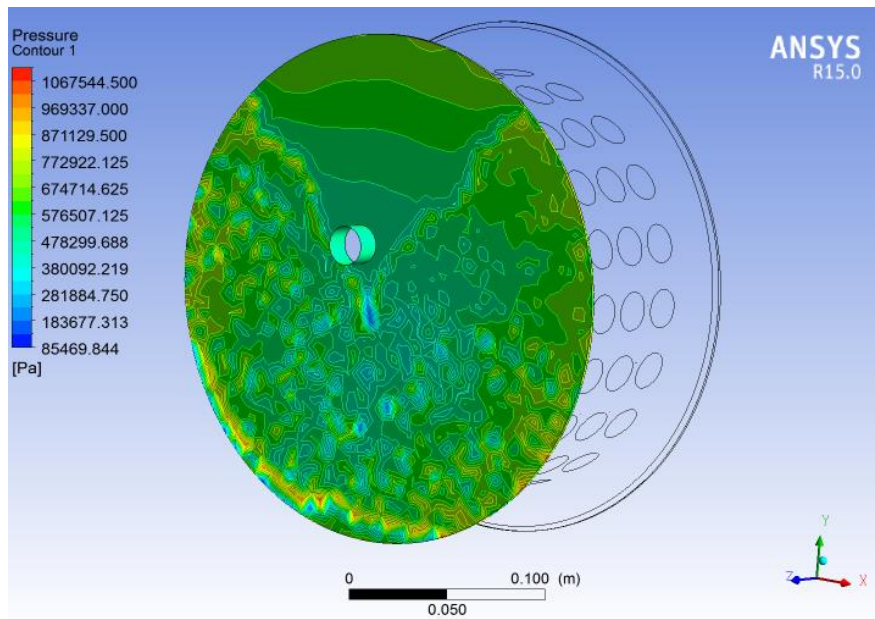
Το διάγραμμα πιέσεων κατά μήκος του δρομέα, σε μια γραμμή πάνω από την οπή που αναλύθηκε παραπάνω παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα.



Διάγραμμα 3.4.3.2-2

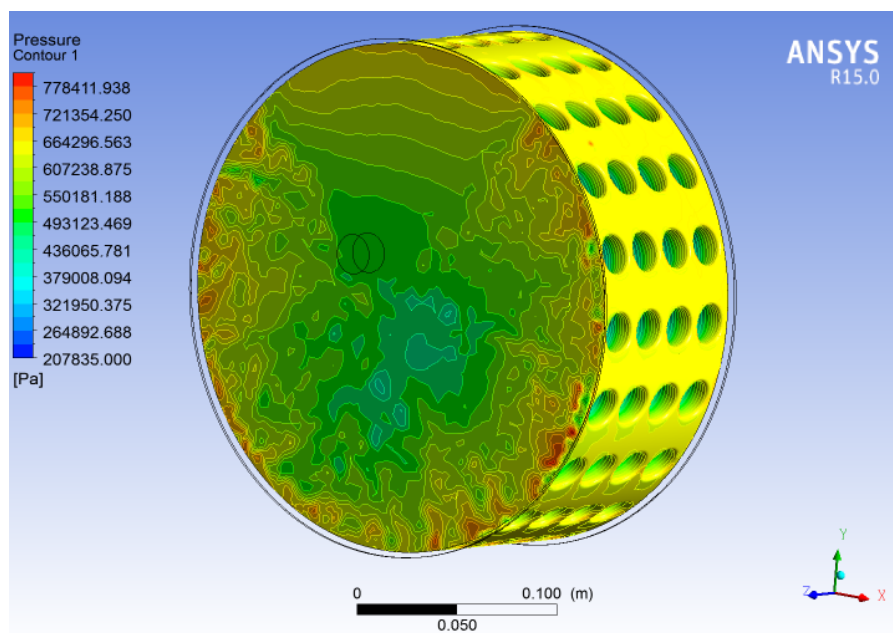
Η γραμμή στην οποία έγινε η μέτρηση των πιέσεων βρίσκεται λίγο πάνω από την επιφάνεια του δρομέα. Καθώς κινούμαστε κατά μήκος του δρομέα, παρατηρούμε μια πτώση πίεσης στις περιοχές όπου υπάρχουν οπές και έπειτα ανάκτηση της πίεσης στις περιοχές που ακολουθούν, όπου δηλαδή υπάρχει συμπαγής δρομέας. Οι πιέσεις στην περιοχή των οπών δεν παρουσιάζουν τις χαμηλές τιμές που αναφέρθηκαν παραπάνω, εξαιτίας του γεγονότος ότι η γραμμή μετρήσεων διέρχεται άνω των οπών αυτών, όπου έχουν ήδη αναπτυχθεί υψηλότερες πιέσεις, και όχι μέσα από αυτές.

Το προφίλ στατικής πίεσης κατά την είσοδο του ρευστού παρουσιάζεται στην εικόνα 2.3.4.3.2-7



Εικόνα 3.4.3.2-7

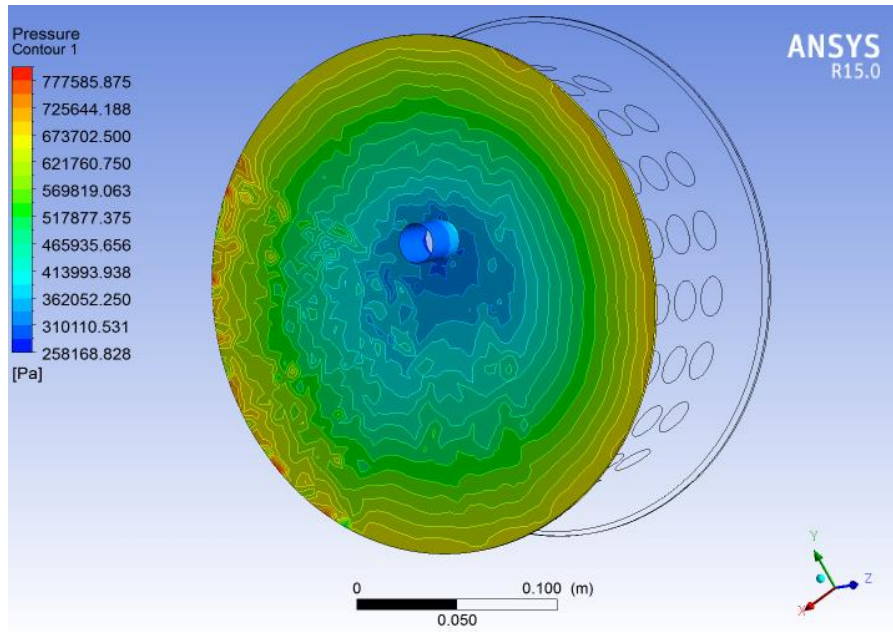
Ενώ κατά την επαφή του με τον δρομέα



Εικόνα 3.4.3.2-8

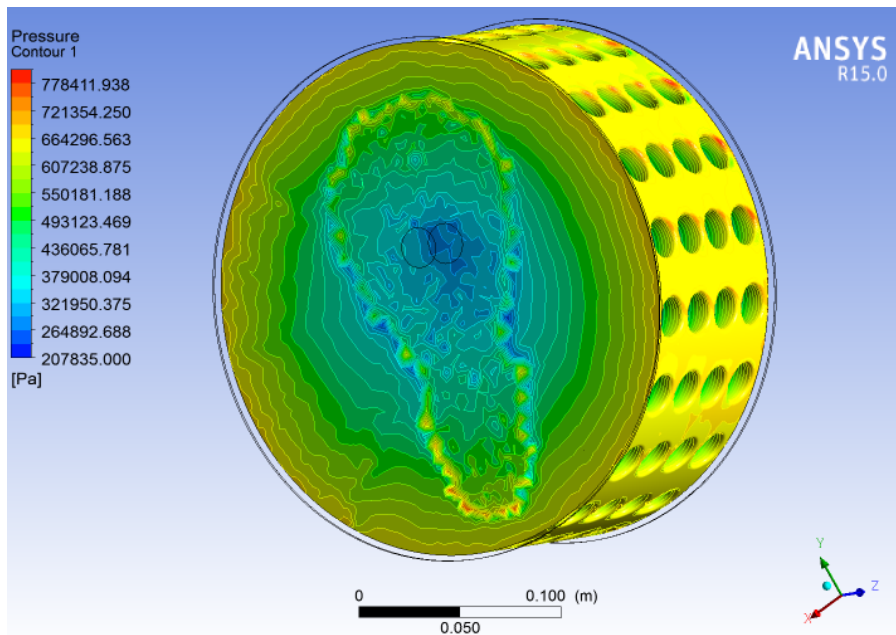
Όπου παρουσιάζονται φανερά υψηλότερες πιέσεις. Συγκρίνοντας τη γεωμετρία των 30mm βάθους οπών με αυτή των 20mm, παρατηρούμε διαφορετική κατανομή των μέγιστων πιέσεων κατά την επαφή του ρευστού με το δρομέα. Στην πρώτη περίπτωση, οι μέγιστες πιέσεις εμφανίζονται πιο κεντρικά, σε αντίθεση με τη δεύτερη όπου μέγιστες πιέσεις παρουσιάζονται κυρίως περιφερειακά πάνω στο δρομέα.

Όσον αφορά την έξοδο από τη συσκευή, η κατανομή της πίεσης είναι η ακόλουθη:



Εικόνα 3.4.3.2-9

και κατά την αποχώρηση της ροής από τον δρομέα:

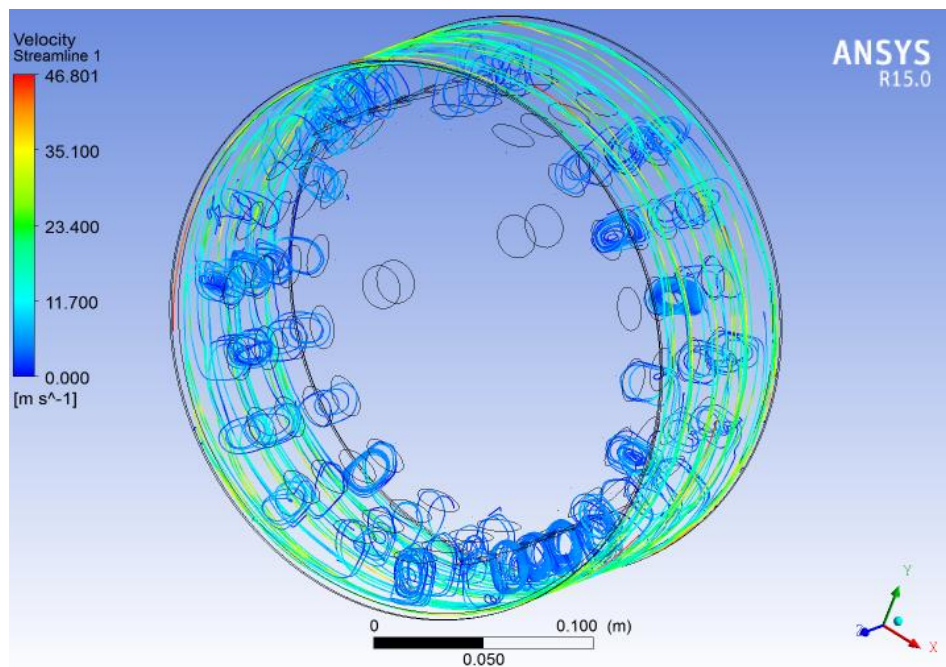


Εικόνα 3.4.3.2-10

Παρατηρούμε και στην γεωμετρία αυτή, τις χαμηλότερες πιέσεις στην έξοδο της συσκευής.

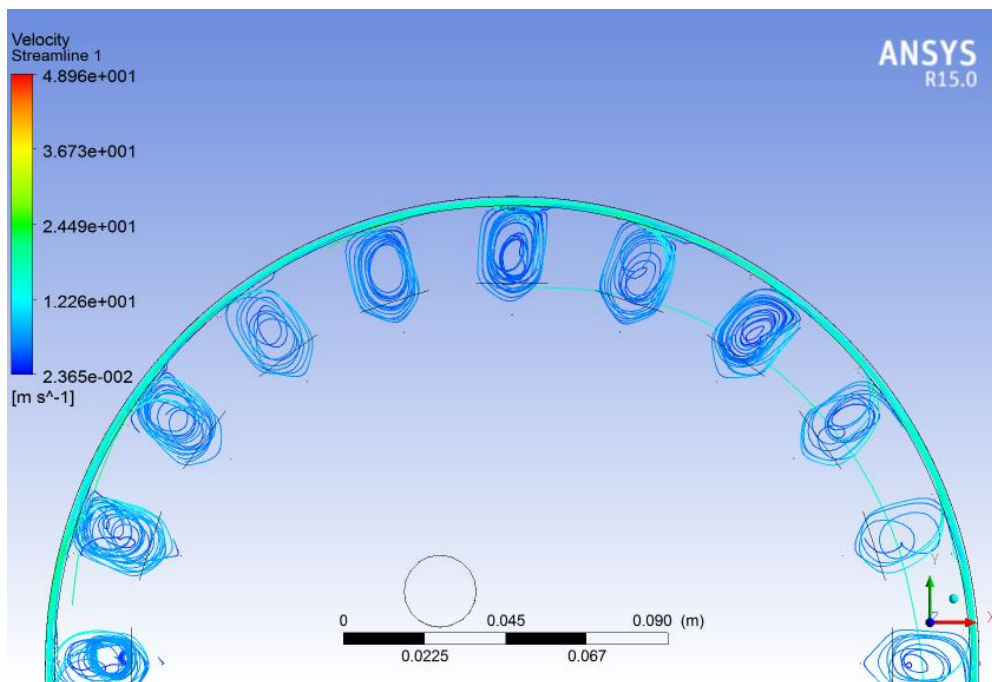
Οι κατανομές των πιέσεων εξόδου στις δύο αυτές γεωμετρίες δρομέα είναι παρόμοιες.

Παρακάτω, στην εικόνα 3.4.3.2-11 απεικονίζεται το πεδίο ροής μέσα στον αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης. Τα χρώματα των ροϊκών γραμμών παρουσιάζουν τις ταχύτητες που αναπτύσσονται κατά την περιστροφή του δρομέα και την κίνηση του ρευστού μέσα στις οπές.



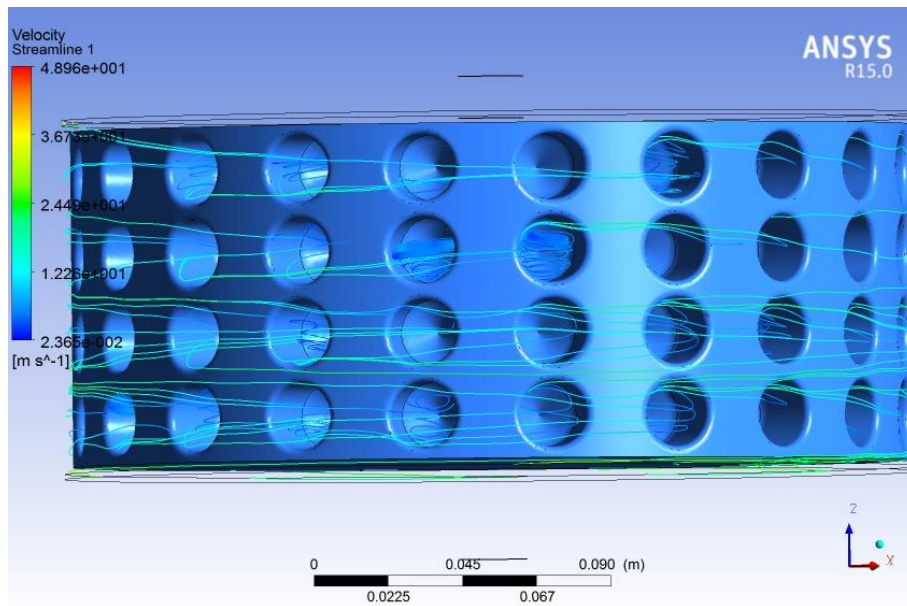
Εικόνα 3.4.3.2-11

Λεπτομερέστερη απεικόνιση της ροής στο εσωτερικό των οπών παρουσιάζεται παρακάτω.



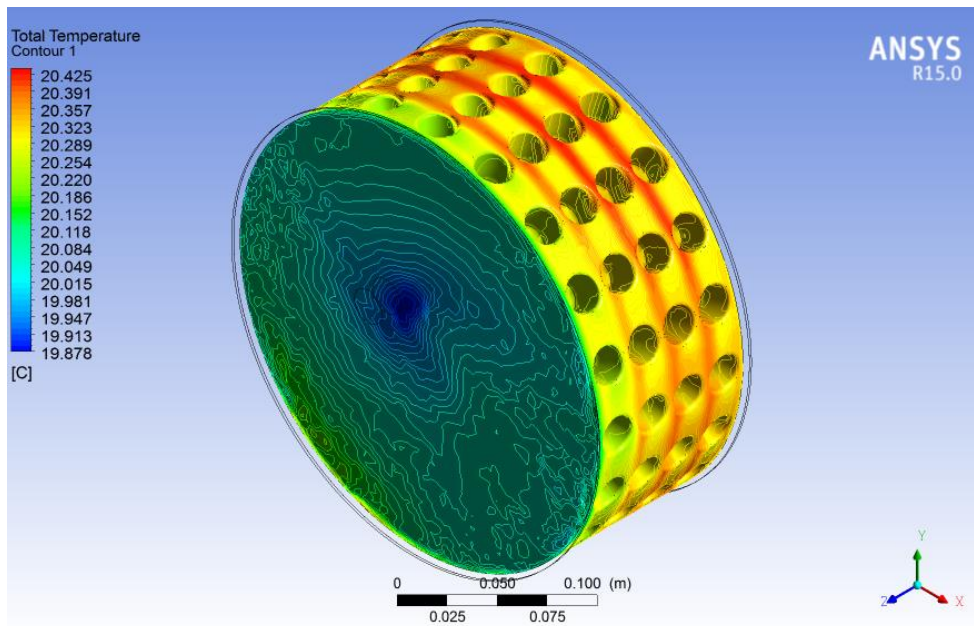
Εικόνα 3.4.3.2-12

Παρατηρούμε και εδώ μια περιδίνηση των ροϊκών γραμμών μέσα στις οπές.



Εικόνα 3.4.3.2-13

Παρακάτω απεικονίζεται το προφίλ των αναπτυσσόμενων θερμοκρασιών στον κύριο όγκο της συσκευής.

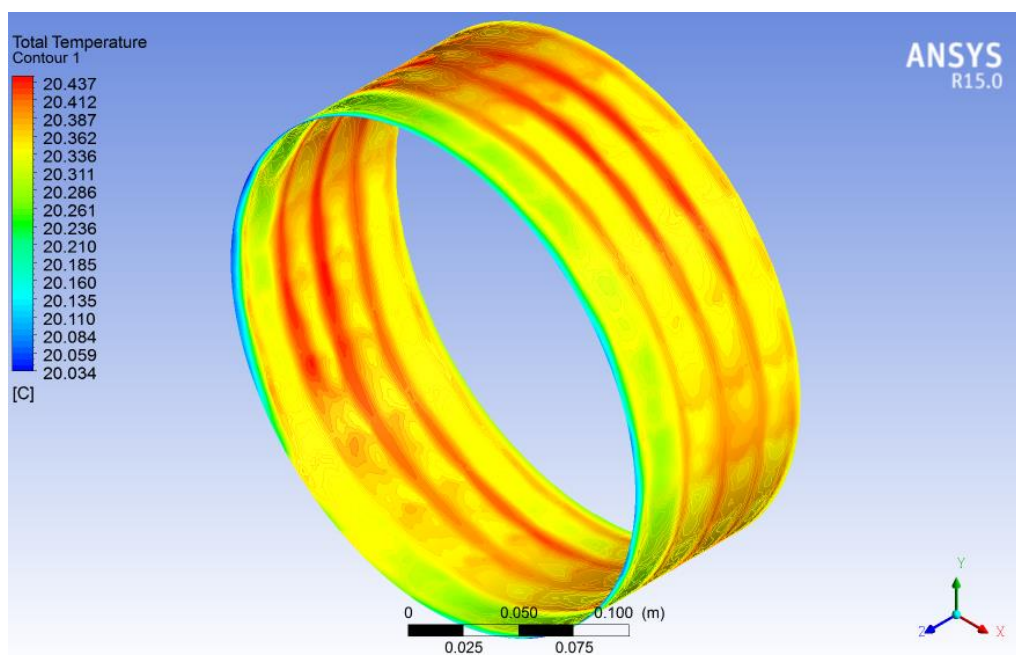


Εικόνα 3.4.3.2-14

Το νερό εισέρχεται στη διάταξη με θερμοκρασία 20°C. Η υπολογιζόμενη μεταβολή της θερμοκρασίας, και στην περίπτωση αυτή, είναι πολύ μικρή και οφείλεται στις τριβές και στις διατμητικές τάσεις που αναπτύσσονται στο ρευστό. Η μέγιστη θερμοκρασία που προκύπτει από την υπολογιστική προσομοίωση είναι 20.4461 °C ενώ η ελάχιστη 19.7608 °C. Στον κύριο τομέα που απεικονίζεται παραπάνω η μέγιστη θερμοκρασία είναι 20.437 °C και η ελάχιστη 19.878 °C.

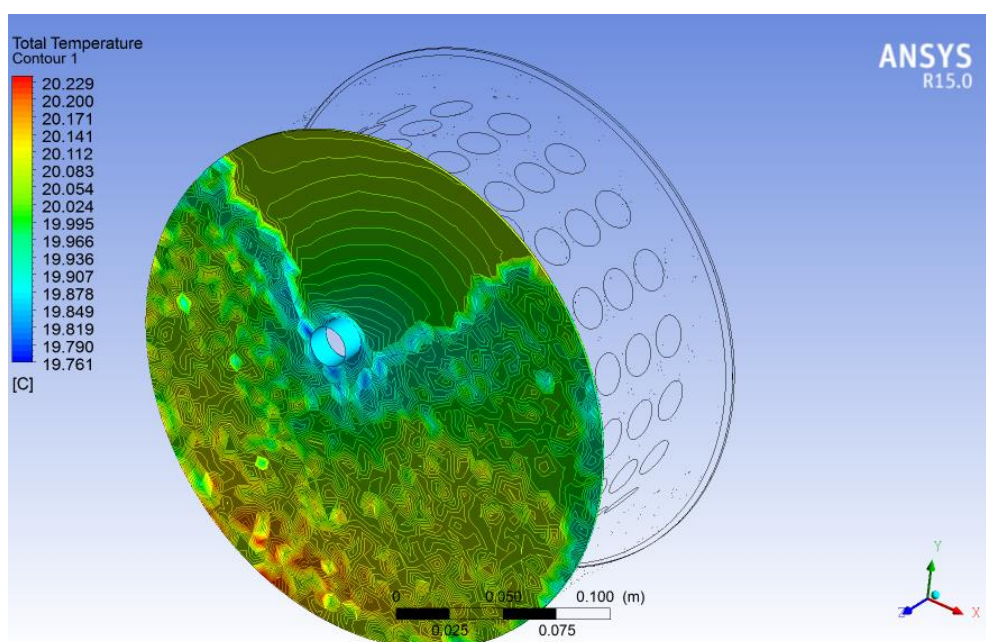
Η μέγιστη θερμοκρασία εντοπίζεται στην επιφάνεια του περιβλήματος, ενώ η ελάχιστη στην είσοδο του νερού.

Το προφίλ των θερμοκρασιών στην επιφάνεια του περιβλήματος:



Εικόνα 3.4.3.2-15

και στο τμήμα εισόδου:

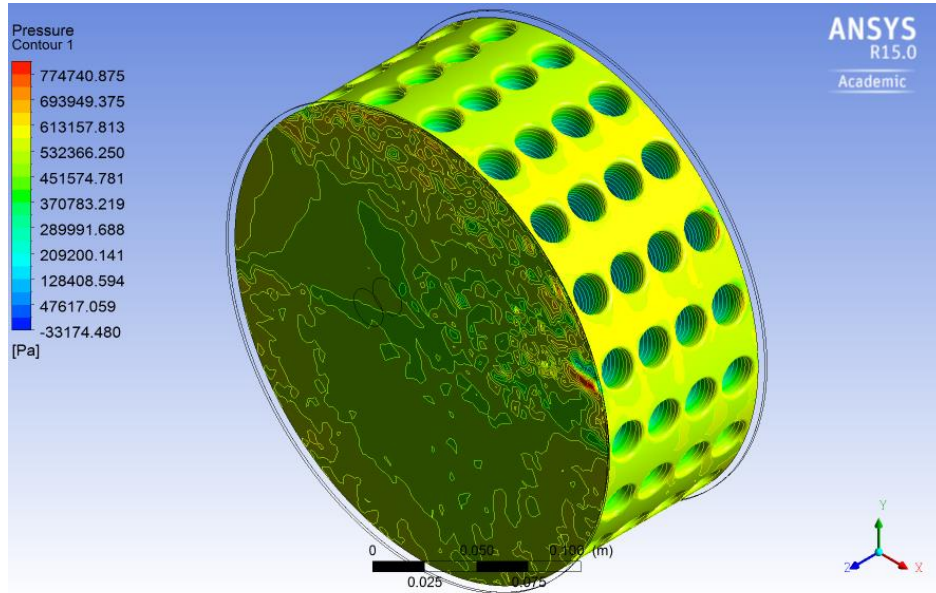


Εικόνα 3.4.3.2-16

Παρατηρούμε ότι οι μέγιστες θερμοκρασίες αναπτύσσονται σε λωρίδες μεταξύ κάθε σειράς οπών. Αυτό οφείλεται στην υψηλή κινητική ενέργεια που έχει το ρευστό κατά την έξοδό του από τις οπές. Η αυξημένη αυτή κινητική ενέργεια προκαλεί αύξηση της ολικής θερμοκρασίας του ρευστού, η οποία είναι το άθροισμα της θερμοκρασίας και του όρου της κινητικής ενέργειας.

3.4.3.3 Δρομέας με οπές βάθους 40mm

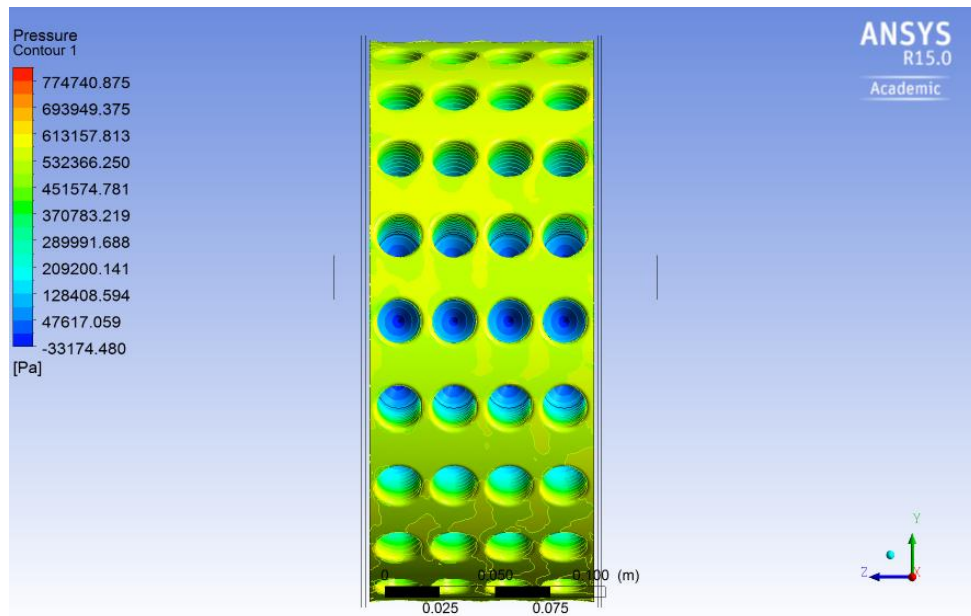
Συνεχίζοντας την ανάλυση, το προφίλ στατικών πιέσεων για δρομέα με βάθος οπών 40 mm παρουσιάζεται παρακάτω.



Εικόνα 3.4.3.3-1

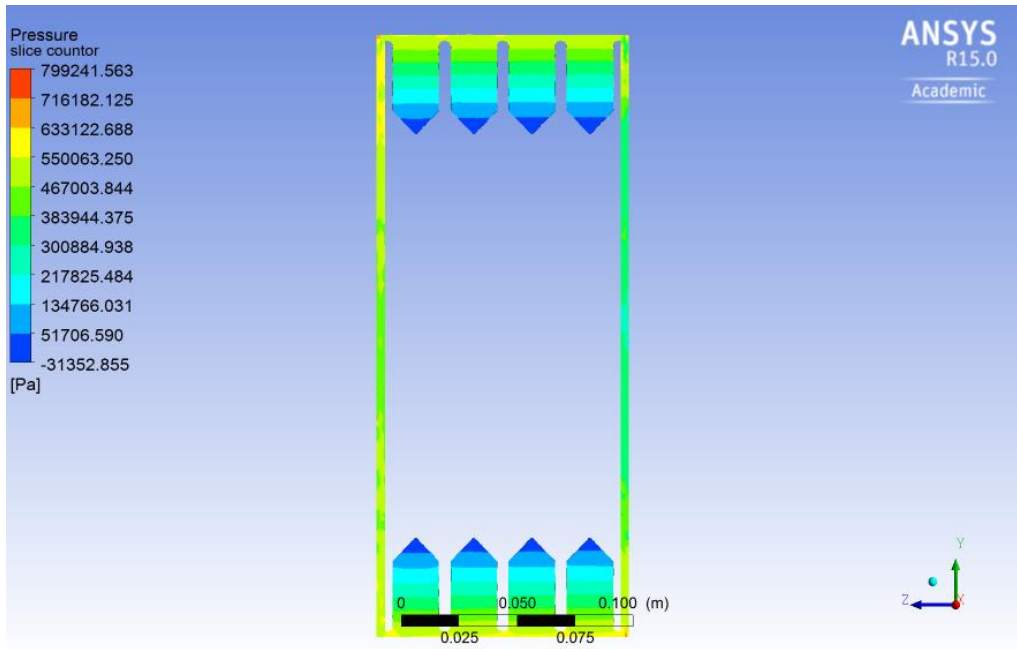
Η μέγιστη πίεση που παρουσιάζεται είναι $815.137 Pa$ ενώ η ελάχιστη $-33.174,5 Pa$. Η αρνητική τιμή της πίεσης αυτής σημαίνει ότι έχουμε πίεση κάτω από την ατμοσφαιρική.

Η κατανομή της στατικής πίεσης στις οπές του δρομέα φαίνεται στην εικόνα 3.4.3.3-2



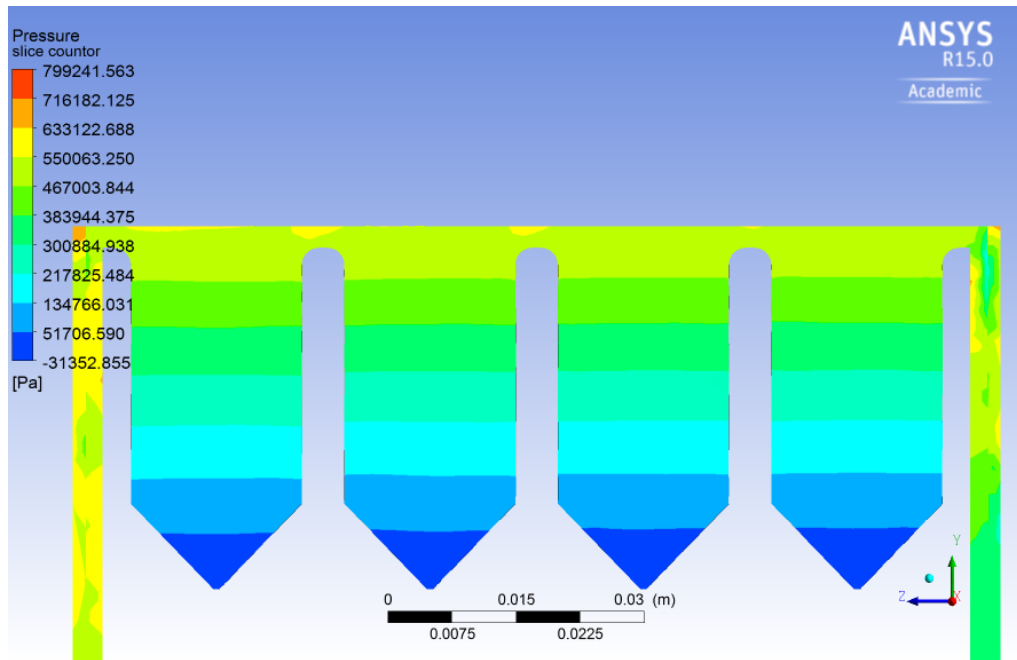
Εικόνα 3.4.3.3-2

Και λεπτομερέστερα στην επόμενη εικόνα:



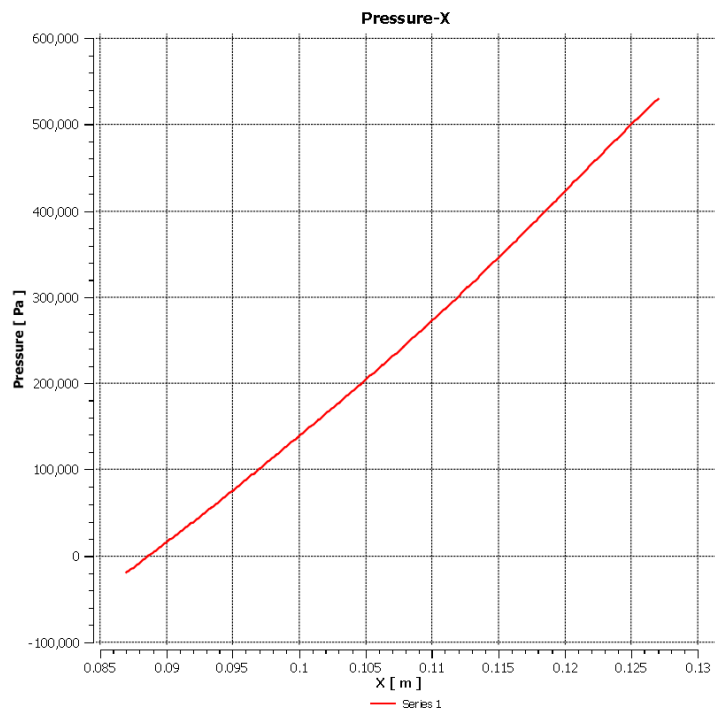
Εικόνα 3.4.3.3-3

Η ελάχιστη πίεση στο εσωτερικό των οπών, εμφανίζεται και σε αυτή την περίπτωση στον πυθμένα τους και αυξάνεται μέχρι την επιφάνεια του δρομέα. Η τιμή της πίεσης στον πυθμένα των οπών είναι $-19.240,5 Pa$.



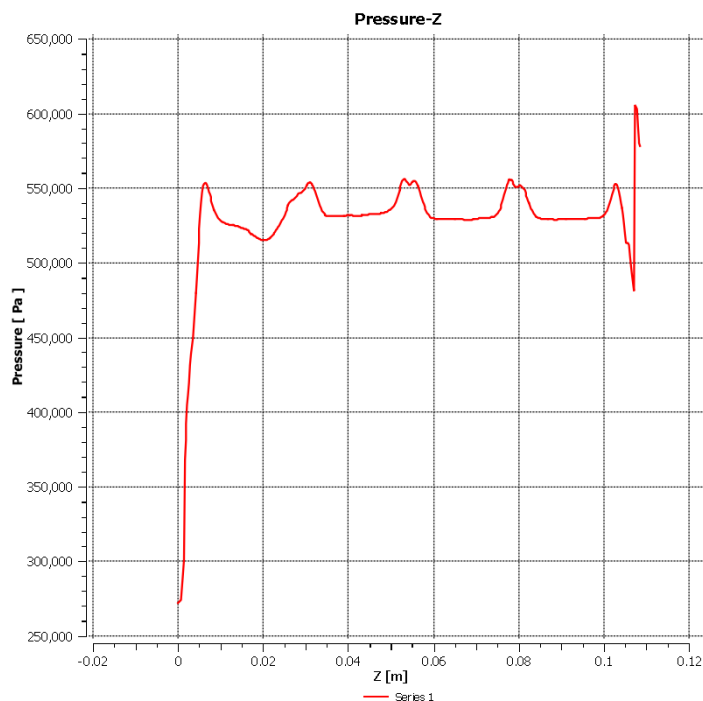
Εικόνα 3.4.3.3-4

Η μεταβολή της στατικής πίεσης στο εσωτερικό των οπών, μεταβάλλεται και εδώ, γραμμικά. Μάλιστα στη συγκεκριμένη γεωμετρία, προσεγγίζεται καλύτερα η γραμμικά συμπεριφορά. Η μέτρηση της πίεσης έγινε, όπως και προηγουμένως, σε οπή της τρίτης κατά μήκος σειράς του δρομέα και κάθετης στον άξονα X .



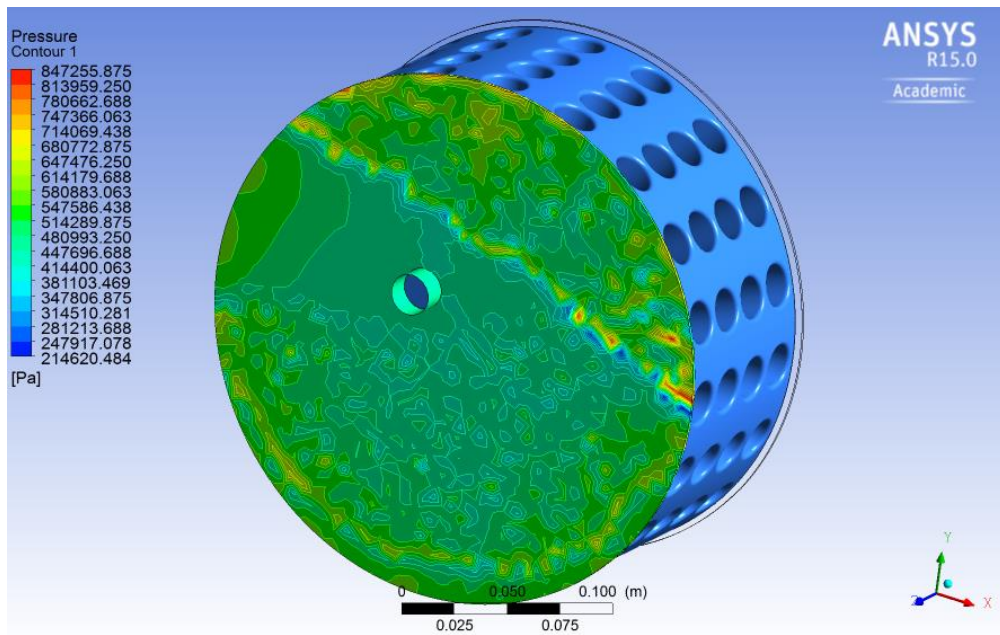
Διάγραμμα 3.4.3.3-1

Παρακάτω απεικονίζεται η μεταβολή της στατικής πίεσης κατά μήκος μιας γραμμής κάθετης στη γραμμή μετρήσεων της οπής που αναλύθηκε παραπάνω. Παρατηρούμε διαφορετική κατανομή πίεσης σε σχέση με τις προηγούμενες γεωμετρίες. Στην περίπτωση αυτή, δεν εμφανίζονται οι έντονες αυξομειώσεις στην πίεση που προκαλεί η ύπαρξη των οπών στην επιφάνεια του δρομέα και η πίεση εμφανίζεται πιο ομοιόμορφη σε όλο το μήκος του. Οι μετρήσεις έδειξαν, και σε αυτή την περίπτωση, την απότομη πτώση στην έξοδο από τη διάταξη.



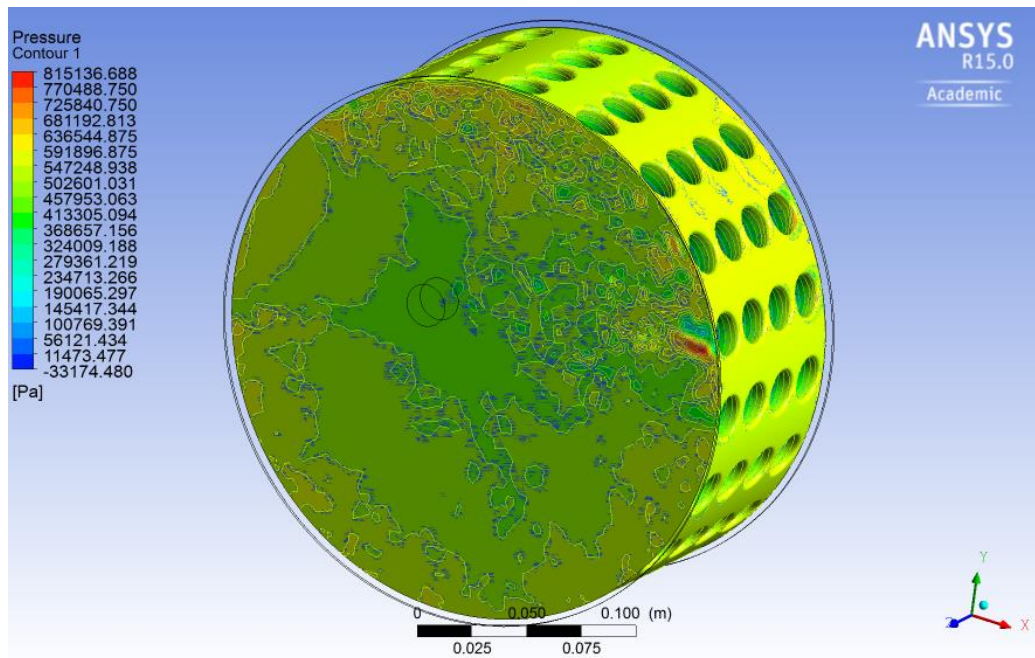
Διάγραμμα 3.4.3.3-2

Η κατανομή της στατικής πίεσης στην είσοδο της συσκευής παρουσιάζεται στην εικόνα 3.4.3.3-5.



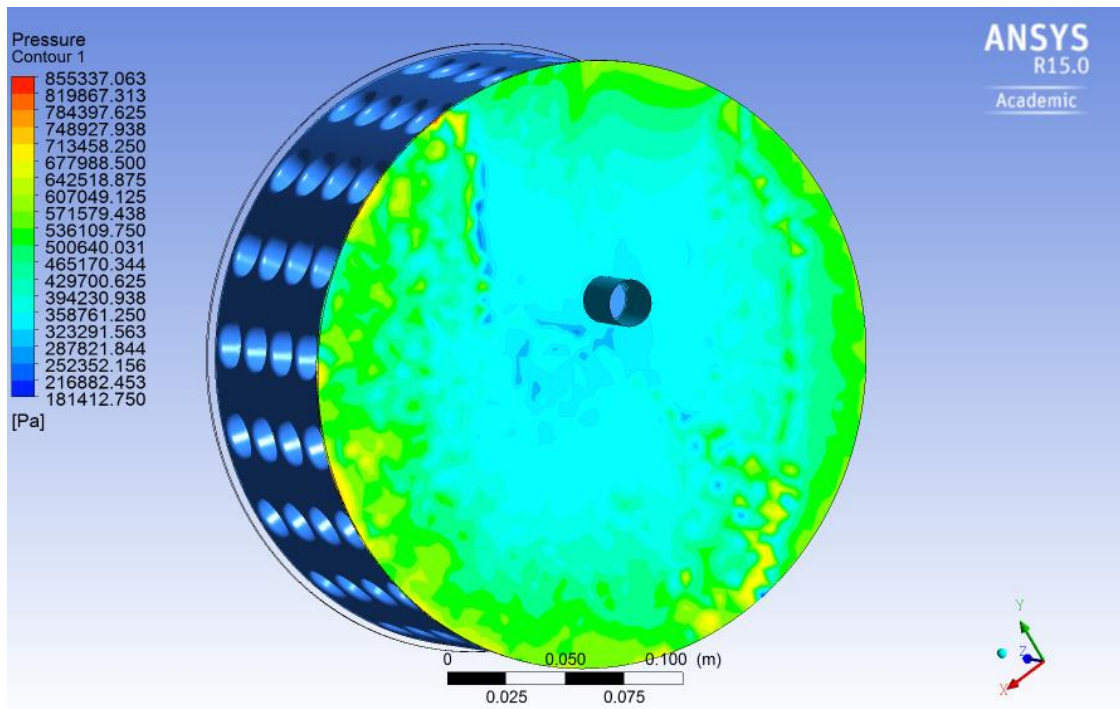
Εικόνα 3.4.3.3-5

κατά την επαφή της ροής στον δρομέα οι πιέσεις που αναπτύσσονται παρουσιάζονται παρακάτω



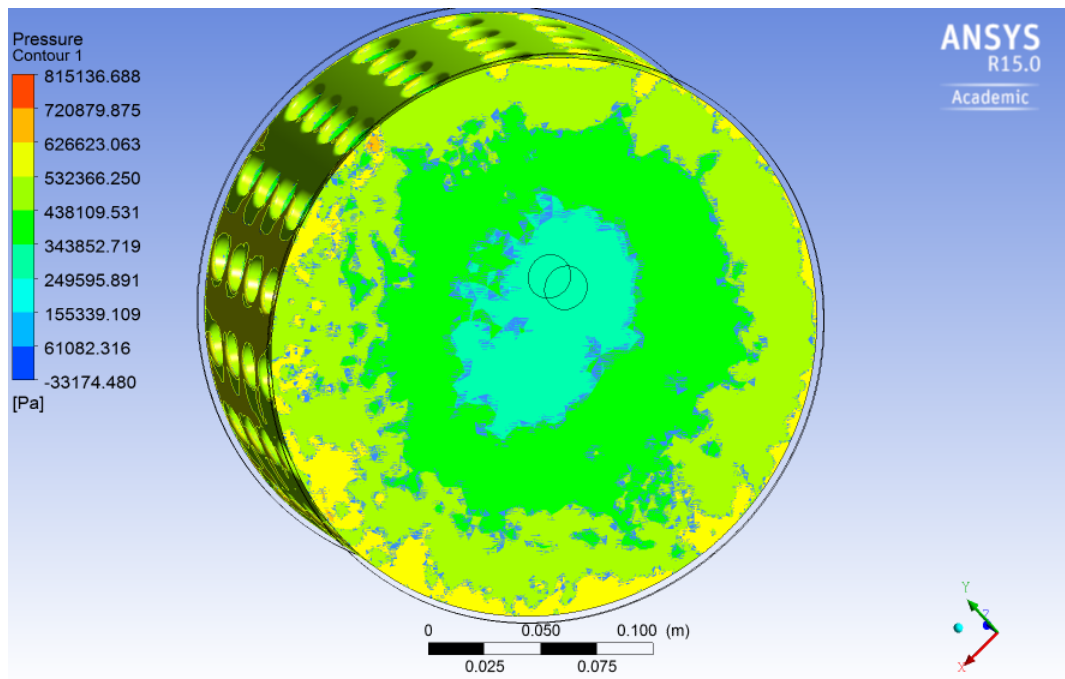
Εικόνα 3.4.3.3-6

Στη συνέχεια απεικονίζεται η κατανομή της στατικής πίεσης στην έξοδο του ρευστού:



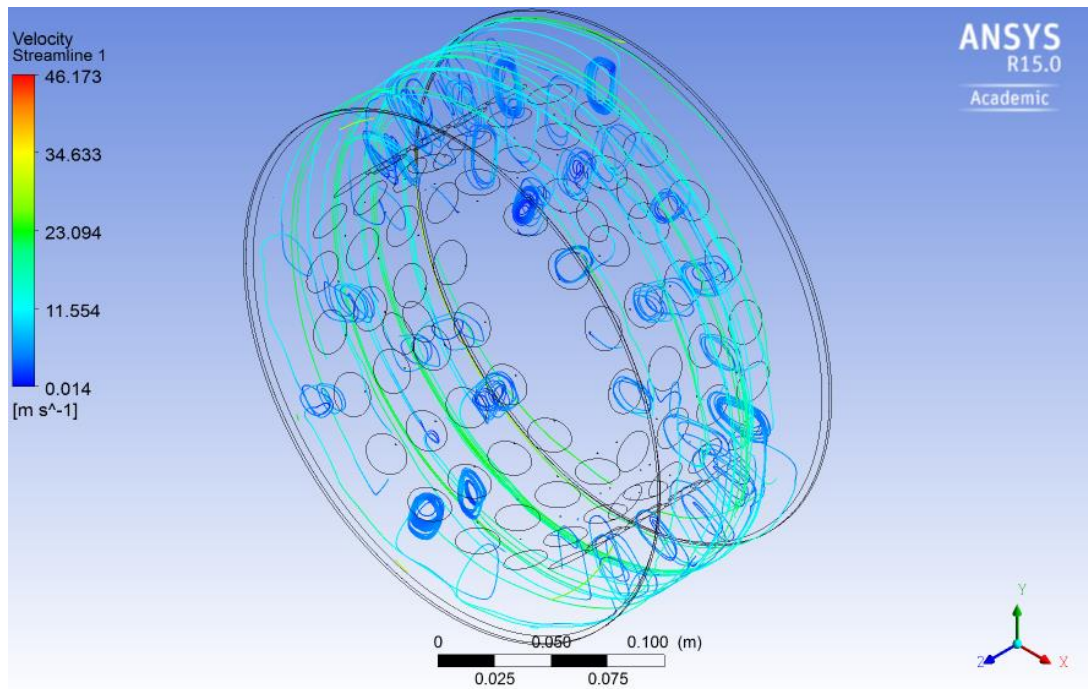
Εικόνα 3.4.3.3-7

ενώ το προφίλ πιέσεων στην επιφάνεια του δρομέα κατά την έξοδο φαίνεται στην εικόνα 3.4.3.3-8



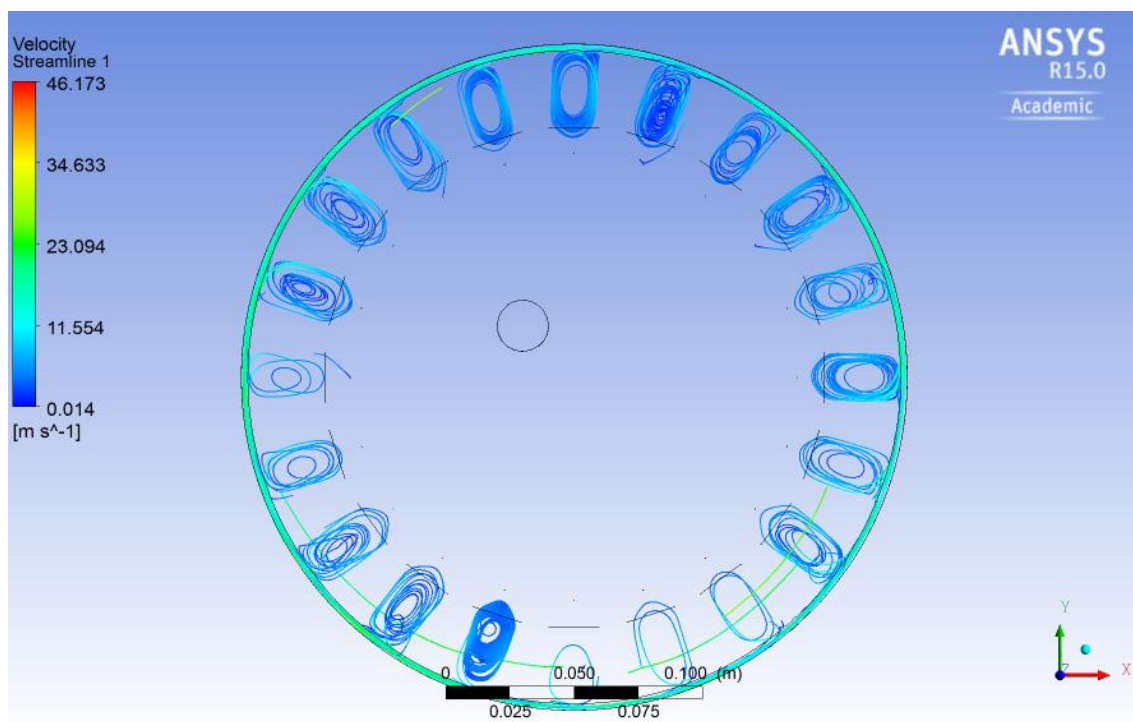
Εικόνα 3.4.3.3-8

Παρακάτω, απεικονίζεται το πεδίο ροής μέσα στον αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης. Τα χρώματα των ροϊκών γραμμών παρουσιάζουν την ταχύτητα του ρευστού.

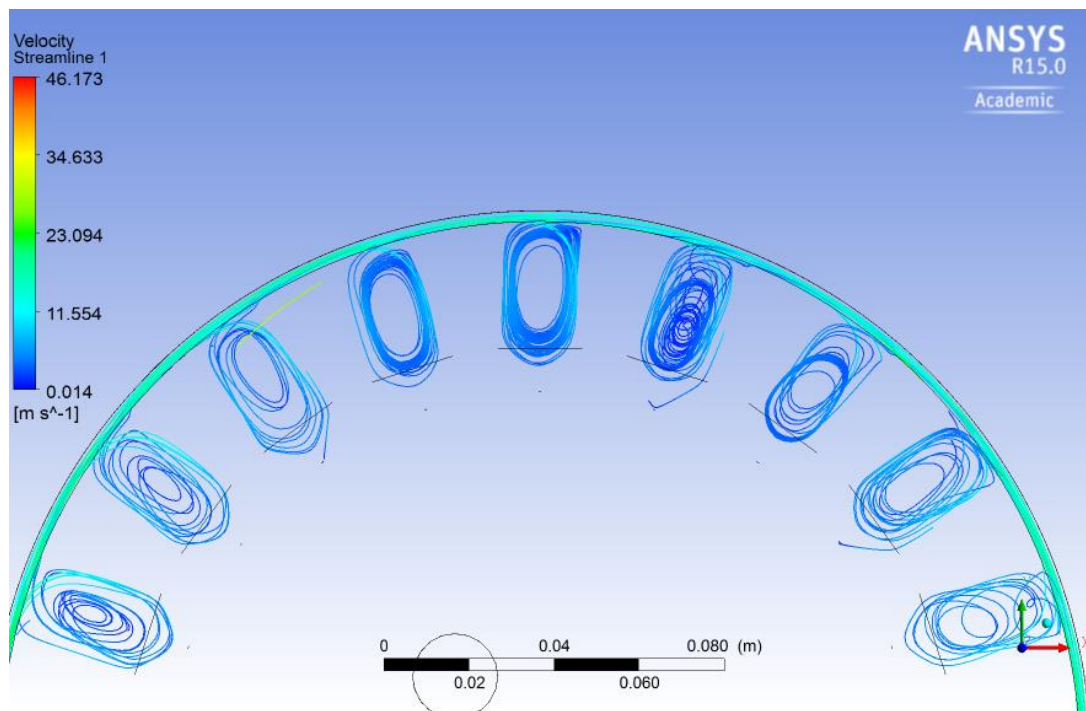


Εικόνα 3.4.3.3-9

Μια πιο λεπτομερής απεικόνιση των ροϊκών γραμμών στις σπές δείχνει ότι οι ταχύτητες που αναπτύσσονται στο εσωτερικό τους είναι πολύ μικρές. Παρατηρείται μεγάλη περιδίνηση της ροής στο εσωτερικό των σπών, με τις δημιουργούμενες δίνες να σχηματίζουν έναν κενό πυρήνα στο κεντρικό σώμα των σπών.

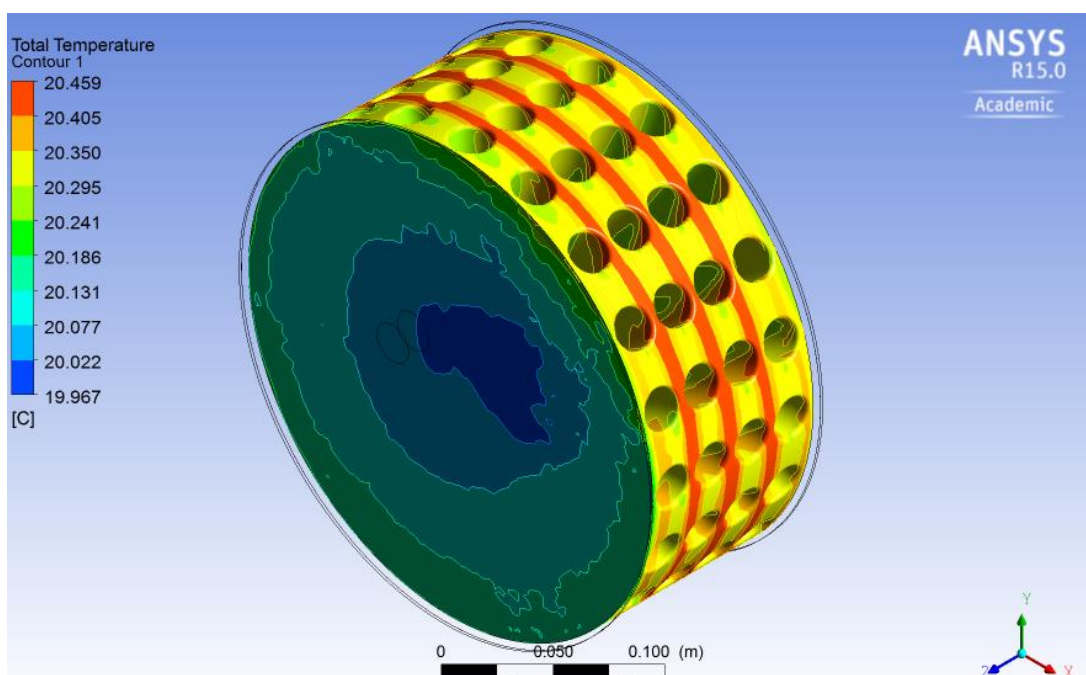


Εικόνα 3.4.3.3-10



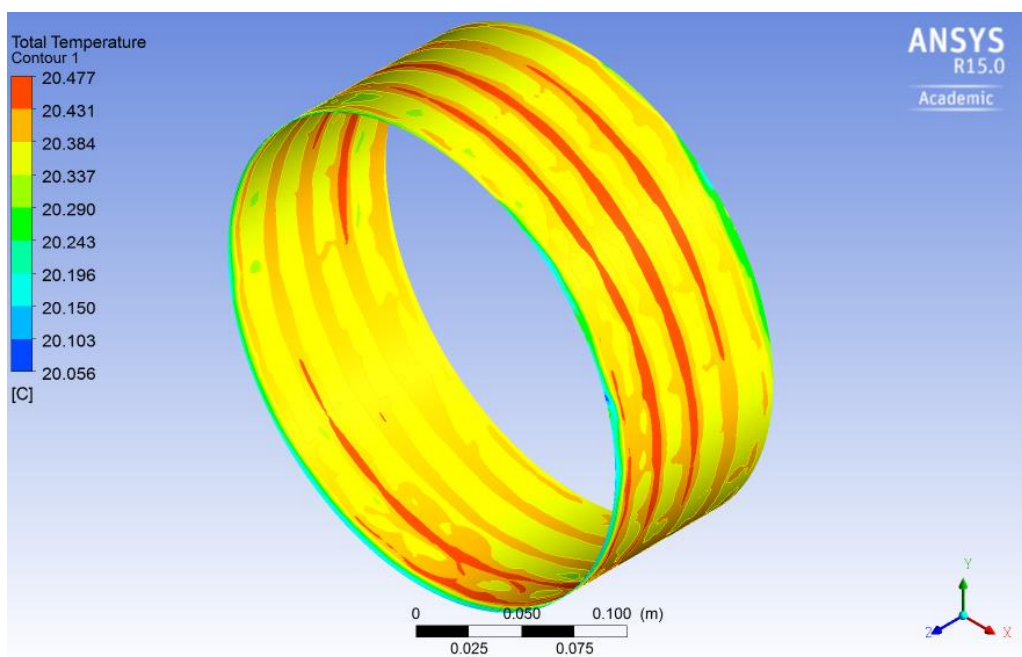
Εικόνα 3.4.3.3-11

Παρακάτω παρουσιάζεται το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας που αναπτύσσεται κατά την περιστροφή του δρομέα. Παρατηρούμε και εδώ, μια πολύ μικρή αύξηση της θερμοκρασίας. Η μέγιστη θερμοκρασία που μετριέται σε όλη τη διάταξη είναι 20,4774 °C ενώ η ελάχιστη 19,8337 °C και η θερμοκρασία εισόδου του νερού είναι 20°C. Παρατηρούμε, και σε αυτή τη γεωμετρία, τη δημιουργία λωρίδων υψηλής θερμοκρασίας λόγω των υψηλών ταχυτήτων στις περιοχές αυτές.



Εικόνα 3.4.3-12

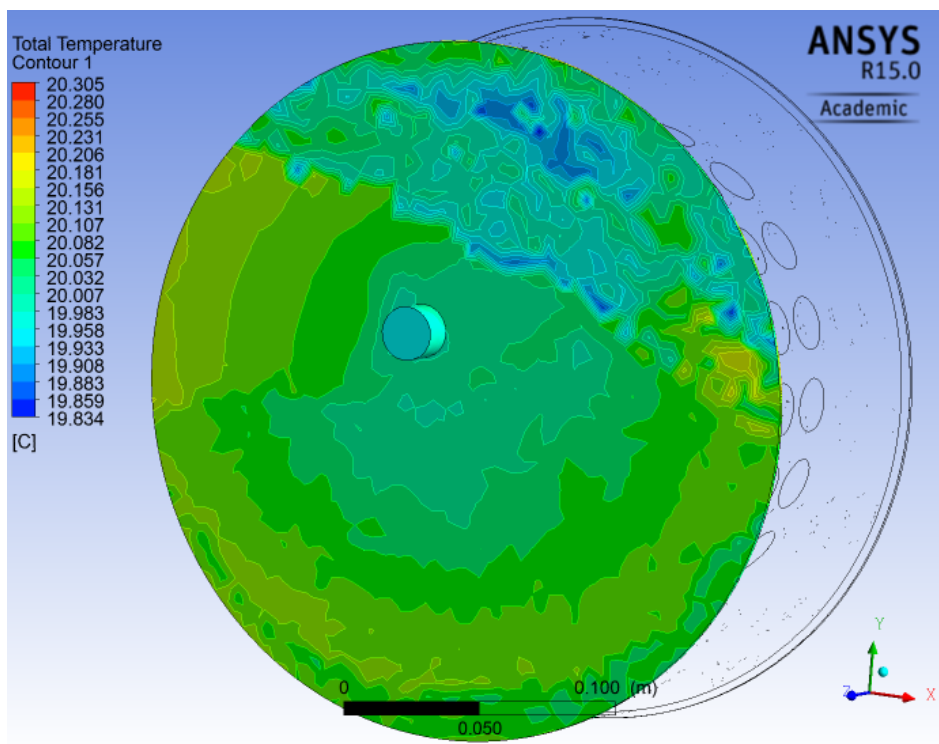
Το προφίλ των θερμοκρασιών στην επιφάνεια του περιβλήματος:



Εικόνα 3.4.3.3-13

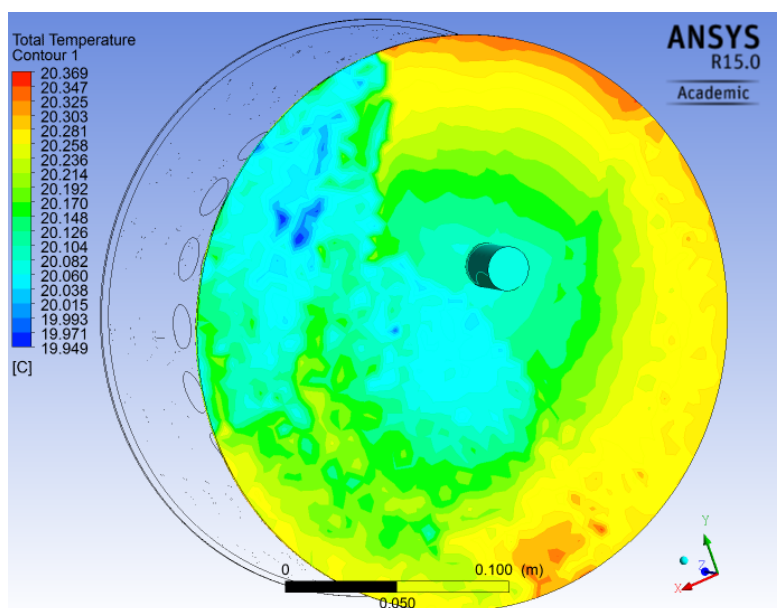
Παρακάτω παρουσιάζεται το προφίλ των θερμοκρασιών στο τμήμα εισόδου και εξόδου της διάταξης.

Τμήμα εισόδου



Εικόνα 3.4.3.3-14

Τμήμα εξόδου



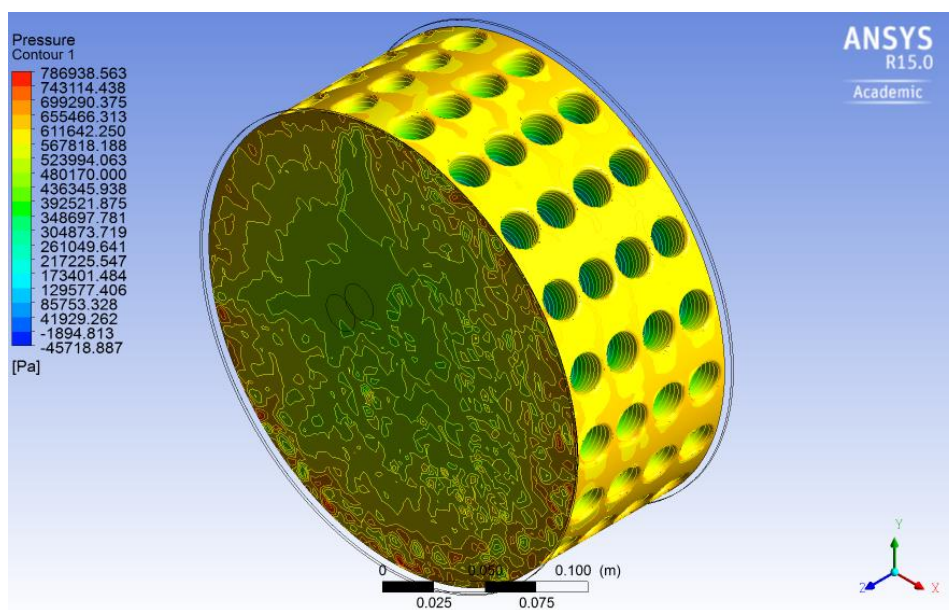
Εικόνα 3.4.3.3-15

Παρατηρούμε πως η ολική θερμοκρασία του νερού στην έξοδο από την συσκευή, είναι ελαφρώς μεγαλύτερη από την θερμοκρασία στην είσοδο. Επίσης, παρατηρούνται λίγο μεγαλύτερες θερμοκρασίες σε μεγαλύτερες ακτίνες του κυλίνδρου από ότι στο κέντρο. Αυτό οφείλεται στην μεγαλύτερη κινητική ενέργεια του ρευστού σε μεγαλύτερες ακτίνες, εξαιτίας της αύξησης της γραμμικής ταχύτητάς του.

3.4.3.4 Δρομέας με οπές βάθους 50mm

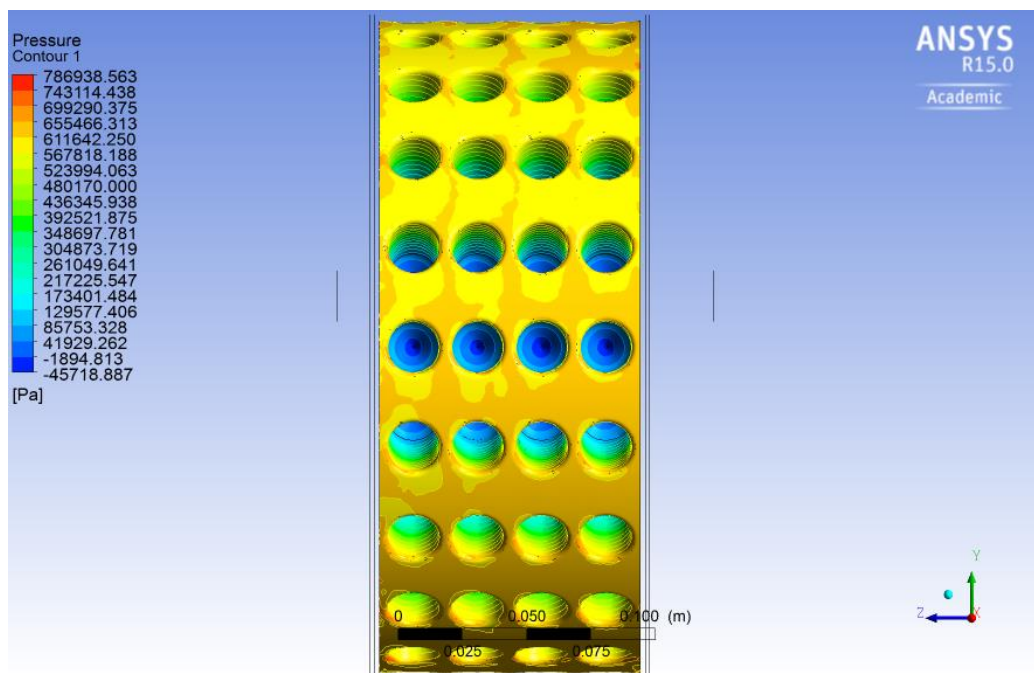
Παρακάτω παρουσιάζεται το προφίλ της στατικής πίεσης για δρομέα με βάθος οπών 50mm.

Η χαμηλότερη πίεση που εμφανίζεται στον δρομέα, εντοπίζεται και στην περίπτωση αυτή στο εσωτερικό των οπών και έχει τιμή $-45.718,887 Pa$ ενώ η μέγιστη πίεση είναι $786.939 Pa$ και εντοπίζεται σε ορισμένα σημεία στην επιφάνεια του δρομέα από την πλευρά της εισόδου.



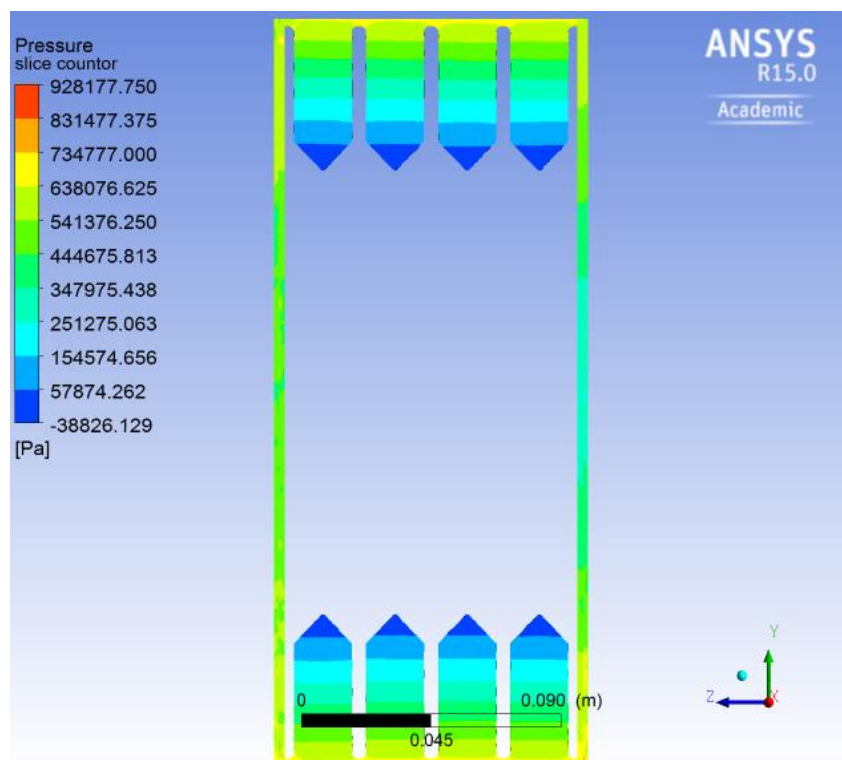
Εικόνα 3.4.3.4-1

Η πίεση στο εσωτερικό των οπών παρουσιάζεται στην εικόνα 3.4.3.4-2.

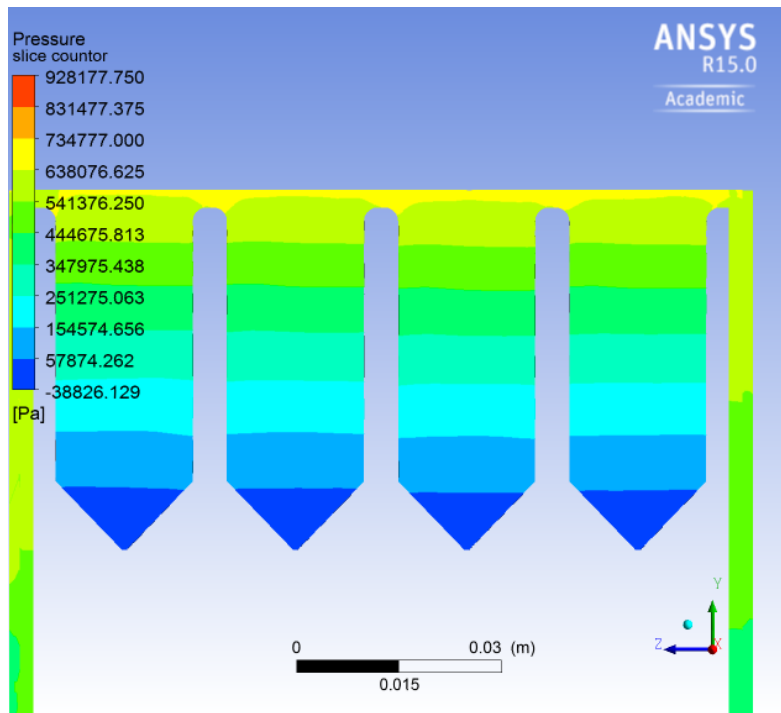


Εικόνα 3.4.3.4-2

Η πίεση εμφανίζει παρόμοιο προφίλ στο εσωτερικό όλων των οπών. Λεπτομερέστερη απεικόνιση των πιέσεων στις οπές δίνεται στην εικόνα 3.4.3.4-3

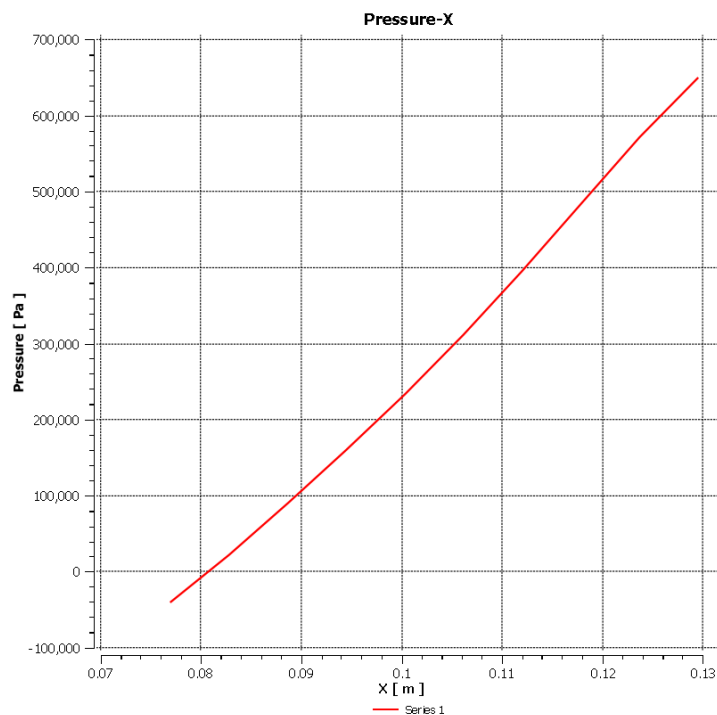


Εικόνα 3.4.3.4-3



Εικόνα 3.4.3.4-4

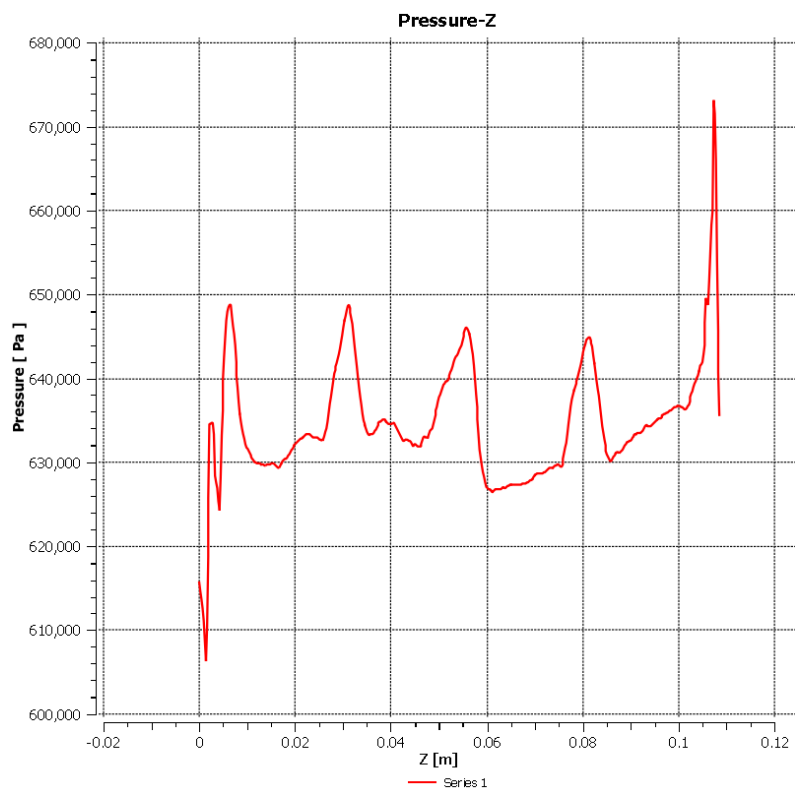
Παρατηρούμε ότι και στην περίπτωση της συγκεκριμένης γεωμετρίας δρομέα, η στατική πίεση από τον πυθμένα της οπής έως την επιφάνεια του δρομέα, μεταβάλλεται γραμμικά. Η γραμμική αυτή εξάρτηση παρουσιάζεται στο παρακάτω διάγραμμα.



Διάγραμμα 3.4.3.4-1

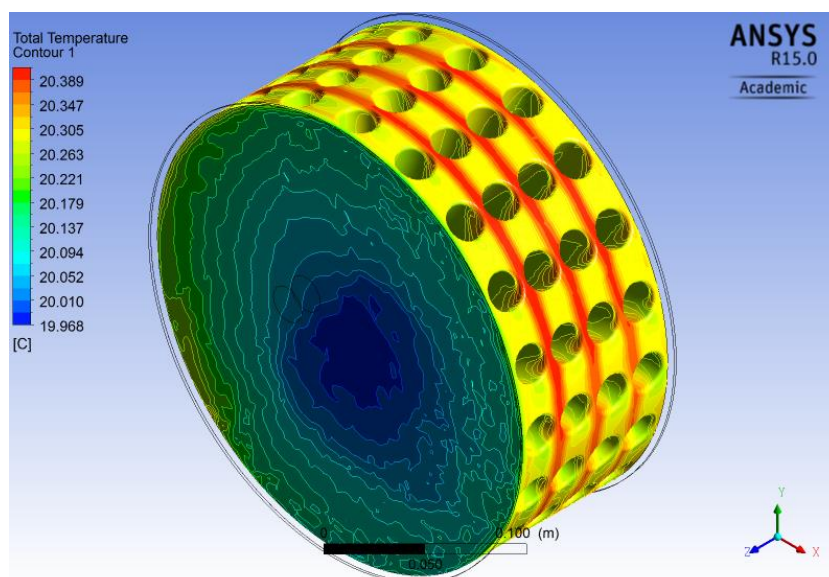
Η μεταβολή της στατικής πίεσης σε μια γραμμή κάθετη στην γραμμή μετρήσεων της οπής που αναφέρθηκε παραπάνω, παρουσιάζεται στο διάγραμμα που ακολουθεί. Παρατηρούμε, και στην περίπτωση αυτής της γεωμετρίας, τη δημιουργία αυξομειώσεων κατά την διαδρομή από την μία

άκρη του δρομέα στην άλλη. Η πτώση της στατικής πίεσης παρατηρείται κατά την διέλευση της ροής πάνω από τις οπές, ενώ οι κορυφές εμφανίζονται στα ενδιάμεσα χωρία μεταξύ των οπών όπου υπάρχει στερεή επιφάνεια δρομέα.



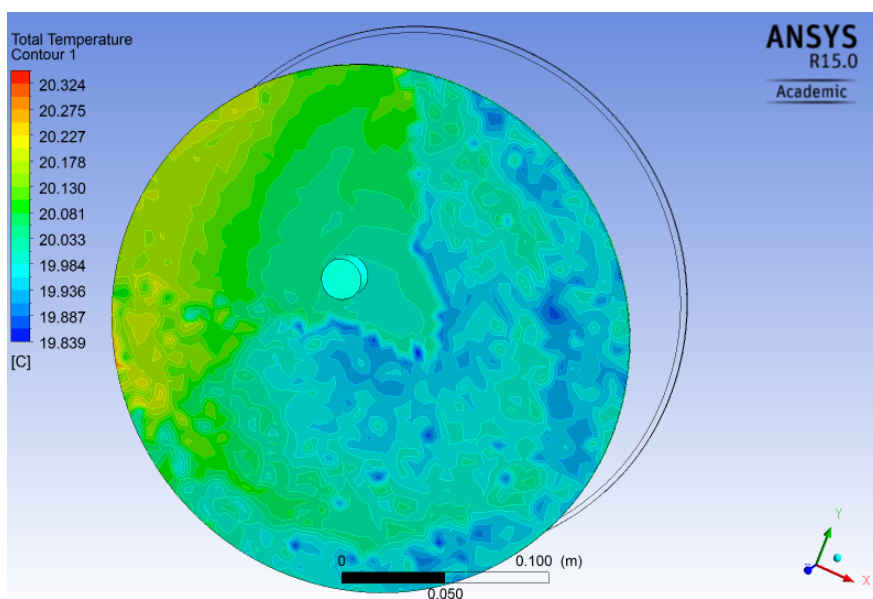
Διάγραμμα 3.4.3.4-2

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της ολικής θερμοκρασίας στο δρομέα με βάθος οπών 50mm.



Εικόνα 3.4.3.4-5

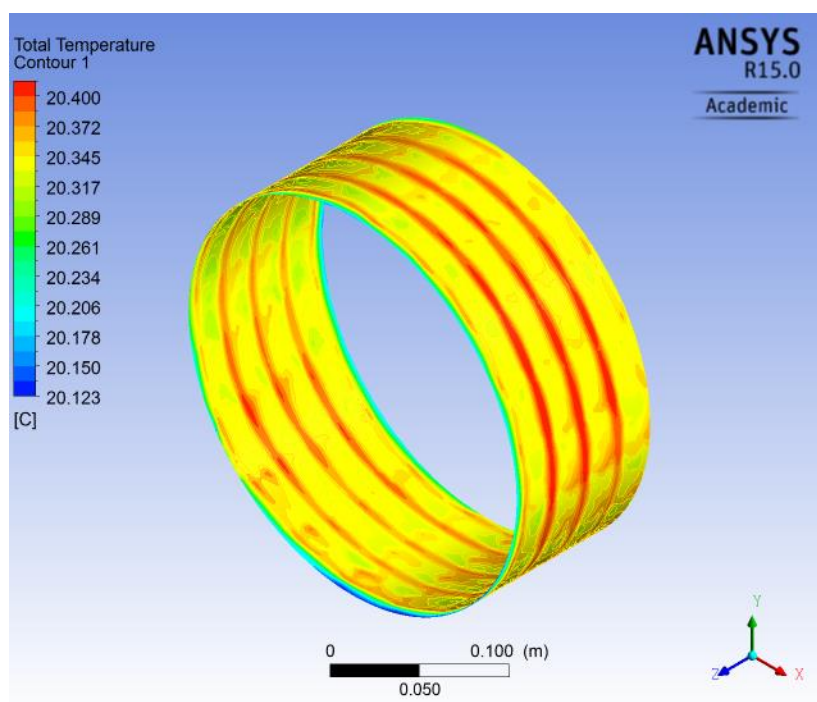
Παρατηρούμε και σε αυτή την περίπτωση, την ίδια κατανομή υψηλών θερμοκρασιών σε λωρίδες δίπλα από κάθε σειρά οπών. Όπως αναφέρθηκε αυτές είναι οι περιοχές όπου επιταχύνεται η ροή.



Εικόνα 3.4.3.4-6

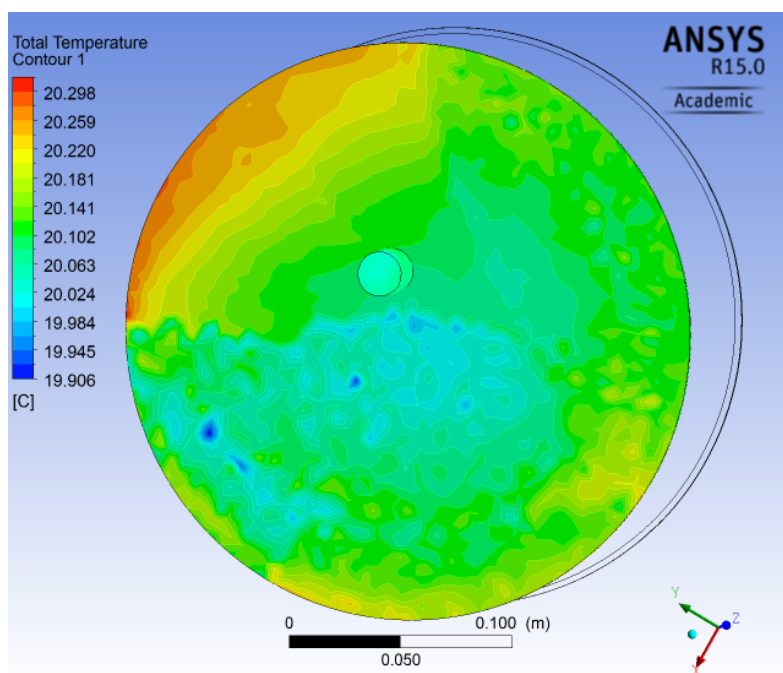
Η μέγιστη θερμοκρασία που εμφανίζεται στη διάταξη είναι 20.414 °C και παρατηρείται στο περίβλημα, ενώ η ελάχιστη είναι 19.8389 °C και παρατηρείται στην είσοδο της διάταξης.

Παρακάτω απεικονίζεται το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας στο περίβλημα της διάταξης. Παρατηρούμε την εμφάνιση αντίστοιχων ζωνών υψηλής θερμοκρασίας στις περιοχές όπου επιταχύνεται η ροή.



Εικόνα 3.4.3.4-7

Στη συνέχεια παρουσιάζεται το προφίλ θερμοκρασιών στο τμήμα εξόδου της διάταξης.

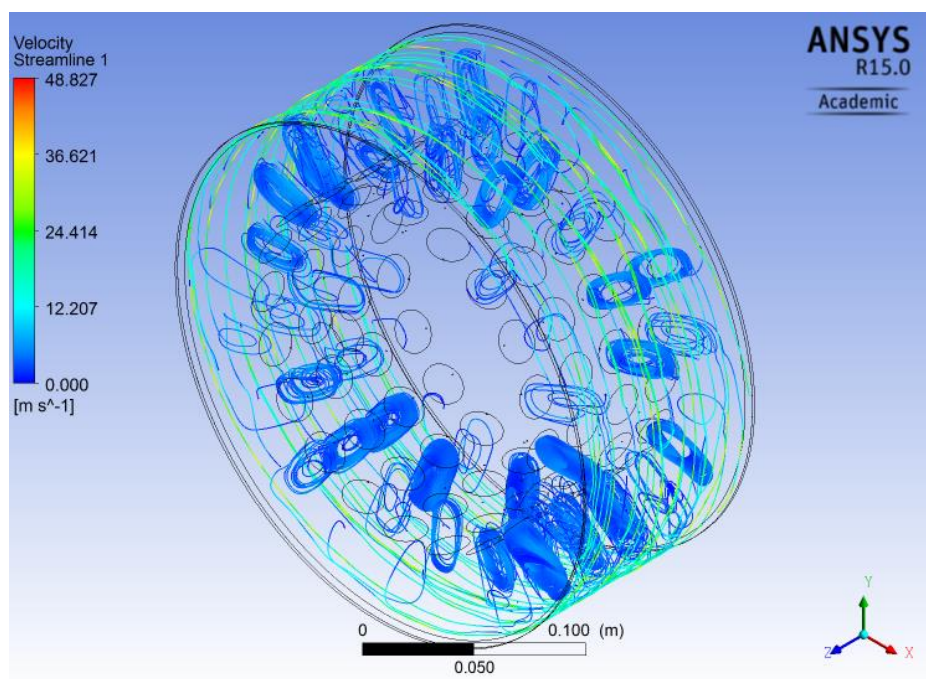


Εικόνα 3.4.3.4-8

Στις παρακάτω εικόνες παρουσιάζεται η ανάπτυξη του πεδίου ροής μέσα στην διάταξη.

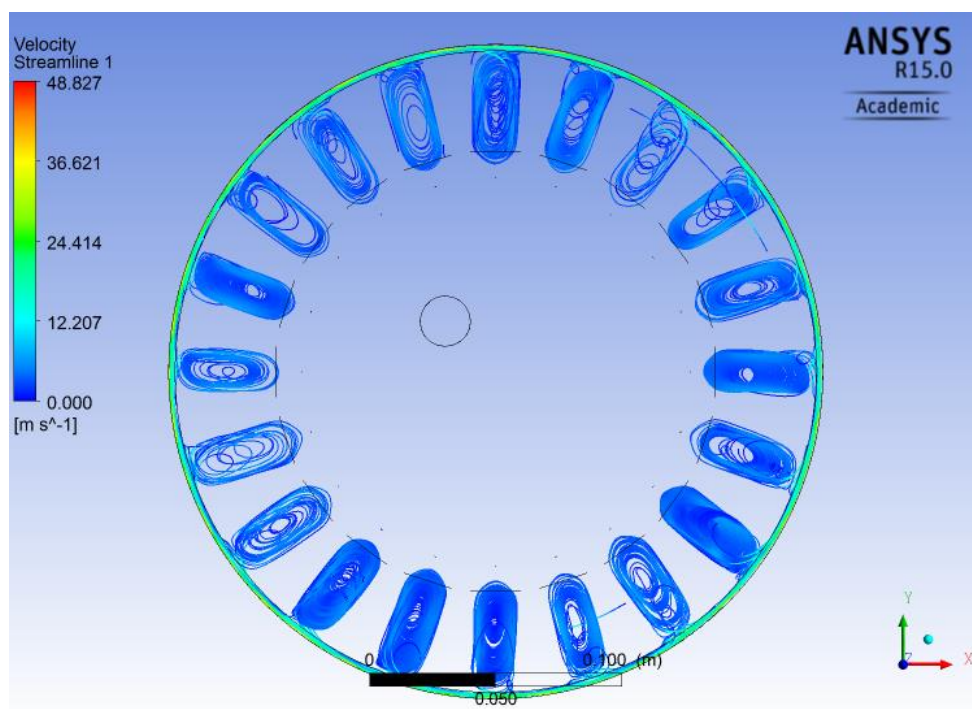
Τα χρώματα των ροϊκών γραμμών παρουσιάζουν μεταβολές στην ταχύτητα της ροής. Παρατηρείται, όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις έντονη ανάπτυξη τύρβης και ιδιαίτερα στο εσωτερικό των οπών.

Στην εικόνα 3.4.3.4-9 παρουσιάζεται γενικά το πεδίο ροής γεωμετρίας δρομέα με βάθος οπών 50 mm.



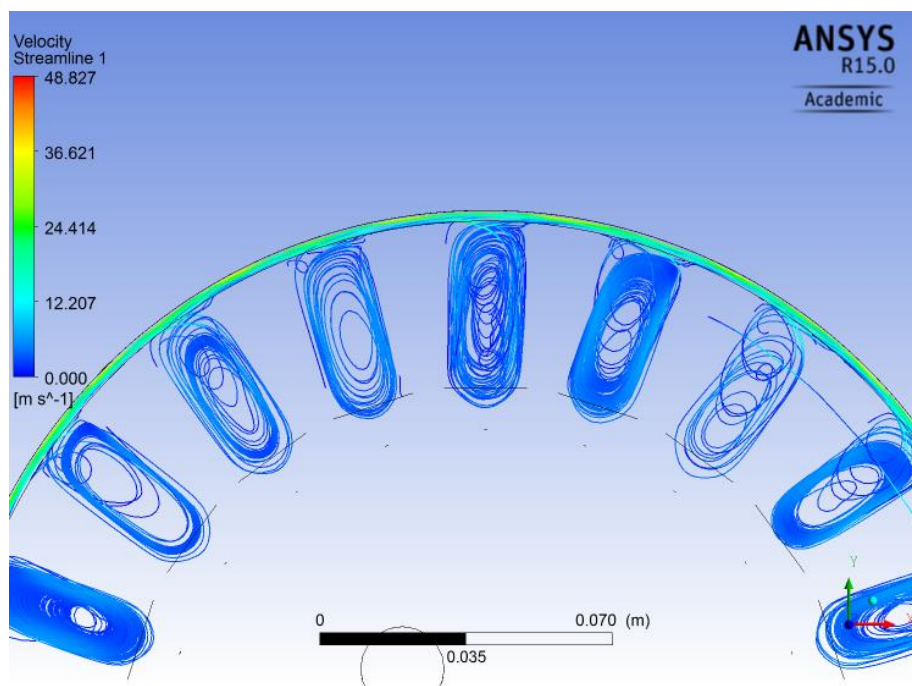
Εικόνα 3.4.3.4-9

Στην εικόνα 3.4.3.4-10 απεικονίζεται το πεδίο ροής εσωτερικά των οπών.



Εικόνα 3.4.3.4-10

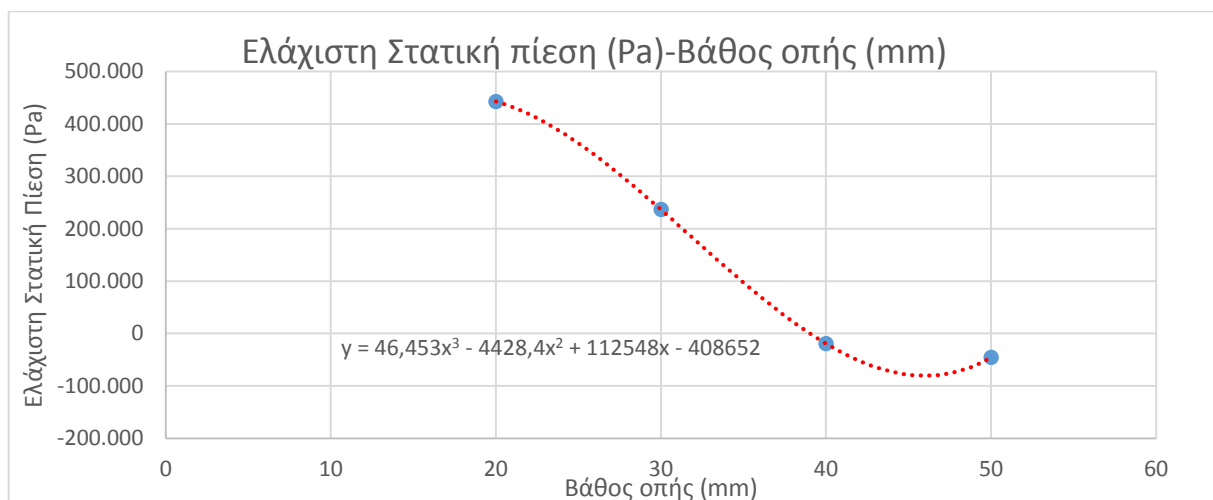
ενώ στην 3.4.3.4-11 μια λεπτομερέστερη απεικόνιση της ίδιας ροής.



Εικόνα 3.4.3.4-11

Από τα αποτελέσματα των υπολογιστικών προσομοιώσεων που πραγματοποιήθηκαν για δρομείς με βάθος οπών 20, 30, 40 και 50 mm, παρατηρούμε μια γραμμική εξάρτηση του βάθους των οπών με την ελάχιστη πίεση που αναπτύσσεται στο εσωτερικό τους. Παρακάτω παρουσιάζεται

διάγραμμα το οποίο συσχετίζει την ελάχιστη πίεση που εμφανίζεται στο πυθμένα κάθε οπής με την αύξηση του βάθους.



Διάγραμμα 3.4.3.4-3

Από τα παραπάνω αποτελέσματα, συμπεραίνουμε ότι η πιο κατάλληλη γεωμετρία δρομέα για την ανάπτυξη του φαινομένου της σπηλαίωσης, είναι αυτή με βάθος οπών 50 mm.

3.4.4 Υπολογιστική Προσομοίωση τελικής γεωμετρίας

Η υπολογιστική προσομοίωση της τελικής γεωμετρίας της διάταξης πραγματοποιήθηκε με πιο πυκνό πλέγμα από αυτό που χρησιμοποιήθηκε για την επιλογή δρομέα, προκειμένου να εξαχθούν πιο ακριβή αποτελέσματα. Συγκεκριμένα, το πλέγμα που χρησιμοποιήθηκε είχε τις ακόλουθες επιλογές :

Πίνακας 3.4.4-1

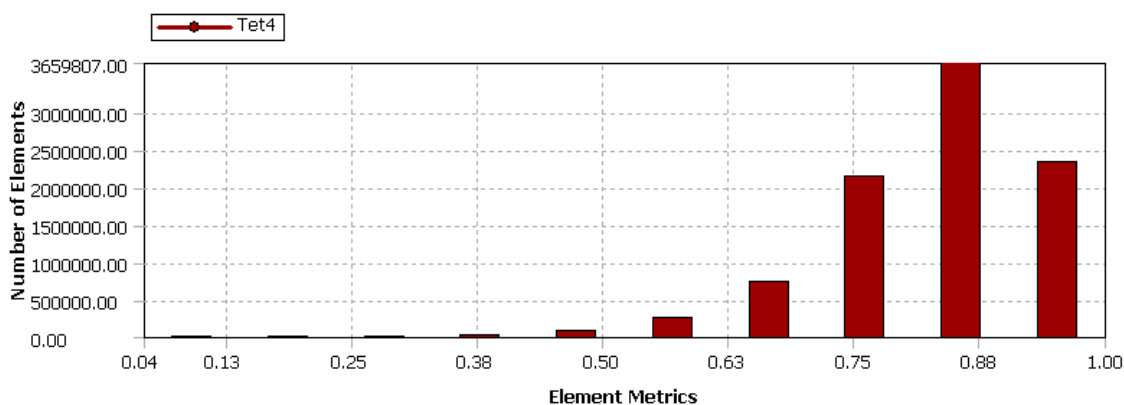
Relevance	60
Use advanced Size function	On: Curvature
Relevance Center	Fine
Initial Size Seed	Active Assembly
Smoothing	High
Transition	Slow
Span Angle Center	Fine
Curvature Normal Angle	Default (12.960°)
Min Size	Default (4.514e-005 m)
Max Face Size	Default (4.514e-003 m)
Max Size	Default (9.028e-003 m)
Growth rate	Default (1.1520)
Minimum Edge Length	1.e-003 m
Use automatic Inflation	No
Inflation Option	Smooth Transition
Transition Ratio	0.77
Maximum Layers	5
Growth Rate	1.2
Inflation Algorithm	Pre
Nodes	1770095
Elements	9203997

Οι επιλογές αυτές οδηγούν σε πλέγμα με 9.203.997 τετραεδρικά στοιχεία και 1.770.095 κόμβους μεταξύ αυτών όπως αναφέρεται και στον παραπάνω πίνακα. Ο πίνακας και το διάγραμμα που ακολουθούν παρουσιάζουν τα χαρακτηριστικά της ποιότητας του συγκεκριμένου πλέγματος.

Πίνακας 3.4.4-2

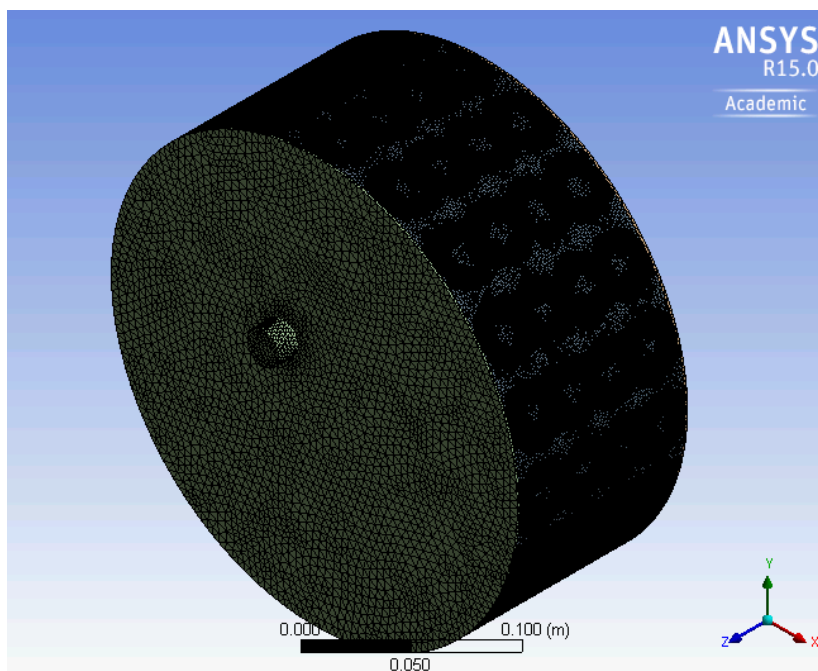
Ποιότητα στοιχείων	
Ελάχιστη	4.29642482911391e-02
Μέγιστη	0.999999916050761
Μέσος όρος	0.831310697290419
Τυπική απόκλιση	9.95056753288678E-02

Το διάγραμμα που ακολουθεί είναι ενδεικτικό της ποιότητας του πλέγματος που δημιουργήθηκε



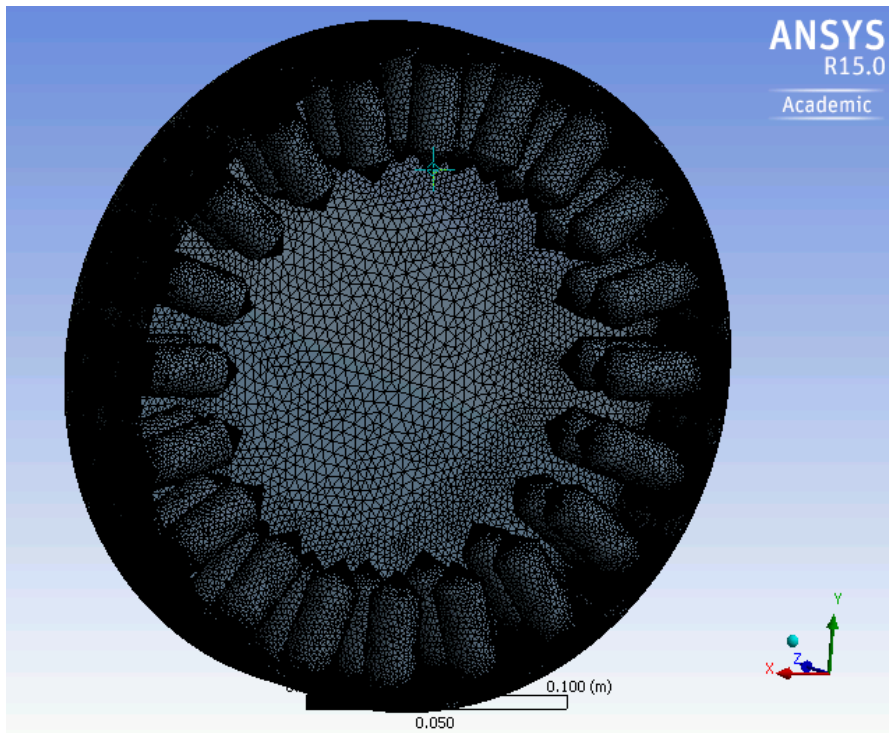
Διάγραμμα 3.4.4-1

Στην εικόνα 3.4.4-1 παρουσιάζεται το πλέγμα της γεωμετρίας που επιλέχθηκε με τις επιλογές διακριτοποίησης που αναφέρθηκαν παραπάνω.



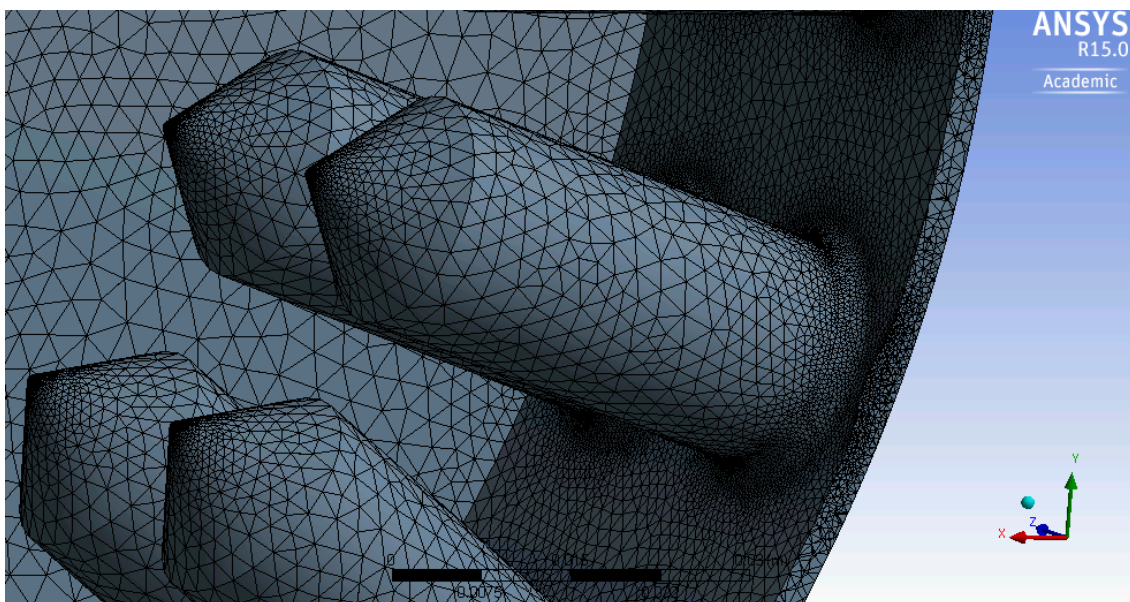
Εικόνα 3.4.4-1

Στη συνέχεια παρουσιάζεται το ίδιο πλέγμα σε τομή παράλληλη στον άξονα X .



Εικόνα 3.4.4-2

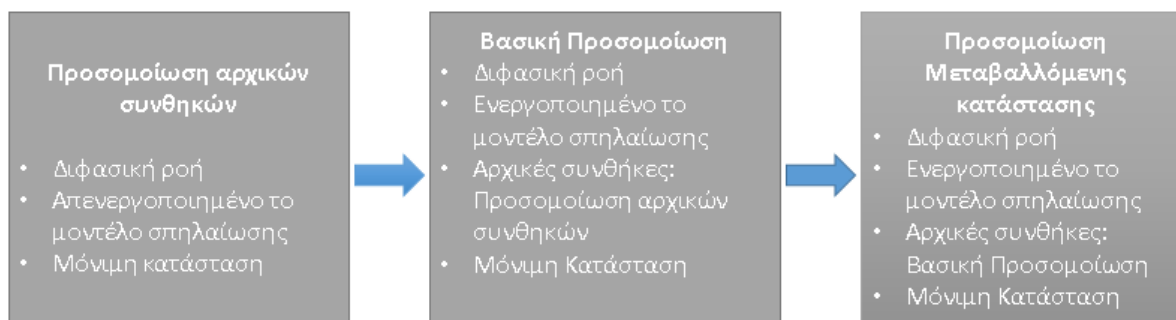
Η εικόνα 3.4.4-3 δείχνει με μεγαλύτερη λεπτομέρεια μια επιλεγμένη οπή από την όψη σε τομή της διάταξης. Παρατηρούμε εδώ, την πυκνωση των πεπερασμένων στοιχείων στις περιοχές όπου υπάρχει καμπυλότητα.



Εικόνα 3.4.4-3

Αρχικά πραγματοποιήθηκε η υπολογιστική προσομοίωση της επιλεχθείσας γεωμετρίας με διφασική ροή και απενεργοποιημένο το μοντέλο της σπηλαίωσης. Η προσομοίωση αυτή αποτέλεσε τις αρχικές συνθήκες για τον ορισμό της προσομοίωσης που ακολούθησε με ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαίωσης Rayleigh-Plesset.

Στη συνέχεια παρατίθενται τα αποτελέσματα της υπολογιστικής προσομοίωσης αρχικών συνθηκών, και έπειτα η βασική προσομοίωση με ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαίωσης τόσο για μόνιμη όσο και για μεταβαλλόμενη κατάσταση. Παρακάτω παρουσιάζεται σχηματικά η διαδικασία που ακολουθήθηκε.



Εικόνα 3.4.4-4

3.4.4.1 Υπολογιστική προσομοίωση τελικής γεωμετρίας με απενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαίωσης (προσομοίωση αρχικών συνθηκών)

Στη συγκεκριμένη προσομοίωση η γεωμετρία καθώς και οι επιλογές κατά τον καθορισμό του προβλήματος είναι οι ίδιες με αυτές που χρησιμοποιήθηκαν στις προσομοιώσεις για την επιλογή δρομέα. Η διαφορά αυτής της προσομοίωσης, εκτός του πυκνότερου πλέγματος, έγκειται στη χρησιμοποίηση διφασικής ροής, σε αντίθεση με τις προηγούμενες προσομοιώσεις όπου χρησιμοποιούνταν μονοφασική ροή. Τα ρευστά της συγκεκριμένης ροής είναι νερό (water) και ατμός στους 25 °C (water vapour at 25 °C).

Οι ιδιότητες του νερού, όπως ορίζονται στο CFX, έχουν δοθεί παραπάνω σε πίνακα. Οι ιδιότητες του ατμού αναγράφονται στον πίνακα που ακολουθεί

Πίνακας 3.4.4.1-1: Ιδιότητες ατμού στους 25 °C στο ANSYS CFX

Μοριακή μάζα	18.02	[kg/ kmol]
Πυκνότητα	0.02308	[kg/m ³]
Ειδική θερμοχωρητικότητα	1911.6	[J/(Kg K)]
Θερμοκρασία αναφοράς	25	[°C]
Πίεση αναφοράς	3.169e-2	[bar]
Ειδική ενθαλπία αναφοράς	-1.34242e+07	[J/Kg]
Ειδική εντροπία αναφοράς	10475.1	[J/Kg K]
Δυναμικό ιξώδες	9.8626e-06	[Kg/m s]
Θερμική αγωγιμότητα	0.01854	[W/m K]

Στη συγκεκριμένη προσομοίωση οι επιλογές που ορίστηκαν στον λύτη CFX-Solver συνοψίζονται στον παρακάτω πίνακα :

Πίνακας 3.4.4.1-2

Advection Scheme	High Resolution
Turbulence Numerics	First Order
Min. Iterations	50
Max. Iterations	300
Length scale option	Conservative
Timescale factor	1.0
Residual Target	0.000001
Conservation Target	0.01

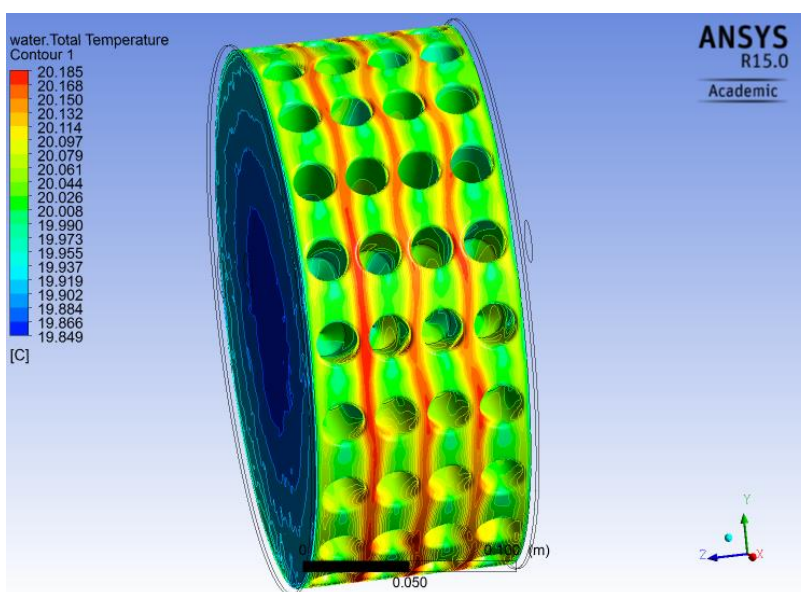
Στην περίπτωση της διφασικής ροής, εκτός από τις οριακές συνθήκες που ορίστηκαν στη μονοφασική ροή, πρέπει να οριστούν και τα ποσοστά του νερού και του ατμού στην είσοδο της συσκευής. Έτσι στην είσοδο, ορίστηκε εισαγωγή 100% νερού και 0% ατμού. Η ταχύτητα περιστροφής του δρομέα επιλέχθηκε και σε αυτή την περίπτωση στην ονομαστική της τιμή, δηλαδή 3450 rpm. Στον πίνακα που ακολουθεί συνοψίζονται οι εν λόγω οριακές συνθήκες:

Πίνακας 3.4.4.1-3

Ταχύτητα εισόδου του ρευστού	1m/s
Ποσοστό νερού στην είσοδο	100%
Ποσοστό ατμού στην είσοδο	0%
Πίεση εξόδου	3 atm
Ταχύτητα περιστροφής δρομέα	3450 rpm

Αποτελέσματα

Στην εικόνα 3.4.4.1-1 παρουσιάζεται το πεδίο της ολικής θερμοκρασίας του νερού στην επιφάνεια του δρομέα.

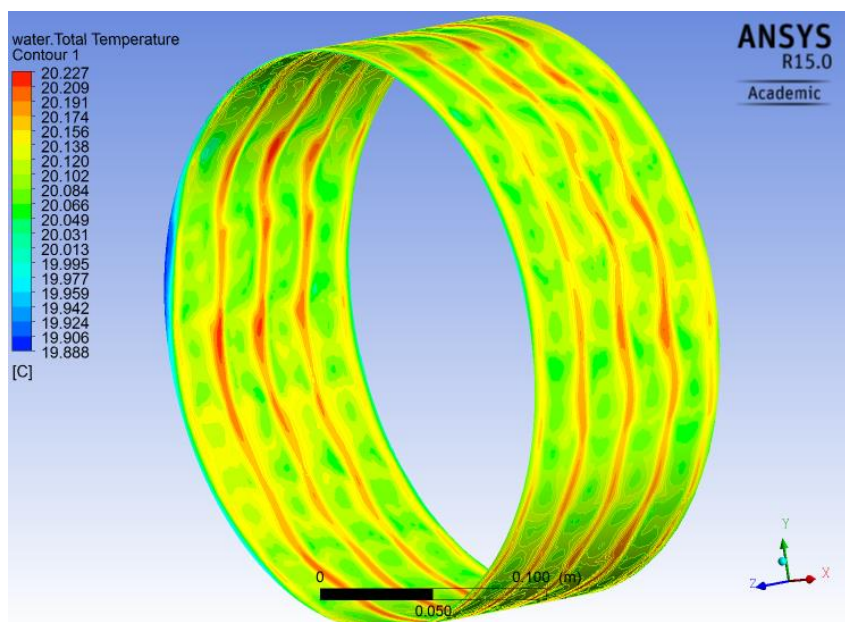


Εικόνα 3.4.4.1-1

Η μέγιστη θερμοκρασία που εμφανίζεται στην επιφάνεια του δρομέα είναι 20.185°C ενώ η ελάχιστη 19.849 °C. Παρατηρούμε ότι, και σε αυτή την περίπτωση, εμφανίζονται οι μέγιστες

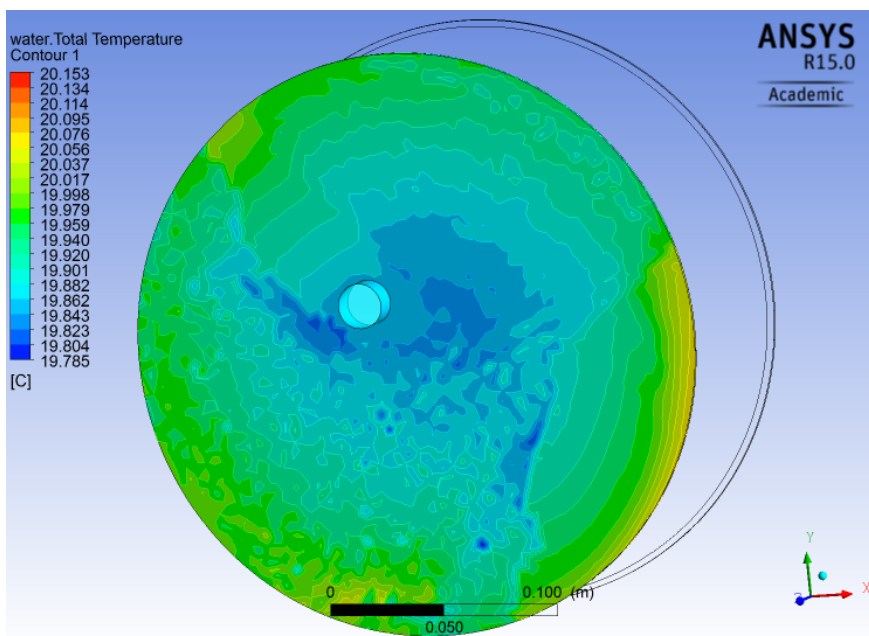
ολικές θερμοκρασίες στις περιοχές όπου επιταχύνεται η ροή. Η ελάχιστη θερμοκρασία, πάνω στην επιφάνεια του δρομέα, εμφανίζεται στην πλευρά εισόδου του ρευστού.

Συνολικά στον όγκο της διάταξης η ελάχιστη θερμοκρασία έχει τιμή 19.7845°C και εμφανίζεται στην είσοδο της, ενώ η μέγιστη έχει τιμή 20.2271°C και εμφανίζεται στην επιφάνεια του περιβλήματος. Παρακάτω, απεικονίζεται το προφίλ των ολικών θερμοκρασιών του νερού στο περίβλημα καθώς και στο τμήμα εισόδου και εξόδου της διάταξης



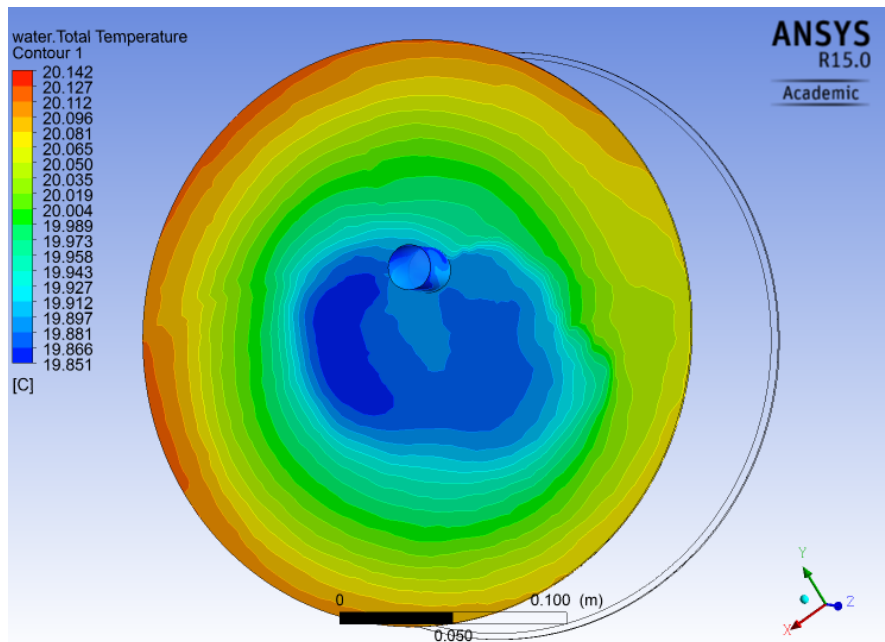
Εικόνα 3.4.4.1-2

Η εικόνα 3.4.4.1-3 απεικονίζει το θερμοκρασιακό προφίλ στην είσοδο της διάταξης,



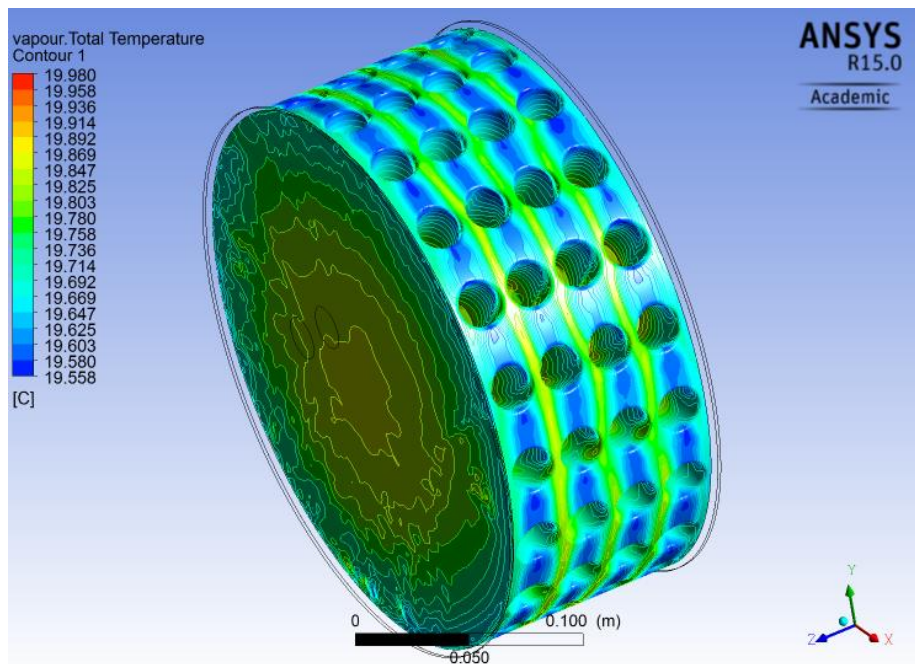
Εικόνα 3.4.4.1-3

ενώ η 3.4.4.1-4 στο τμήμα εξόδου αυτής.



Εικόνα 3.4.4.1-4

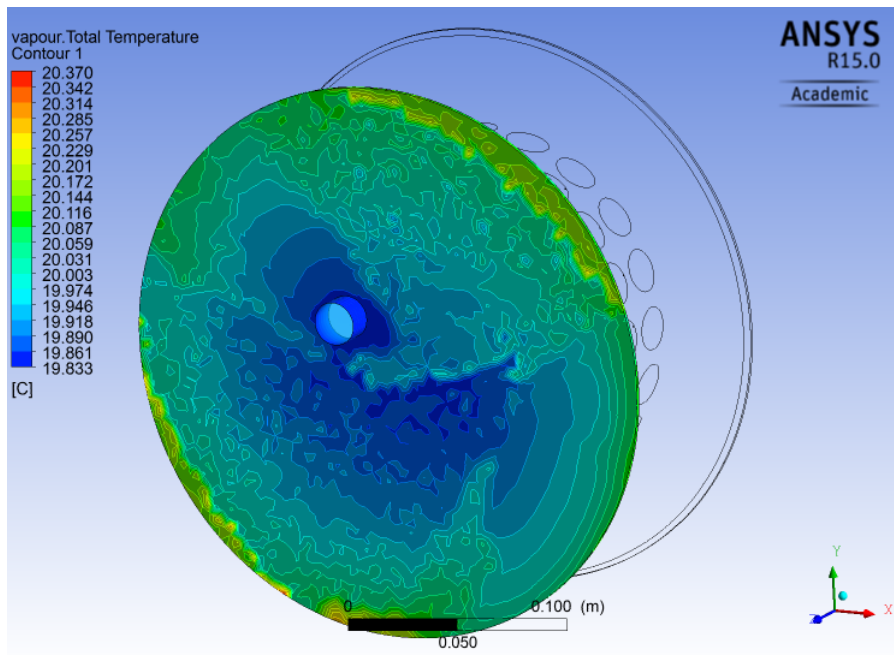
Αντίστοιχα το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας του ατμού στην επιφάνεια του δρομέα παρουσιάζεται παρακάτω:



Εικόνα 3.4.4.1-5

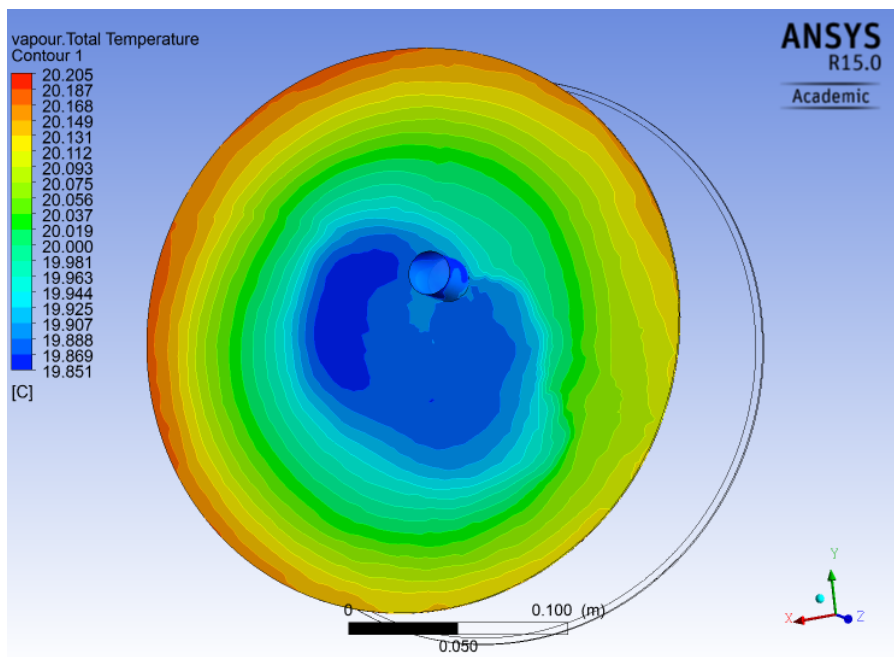
Παρατηρούμε ότι στις λωρίδες υψηλών ταχυτήτων δεν εμφανίζονται οι μέγιστες θερμοκρασίες όπως στην περίπτωση του νερού. Στην επιφάνεια του δρομέα, επίσης, εμφανίζεται και η ελάχιστη θερμοκρασία της διάταξης στους 19.56°C .

Η μέγιστη ολική θερμοκρασία ατμού της διάταξης εμφανίζεται στο τμήμα εισόδου σε συγκεκριμένα σημεία και έχει τιμή 20.37°C. Παρακάτω απεικονίζεται το θερμοκρασιακό προφίλ του ατμού στο τμήμα εισόδου.



Εικόνα 3.4.4.1-6

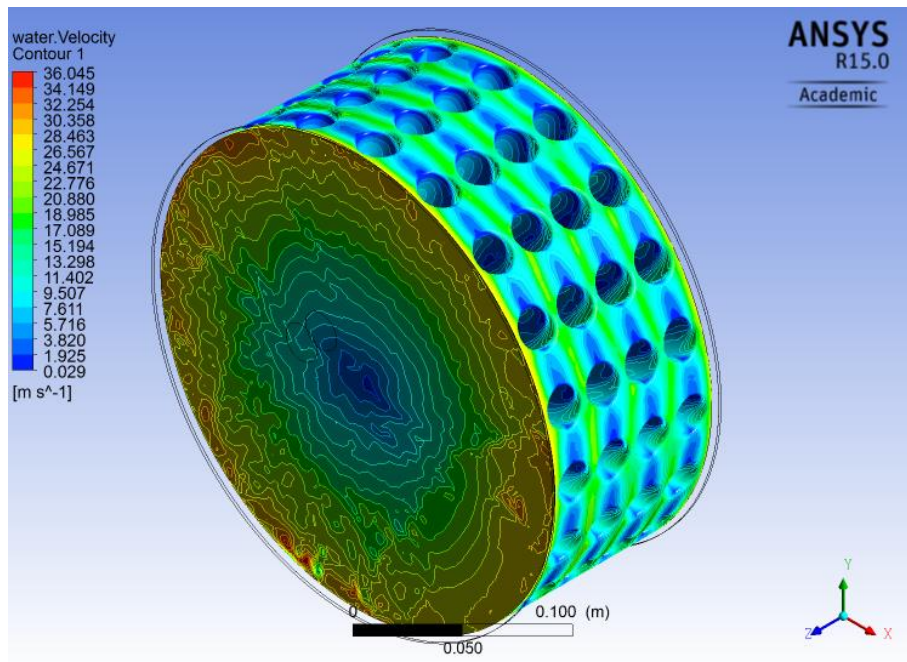
Στην εικόνα 3.4.4.1-7 παρουσιάζονται οι ολικές θερμοκρασίες στο τμήμα εξόδου της διάταξης.



Εικόνα 3.4.4.1-7

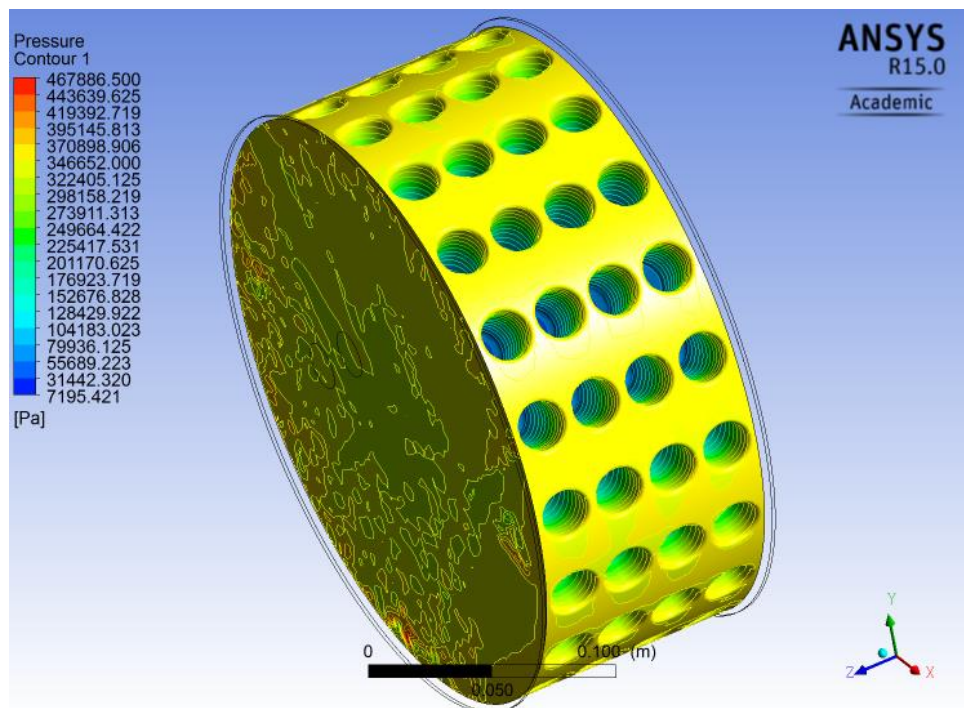
Το προφίλ ταχυτήτων του νερού στην επιφάνεια του δρομέα στο οποίο οφείλεται και η κατανομή των ολικών θερμοκρασιών σε αυτόν, παρουσιάζεται στη παρακάτω εικόνα:

Παρατηρούμε πως το προφίλ ταχυτήτων είναι παρόμοιο με αυτό των ολικών θερμοκρασιών (υψηλή ολική θερμοκρασία σημαίνει και υψηλή ταχύτητα), για αυτό τον λόγο παρουσιάζονται συνοπτικά τα αποτελέσματα μόνο στην επιφάνεια του δρομέα.



Εικόνα 3.4.4.1-8

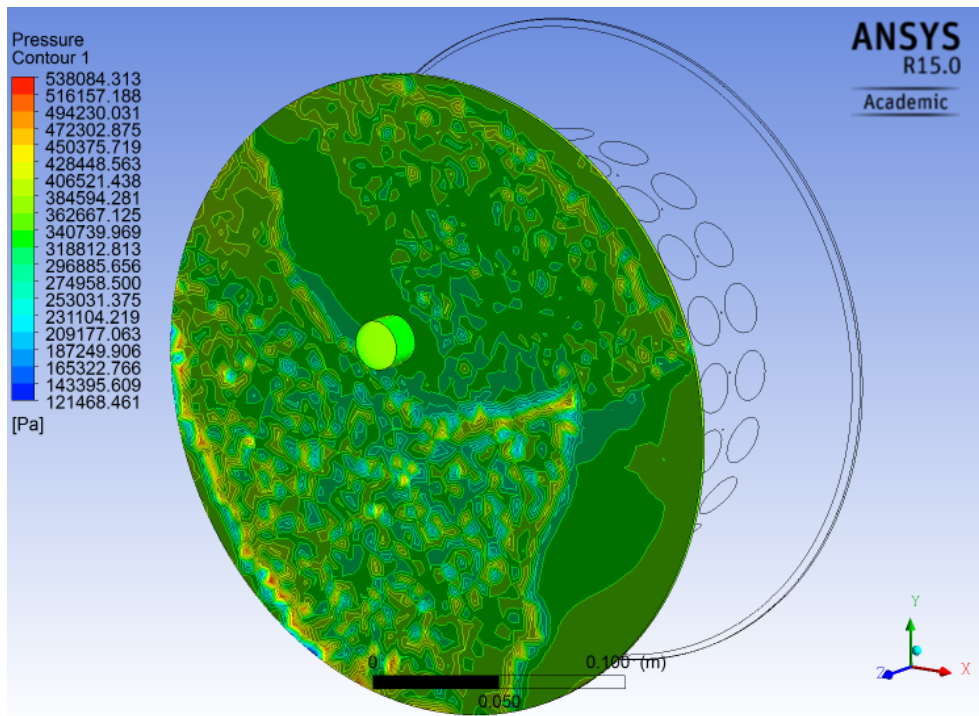
Στη συνέχεια αναλύονται τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την κατανομή της στατικής πίεσης στην επιφάνεια του δρομέα.



Εικόνα 3.4.4.1-9

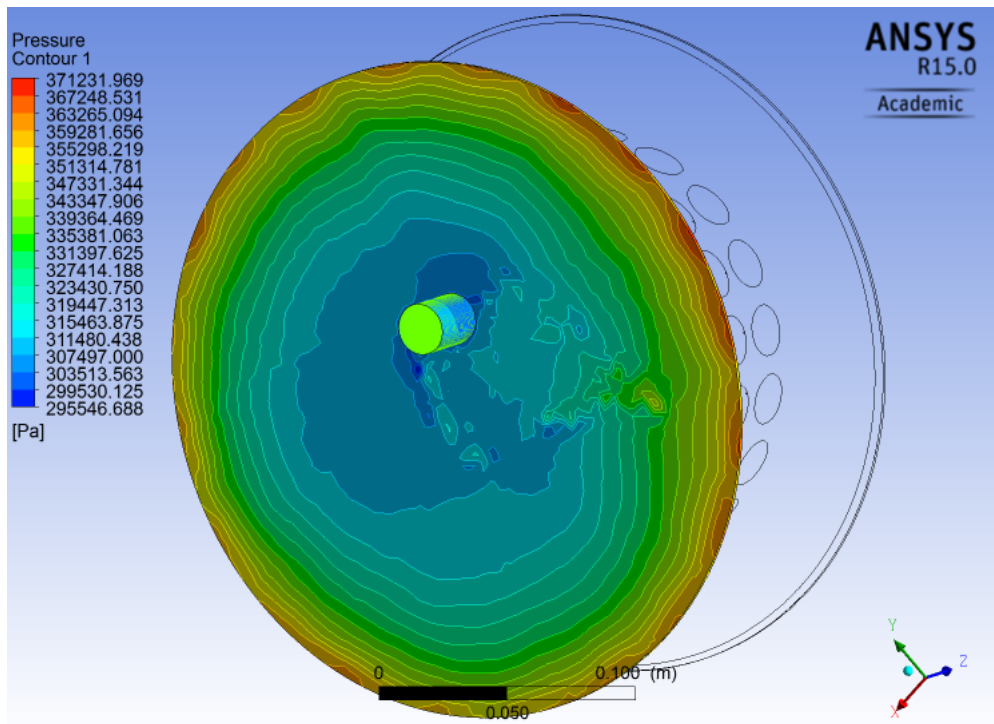
Η ελάχιστη πίεση που αναπτύσσεται μέσα στον υγρό τομέα είναι 7195.42 Pa ενώ η μέγιστη 538084 Pa . Η ελάχιστη πίεση εμφανίζεται, όπως φαίνεται και στην παραπάνω εικόνα, στην επιφάνεια του δρομέα και μέσα στις οπές, ενώ η μέγιστη στο τμήμα εισόδου της διάταξης.

Παρακάτω απεικονίζεται το προφίλ της στατικής πίεσης στο τμήμα εισόδου της συσκευής



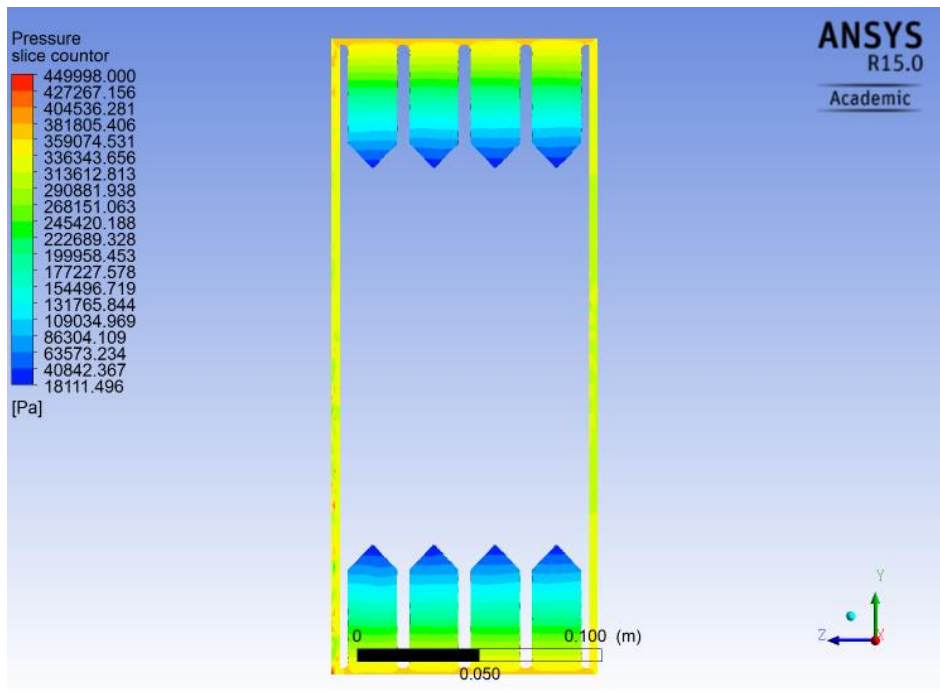
Εικόνα 3.4.4.1-10

ενώ στο τμήμα εξόδου



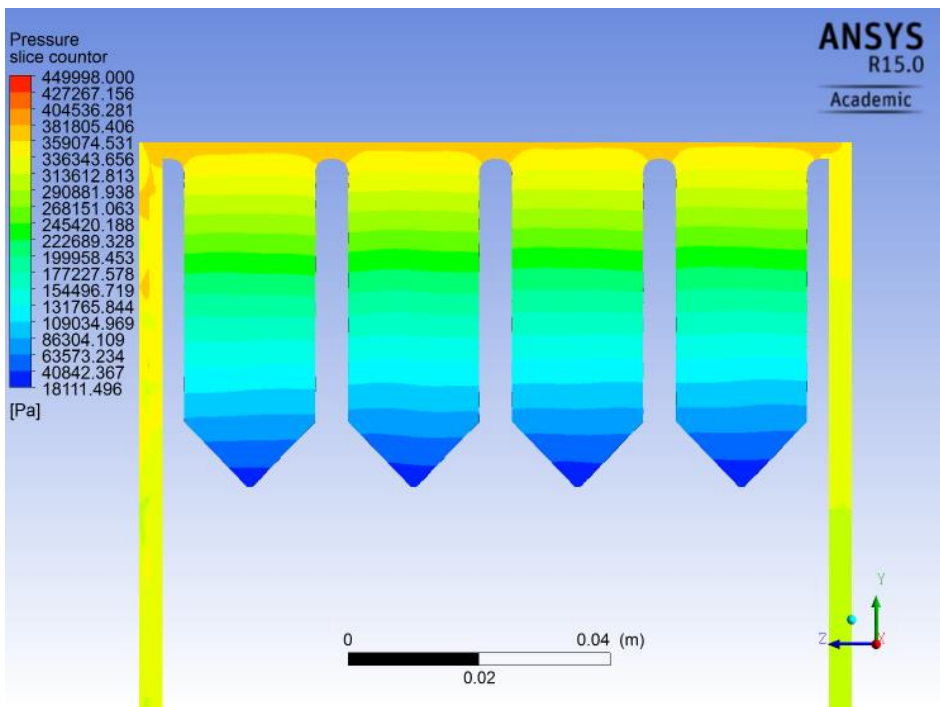
Εικόνα 3.4.4.1-11

Το προφίλ της στατικής πίεσης που αναπτύσσεται μέσα στις οπές παρουσιάζεται στην εικόνα 3.4.4.1-12.



Εικόνα 3.4.4.1-12

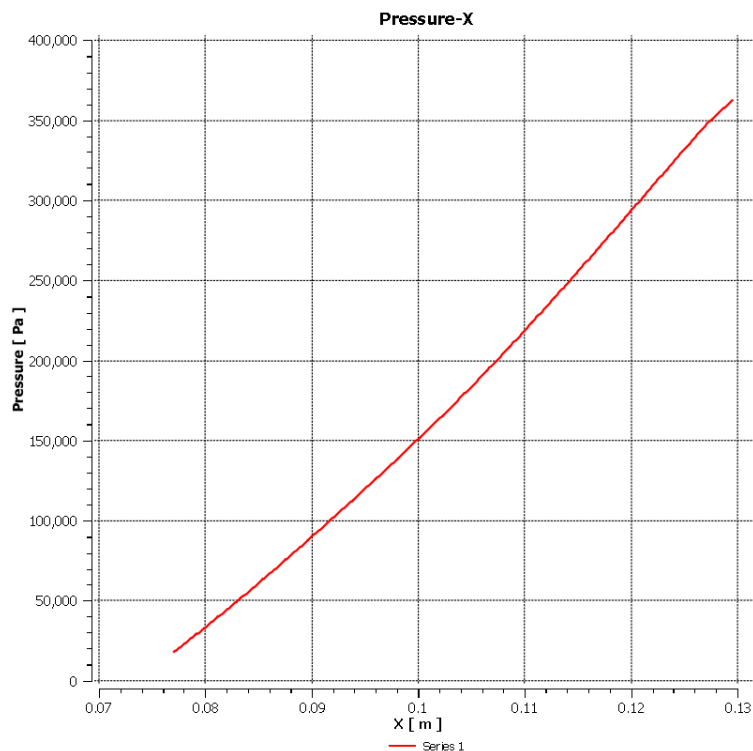
και λεπτομερέστερα στην επόμενη.



Εικόνα 3.4.4.1-13

Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση διαφασικής ροής, για τη συγκεκριμένη γεωμετρία, οι πιέσεις που αναπτύσσονται είναι υψηλότερες σε σχέση με τη μονοφασική ροή.

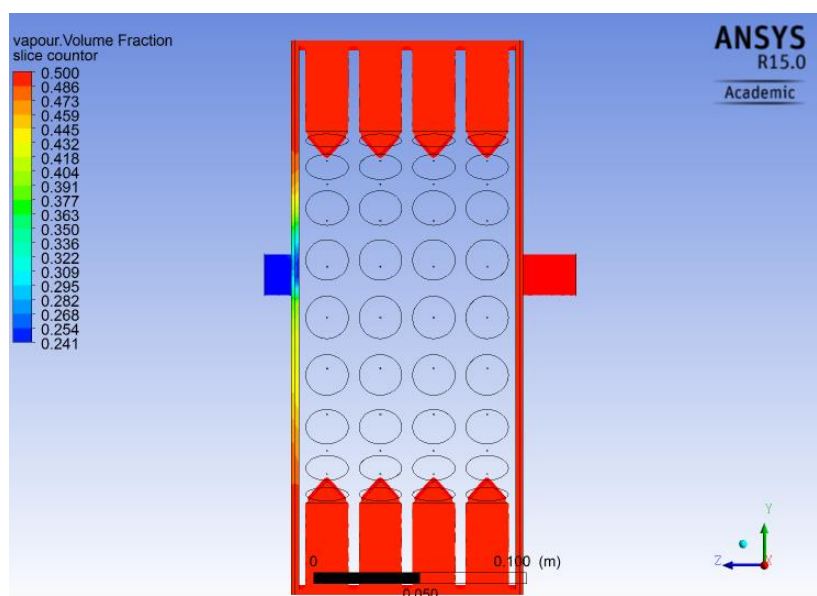
Η κατά ύψος μεταβολή της πίεσης, μέσα στην οπή της τρίτης από το τμήμα εισόδου, σειράς και κάθετης στον άξονα X παρουσιάζεται στο παρακάτω διάγραμμα.



Διάγραμμα 3.4.4.1-1

Παρατηρούμε ότι και στην περίπτωση της διφασικής ροής, η μεταβολή της στατικής πίεσης είναι γραμμική σε σχέση με το βάθος των οπών. Η αρχή των μετρήσεων του άξονα X αντιστοιχεί στον πυθμένα της οπής.

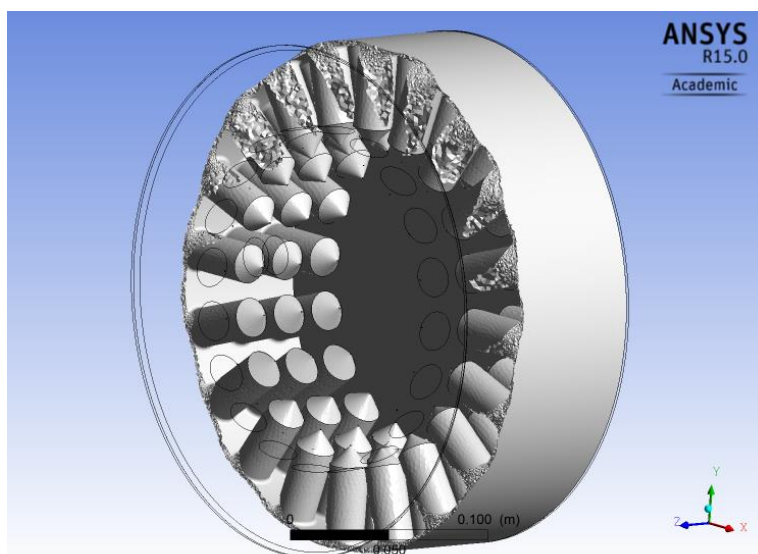
Στην διφασική ροή έχουμε τη δυνατότητα να διερευνήσουμε το ποσοστό του ατμού που υπάρχει μέσα στη συσκευή. Στην εικόνα που ακολουθεί απεικονίζεται αυτό το ποσοστό του όγκου του ατμού.



Εικόνα 3.4.4.1-14

Παρατηρούμε ότι περιφερειακά του δρομέα, εσωτερικά των οπών καθώς και στην έξοδο το ποσοστό του όγκου του ατμού είναι 0.5, ενώ μόνο στην είσοδο το ποσοστό αυτό είναι κάτω από

0.5. Η οπτικοποίηση του όγκου του ρευστού με ποσοστό ατμού 0.5 παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα.



Εικόνα 3.4.4.1-15

Στην εικόνα αυτή παρουσιάζεται καλύτερα το τμήμα της διάταξης που έχει ποσοστό ατμού 50%. Παρατηρούμε ότι από τη δεύτερη κιόλας σειρά οπών και μέχρι την έξοδο συνυπάρχουν νερό και ατμός.

3.4.4.2 Υπολογιστική προσομοίωση τελικής γεωμετρίας με ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαίωσης.

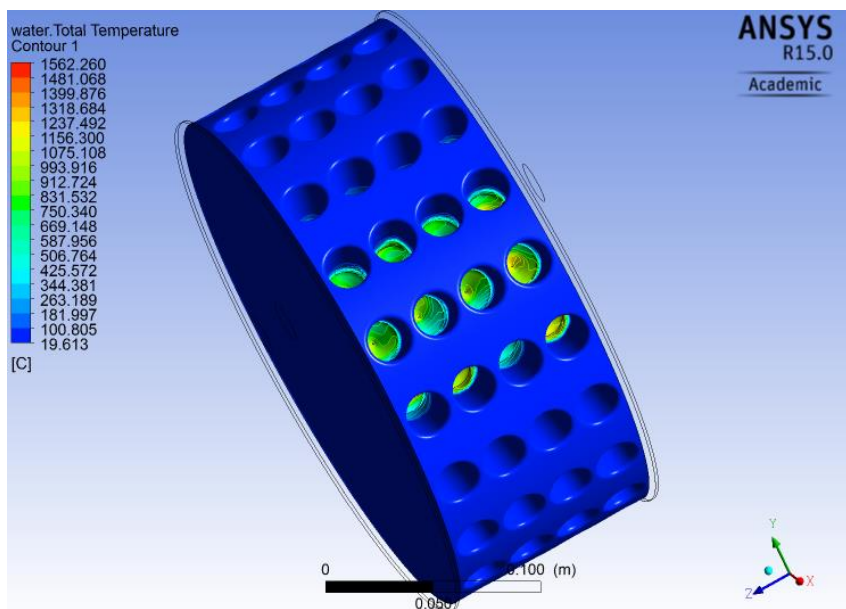
Χρησιμοποιώντας ως αρχικές συνθήκες τα αποτελέσματα της προηγούμενης προσομοίωσης, με διφασική ροή και απενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαίωσης, καθώς και τις ίδιες οριακές συνθήκες, συνεχίζουμε στην επόμενη προσομοίωση όπου το μοντέλο σπηλαίωσης Rayleigh-Plesset είναι ενεργοποιημένο.

Το πεδίο των ολικών θερμοκρασιών της προσομοίωσης αρχικών συνθηκών κυμαίνεται, όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, στους 20 °C. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιούμε ως πίεση κορεσμού στο μοντέλο Rayleigh-Plesset, την πίεση που αντιστοιχεί στους 20 °C η οποία έχει τιμή 2337 Pa. Η εν λόγω επιλογή ουσιαστικά σημαίνει ότι πτώση πίεσης κάτω από αυτή την τιμή έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση ατμού. Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφερθεί ότι έγινε προσπάθεια εισαγωγής της εξίσωσης μεταβολής της πίεσης κορεσμού σε σχέση με τη θερμοκρασία. Η εξίσωση αυτή παρουσιάζεται παρακάτω, όπως εισήχθη στο Ansys CFX-Pre.

$$610.78[\text{Pa}] \cdot \exp(17.2694 \cdot (\text{Temperature} - 273[\text{K}]) / ((\text{Temperature} - 273[\text{K}]) + 238.3[\text{K}]))$$

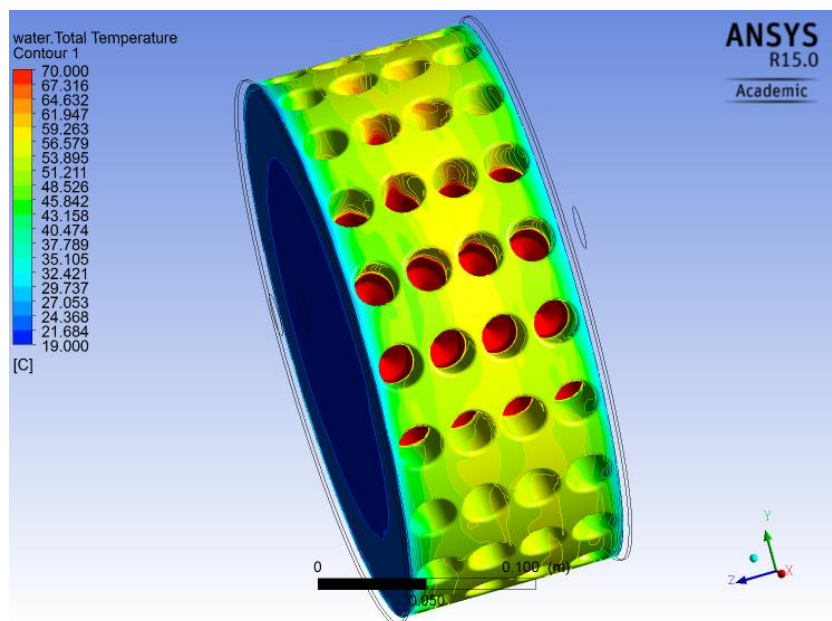
Εξαιτίας όμως των υψηλών θερμοκρασιών που εμφανίζονται στη διάταξη, οι οποίες οδηγούν σε τιμές πιέσεων κορεσμού εξίσου υψηλές, η επίλυση της συγκεκριμένης εξίσωσης από τον λύτη του CFX, CFX-Solver είναι αδύνατη. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι η μέγιστη θερμοκρασία των 1562.26°C, που εμφανίζεται στη διάταξη, αντιστοιχεί στη πίεση κορεσμού $1.96501 \cdot 10^9$ Pa τιμή αρκετά υψηλή για να τη διαχειριστεί ο λύτης. Η περιστροφική ταχύτητα είναι, και σε αυτή την περίπτωση, η ονομαστική, όπως καθορίζεται από την ευρεσιτεχνία του Griggs, δηλαδή 3450 rpm.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της κατανομής της ολικής θερμοκρασίας πάνω στην επιφάνεια του δρομέα. Η μέγιστη θερμοκρασία που εμφανίζεται στον δρομέα είναι 1562.26°C ενώ η ελάχιστη 19.61°C. Η μέγιστη θερμοκρασία παρατηρείται στο εσωτερικό των οπών και κοντά στον πυθμένα τους, ενώ η ελάχιστη στην είσοδο της διάταξης. Η υψηλότερη θερμοκρασία που εμφανίζεται σε όλη την διάταξη είναι 1562.26 °C ενώ η χαμηλότερη 19.00 °C και εμφανίζεται στην είσοδο. Το κεντρικό τμήμα της διάταξης, μέσα στο οποίο περιστρέφεται ο δρομέας, έχει μέση ολική θερμοκρασία 240.06°C .



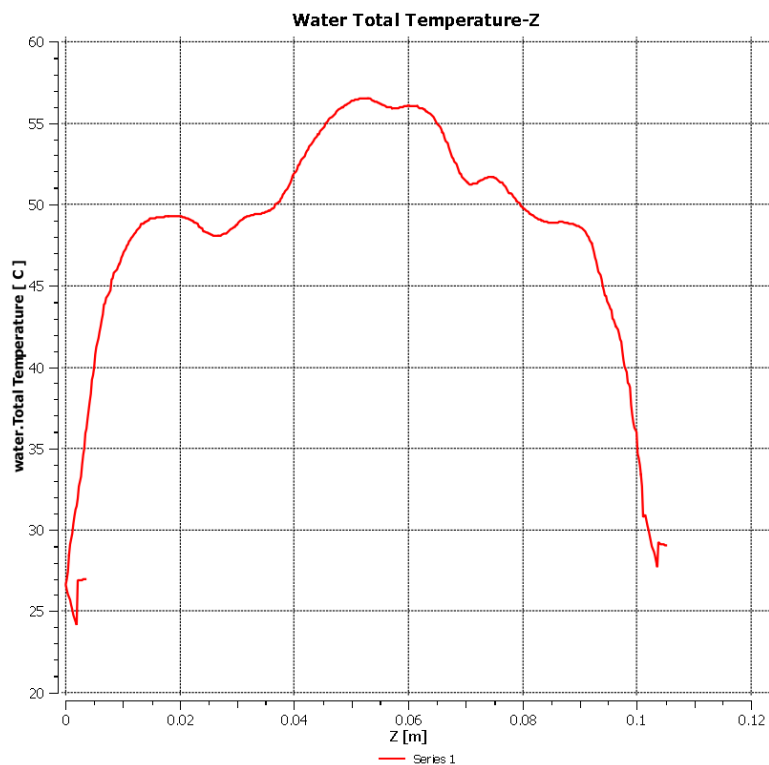
Εικόνα 3.4.4.2-1

Εξαιτίας των πολύ υψηλών θερμοκρασιών που αναπτύσσονται μέσα στις οπές, η οπτικοποίηση της διακύμανσης των θερμοκρασιών στην υπόλοιπη επιφάνεια του δρομέα γίνεται μέσω της οριοθέτησης εύρους μεταξύ 19°C με 70 °C, όπως φαίνεται στην εικόνα που ακολουθεί.



Εικόνα 3.4.4.2-2

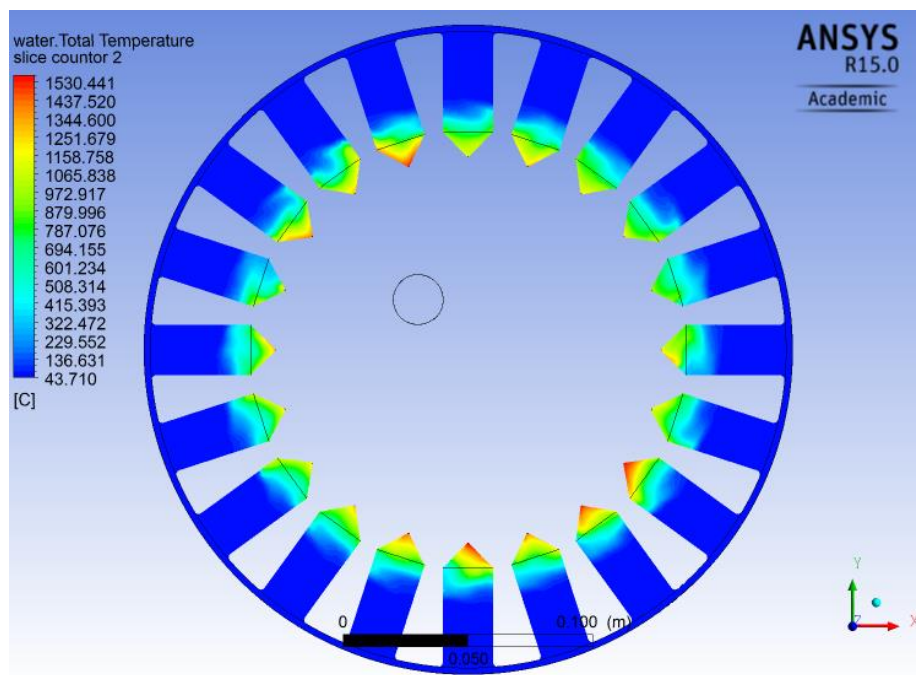
Η διακύμανση της ολικής θερμοκρασίας κατά μήκος της νοητής γραμμής πάνω στην επιφάνεια του δρομέα που συνδέει την είσοδο με την έξοδο φαίνεται στο διάγραμμα 3.4.4.2-2



Διάγραμμα 4.4.2-2

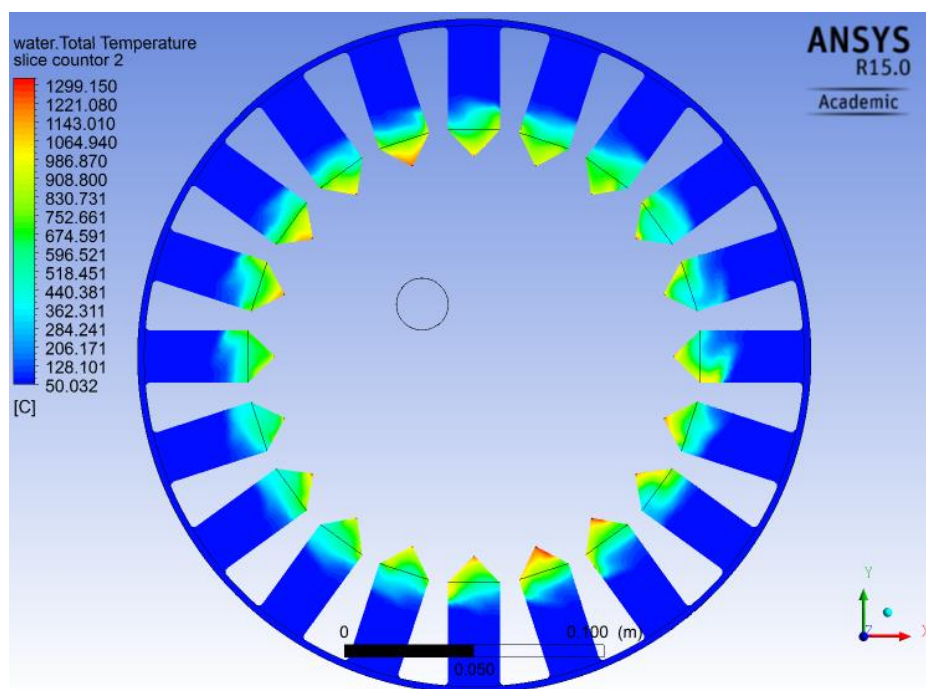
Το μηδέν του άξονα Z αντιστοιχεί στην πλευρά του δρομέα που βρίσκεται προς την είσοδο της συσκευής. Παρατηρούμε ότι στη μεγαλύτερη επιφάνεια του δρομέα η θερμοκρασία βρίσκεται άνω των 50°C, με τη μέγιστη να φτάνει τους 56°C στη συγκεκριμένη γραμμή μετρήσεων.

Παρακάτω απεικονίζεται το προφίλ θερμοκρασιών στην πρώτη σειρά οπών από την είσοδο



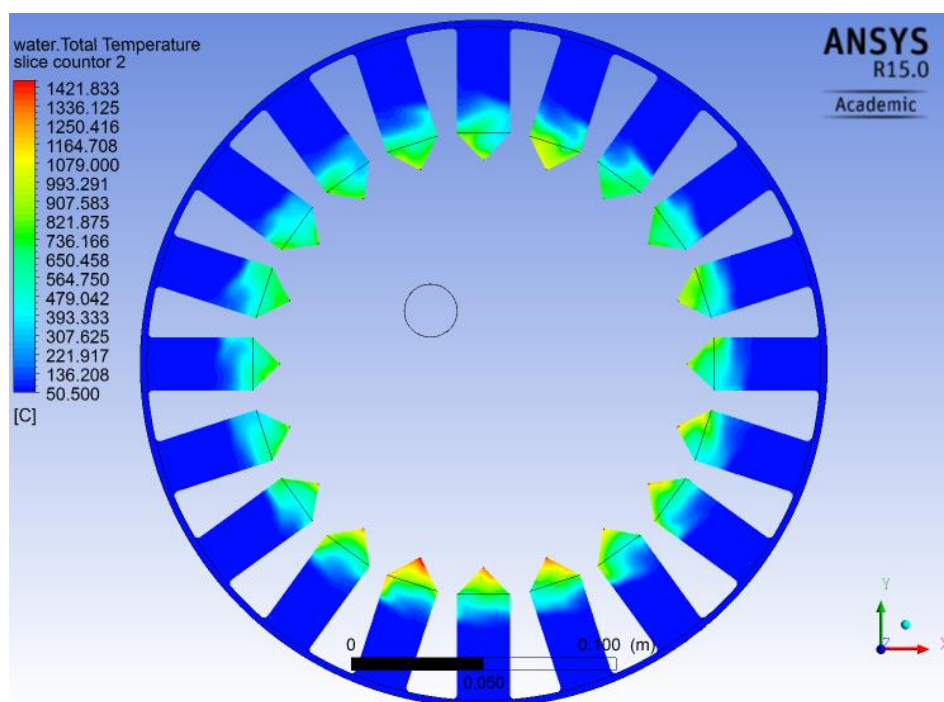
Εικόνα 3.4.4.2-3

στη δεύτερη σειρά σπών



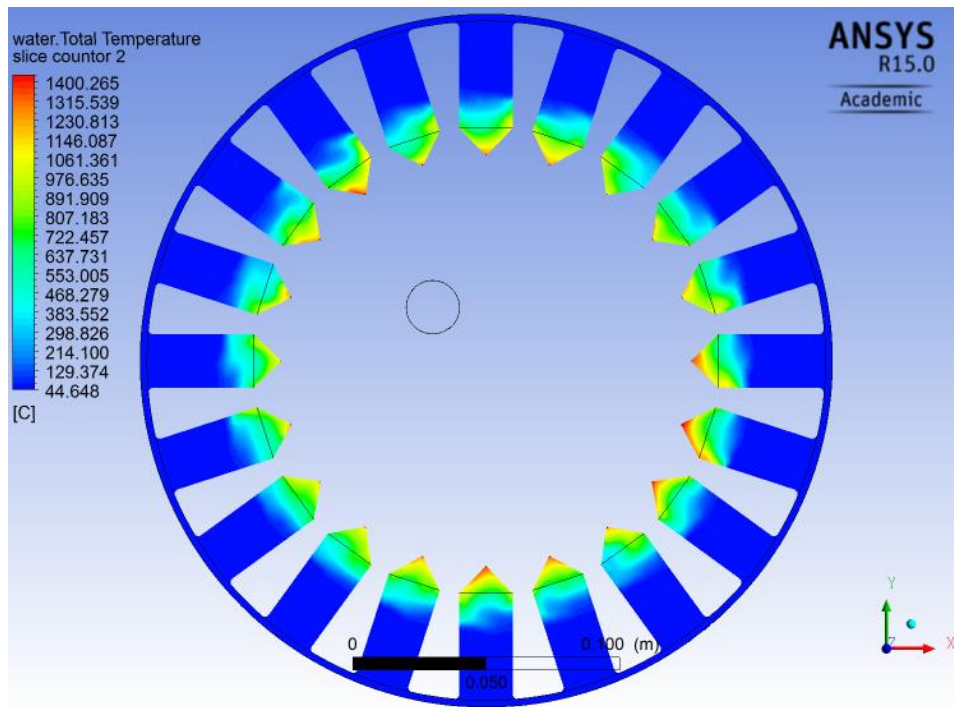
Εικόνα 3.4.4.2-4

στην τρίτη σειρά σπών



Εικόνα 3.4.4.2-5

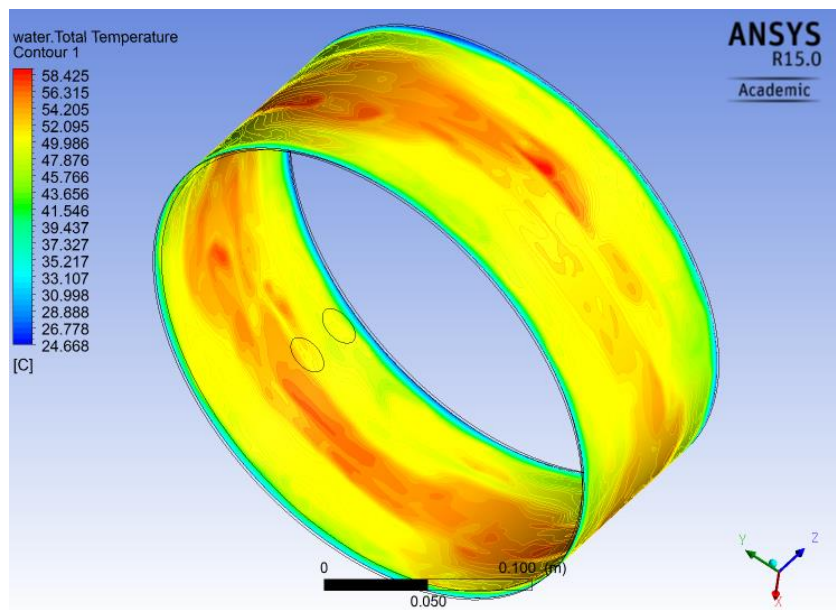
και τέλος στην τέταρτη



Εικόνα 3.4.4.2-6

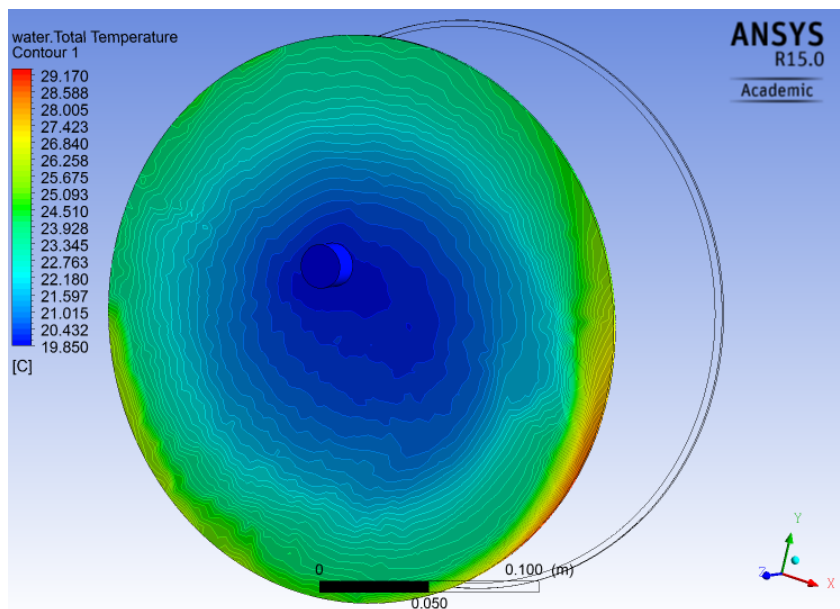
Παρατηρούμε ότι στην πρώτη σειρά οπών αναπτύσσονται γενικά υψηλότερες θερμοκρασίες. Η δεύτερη από την είσοδο σειρά οπών παρουσιάζει τις χαμηλότερες θερμοκρασίες συγκριτικά με τις υπόλοιπες, ενώ η τρίτη και τέταρτη παρουσιάζουν σχεδόν παρόμοιο προφίλ ολικών θερμοκρασιών για την περίπτωση του νερού.

Στην επόμενη εικόνα απεικονίζεται το προφίλ των ολικών θερμοκρασιών που αναπτύσσεται στο περίβλημα της συσκευής. Παρατηρούμε ότι οι υψηλότερες θερμοκρασίες εμφανίζονται περίπου στο κέντρο του περιβλήματος, ενώ στην περιφέρεια εμφανίζονται χαμηλότερες.



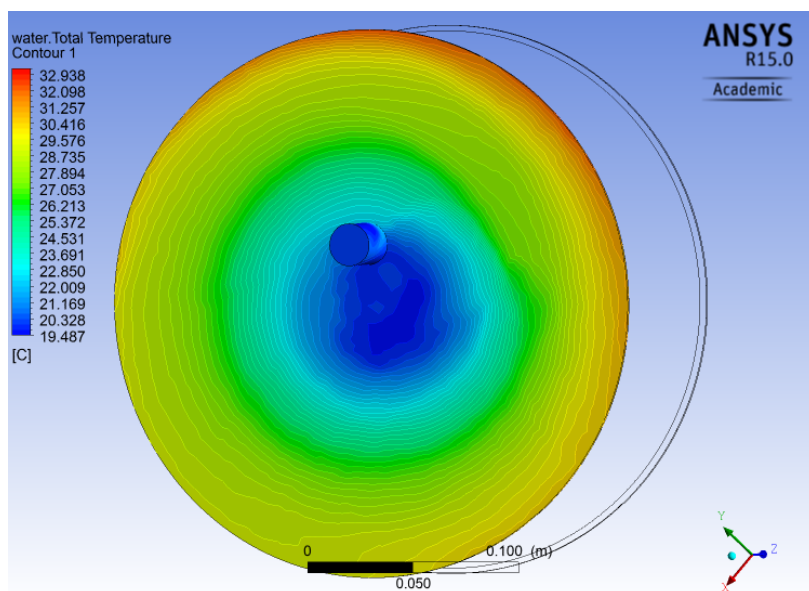
Εικόνα 3.4.4.2-7

Στην εικόνα 3.4.4.2-8 παρουσιάζεται το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας του νερού στο τμήμα εισόδου της διάταξης. Παρατηρούμε ότι η θερμοκρασία του νερού αυξάνεται βαθμιαία κατά την απομάκρυνση από το κέντρο του κυκλικού δίσκου, καθώς σε μεγαλύτερες ακτίνες είναι και μεγαλύτερη η γραμμική ταχύτητα του νερού. Η μέση ολική θερμοκρασία του νερού για το τμήμα εισόδου είναι 22,57°C.



Εικόνα.3.4.4.2-8

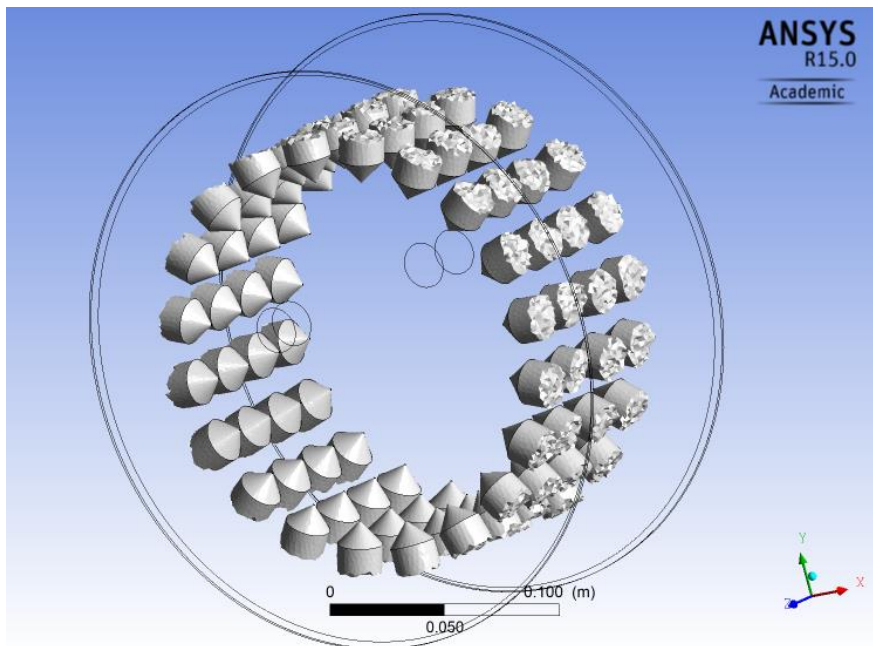
Η κατανομή της ολικής θερμοκρασίας στην έξοδο από τη συσκευή παρουσιάζεται παρακάτω:



Εικόνα 3.4.4.2-9

Η μέση ολική θερμοκρασία του νερού για το τμήμα εξόδου 26,41°C.

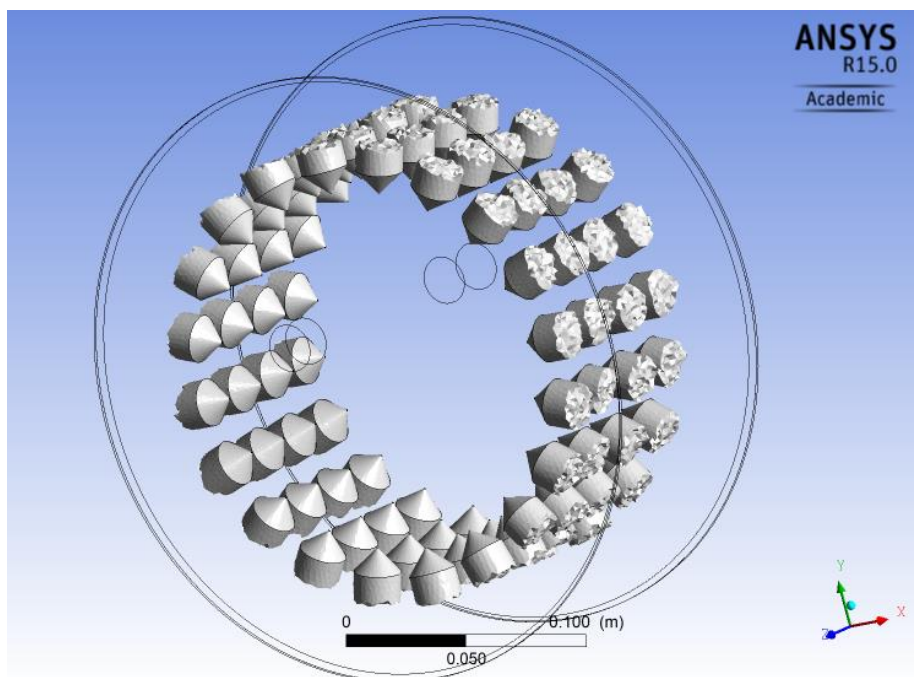
Παρακάτω παρουσιάζεται το ποσοστό του ατμού, σε εύρος από 0.5 έως 1, μέσα στη διάταξη.



Εικόνα 3.4.4.2-10

Με άσπρο χρώμα διακρίνονται οι περιοχές όπου έχει αναπτυχθεί ατμός, με ποιότητα από 50% έως 100% όπου υπάρχει μόνο ατμός.

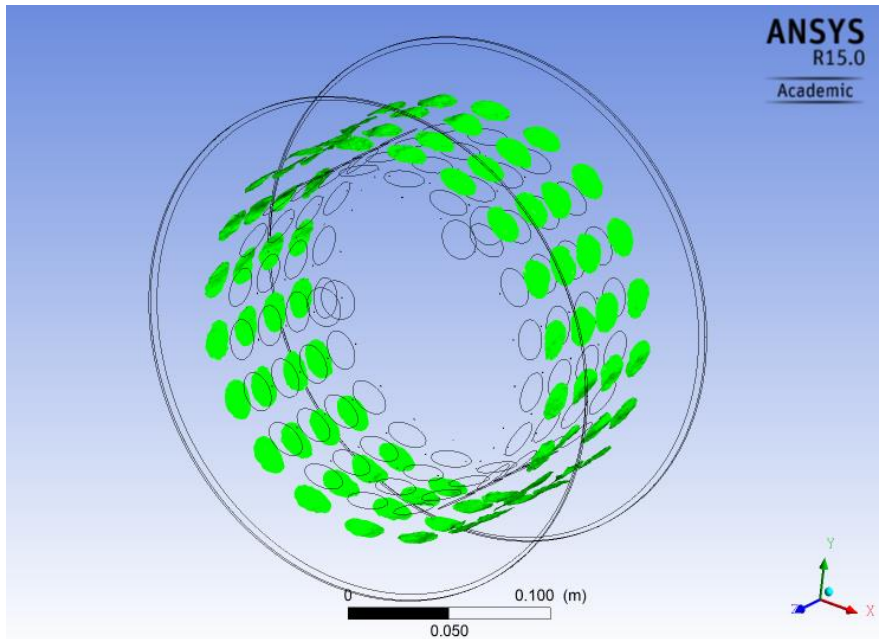
Τα αποτελέσματα της οπτικοποίησης του όγκου του ατμού με ποιότητα από 90% έως 100% φαίνονται στην παρακάτω εικόνα.



Εικόνα 3.4.4.2-11

Από τις παραπάνω εικόνες συμπεραίνουμε ότι μέσα στις οπές αναπτύσσεται, κατά κύριο λόγο, καθαρός ατμός με υψηλή ποιότητα.

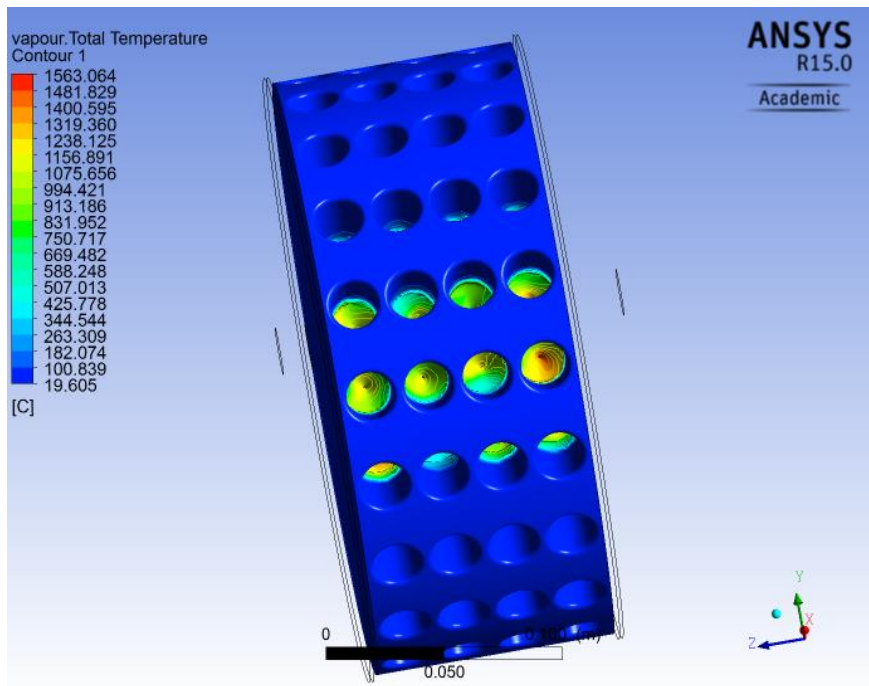
Στην εικόνα 3.4.4.2-12 διακρίνεται με πράσινο χρώμα η διεπιφάνεια νερού-ατμού για ποιότητα ατμού 0,5.



Εικόνα 3.4.4.2-12

Άνω της πράσινης αυτής επιφάνειας βρίσκεται μίγμα νερού-ατμού με ποιότητα ατμού κάτω από 0,5, ενώ κάτω από αυτή μίγμα με ποιότητα ατμού άνω του 0,5.

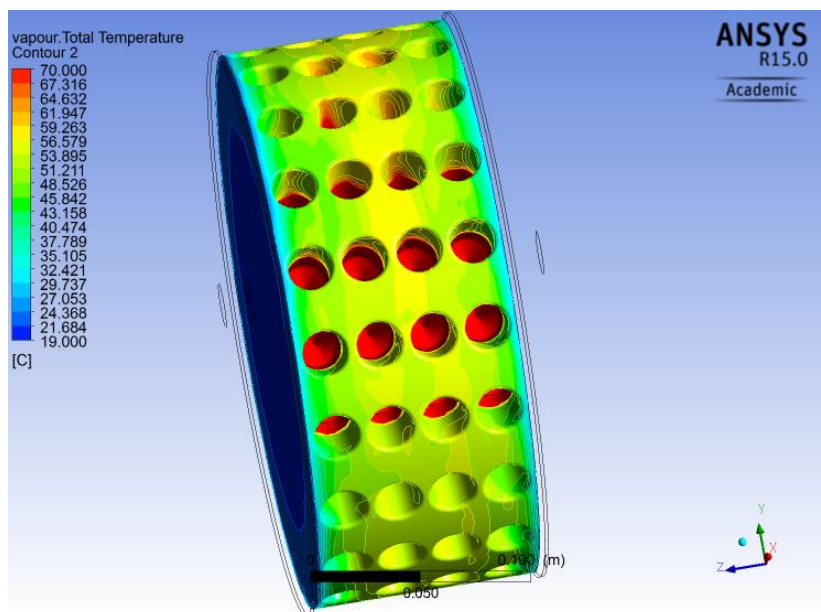
Στη συνέχεια παρατίθεται το προφίλ των ολικών θερμοκρασιών του ατμού στην επιφάνεια του δρομέα.



Εικόνα 3.4.4.2-13

Η μέγιστη ολική θερμοκρασία του ατμού στη διάταξη εμφανίζεται στην επιφάνεια του δρομέα και είναι 1563,06°C, η ελάχιστη στον δρομέα είναι 19,61°C, ενώ η μέση ολική θερμοκρασία του ατμού, εμφανίζεται στον κύριο τομέα περιστροφής του δρομέα και είναι 240,78 °C.

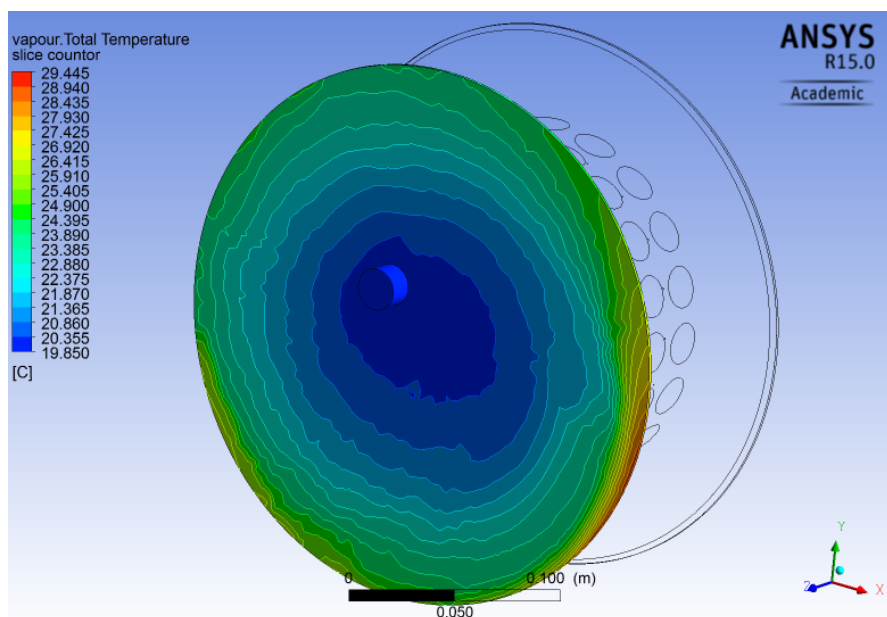
Και στην περίπτωση του ατμού, εξαιτίας των υψηλών θερμοκρασιών που δημιουργούνται, δεν μπορεί να γίνει διακριτοποίηση των θερμοκρασιών μικρότερης κλίμακας. Για τον λόγο αυτό ορίζεται, στο παρακάτω διάγραμμα, η υψηλότερη θερμοκρασία που οπτικοποιείται να είναι 70°C.



Εικόνα 3.4.4.2-14

Παρατηρούμε, όπως και στην περίπτωση του νερού, ότι οι μέγιστες θερμοκρασίες που αναπτύσσονται στην επιφάνεια του δρομέα, εμφανίζονται περίπου στο μέσο του μήκους του, όπου δηλαδή επιταχύνεται η ροή.

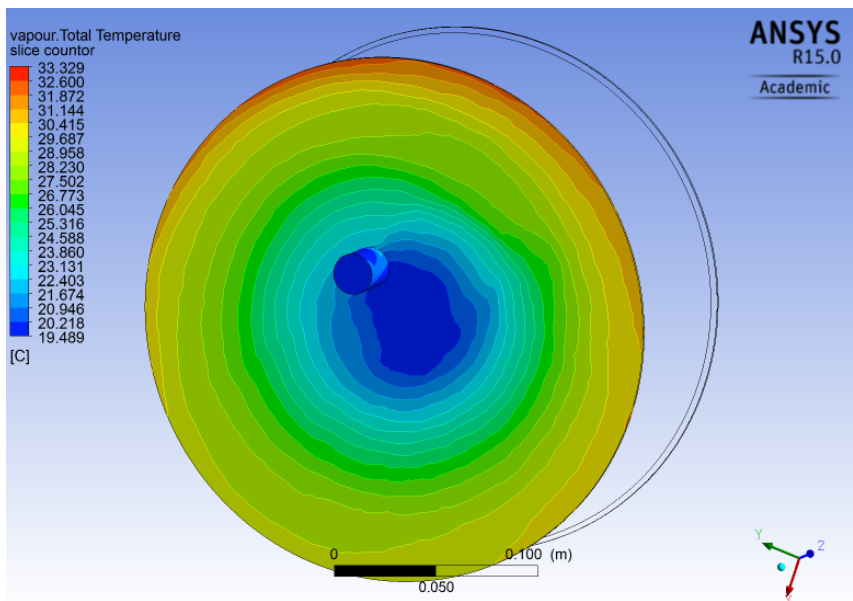
Το προφίλ των ολικών θερμοκρασιών για την περίπτωση του ατμού στο τμήμα εισόδου της συσκευής είναι το ακόλουθο:



Εικόνα 3.4.4.2-15

Παρατηρούμε ότι στην είσοδο της συσκευής οι θερμοκρασίες δεν είναι ιδιαίτερα υψηλές, όμως υπερβαίνουν τις θερμοκρασίες που εμφανίζονται με απενεργοποιημένο το μοντέλο της σπηλαίωσης. Η μέση τιμή των θερμοκρασιών του ατμού στο τμήμα εισόδου είναι 22,33°C.

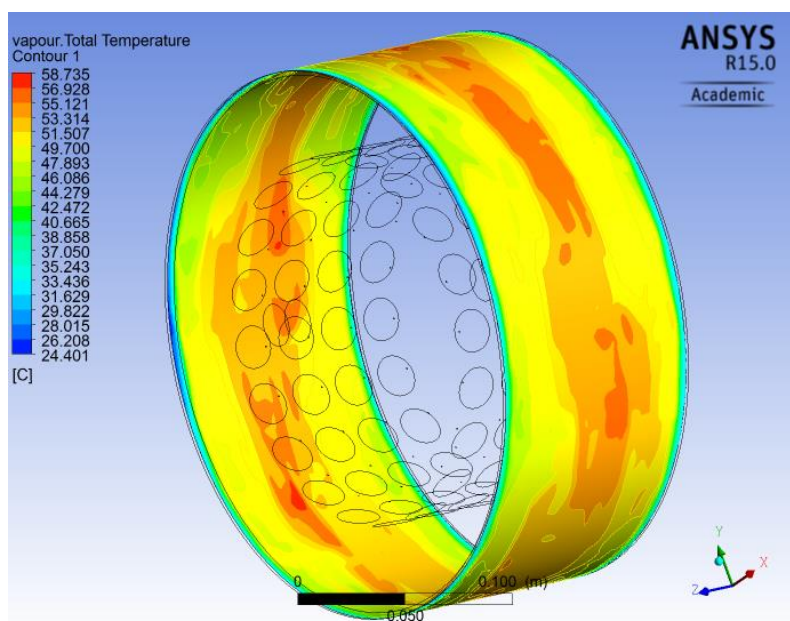
Αντίστοιχα το προφίλ θερμοκρασιών του ατμού στην έξοδο της διάταξης, παρουσιάζεται στην παρακάτω εικόνα.



Εικόνα 3.4.4.2-16

Περιφερειακά εμφανίζονται υψηλότερες ολικές θερμοκρασίες ατμού εξαιτίας της μεγαλύτερης γραμμικής ταχύτητας του ρευστού, όσο αυξάνεται η απόσταση από τον άξονα περιστροφής. Η θερμοκρασία του ρευστού στην έξοδο εμφανίζεται χαμηλή, στη συγκεκριμένη προσομοίωση μόνιμης κατάστασης, εξαιτίας της θέσης της εξόδου πλησίον του άξονα περιστροφής. Η μέση τιμή της ολικής θερμοκρασίας του ατμού στο τμήμα εξόδου είναι 25,98°C.

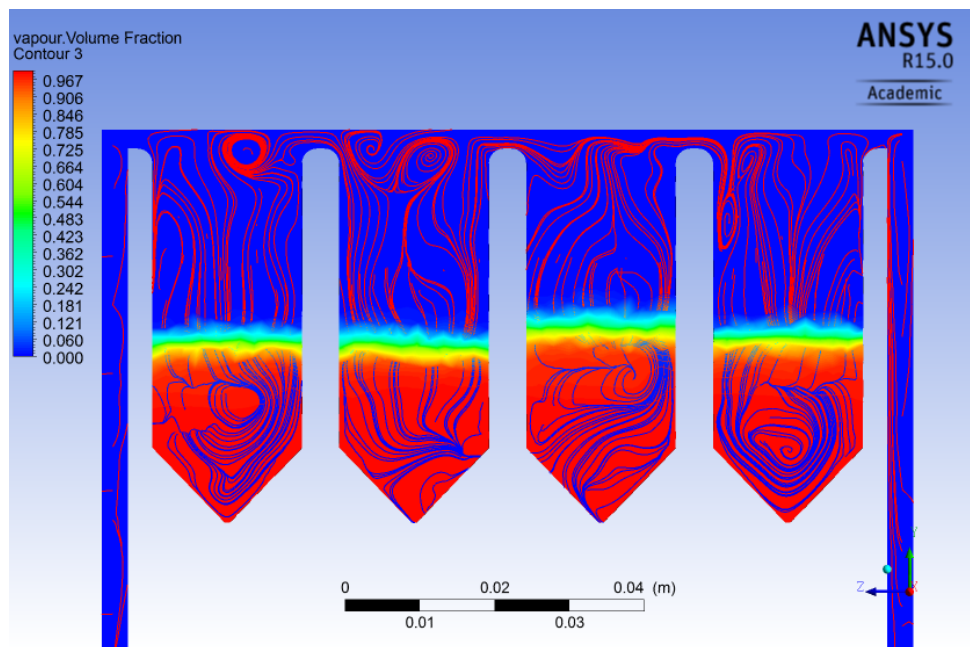
Το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας στο περίβλημα απεικονίζεται παρακάτω:



Εικόνα 3.4.4.2-17

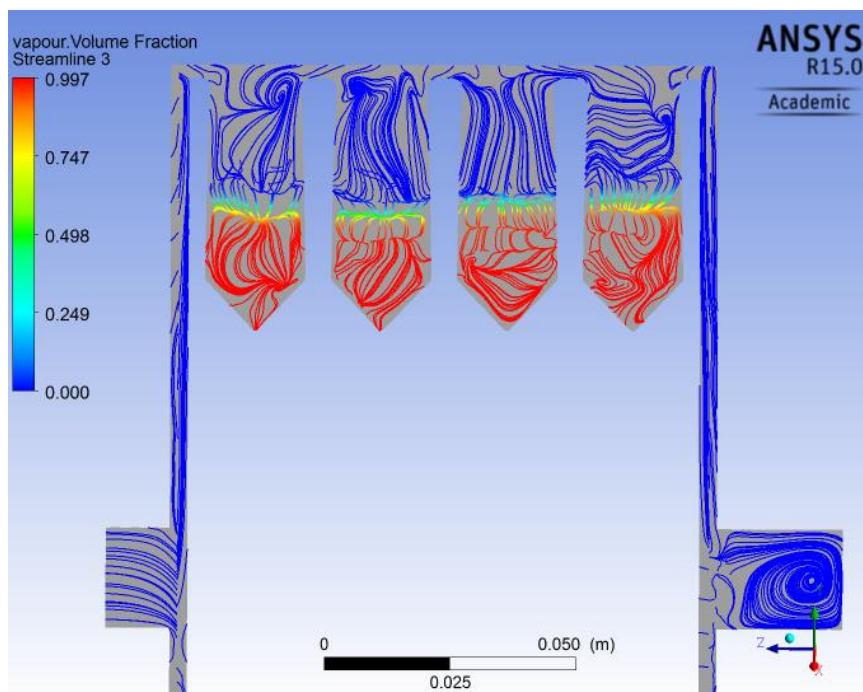
Η μέση θερμοκρασία του ατμού στην επιφάνεια του περιβλήματος είναι 50,04°C με τη μέγιστη να ανέρχεται στους 58,74°C.

Στην εικόνα 3.4.4.2-18 παρουσιάζεται το πεδίο ροής καθώς και το ποσοστό ατμού σε μία επιλεγμένη σειρά οπών. Οι ροϊκές γραμμές που βρίσκονται άνω της διεπιφάνειας νερού-ατμού, η οποία έχει ποιότητα ατμού περίπου 50%, εκφράζουν την ταχύτητα του νερού, ενώ αυτές που βρίσκονται κάτω από την διεπιφάνεια, απεικονίζουν την επιφανειακή ταχύτητα του ατμού.



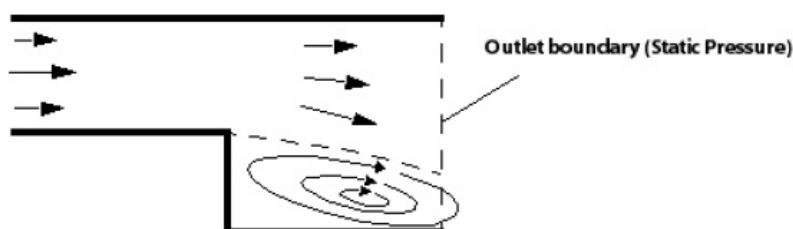
Εικόνα 3.4.4.2-18

Παρακάτω, απεικονίζεται η ροή από την είσοδο της διάταξης έως την έξοδο, σε ένα επίπεδο στραμμένο, ώστε να διέρχεται από τη μια σειρά οπών καθώς και από την εισαγωγή και την εξαγωγή του ρευστού.



Εικόνα 3.4.4.2-19

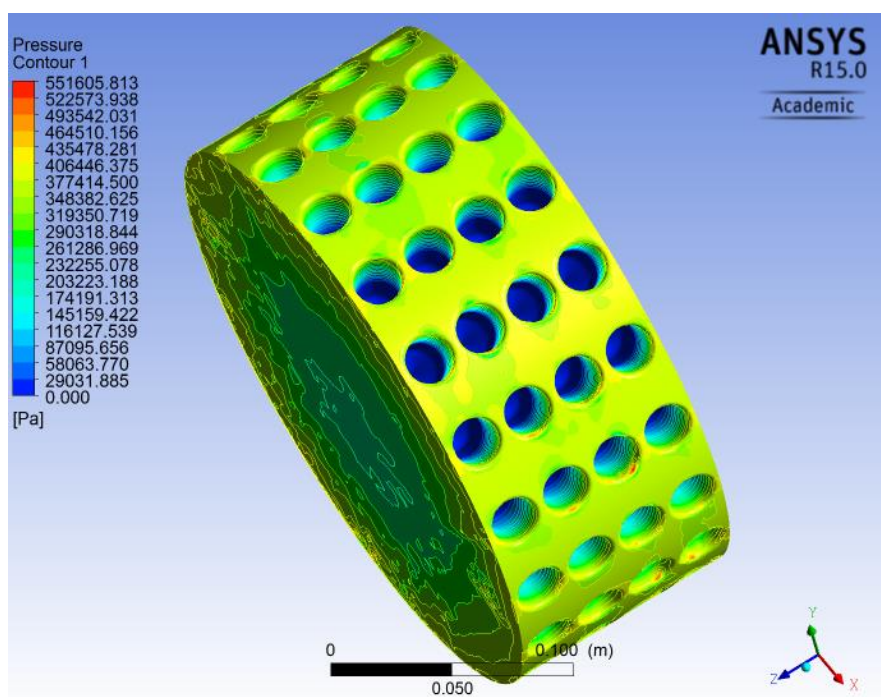
Το χρώμα των ροϊκών γραμμών υποδηλώνει το ποσοστό του ατμού που βρίσκεται στην περιοχή όπου υπάρχουν ροϊκές γραμμές, ενώ οι ίδιες προσομοιώνουν την κίνηση του νερού στη διάταξη. Παρατηρείται μια έντονη περιδίνηση του ρευστού στην έξοδο της συσκευής. Η περιδίνηση αυτή δημιουργεί προβλήματα στην υπολογιστική προσομοίωση και συγκεκριμένα στον ορισμό των οριακών συνθηκών. Η έξοδος της συσκευής έχει οριστεί ως οριακή συνθήκη εξαγωγής του ρευστού (outlet). Επειδή όμως η δεύτερη οριακή συνθήκη στην έξοδο είναι ο καθορισμός της στατικής πίεσης, η αντίστροφη ροή εισόδου στην έξοδο, που δημιουργείται λόγω της περιδίνησης του ρευστού, περιορίζεται από τον λύτη με τη δημιουργία τεχνητού τοιχώματος στο σημείο αυτό. Το συγκεκριμένο πρόβλημα απεικονίζεται με παρακάτω σχεδιάγραμμα.



Εικόνα 3.4.4.2-20

Για τη μείωση του ποσοστού του τοιχώματος που δημιουργεί ο λύτης, η έξοδος σχεδιάστηκε με ελαφρώς μεγαλύτερο μήκος από την είσοδο.

Στην συνέχεια παρουσιάζεται το πεδίο των στατικών πιέσεων που αναπτύσσεται στην επιφάνεια του δρομέα.

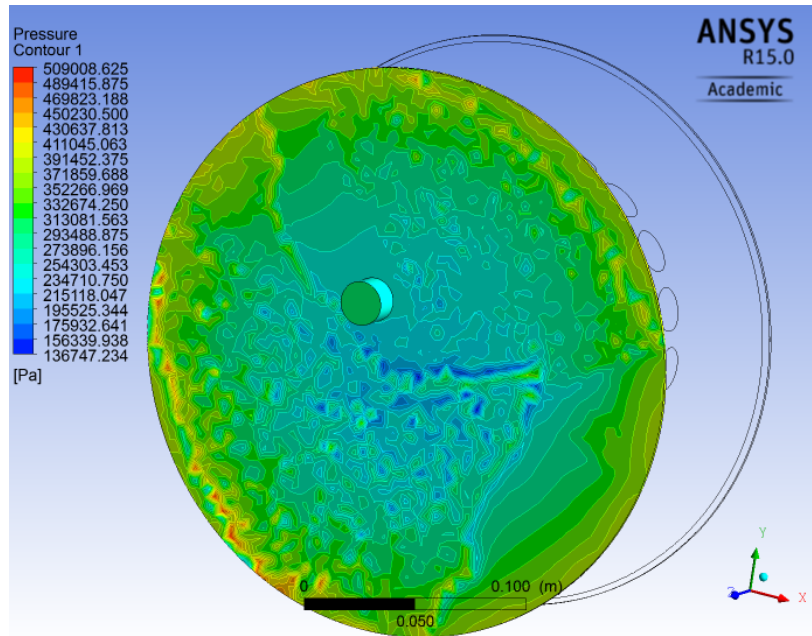


Εικόνα 3.4.4.2-21

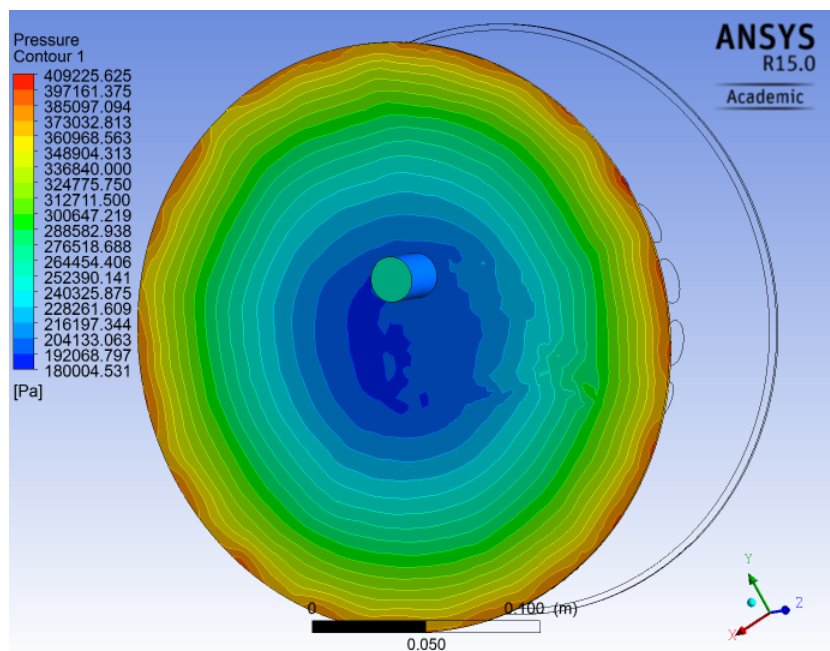
Παρατηρούμε ότι η ελάχιστη πίεση αναπτύσσεται μέσα στις οπές και έχει τιμή 0 Pa σε αντίθεση με την προσομοίωση με απενεργοποιημένο το μοντέλο της σπηλαιώσης όπου η ελάχιστη τιμή

της πίεσης είναι $-45.718,887 Pa$. Η μέγιστη τιμή της στατικής πίεσης εμφανίζεται σημειακά στο χείλος κάθε οπής με τιμή $551.605,813 Pa$.

Το προφίλ της στατικής πίεσης στο τμήμα εισόδου και εξόδου της συσκευής παρουσιάζεται στις παρακάτω εικόνες αντίστοιχα.



Εικόνα 3.4.4.2-22

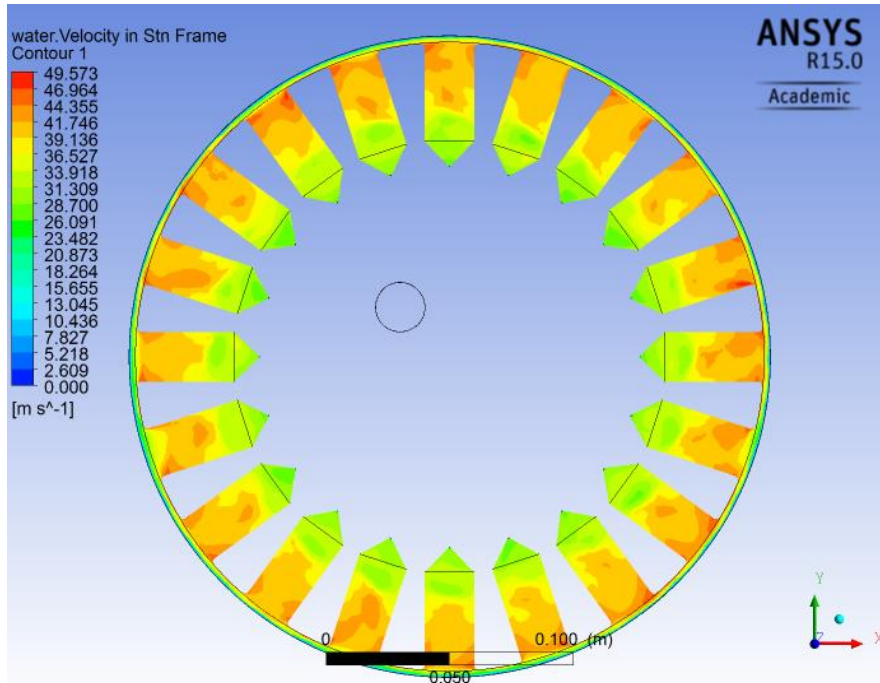


Εικόνα 3.4.4.2-23

Στην είσοδο, παρατηρείται μια σχεδόν ομοιόμορφη κατανομή της στατικής πίεσης, εκτός από κάποια σημεία όπου η πίεση λαμβάνει υψηλές τιμές. Στην έξοδο, παρατηρείται μια σχεδόν γραμμική πτώση της στατικής πίεσης, καθώς μειώνεται η ακτίνα του δρομέα.

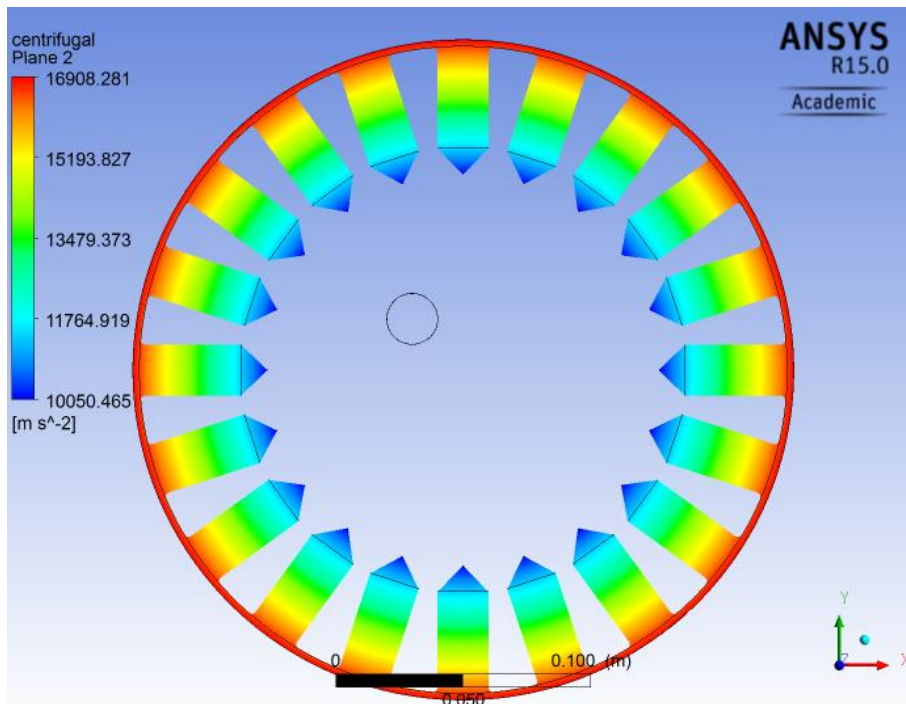
Η πτώση της στατικής πίεσης στο εσωτερικό των οπών οφείλεται στη φυγόκεντρη δύναμη που αναπτύσσεται λόγω περιστροφής. Το ρευστό σε μεγαλύτερη απόσταση από τον άξονα θα έχει

και μεγαλύτερη γραμμική ταχύτητα $u = \omega r$, οπότε και υψηλότερη φυγόκεντρη επιτάχυνση $u^2/r = \omega^2 r$. Η ταχύτητα του ρευστού μέσα στις οπές, όπως την αντιλαμβάνεται ακίνητος παρατηρητής, παρουσιάζεται στην εικόνα 3.4.4.2-24. Παρατηρείται η ανάπτυξη υψηλών ταχυτήτων εσωτερικά των οπών, οι οποίες δημιουργούν την πτώση πίεσης σύμφωνα με την εξίσωση Bernoulli.



Εικόνα 3.4.4.2-24

Η φυγόκεντρος επιτάχυνση σε ένα επίπεδο κάθετο στον άξονα περιστροφής Z, παρουσιάζεται παρακάτω:

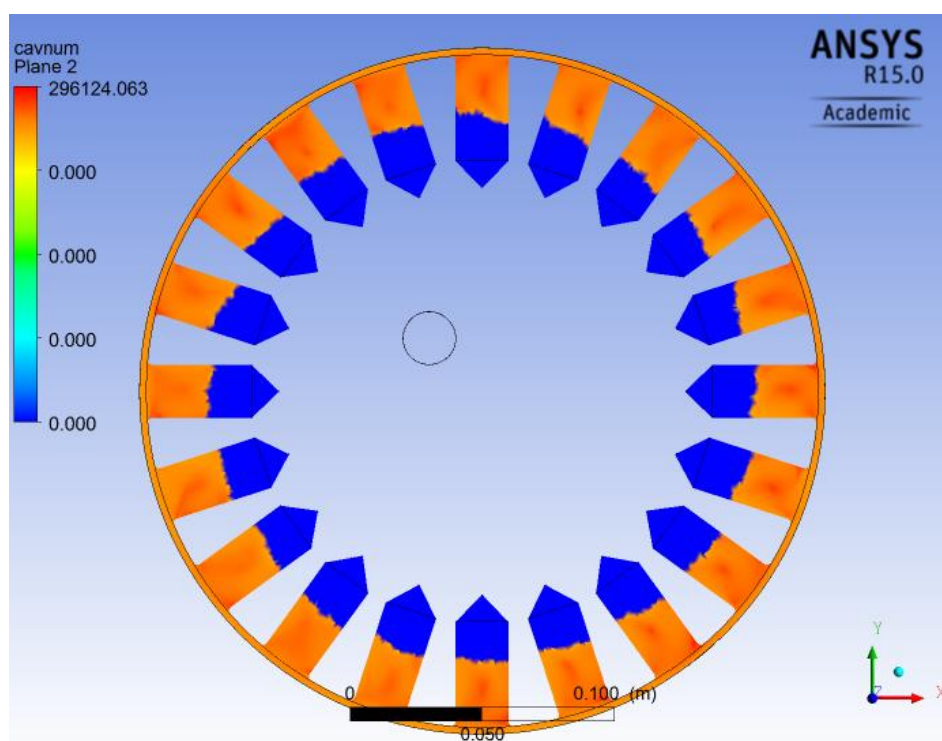


Εικόνα 3.4.4.2-25

Εξαιτίας της περιστροφής του δρομέα και της φυγόκεντρης δύναμης που αναπτύσσεται, θα ήταν αναμενόμενο οι οπές να είναι κενές από ρευστό. Αυτό όμως δεν συμβαίνει εξαιτίας των οριακών συνθηκών που έχουν τεθεί στην είσοδο και στην έξοδο. Ο ορισμός της ταχύτητας και της πίεσης στην είσοδο και στην έξοδο αντίστοιχα, εξαναγκάζουν την ροή να πληρώσει τις οπές με νερό με αποτέλεσμα αυτό να υφίσταται τις επιδράσεις της πτώσης πίεσης και να ατμοποιείται.

Μια πολύ σημαντική παράμετρος για τον έλεγχο της σπηλαιώσης, αποτελεί ο αδιάστατος αριθμός σπηλαιώσης. Ο αριθμός σπηλαιώσης C_a εκφράζει την τάση που έχει ένα ρευστό να υποστεί σπηλαιώση και μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση $C_a = \frac{P - P_v}{\frac{1}{2}\rho U^2}$, όπου P η στατική πίεση, P_v η πίεση κορεσμού και U η ταχύτητα του ρευστού. Γενικά όσο μειώνεται ο αριθμός σπηλαιώσης, αυξάνεται η τάση του ρευστού να σπηλαιωθεί.

Παρακάτω παρουσιάζεται σε λογαριθμική κλίμακα, για την καλύτερη οπτικοποίηση, ο αριθμός σπηλαιώσης στην τρίτη σειρά οπών σε ένα επίπεδο κάθετο στον άξονα περιστροφής.



Εικόνα 3.4.4.2-26

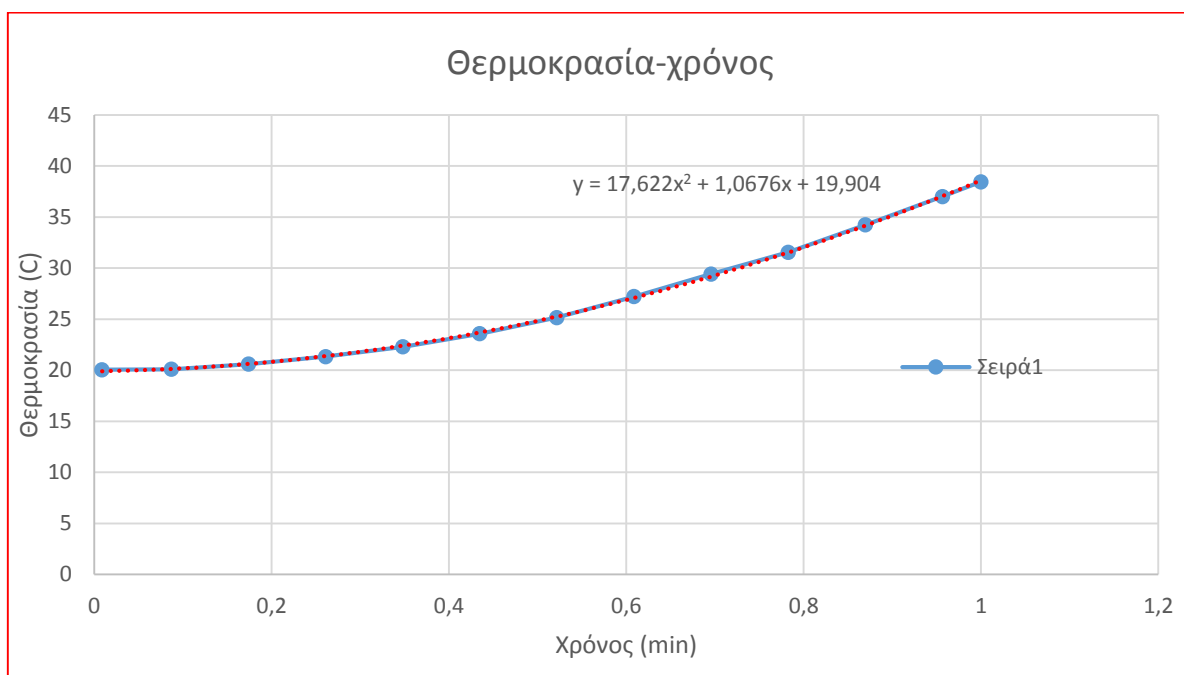
Συνολικά στη διάταξη, η μέγιστη τιμή του αριθμού σπηλαιώσης ανέρχεται στα $2.95342 \cdot 10^6$ ενώ η ελάχιστη στα $-1.54031 \cdot 10^{11}$. Στη παραπάνω εικόνα η ελάχιστη τιμή είναι μηδέν εξαιτίας της χρήσης λογαριθμικής κλίμακας που επιτρέπει μόνο την εμφάνιση θετικών αριθμών. Το παραπάνω διάγραμμα δίνει τις ίδιες πληροφορίες με αυτό όπου απεικονίζεται το ποσοστό ατμού, και για τον λόγο αυτό δεν θα γίνει περαιτέρω ανάλυση.

3.4.4.3 Υπολογιστική προσομοίωση τελικής γεωμετρίας για μεταβαλλόμενη κατάσταση (transient simulation)

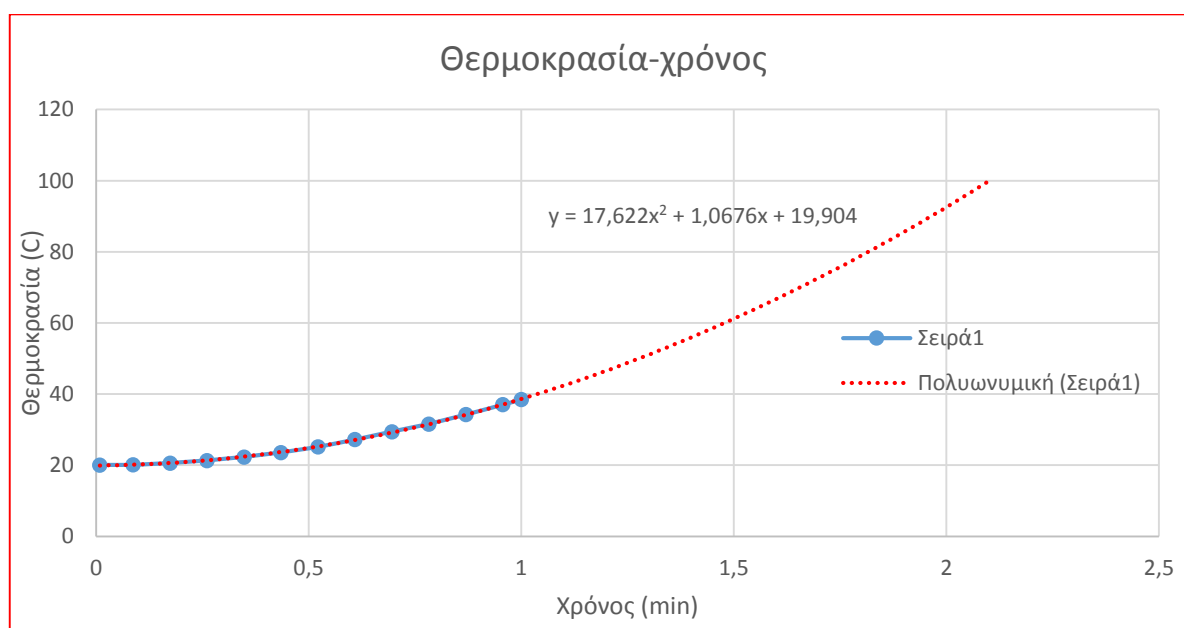
Στη συνέχεια της υπολογιστικής μελέτης, πραγματοποιήθηκε η προσομοίωση της τελικής γεωμετρίας για μεταβαλλόμενο χρόνο, με αρχικές συνθήκες την προσομοίωση μόνιμης κατάστασης με ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαιώσης, που εξετάστηκε στην προηγούμενη

παράγραφο. Το χρονικό βήμα που επιλέχθηκε για τη συγκεκριμένη προσομοίωση είναι 0.00869565 seconds, χρόνος που αντιστοιχεί σε μισή περιστροφή του δρομέα, καθώς αυτός περιστρέφεται με 3450 rpm. Ο συνολικός χρόνος της συγκεκριμένης προσομοίωσης επιλέχθηκε στο 1 δευτερόλεπτο και κατά συνέπεια εξετάστηκαν 115 χρονικά βήματα όμως για λόγους υπολογιστικού χρόνου και όγκου δεδομένων καταγράφηκαν τα 12 χρονικά βήματα που απεικονίζονται στο διάγραμμα που ακολουθεί.

Στα διαγράμματα και στον πίνακα που ακολουθούν, απεικονίζονται τα αποτελέσματα της υπολογιστικής προσομοίωσης για μεταβαλλόμενη κατάσταση.



Διάγραμμα 3.4.4.3-1



Διάγραμμα 3.4.4.3-2

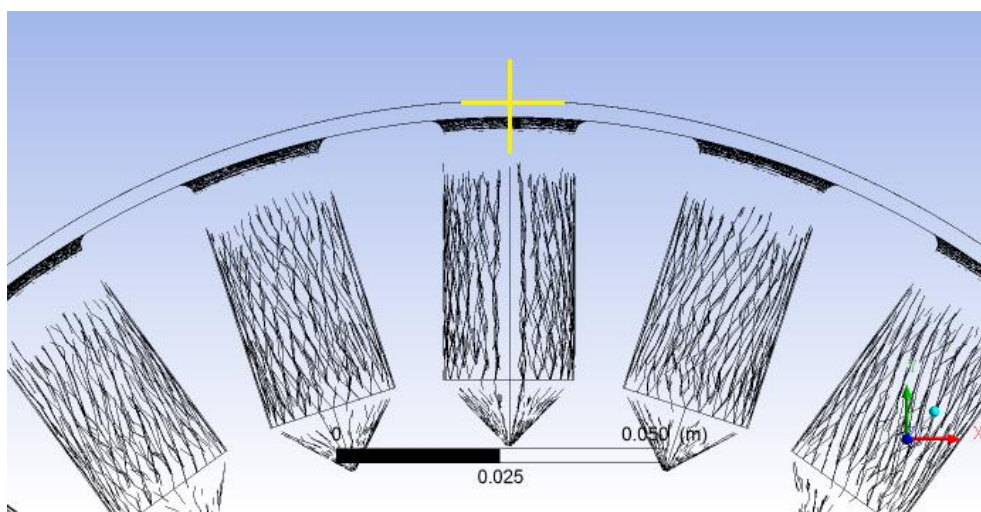
Πίνακας 3.4.4.3-1

Θερμοκρασία (C)	Χρόνος (seconds)
20,05	0,008695
20,10	0,086957
20,59	0,173913
21,33	0,260869
22,30	0,347826
23,58	0,434783
25,15	0,521739
27,22	0,608696
29,42	0,695652
31,56	0,782609
34,24	0,869570
37,01	0,956522
38,45	1,000000

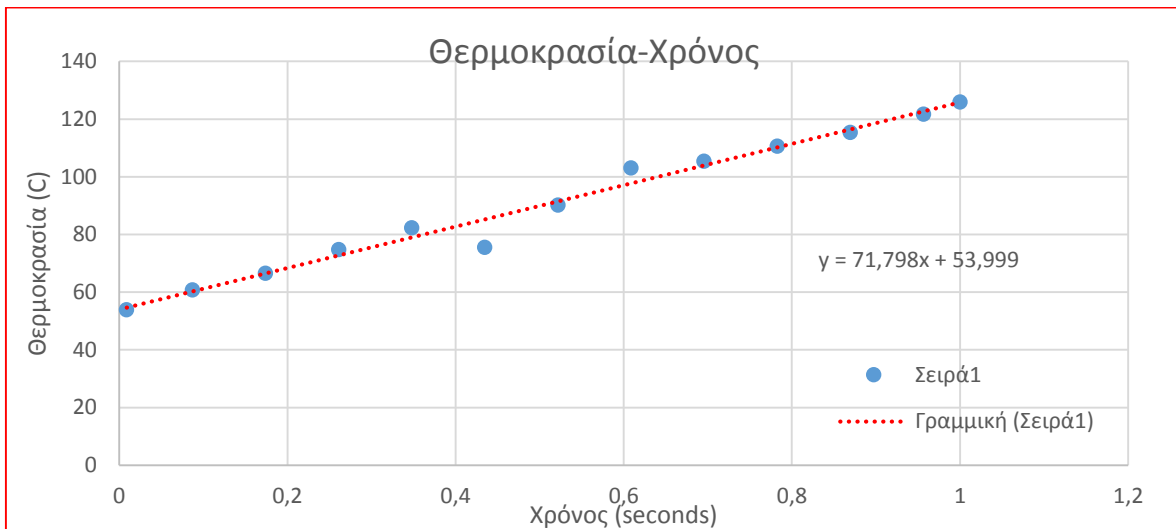
Στο πρώτο διάγραμμα που απεικονίζεται, φαίνεται η μεταβολή της θερμοκρασίας στην έξοδο της συσκευής με το χρόνο για το χρονικό διάστημα του ενός δευτερολέπτου. Εφαρμόζοντας γραμμή τάσης, παρατηρούμε ότι η πολυωνυμική δευτέρου βαθμού, με εξίσωση $y = 17,622x^2 + 1,0676x + 19,904$, εκφράζει με πολύ μεγάλη ακρίβεια τη γραμμή μετρήσεων. Το y στην παραπάνω εξίσωση εκφράζει τη θερμοκρασία του νερού, ενώ το x τον χρόνο. Παρατηρούμε πως στο χρονικό διάστημα του ενός δευτερολέπτου, η θερμοκρασία του ρευστού έχει ανέλθει στους 38,45 °C.

Παρατηρώντας το δεύτερο, κατά σειρά διάγραμμα, όπου επεκτείνεται η γραμμή τάσης, βλέπουμε πως η θερμοκρασία των 100°C επιτυγχάνεται σε μόλις 2,1 δευτερόλεπτα λειτουργίας του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης.

Στη συνέχεια παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των θερμοκρασιών που αναπτύσσονται σε σημείο κοντά στην επιφάνεια του περιβλήματος, όπως φαίνεται και στην εικόνα που ακολουθεί. Με κίτρινο χρώμα απεικονίζεται το σημείο μετρήσεων.



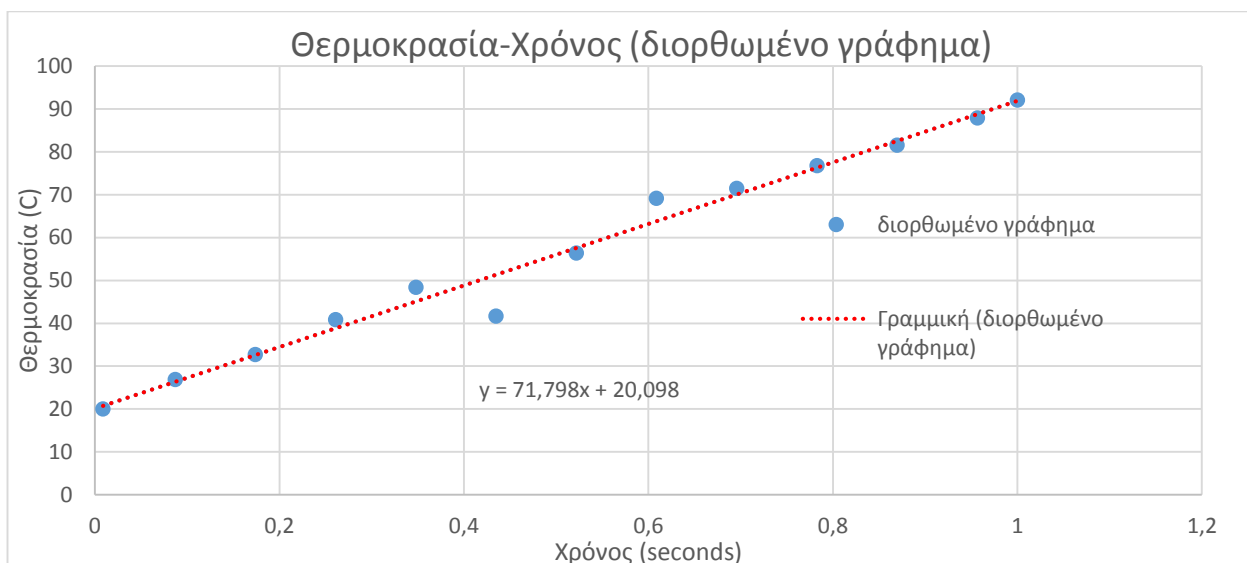
Εικόνα 3.4.4.3-1



Διάγραμμα 3.4.4.3-3

Από το παραπάνω διάγραμμα παρατηρούμε ότι οι θερμοκρασίες που αναπτύσσονται κοντά στο περίβλημα της συσκευής είναι πολύ υψηλότερες από αυτές στην έξοδό της. Στο χρονικό διάστημα του ενός δευτερολέπτου, η θερμοκρασία του νερού αυξήθηκε στους 126 °C, ενώ η πίεση σε αυτό το σημείο την ίδια χρονική στιγμή, είναι 356,9 kPa

Η μεταβολή των θερμοκρασιών στο περίβλημα της συσκευής υδροδυναμικής σπηλαίωσης σε σχέση με τον χρόνο, είναι γραμμική με εξίσωση $y = 71,798x + 53,999$, εάν εξαιρέσουμε την τιμή της θερμοκρασίας στο χρονικό βήμα 0,434782502 seconds όπου παρατηρείται μια πτώση στους 75,58 °C από την τιμή των 82,28 °C που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο χρονικό βήμα. Επίσης, παρατηρούμε πως η αρχική θερμοκρασία της συγκεκριμένης μέτρησης είναι 53,9 °C έναντι των 20 °C η οποία είναι και η αρχική θερμοκρασία του νερού της συσκευής. Η τιμή αυτή προκύπτει από τη λήψη των αρχικών συνθηκών της μεταβαλλόμενης προσομοίωσης από την προσομοίωση για μόνιμη κατάσταση που εξετάστηκε παραπάνω. Κατά την προσομοίωση μόνιμης ροής (steady state), η τιμή της θερμοκρασίας του περιβλήματος ήταν 53,99°C στο συγκεκριμένο σημείο. Τροποποιώντας, λοιπόν, την εξίσωση γραμμικής τάσης στην $y = 71,798x + 20,098$, το διορθωμένο διάγραμμα που προκύπτει είναι το ακόλουθο.

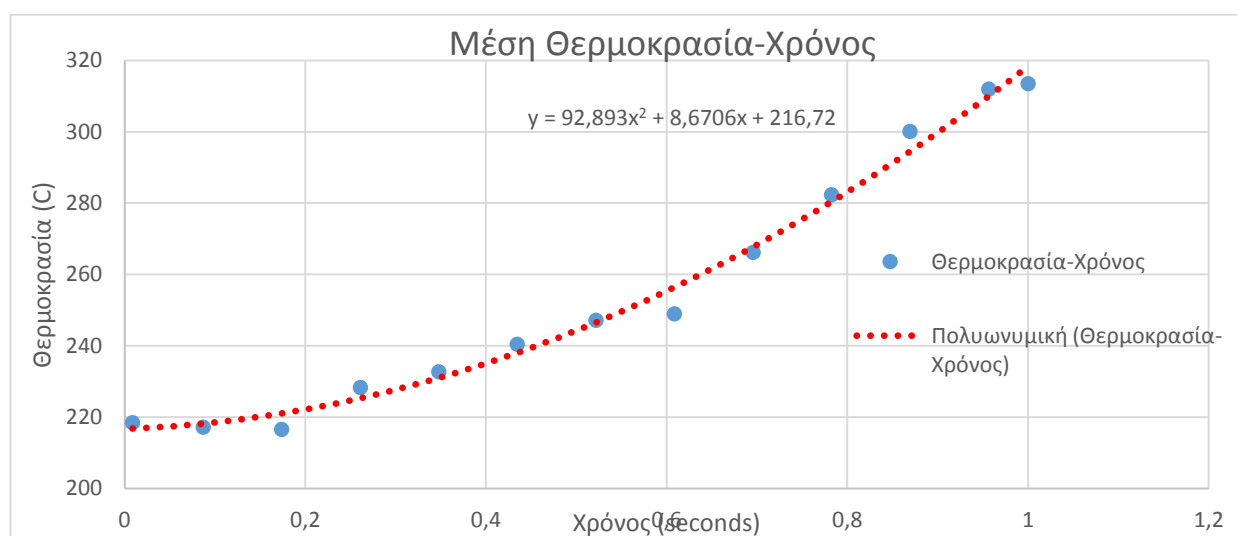


Διάγραμμα 3.4.4.3-4

Από το διάγραμμα αυτό παρατηρούμε ότι ο ρυθμός αύξησης της θερμοκρασίας στο περίβλημα της συσκευής είναι μεγαλύτερος από τον αντίστοιχο στην έξοδο της. Στο χρονικό διάστημα του ενός δευτερολέπτου η θερμοκρασία αυξάνεται στους 92 °C, ενώ η πίεση στο σημείο αυτό, είναι 356,9 kPa, γεγονός που σημαίνει ότι το νερό βρίσκεται στην υγρή του φάση.

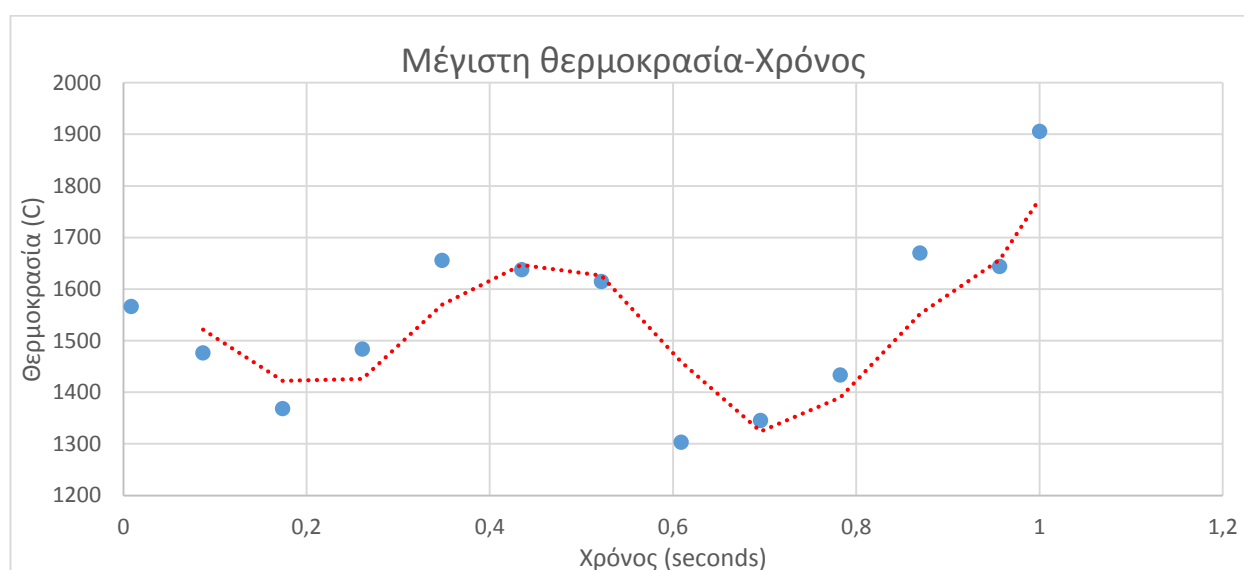
Στο διάγραμμα που ακολουθεί, απεικονίζεται η μεταβολή της μέσης θερμοκρασίας σε σχέση με τον χρόνο για το χρονικό διάστημα του ενός δευτερολέπτου. Παρατηρούμε μια αύξουσα πορεία της συνάρτησης με το πέρασμα του χρόνου, η οποία μπορεί να παρασταθεί με ικανοποιητική ακρίβεια από πολυώνυμο δευτέρου βαθμού με εξίσωση $y = 92,893x^2 + 8,6706x + 216,72$.

Η τιμή της μέσης θερμοκρασίας είναι ουσιαστικά ένας μέσος όρος μεταξύ του υψηλών θερμοκρασιών που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των οπών, και της χαμηλής θερμοκρασίας των 20 °C που είναι η αρχική θερμοκρασία της συσκευής.



Διάγραμμα 3.4.4.3-5

Στο διάγραμμα που ακολουθεί απεικονίζονται οι μέγιστες θερμοκρασίες για κάθε ένα από τα 12 χρονικά βήματα.



Διάγραμμα 3.4.4.3-6

Από το διάγραμμα της μεταβολής των μέγιστων θερμοκρασιών που αναπτύσσονται στη συσκευή συναρτήσει του χρόνου, παρατηρούμε πως δεν εμφανίζεται κάποια ξεκάθαρη συναρτησιακή σχέση μεταξύ των δύο αυτών μεταβλητών. Η μόνη αλληλεξάρτηση που θα μπορούσε ίσως να προκύψει, είναι ότι οι μέγιστες θερμοκρασίες μεταβάλλονται περιοδικά με τον χρόνο, με περίοδο 0,6 seconds.

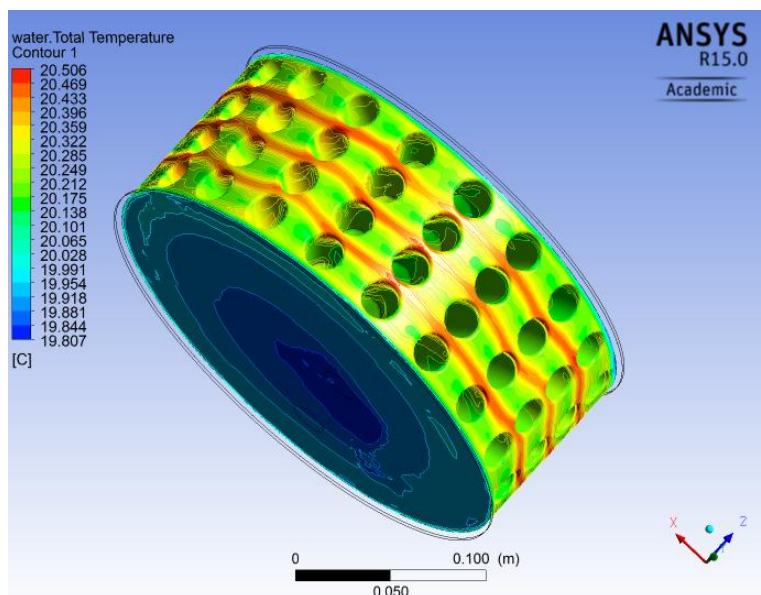
Οι τιμές των μέσων θερμοκρασιών καθώς και των μέγιστων για κάθε χρονικό βήμα, παρουσιάζονται στον πίνακα που ακολουθεί.

Πίνακας 3.4.4.3-2

Χρόνος (seconds)	Μέση θερμοκρασία °C	Μέγιστη θερμοκρασία °C
0,0087	218,46	1566,18
0,0870	217,21	1476,44
0,1739	216,56	1368,20
0,2609	228,35	1483,92
0,3478	232,71	1655,64
0,4348	240,42	1637,64
0,5217	247,19	1614,71
0,6087	249,02	1303,50
0,6957	266,25	1345,29
0,7826	282,33	1433,88
0,8696	300,11	1670,01
0,9565	312,02	1643,69
1,0000	313,56	1905,61

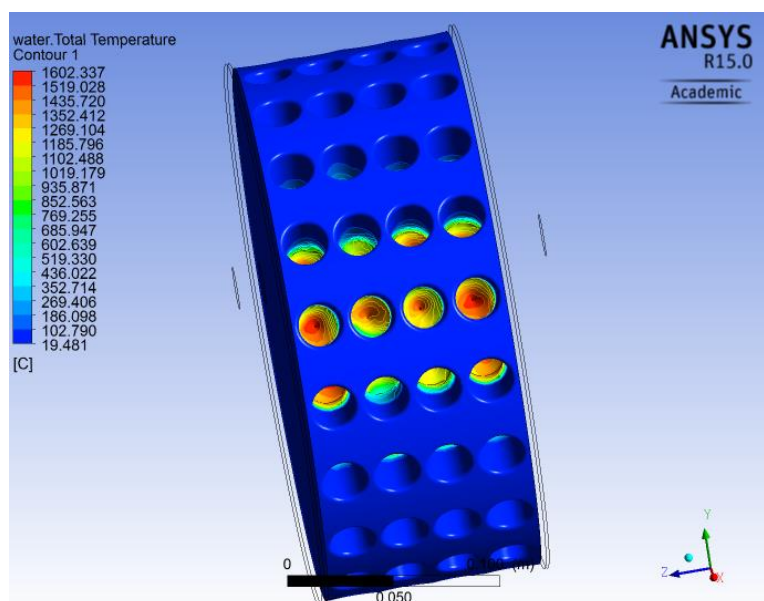
3.4.5 Έλεγχος της περιστροφικής ταχύτητας των 5000 rpm για την τελική γεωμετρία και μόνιμη ροή.

Στη παρούσα ενότητα εξετάζεται, συμπληρωματικά, η περιστροφική ταχύτητα των 5000 rpm για τον δρομέα σε προσομοίωση μόνιμης ροής και τις οριακές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν στις προσομοιώσεις με 3450 rpm. Τα αποτελέσματα του πεδίου των θερμοκρασιών χωρίς να είναι ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαιώσης, είναι τα ίδια με αυτά για ταχύτητα 3450 rpm και η αύξηση της θερμοκρασίας δεν είναι σημαντική. Στην εικόνα 3.4.5-1 παρουσιάζεται το προφίλ των ολικών θερμοκρασιών στην επιφάνεια του δρομέα για διφασική ροή χωρίς σπηλαιώση.



Εικόνα 3.4.5-1

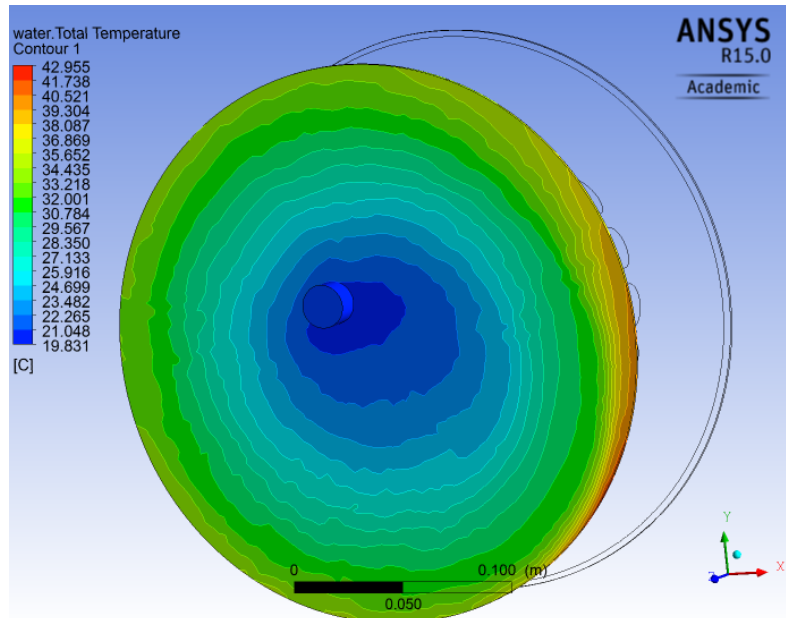
Στη συνέχεια παρουσιάζεται το προφίλ των ολικών θερμοκρασιών στην επιφάνεια του δρομέα με ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαιώσης.



Εικόνα 3.4.5-2

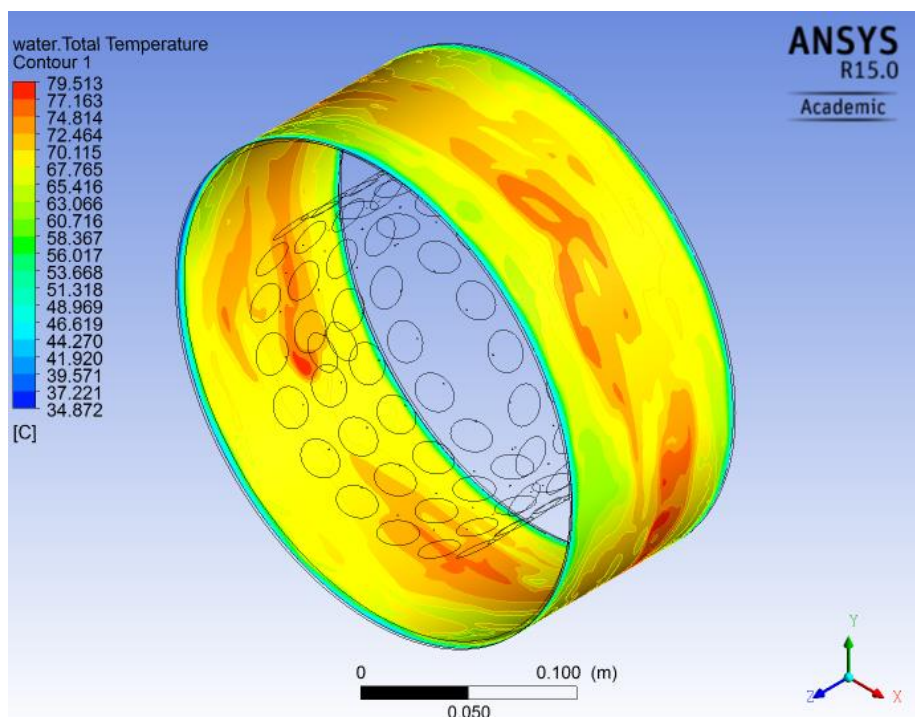
Παρατηρείται η εμφάνιση υψηλών θερμοκρασιών στο εσωτερικό των οπών, με τη μέγιστη να φτάνει τους 1602,33 °C και την ελάχιστη τους 19,5°C. Η μέγιστη θερμοκρασία που εμφανίζεται στην περιστροφική ταχύτητα των 5000 rpm είναι μεγαλύτερη από αυτή που εμφανίζεται για περιστροφική ταχύτητα 3450 rpm. Η μέση θερμοκρασία στον χώρο όπου περιστρέφεται ο δρομέας είναι 331 °C.

Στη συνέχεια απεικονίζεται η κατανομή της ολικής θερμοκρασίας του νερού στο τμήμα εισόδου της συσκευής.



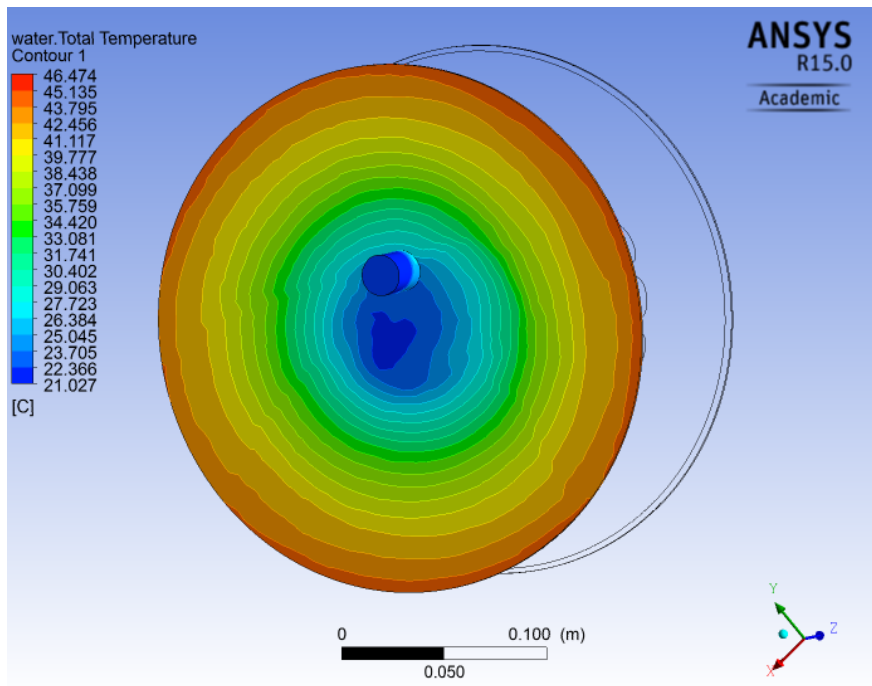
Εικόνα 3.4.5-3

Στο περίβλημα



Εικόνα 3.4.5-4

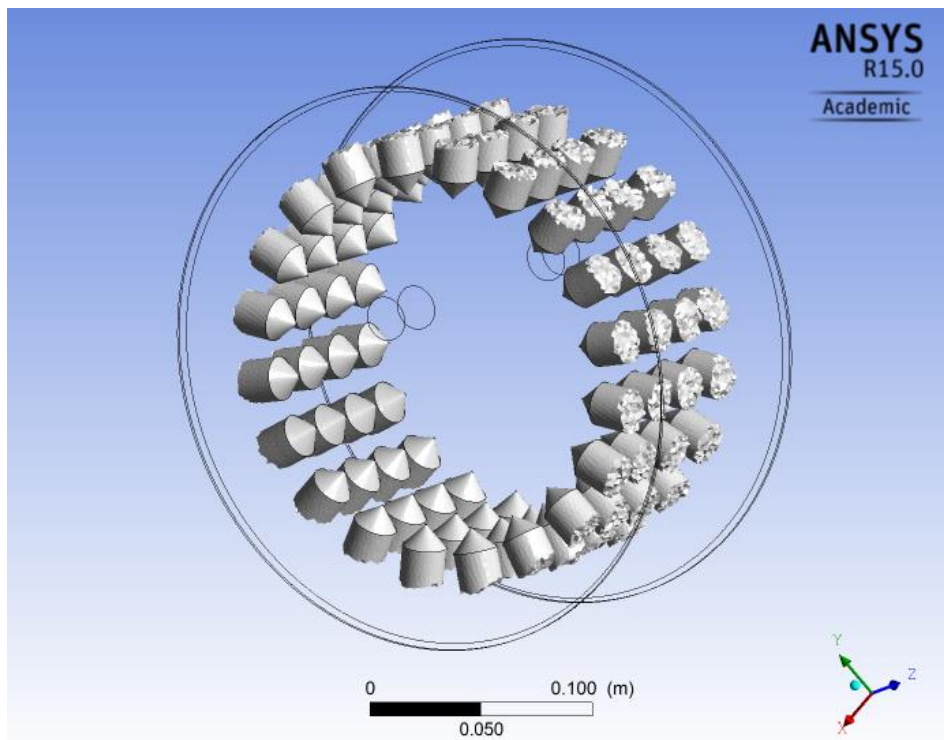
και στο τμήμα εξόδου της συσκευής.



Εικόνα 3.4.5-5

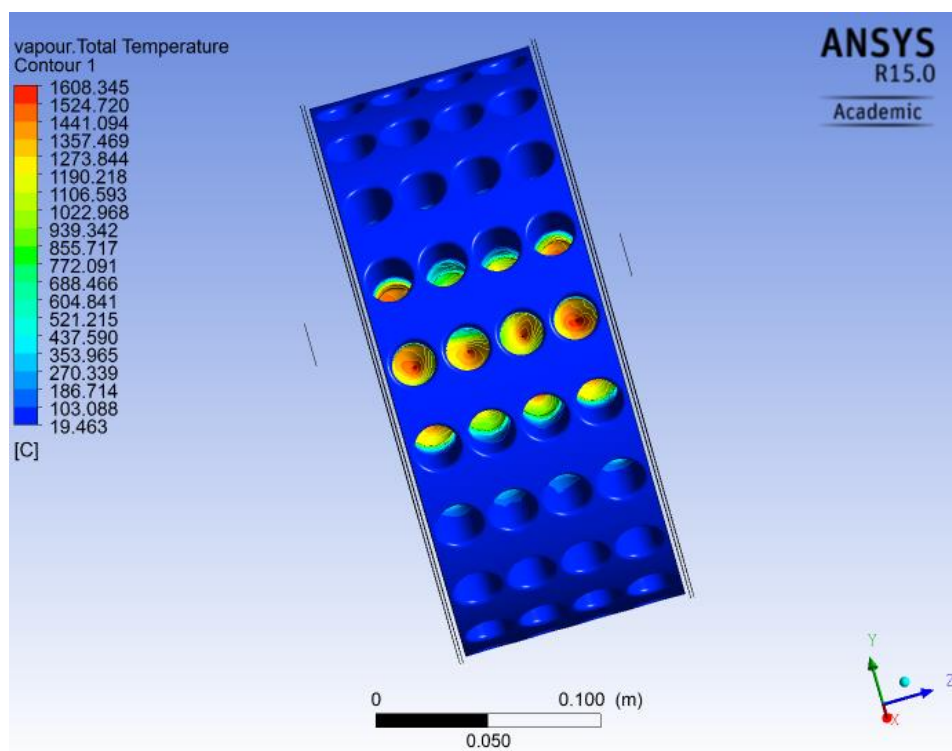
Εδώ παρατηρείται η ανάπτυξη υψηλότερων θερμοκρασιών στην περιφέρεια του κυλίνδρου, ενώ καθώς κινούμαστε προς το κέντρο η θερμοκρασία όλο και μειώνεται. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην υψηλή γραμμική ταχύτητα του ρευστού σε μεγαλύτερες ακτίνες.

Στην εικόνα 3.4.5-6 παρουσιάζεται ο δημιουργούμενος ατμός με ποσοστό από 50% έως 100%.



Εικόνα 3.4.5-6

Στην εικόνα 3.4.5-7 παρουσιάζεται το προφίλ των θερμοκρασιών του ατμού.



Εικόνα 3.4.5-7

Παρατηρούμε πως εμφανίζεται παρόμοια κατανομή θερμοκρασιών με αυτή του νερού.

Κεφάλαιο 4

4.1 Πειραματική διάταξη

Στο πλαίσιο της παρούσας διπλωματικής εργασίας, πραγματοποιήθηκε ο σχεδιασμός της πειραματικής διάταξης και η διεξαγωγή πειράματος προκειμένου να διερευνηθεί το φαινόμενο παραγωγής θερμότητας από σπηλαίωση, και σε συνδυασμό με την υπολογιστική έρευνα να εξαχθούν ορισμένα αποτελέσματα για αυτό.

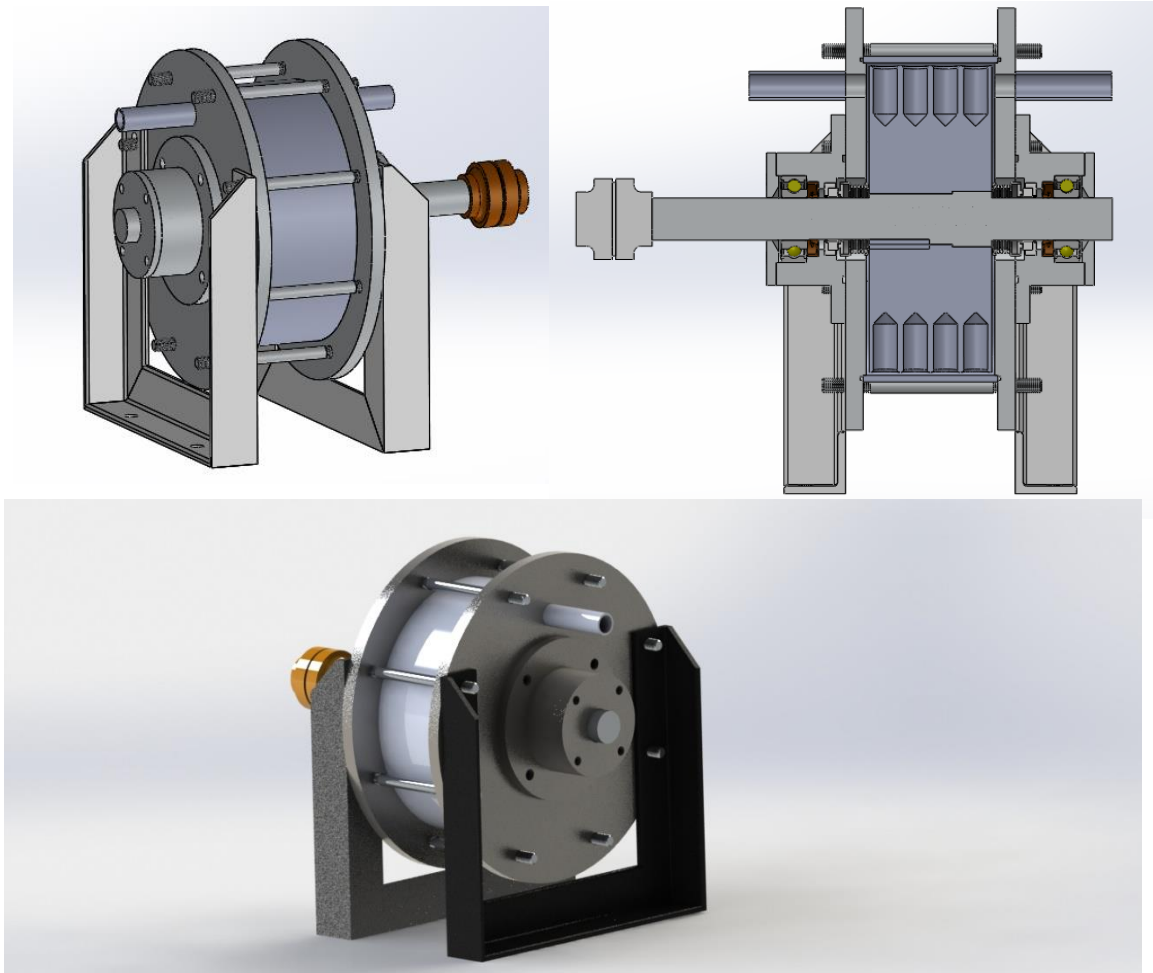
Έχοντας καταλήξει σε μια γεωμετρία κατάλληλη για την ανάπτυξη του φαινομένου που μελετάται, συνεχίζουμε με τον σχεδιασμό βιομηχανικής διάταξης που θα χρησιμοποιηθεί για την εξαγωγή πειραματικών αποτελεσμάτων. Η διάταξη που σχεδιάστηκε υλοποιήθηκε σε μηχανουργείο και στη συνέχεια ενσωματώθηκε σε δίκτυο αγωγών για την επίτευξη κατάλληλων συνθηκών πίεσης και ταχύτητας ροής για τη δημιουργία του φαινομένου.

Ο δρομέας που επιλέχθηκε έχει διάμετρο 254 mm και μήκος 101,6 mm όπως προκύπτει από τις ευρεσιτεχνίες του Gibbs. Η επιλογή των οπών, όπως έχει αναφερθεί παραπάνω, έγινε μέσω της υπολογιστικής προσομοίωσης. Παρακάτω παρουσιάζεται το πλήρες κατασκευαστικό σχέδιο της συσκευής.

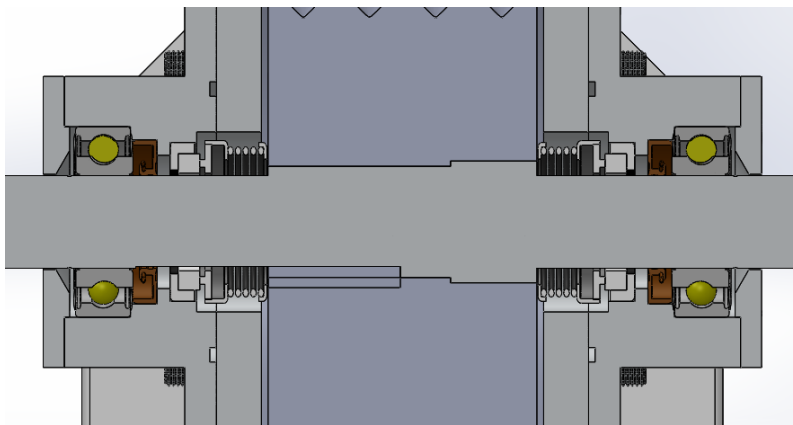
4.1.1 Αντιδραστήρας υδροδυναμικής σπηλαίωσης

Συναρμολογημένη συσκευή

Στις εικόνες 4.1.1-1,4.1.1-2,4.1.1-3 παρουσιάζεται μια άποψη της συναρμολογημένης συσκευής, ολόκληρης και σε τομή, όπως έχει σχεδιαστεί και συναρμολογηθεί στο λογισμικό Solidworks.



Εικόνες 4.1.1-1,4.1.1-2,4.1.1-3

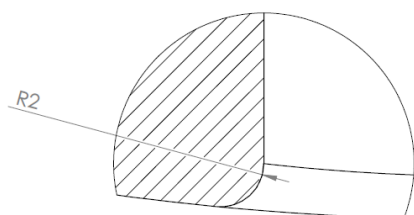
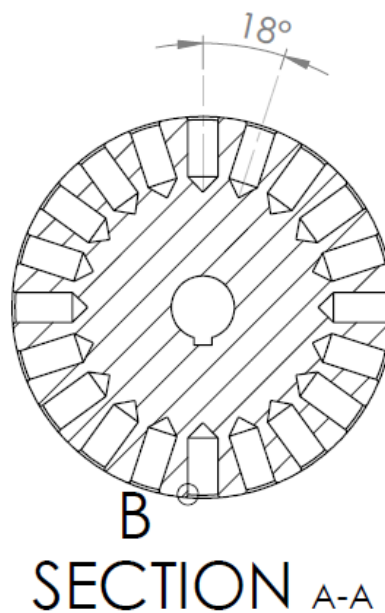
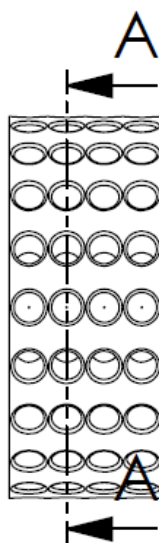
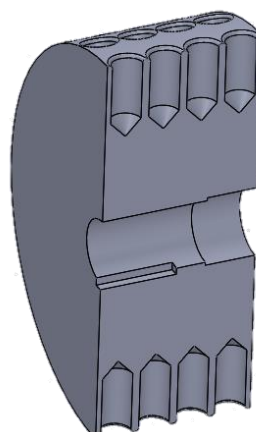
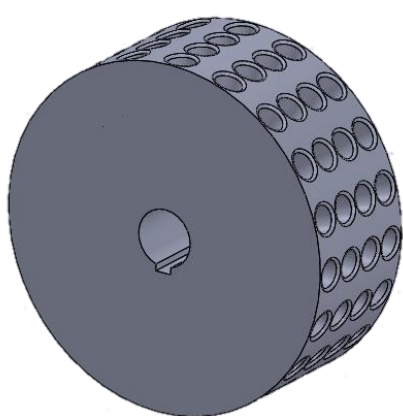


Εικόνα 4.1.1-4

Στη συνέχεια παρατίθενται τα αναλυτικά κατασκευαστικά σχέδια κάθε μέρους της κατασκευής.

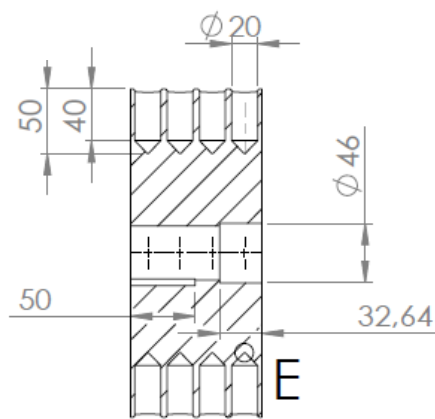
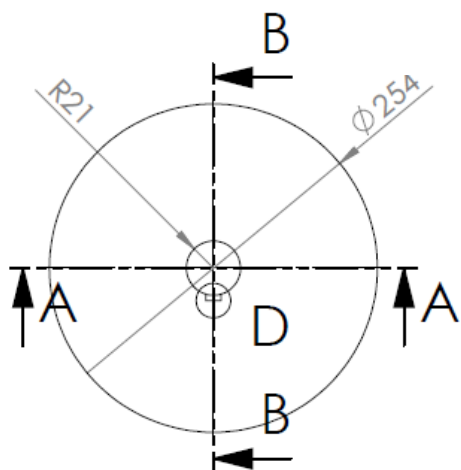
Δρομέας

Ο δρομέας είναι κατασκευασμένος από αλουμίνιο μέσω κατεργασίας σε CNC εργαλειομηχανή με τη μάζα του να υπολογίζεται στα 10.5 kg και τη ροπή αδράνειάς του στα $I_{zz} = 0.07870814 \text{ kg/m}^2$. Στις επόμενες εικόνες παρουσιάζεται μια τρισδιάστατη άποψη του δρομέα ολόκληρη και σε τομή, ενώ στη συνέχεια παρατίθενται τα κατασκευαστικά σχέδιά του.

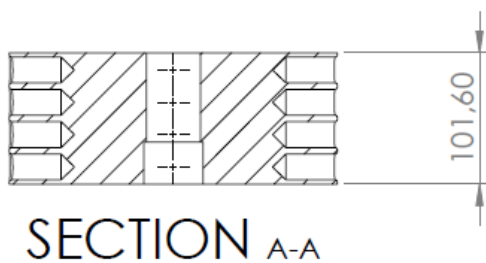


DETAIL B
SCALE 5 : 1

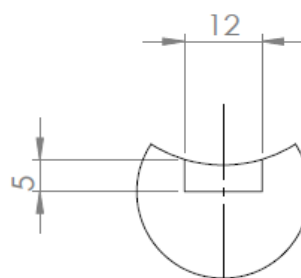
Σχήμα 4.1.1-1



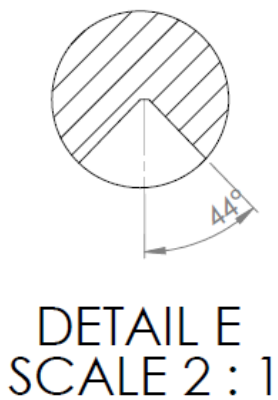
SECTION B-B



SECTION A-A



DETAIL D
SCALE 1 : 1

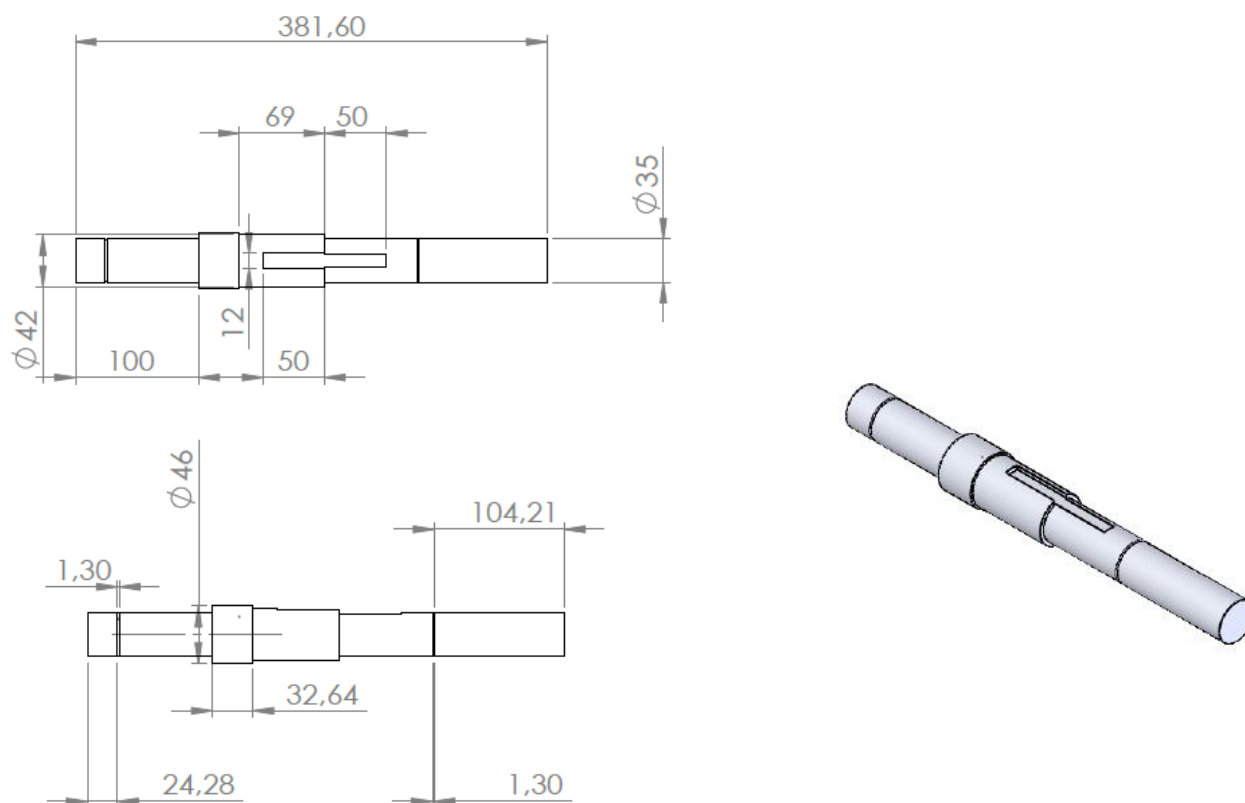


DETAIL E
SCALE 2 : 1

Σχήμα 4.1.1-2

Άξονας

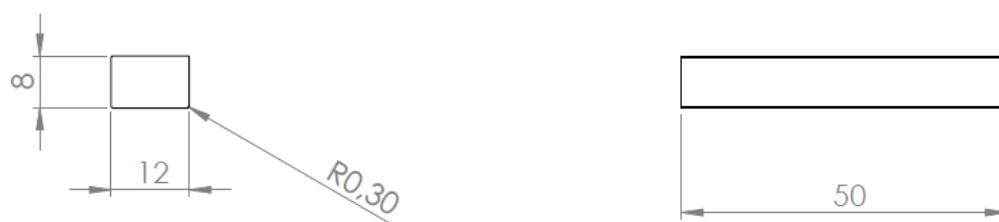
Ο δρομέας περιστρέφεται μέσω της διασύνδεσής του με άξονα, τα κατασκευαστικά σχέδια του οποίου δίνονται στις παρακάτω εικόνες. Το υλικό κατασκευής του άξονα είναι χάλυβας και η μάζα του υπολογίζεται στα 3.25 kg



Σχήμα 4.1.1-3

Η διασύνδεση του άξονα με τον δρομέα επιτυγχάνεται κυρίως μέσω της χρήσης σφήνας η οποία μπλοκάρει τα δύο αντικείμενα μεταξύ τους κατά την περιστροφή. επίσης, ο άξονας έχει διακυμάνσεις στην διάμετρό του, οι οποίες εξασφαλίζουν την καλύτερη διασύνδεση των δύο αυτών τεμαχίων και τη δυνατότητα παραλαβής αξονικών φορτίσεων από τη μια πλευρά της κατασκευής.

Οι διαστάσεις του σφηνάλακα για τον άξονα και τον δρομέα παρουσιάζονται στα αντίστοιχα κατασκευαστικά σχέδια του κάθε τεμαχίου, ενώ της σφήνας στις εικόνες που ακολουθούν.



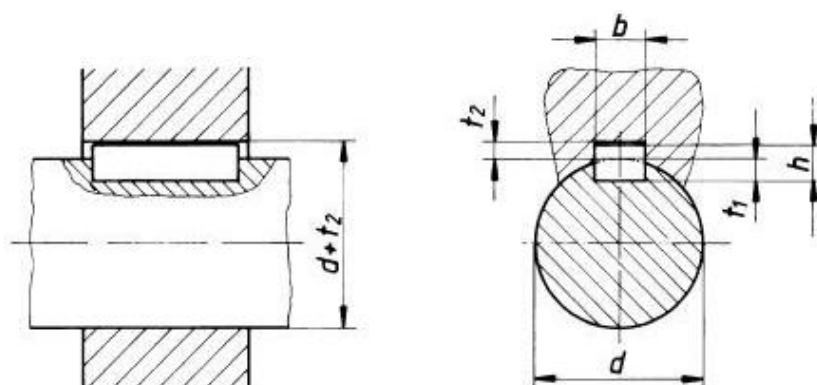
Σχήμα 4.1.1-4

Η διάμετρος του τμήματος του άξονα όπου κρίθηκε αναγκαίο να τοποθετηθεί η σφήνα είναι 42 mm. Από τον πίνακα που παρουσιάζεται στην εικόνα 3.1.1-5 για οδηγούς σφήνες υψηλής μορφής κατά DIN 6885/1 και για d από 38 έως 44, λαμβάνουμε τα δεδομένα που είναι περιγεγραμμένα με κόκκινο.

d	από	6	8	10	12	17	22	30	38	44	50	58
	έως	8	10	12	17	22	30	38	44	50	58	65
b		2	3	4	5	6	8	10	12	14	16	18
h		2	3	4	5	6	7	8	8	9	10	11
t_1		1,2	1,8	2,5	3	3,5	4	5	5	5,5	6	7
t_2		1	1,4	1,8	2,3	2,8	3,3	3,3	3,3	3,8	4,3	4,4
r	από	0,08			0,16			0,25				
	έως	0,16			0,25			0,40				
l_1	από	6	6	8	10	14	18	22	28	36	45	50
	έως	20	36	45	56	70	90	110	140	160	180	200
T_0	από	0,024	0,048	0,075	0,120	0,213	0,330	0,450	0,570	0,770	1,00	1,16
	έως	0,032	0,060	0,090	0,170	0,275	0,450	0,570	0,660	0,875	1,16	1,30

Εικόνα 4.1.1-5

Τα b , d , h , t_1 , t_2 και l απεικονίζονται στο σχήμα 3.1.1-5

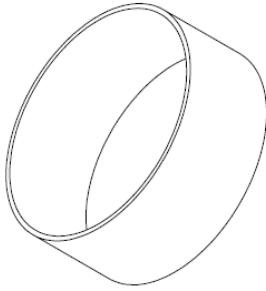


Σχήμα 4.1.1-5

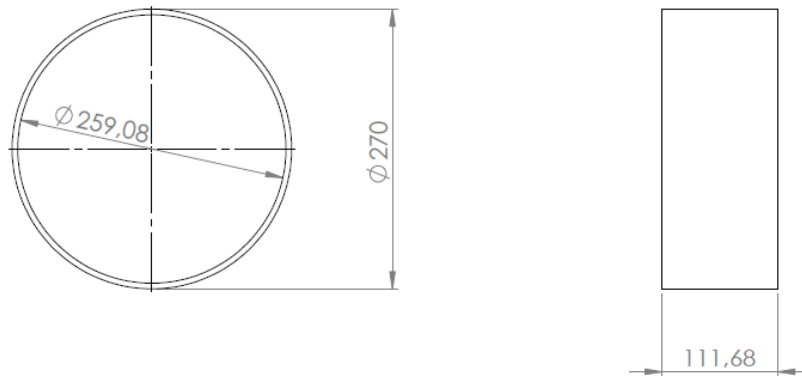
Από τον παραπάνω πίνακα και λαμβάνοντας υπόψιν τα τυποποιημένα μεγέθη, καταλήγουμε στις διαστάσεις σφήνας και σφηνάλακας που παρουσιάζονται στα παραπάνω σχέδια.

Στον άξονα έχει σχεδιαστεί επίσης μια προέκταση του σφηνάλακα ίδιου μήκους με αυτόν, προκειμένου να διευκολυνθεί η διαδικασία τοποθέτησης του.

Περίβλημα



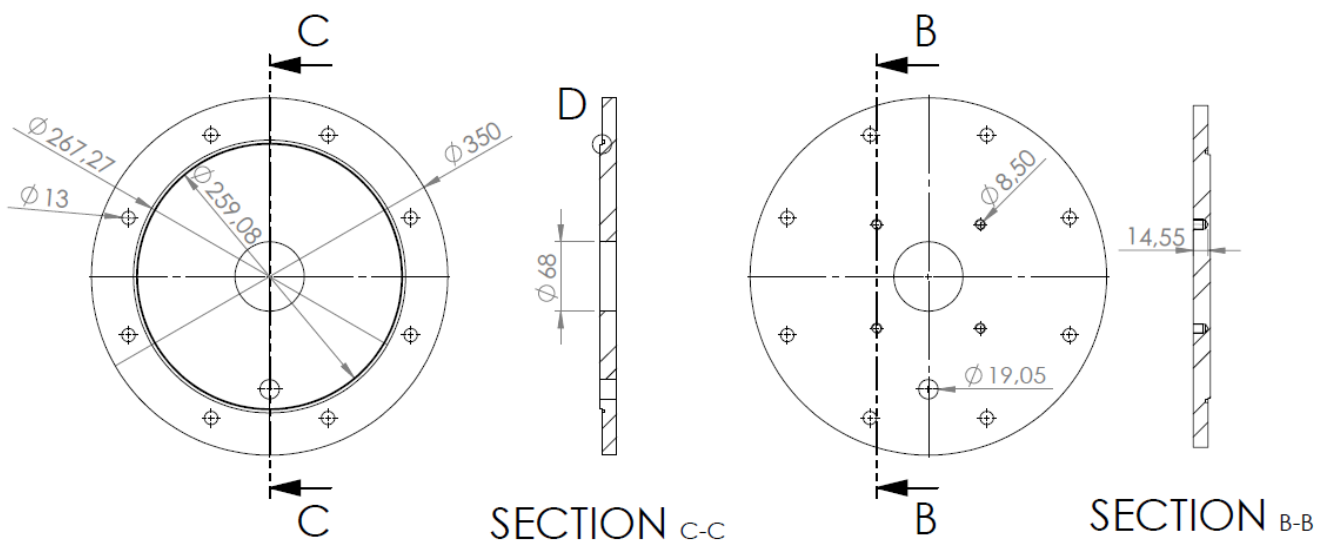
Το υλικό του περιβλήματος της συσκευής είναι ανοξείδωτος χάλυβας και το βάρος του ανέρχεται στα 4054,14 *gr* η αλλιώς στα 4,054 *kg*. Στο εσωτερικό του περιβλήματος περιστρέφεται ο δρομέας με απόσταση 0,254 *cm*. Το περίβλημα είναι ένας απλός κύλινδρος με διαστάσεις που απεικονίζονται στα παρακάτω σχήματα.



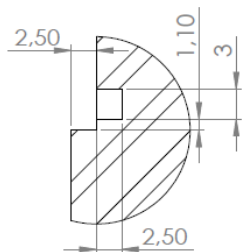
Σχήμα 4.1.1-6

Πρώτο εξωτερικό καπάκι

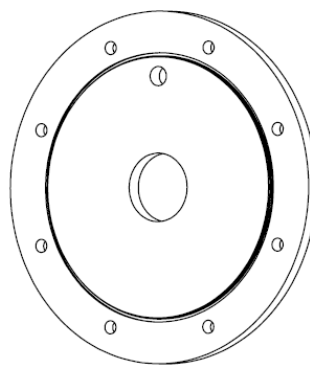
Το πρώτο εξωτερικό καπάκι συνδέεται απευθείας στο περίβλημα και από τις δύο πλευρές και κλείνει τον κύλινδρο του περιβλήματος. Τα δύο αυτά καπάκια, στις αντικριστές πλευρές του περιβλήματος, συνδέονται μεταξύ τους με ντίζες συσφιγμένες με περικόχλια ασφαλείας πάνω στην επιφάνειά τους. επίσης, μέσω του εξαρτήματος αυτού γίνεται η εισαγωγή και αντίστοιχα η εξαγωγή του ρευστού στο διάκενο μεταξύ του περιβλήματος και του δρομέα της συσκευής. Το συγκεκριμένο τεμάχιο είναι κατασκευασμένο από ανοξείδωτο χάλυβα και το βάρος του ανέρχεται στα 11,5 *kg*.



Σχήμα 4.1.1-7



DETAIL D
SCALE 2 : 1

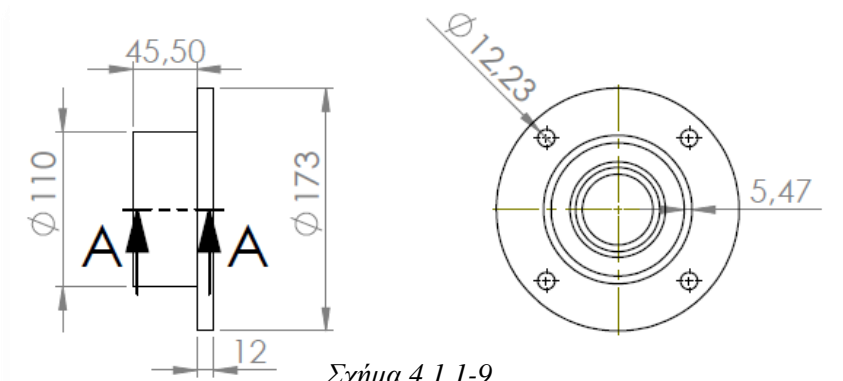


Σχήμα 4.1.1-8

Στην λεπτομέρεια *D*, που απεικονίζεται στο παραπάνω σχέδιο, παρουσιάζεται ένα αυλάκωμα στην επιφάνεια του εξωτερικού καπακιού η οποία χρησιμεύει για την εισαγωγή στεγανοποίησης.

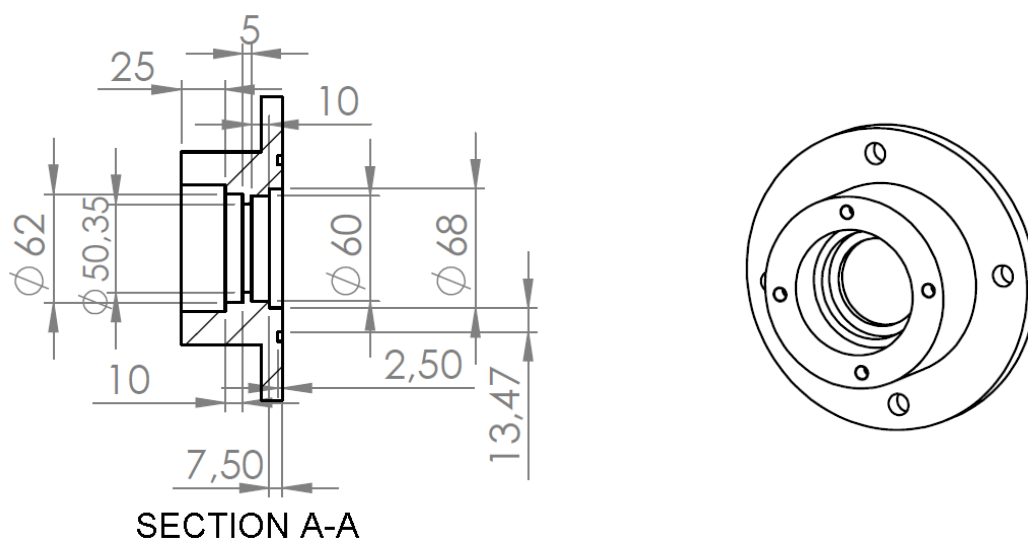
Δεύτερο εξωτερικό καπάκι

Το δεύτερο εξωτερικό καπάκι συνδέεται μέσω κοχλιών στο πρώτο εξωτερικό καπάκι και είναι ο χώρος όπου στεγάζονται τα έδρανα ολίσθησης (ρουλεμάν) καθώς και τα στεγανοποιητικά (τσιμούχες, ένα μέρος από τους μηχανικούς στυπιοθλίπτες). Στη συσκευή υπάρχουν δύο τέτοια εξωτερικά καπάκια, συνδεδεμένα, το καθένα, στα πρώτα εξωτερικά καπάκια. Και τα τεμάχια αυτά είναι κατασκευασμένα από ανοξείδωτο χάλυβα με το βάρος τους να ανέρχεται στα 4,04 kg το καθένα.



Σχήμα 4.1.1-9

Η τομή *A – A* παρουσιάζεται στο παρακάτω σχέδιο ελαφρώς μεγεθυμένη προκειμένου να είναι ευκρινέστερες οι διαστάσεις που χρησιμοποιήθηκαν.

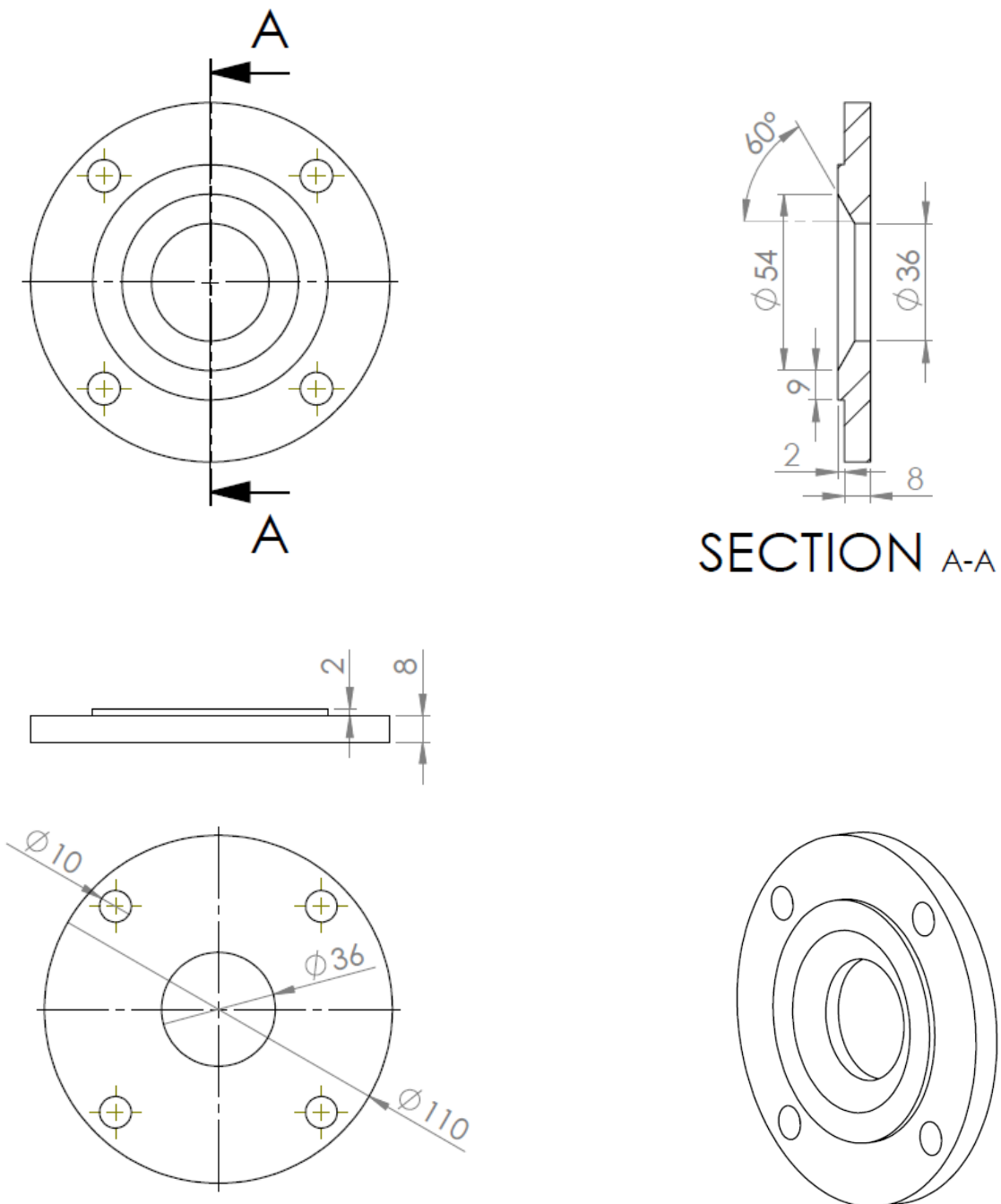


SECTION A-A

Σχήμα 4.1.1-10

Τρίτο εξωτερικό καπάκι

Το τρίτο εξωτερικό καπάκι είναι το τελευταίο καπάκι κατά τη συναρμολόγηση και είναι αυτό που ουσιαστικά κλείνει την συσκευή. Το καπάκι αυτό συνδέεται με το δεύτερο εξωτερικό καπάκι με κοχλίες. Είναι κατασκευασμένο από ανοξείδωτο χάλυβα και το βάρος του ανέρχεται στα 0,55 kg.

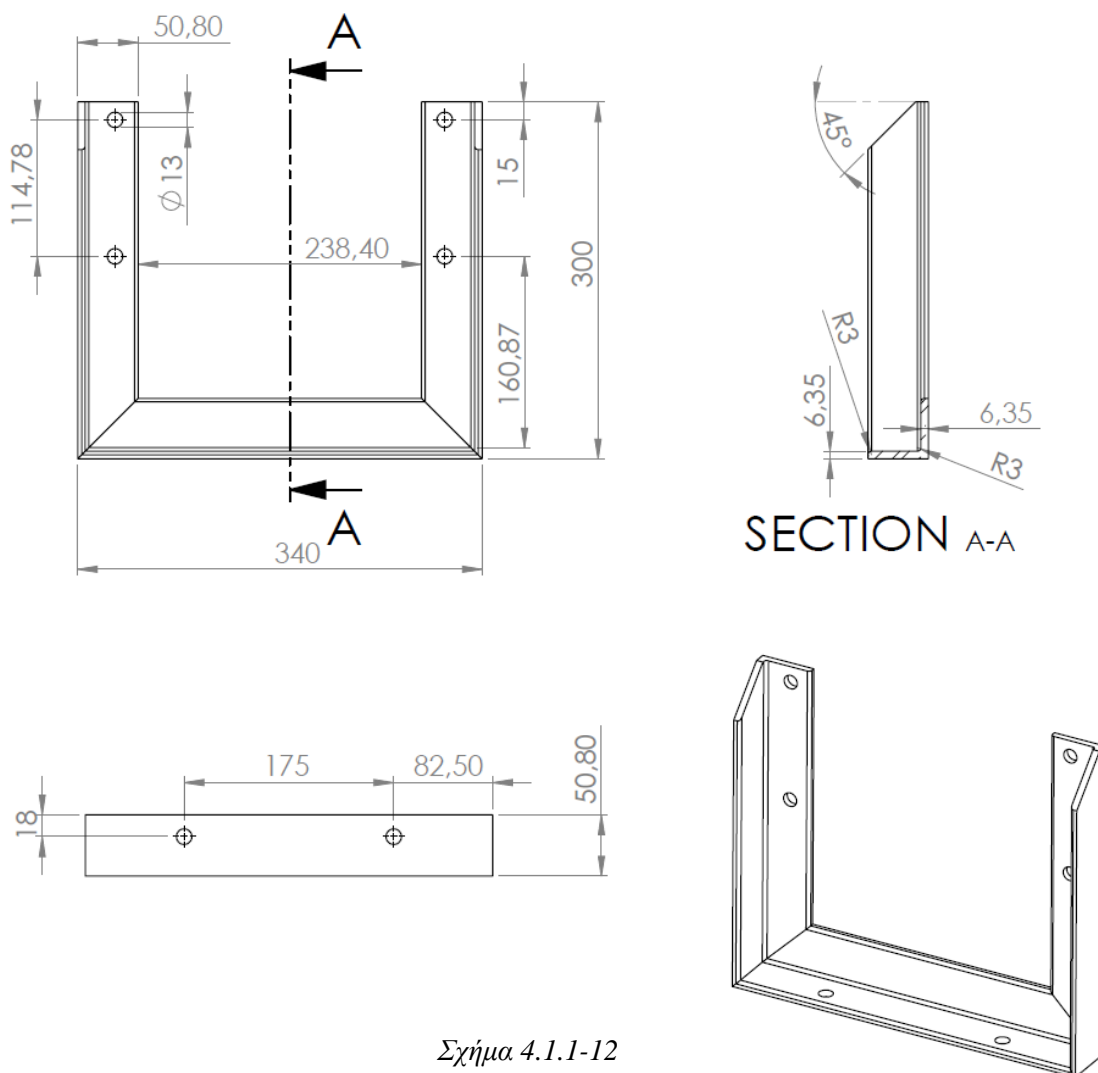


Σχήμα 4.1.1-11

Το συνολικό βάρος κατασκευής ανέρχεται στα $10,5 + 3,25 + 4,05 + 2 \cdot 11,5 + 2 \cdot 4,04 + 2 \cdot 0,55 = 49,98 \text{ kg}$ χωρίς τα έδρανα ολίσθησης και τις στεγανοποιήσεις.

Βάση συσκευής

Για την τοποθέτηση της συσκευής σε απόσταση από το έδαφος καθώς και για την ορθή της στήριξη, χρησιμοποιήθηκε βάση, τα κατασκευαστικά σχέδια της οποίας παρουσιάζονται παρακάτω.



Σχήμα 4.1.1-12

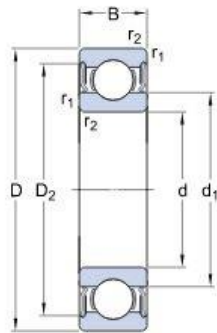
Η βάση της συσκευής είναι κατασκευασμένη από όλκιμο σίδηρο και το βάρος της υπολογίζεται στα 3,66 kg.

4.1.2 Έδρανα ολίσθησης-Στεγανοποίηση

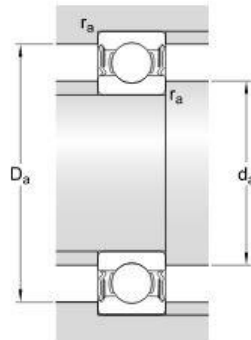
4.1.2.1 Έδρανα ολίσθησης

Ρουλεμάν

Τα ρουλεμάν επιλέχθηκαν με βάση τις απαιτήσεις του πειράματος και είναι τα απλά ένσφαιρα 62207-2RS1, οι διαστάσεις καθώς και τα χαρακτηριστικά των οποίων παρουσιάζονται παρακάτω.



d	35	mm
D	72	mm
B	23	mm
d ₁	≈ 46.94	mm
D ₂	≈ 62.69	mm
r _{1,2}	min. 1.1	mm



d _a	min. 42	mm
d _a	max. 46.8	mm
D _a	max. 65	mm
r _a	max. 1	mm

Σχήμα 4.1.2.1-1

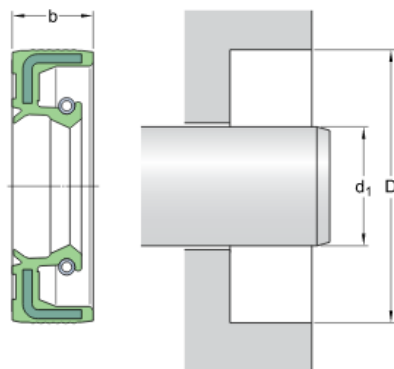
Πίνακας 3.1.2.1-1

Βασικό δυναμικό επιτρεπόμενο φορτίο	c	25.5	kN
Βασικό στατικό επιτρεπόμενο φορτίο	c ₀	15.3	kN
Όριο φορτίου κόπωσης	p _u	0.655	kN
Όριο ταχύτητας		6300	r/min
Παράγοντας υπολογισμού	k _r	0.025	
Παράγοντας υπολογισμού	f ₀	13.8	
Μάζα		0.397	kg

4.1.2.2 Στεγανοποίηση

Τσιμούχες

Οι τσιμούχες που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι 35X62X10 HMSA 10V 564111, τύπου V, και τα χαρακτηριστικά τους καθώς και οι διαστάσεις τους παρουσιάζονται στα παρακάτω σχήματα.



d ₁	35	mm
D	62	mm
b	10	mm

Σχήμα 4.1.2.2-1

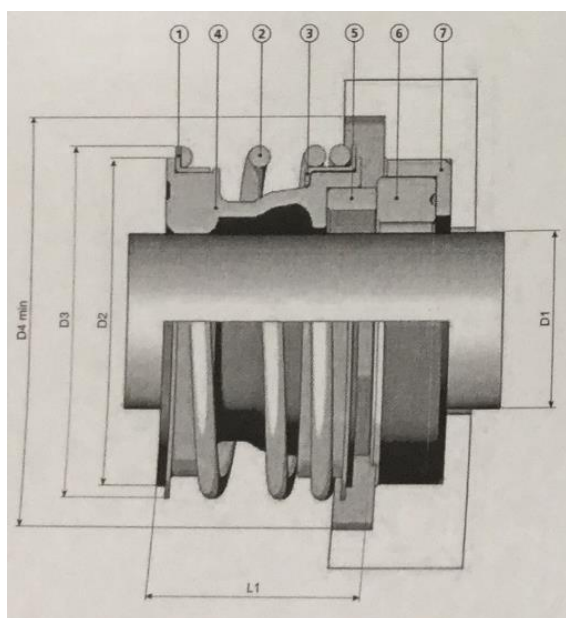
Πίνακας 4.2.2-1

Διαφορά πίεσης		0.03	MPa
Θερμοκρασία λειτουργίας	min.	-40	°C
Θερμοκρασία λειτουργίας	max.	200	°C
Θερμοκρασία λειτουργίας για μικρή περίοδο	max.	220	°C
Περιστροφική ταχύτητα	max.	7639	r/min
Ταχύτητα επιφάνειας άξονα	max.	14	m/s

Στυπιοθλίπτες

Για την ενίσχυση της στεγανοποίησης καθώς και για την παραλαβή αξονικών φορτίων χωρίς να προκαλείται μετατόπιση του δρομέα, χρησιμοποιήθηκαν μηχανικοί στυπιοθλίπτες τύπου 35x56x28.5 FG στις δύο άκρες του άξονα όπως φαίνεται και στο σχέδιο συναρμολόγησης.

Τα χαρακτηριστικά των στυπιοθλιπτών που επιλέχθηκαν παρουσιάζονται παρακάτω.



Σχήμα 4.1.2.2-1

Πίνακας 4.1.2.2-2

Περιγραφή		Υλικό
1	Δακτυλίδι	Ανοξείδωτος χάλυβας
2	Ελατήριο	Ανοξείδωτος χάλυβας
3	Δακτύλιος συγκράτησης	Ανοξείδωτος χάλυβας
4	Διάφραγμα	Λάστιχο
5	Δακτύλιος ολίσθησης	Carbon-Sic
6	Counterface	Alumina-Sic
7	Τσιμούχα	Λάστιχο

Πίνακας 4.1.2.2-3

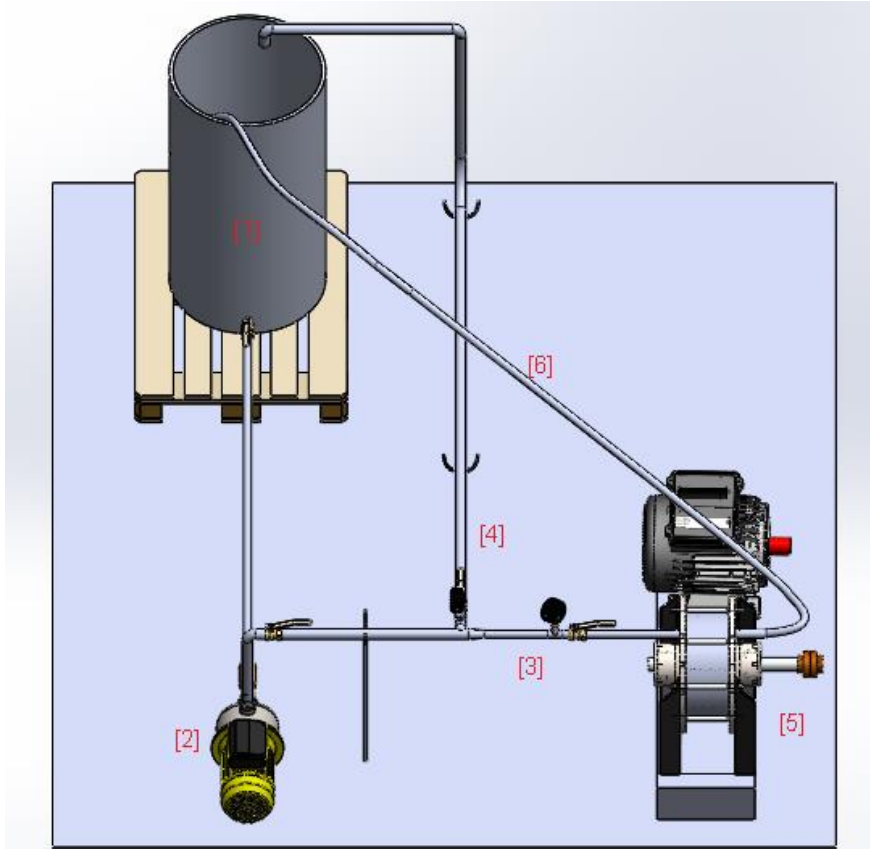
Μέγεθος	min	max
Πίεση	κενό	12 bar
Θερμοκρασία	-30°C	200°C
Ταχύτητα	-	10 m/s

Υγρή στεγανοποίηση

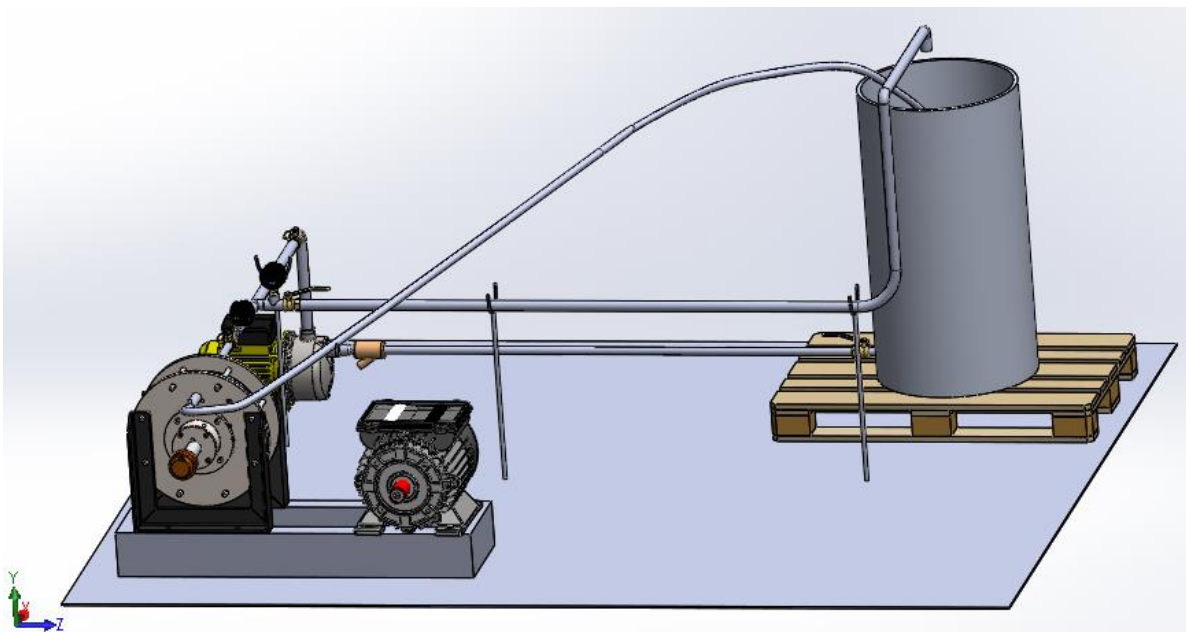
Κατά τη λειτουργία της συσκευής παρατηρήθηκαν διαρροές στην επαφή του πρώτου καπακιού με το περίβλημα, κυρίως από το τμήμα εισόδου. Για την αντιμετώπιση του εν λόγω προβλήματος, αποσυναρμολογήθηκε μερικώς η συσκευή και τοποθετήθηκε, και στις δύο πλευρές, φλαντζόκολλα προκειμένου να επιτευχθεί η στεγανοποίησή της. Η αποσυναρμολόγηση της συσκευής και η τοποθέτηση της υγρής στεγανοποίησης, δημιούργησε μια μικρή αύξηση της απόστασης μεταξύ των πλαϊνών πλευρών του δρομέα και του πρώτου καπακιού, και στις δύο πλευρές της συσκευής.

4.1.3 Δίκτυο

Για την επίτευξη των πειραματικών συνθηκών πίεσης εισαγωγής και ταχύτητας εισόδου του ρευστού, χρησιμοποιήθηκε ένα δίκτυο αγωγών με προσαρμοσμένη αντλία, δεξαμενή αποθήκευσης του νερού, μανόμετρα και βαλβίδες στραγγαλισμού ροής. Το δίκτυο προσαρμογής της συσκευής παρουσιάζεται παρακάτω.



Σχήμα 4.1.3-1



Σχήμα 4.1.3-2



Σχήμα 4.1.3-3

Το δίκτυο που παρουσιάζεται στις παραπάνω φωτογραφίες, χρησιμοποιήθηκε προκειμένου να επιτευχθούν οι κατάλληλες συνθήκες πίεσης και ταχύτητας για τη διεξαγωγή του πειράματος. Αρχικά το νερό αντλείται από τη δεξαμενή [1] μέσω αντλίας [2] και στη συνέχεια διοχετεύεται στο υπόλοιπο δίκτυο με αυξημένη πίεση. Έπειτα το ρευστό συναντάει μια διακλάδωση, η οποία χρησιμοποιείται για τον έλεγχο της παροχής και της πίεσης του ρευστού όταν αυτό θα εισέλθει στη συσκευή υδροδυναμικής σπηλαίωσης. Ο ένας κλάδος της διακλάδωσης [4] οδηγεί το νερό πίσω στη δεξαμενή, ενώ ο άλλος [3] το κατευθύνει στη συσκευή. Στη συνέχεια το νερό εξέρχεται από τη συσκευή [5] με αυξημένη θερμοκρασία, και επιστρέφει μέσω πλαστικής, εύκαμπτης σωλήνας [6] στη δεξαμενή. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται ένα κλειστό κύκλωμα σταθερής ποσότητας νερού, το οποίο όμως λειτουργεί υπό πίεση μόνο στο τμήμα μετά την αντλία και πριν την έξοδο από τη συσκευή, καθώς η δεξαμενή είναι ανοιχτή στην ατμόσφαιρα.

Για τον έλεγχο της παροχής έχουν χρησιμοποιηθεί βαλβίδες στραγγαλισμού, ενώ για την μέτρηση της πίεσης μανόμετρα πριν από κάθε βαλβίδα στα σημεία ενδιαφέροντος. Επίσης χρησιμοποιήθηκε θερμομέτρο προσαρμοσμένο στην έξοδο της συσκευής για τη μέτρηση της θερμοκρασίας και φίλτρο πριν την αντλία.

Συγκεκριμένα το δίκτυο των σωληνώσεων απαρτίζεται από τις εξής σωλήνες:

Σωλήνα [a]: συνδέει τη δεξαμενή με την αντλία με διάμετρο $\frac{3}{4}$ '' και μήκος 135 cm. Στη σωλήνα αυτή είναι προσαρμοσμένη βαλβίδα στραγγαλισμού στην έξοδο της δεξαμενής και φίλτρο πριν την αντλία. Η είσοδος της αντλίας έχει διάμετρο 1'', οπότε για τη μετάβαση από την σωλήνα $\frac{3}{4}$ '' στην 1'', χρησιμοποιήθηκε η αντίστοιχη διαστολή. Επίσης πριν την είσοδο της αντλίας τοποθετήθηκε ρακόρ για τη σύνδεση αυτής με τη σωλήνα.

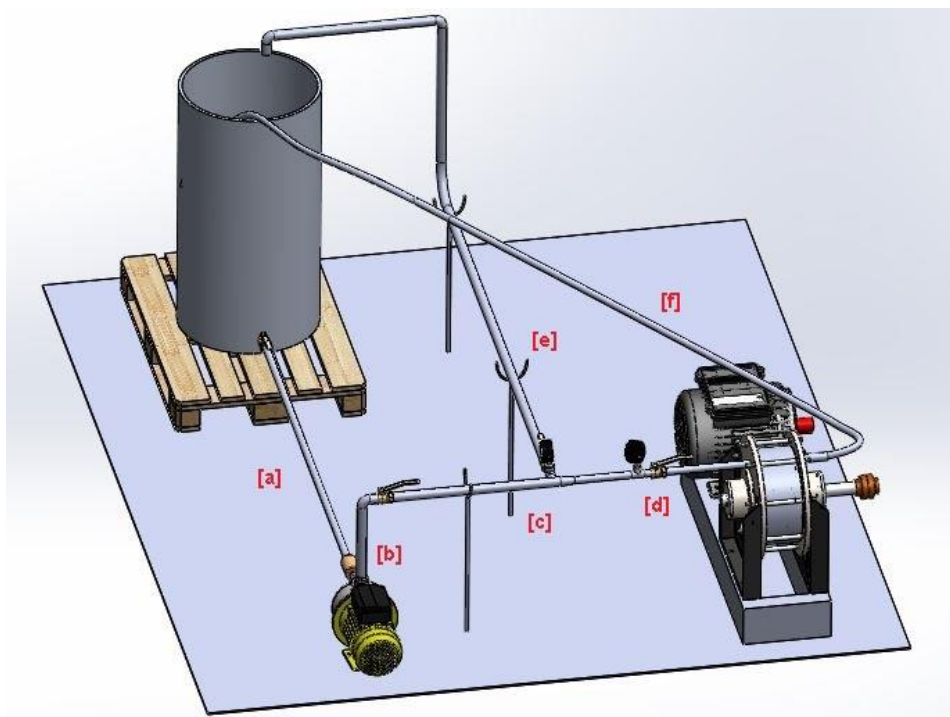
Σωλήνα [b]: μετά την έξοδο της αντλίας με διάμετρο 1'' και μήκος 25 cm. Στη σωλήνα αυτή είναι προσαρμοσμένο ρακόρ για τη διασύνδεση της αντλίας με το υπόλοιπο δίκτυο που ακολουθεί η έξοδος της. Επίσης διαθέτει γωνία 90°, 1'' και ακολουθεί βαλβίδα στραγγαλισμού προκειμένου να γίνεται εύκολα η απομόνωση της αντλίας από το δίκτυο.

Σωλήνας [c]: Αποτελεί προέκταση της [b], έχει διάμετρο 1'' και μήκος 50 cm. Καταλήγει σε διακλάδωση με δύο πλευρές διαμέτρου 1'' και μία $\frac{3}{4}$ ''.

Σωλήνας [d]: Είναι η σωλήνα με την οποία γίνεται η είσοδος του ρευστού στη συσκευή υδροδυναμικής σπηλαίωσης. Ξεκινάει από τη διακλάδωση που αναφέρθηκε παραπάνω, με διάμετρο $\frac{3}{4}$ '' και μήκος 50 cm. Αποτελείται από δύο τμήματα σωληνώσεων μεταξύ των οποίων βρίσκονται, κατά σειρά προς τη συσκευή, ένα μανόμετρο, ένα ρακόρ και μια βαλβίδα στραγγαλισμού προκειμένου να μπορεί να είναι εφικτή η μέτρηση της πίεσης εισαγωγής του νερού και η απομόνωση της συσκευής από το δίκτυο.

Σωλήνας [e]: Αποτελεί τον κλάδο της διακλάδωσης που επιστρέφει το νερό πίσω στη δεξαμενή και βοηθάει στον καλύτερο έλεγχο της παροχής στη σωλήνα εισόδου της συσκευής. Έχει διάμετρο 1'' και μήκος 153 cm παράλληλα στο σωλήνα [a]. Στη σωλήνα [e] είναι προσαρμοσμένο μανόμετρο, για την μέτρηση της πίεσης, και βαλβίδα στραγγαλισμού για τον έλεγχο της παροχής. Στο τελείωμα του μήκους του, συνδέεται μέσω γωνίας 90°, με μια προέκταση που χρησιμεύει στην επαναφορά του νερού στο άνω μέρος της δεξαμενής.

Σωλήνας [f]: Πρόκειται για μια εύκαμπτη πλαστική σωλήνα προσαρμοσμένη στην έξοδο της συσκευής διαμέτρου $\frac{3}{4}$ '' η οποία επιστρέφει το νερό, που διέρχεται μέσω του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης, πίσω στη δεξαμενή. Στον κλάδο αυτόν είναι προσαρμοσμένη, στην έξοδο της συσκευής, μια βαλβίδα στραγγαλισμού, μέσω της οποίας γίνεται ο έλεγχος του χρόνου παραμονής του νερού στη συσκευή καθώς και η πίεση εξόδου, και ένα θερμόμετρο για τη μέτρηση της θερμοκρασίας.



Σχήμα 4.1.3-4

Η αύξηση της πίεσης στην είσοδο της συσκευής υδροδυναμικής σπηλαίωσης επιτυγχάνεται, όπως αναφέρθηκε παραπάνω, με τη χρήση φυγοκεντρικής αντλίας μεταξύ των σωληνώσεων [a] και [b]. Η αντλία που χρησιμοποιήθηκε είναι τύπου Geiser 391 E (09W-GE139E) με τα χαρακτηριστικά της να παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα.

Πίνακας 4.1.3.1

Μοτέρ	230v-50Hz
Ισχύς	1200 w
Ύψος αναρρόφησης	8 m
Παροχή	3700 lt/h
Ύψος εξόδου	46 m
θερμοκρασία νερού	35 °C
Διάμετρος εξόδου	1 "
Βάρος	8.2 kg

Σύμφωνα με τον Griggs, η είσοδος της συσκευής υδροδυναμικής σπηλαίωσης προτιμάται να έχει πίεση στις $4,5 \text{ atm} = 45 \text{ m}$ μανομετρικό ύψους. Κατά συνέπεια, η συγκεκριμένη αντλία είναι κατάλληλη ως προς την αύξηση της πίεσης στην είσοδο. Προκειμένου να επιτευχθεί η ταχύτητα του 1m/s στην είσοδο της συσκευής, με την παροχή των 3700 lt/h , δημιουργήθηκε ο κλάδος [e], ο οποίος απομαστεύει 2674 lt/h και αφήνει στον κλάδο [d] την παροχή των 1026 lt/h . Με τον τρόπο αυτό, επιλέγοντας σωλήνα στην είσοδο της συσκευής με διάμετρο $\frac{3}{4}'' = 19,05 \text{ cm}$, και από την εξίσωση $u = Q/A$, όπου u η ταχύτητα του ρευστού και A το εμβαδόν της διατομής και Q η παροχή του νερού, προκύπτει ότι το νερό θα εισέρχεται στη συσκευή με ταχύτητα 1m/s .

Τα κατασκευαστικά σχέδια καθώς και πραγματική φωτογραφία της συγκεκριμένης αντλίας παρατίθενται στη συνέχεια.

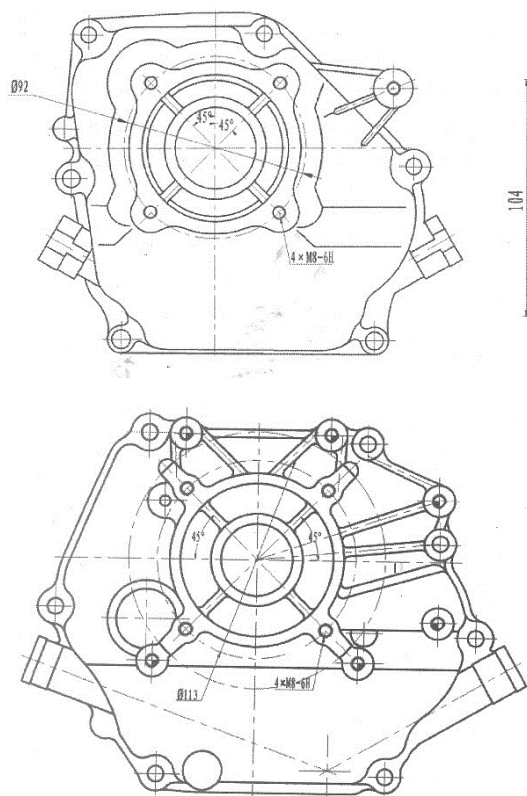


Fig.13

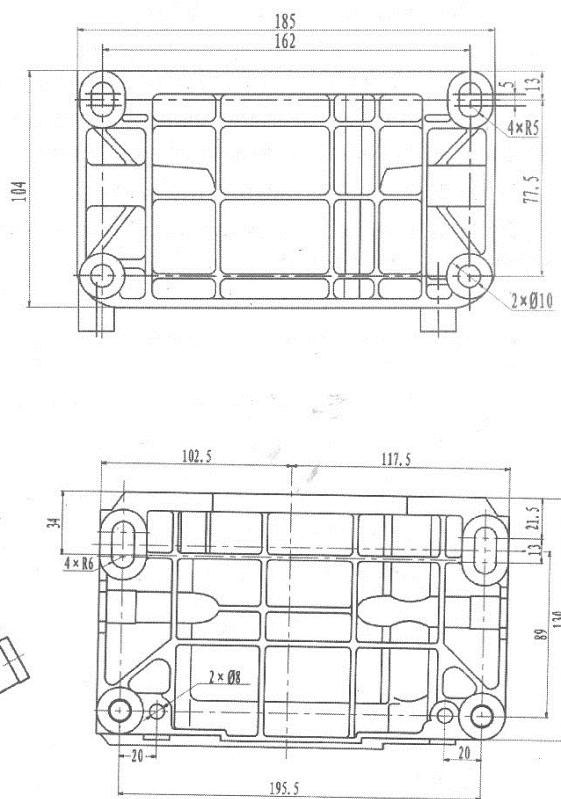


Fig.14

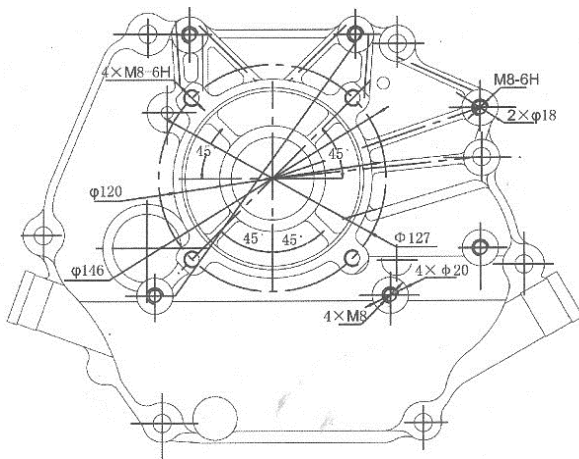


Fig.15

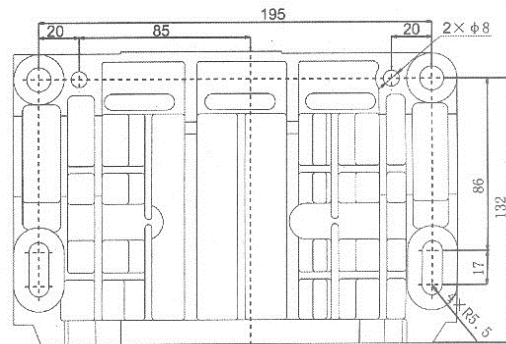


Fig.16

Σχήμα 4.1.3-5



Σχήμα 4.1.3-6

4.1.4 Διασύνδεση

Σύμφωνα με την ευρεσιτεχνία US 5,188,090 του Griggs, ο δρομέας του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης περιστρέφεται με τη βοήθεια ηλεκτροκινητήρα ισχύος 5-7,5 hp. Για τους σκοπούς του συγκεκριμένου πειράματος χρησιμοποιήθηκε βενζινοκινητήρας αντί του ηλεκτροκινητήρα, καθώς το κόστος του πρώτου είναι υποδεκακάπλαιο του δεύτερου. Η χρήση βενζινοκινητήρα σε μια πραγματική αντίστοιχη διάταξη καθιστά ανώφελη τη χρήση του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης για παραγωγή θερμότητας καθώς αυτή θα μπορούσε να προκύψει απευθείας από την καύση του καυσίμου. Στη συγκεκριμένη διπλωματική εργασία όμως, όπου σκοπός της είναι η διερεύνηση του φαινομένου παραγωγής θερμότητας μέσω της δημιουργίας σπηλαίωσης σε αντίστοιχη συσκευή με αυτή που περιγράφεται στις ευρεσιτεχνίες του Griggs, η χρήση βενζινοκινητήρα είναι απόλυτα αποδεκτή.

Ο βενζινοκινητήρας που χρησιμοποιήθηκε είναι ο 168FB της εταιρίας EXAN. Τα χαρακτηριστικά του συγκεκριμένου κινητήρα αναγράφονται στον πίνακα που ακολουθεί.

Πίνακας 4.1.4-1

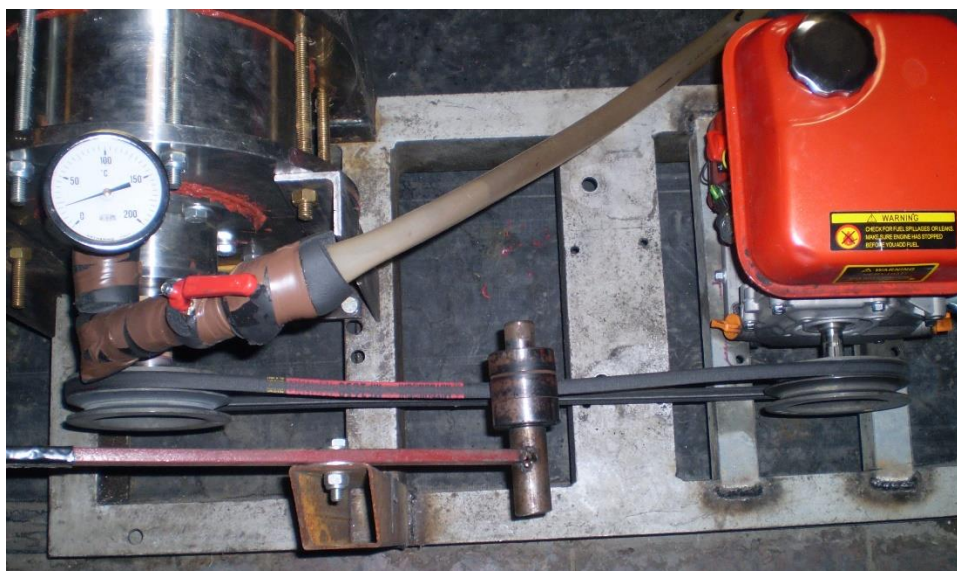
Αριθμός μοντέλου	168FB
Τύπος κινητήρα	4-χρονος, μονοκύλινδρος, αερόψυκτος
Λόγος συμπίεσης	8.5:1
Θεωρητική μέγιστη ισχύς εξόδου	4.8 kw/3600rpm
Ιπποδύναμη	6.5 hp
Μέγιστη ροπή	11N.m/3000rpm
Έξοδος	Σφήνα
Τρόπος εκκίνησης	Χωρίς μίζα
Κατανάλωση καυσίμου	≤395g/kw.h
Συνολικό βάρος	15 kg

Η διασύνδεση του κινητήρα με τη συσκευή σπηλαίωσης γίνεται μέσω τροχαλίας. Αρχικά προσαρμόστηκαν στον άξονα εξόδου του κινητήρα και στον άξονα του αντιδραστήρα σπηλαίωσης οι τροχαλίες και έπειτα τοποθετήθηκε ο μάντας μετάδοσης κίνησης από τον κινητήρα στη συσκευή. Ο μάντας που χρησιμοποιήθηκε είναι τύπου Mitsubishi MF 2650 12,5X1650 La.

Προκειμένου να γίνει η ομαλή η παραλαβή του φορτίου από τον κινητήρα και να ξεπεραστεί η επίδραση της υψηλής ροπής αδράνειας του δρομέα κατά την εκκίνηση, προσαρμόστηκε στη κατασκευή, χειροκίνητος τεντωτήρας. Ο τεντωντήρας και τα δύο συνδεόμενα μέρη παρουσιάζονται στις παρακάτω φωτογραφίες.



Σχήμα 4.1.4-1



Σχήμα 4.1.4-2

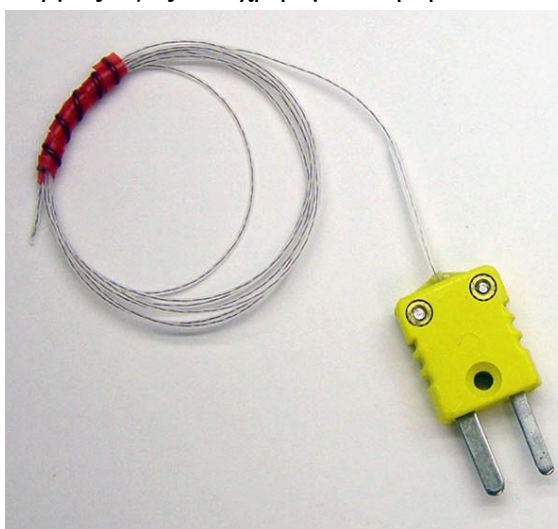
4.1.5 Μετρητικά όργανα

Στο συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν μετρητικά όργανα για τη μέτρηση των τιμών της πίεσης σε διάφορα σημεία του δικτύου, της θερμοκρασίας στη συσκευή υδροδυναμικής σπηλαίωσης και της περιστροφικής ταχύτητας του δρομέα.

4.1.5.1 Μέτρηση θερμοκρασίας

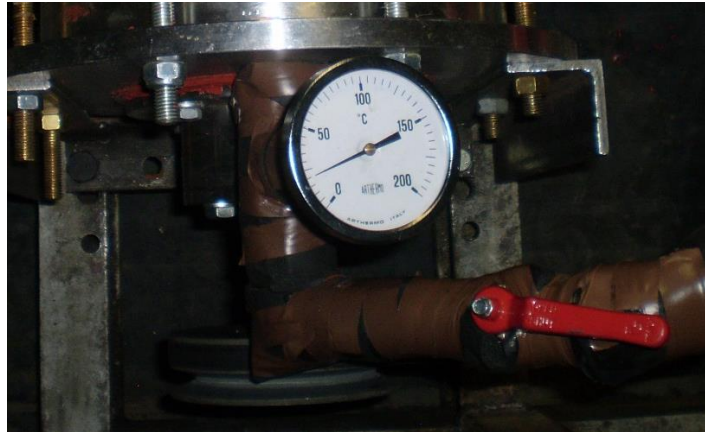
Στο παρόν πείραμα η μέτρηση της θερμοκρασίας πραγματοποιήθηκε στο κέλυφος της συσκευής υδροδυναμικής σπηλαίωσης και στην έξοδο της, με ηλεκτρονικό θερμόμετρο και αναλογικό επαφής, αντίστοιχα.

Το ηλεκτρονικό θερμόμετρο που χρησιμοποιήθηκε, είναι της εταιρίας Extech Instruments μοντέλο 421509 και το θερμοζεύγος που προσαρμόστηκε στο θερμόμετρο, είναι τύπου K Chromel + Alumel -. Παρακάτω παρουσιάζεται το εν λόγω ηλεκτρονικό θερμόμετρο και το θερμοζεύγος που χρησιμοποιήθηκε.



Εικόνα 4.1.5.1-2,-3

Στην έξοδο της συσκευής χρησιμοποιήθηκε το αναλογικό θερμομέτρο επαφής που παρουσιάζεται παρακάτω.



Εικόνα 4.1.1.5-4

4.1.5.2 Μέτρηση Πίεσης

Για την επίβλεψη της πίεσης στα διάφορα σημεία του δικτύου καθώς και για τη ρύθμιση της στην είσοδο του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης, χρησιμοποιήθηκαν μηχανικά μανόμετρα στον κλάδο [e] της διακλάδωσης και στον σωλήνα [d] πριν την είσοδο της συσκευής. Παρακάτω παρουσιάζεται τα μανόμετρα και οι θέσεις στις οποίες τοποθετήθηκαν.



Εικόνα 4.1.5.2-1,-2

4.1.5.3 Μέτρηση στροφών

Σύμφωνα με την ευρεσιτεχνία του Griggs, η ονομαστική ταχύτητα περιστροφής του δρομέα της συσκευής σπηλαίωσης είναι 3450 rpm. Για την επιτήρηση της περιστροφικής ταχύτητας του δρομέα, χρησιμοποιήθηκε το στροφόμετρο Photo Tachometer Stroboscope, μοντέλο 461825 της εταιρίας Extech Instruments. Στον άξονα του αντιδραστήρα σπηλαίωσης, από την πλευρά μετάδοσης της περιστροφικής ταχύτητας μέσω του μάντα, τοποθετήθηκε αντανακλαστικό αυτοκόλλητο, μέσω του οποίου το στροφόμετρο αντιλαμβάνεται την περιστροφική ταχύτητα

του άξονα. Στις φωτογραφίες που ακολουθούν, απεικονίζονται το στροφόμετρο και το αντανακλαστικό αυτοκόλλητο.



Εικόνα 4.1.5.3-1,-2,-3

4.1.6 Πειραματικές μετρήσεις

Στα πλαίσια της παρούσας διπλωματικής εργασίας πραγματοποιήθηκαν πειραματικές μετρήσεις που περιλαμβάνουν τη λειτουργία της συσκευής υδροδυναμικής σπηλαίωσης τόσο συνδεδεμένης στο δίκτυο που έχει δημιουργηθεί όσο και απομονωμένης από αυτό. Επίσης πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις χωρίς μόνωση στις σωληνώσεις του δικτύου αλλά και με μόνωση.

4.1.6.1 Δοκιμαστικές Μετρήσεις

Οι δοκιμαστικές μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με το ηλεκτρονικό θερμόμετρο στο περίβλημα της συσκευής σπηλαίωσης και το χρονικό βήμα καταγραφής των ενδείξεων θερμοκρασίας ήταν 5 λεπτά.

Μέτρηση 1

Τύπος: απομονωμένη συσκευή

Ποσότητα νερού: 1,4 lt

Πίεση εισόδου: ατμοσφαιρική

Περιστροφική ταχύτητα: 1200 rpm

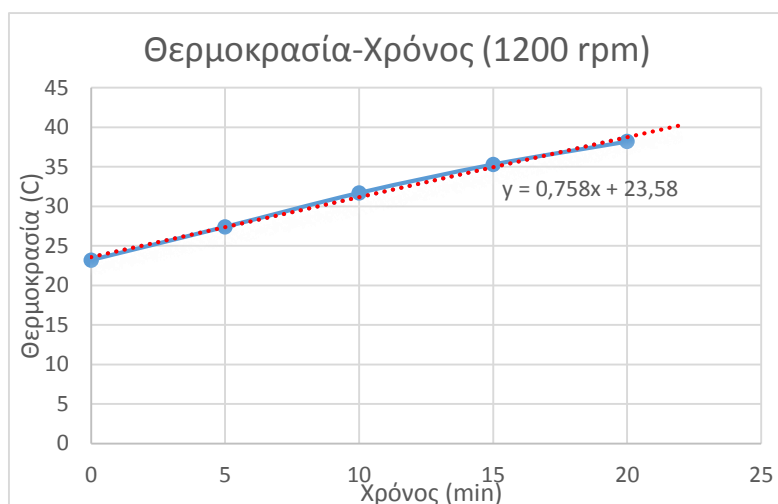
Κατανάλωση βενζίνης : 143 ml

Η μεταβολή της θερμοκρασίας του περιβλήματος της συσκευής σε συνάρτηση με τον χρόνο λειτουργίας της, παρουσιάζεται στον παρακάτω πίνακα και στο διάγραμμα που προκύπτει από αυτόν.

Πίνακας 4.1.6.1-1

Διάγραμμα 4.1.6.1-1

Χρόνος (min)	Θερμοκρασία (ο C)
0	23,2
5	27,4
10	31,7
15	35,3
20	38,2



Παρατηρούμε ότι στο χρονικό αυτό διάστημα των 20 λεπτών η θερμοκρασία αυξήθηκε στους 38,2 °C από τη θερμοκρασία περιβάλλοντος στους 23,2°C. Η μεταβολή της θερμοκρασίας προσεγγίζει ικανοποιητικά την γραμμική με εξίσωση $y = 0,758x + 23,58$ που απεικονίζεται με κόκκινο χρώμα στο διάγραμμα.

Μέτρηση 2

Η δεύτερη δοκιμαστική μέτρηση πραγματοποιήθηκε με κλειστό σύστημα παροχής με συνδεδεμένο τον αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης στο δίκτυο αγωγών. Το νερό αντλείται αρχικά από τη δεξαμενή μέσω της αντλίας και στη συνέχεια διοχετεύεται με αυξημένη πίεση στη συσκευή. Έπειτα το νερό από τη συσκευή επιστρέφει στη δεξαμενή, με αυξημένη θερμοκρασία, και ο κύκλος επαναλαμβάνεται.

Τύπος: διασυνδεδεμένη συσκευή

Ποσότητα νερού στο δίκτυο : 10 lt

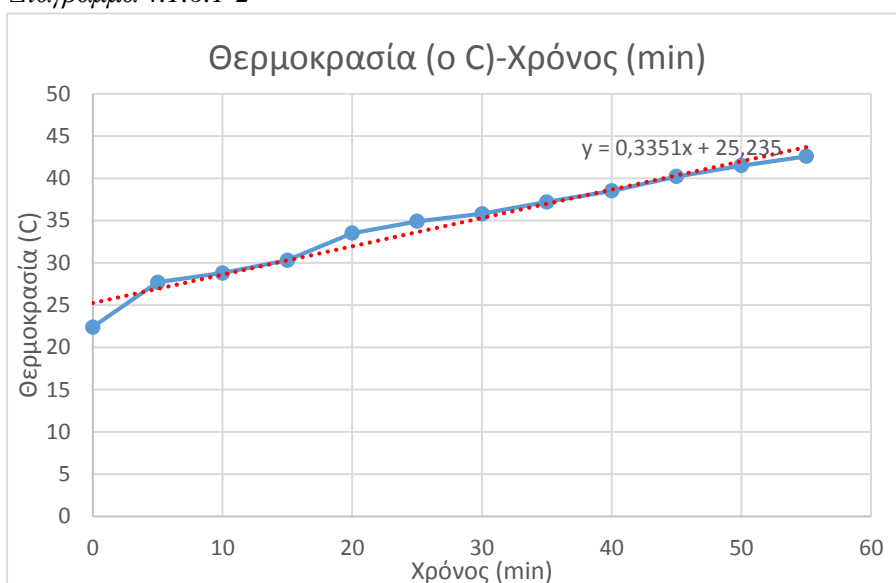
Πίεση εισόδου: 1,5 bar
 Περιτροφική ταχύτητα: 1530 rpm
 Κατανάλωση βενζίνης: 312 ml
 Χρόνος: 55 λεπτά

Παρακάτω παρουσιάζεται η μεταβολή της θερμοκρασίας του νερού τα δικτύου σε σχέση με τον χρόνο λειτουργίας της συσκευής υδροδυναμικής σπηλαιώσης.

Πίνακας 4.1.6.1-2

Χρόνος (min)	Θερμοκρασία (ο C)
0	22,4
5	27,7
10	28,8
15	30,3
20	33,5
25	34,9
30	35,8
35	37,2
40	38,5
45	40,2
50	41,5
55	42,6

Διάγραμμα 4.1.6.1-2



Παρατηρούμε ότι και σε αυτή την περίπτωση η αλληλεξάρτηση της θερμοκρασίας του νερού του δικτύου με τον χρόνο προσεγγίζει την γραμμική. Εφαρμόζοντας γραμμική γραμμή τάσης, που απεικονίζεται με κόκκινο χρώμα, προκύπτει η εξίσωση $y = 0,3351x + 25,235$.

4.1.6.2 Τελικές Μετρήσεις

Οι τελικές μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με το ηλεκτρονικό θερμόμετρο της Extech Instruments και με το αναλογικό επαφής. Το χρονικό βήμα των μετρήσεων είναι 0.5 λεπτά.

4.1.6.2.1 Μετρήσεις με διασυνδεδεμένη συσκευή σε κλειστό δίκτυο

Μέτρηση 1

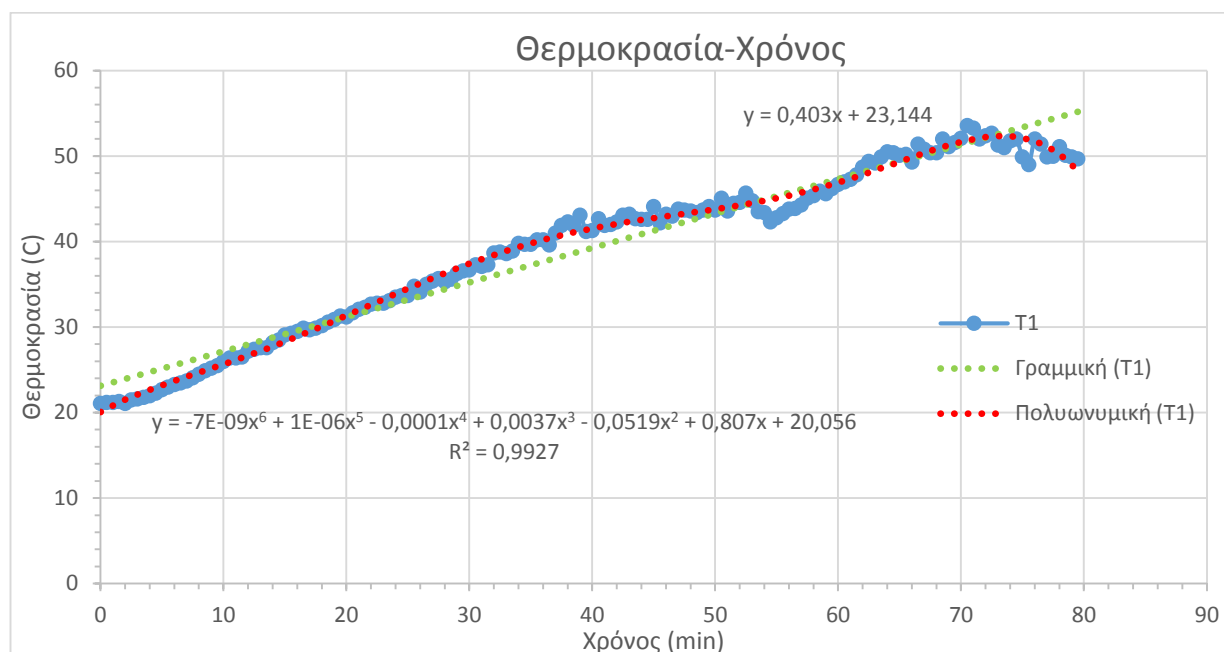
Η συγκεκριμένη μέτρηση πραγματοποιήθηκε με συνδεδεμένη τη συσκευή στο κύκλωμα του νερού, με τη συνολική ποσότητα νερού μέσα στο δίκτυο ίση με 20 lt.

Τύπος: διασυνδεδεμένη συσκευή
 Ποσότητα νερού στο δίκτυο : 20 lt
 Πίεση εισόδου: 2 bar
 Περιτροφική ταχύτητα: (1690-1710) rpm

Κατανάλωση βενζίνης: 522 ml
 Αρχική θερμοκρασία: 21,1°C
 Τελική θερμοκρασία: 49,7°C
 Μέγιστη θερμοκρασία: 53,6°C στα 70,5 λεπτά
 Χρόνος: 79,5 λεπτά

Τα δεδομένα των μετρήσεων δεν παρατίθενται σε μορφή πίνακα εξαιτίας του μεγάλου πλήθους τους.

Παρακάτω απεικονίζεται το διάγραμμα μεταβολής της θερμοκρασίας του νερού στο δίκτυο σε σχέση με τον χρόνο λειτουργίας του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης.



Διάγραμμα 4.1.6.2.1-1

Στο παραπάνω διάγραμμα απεικονίζονται με μπλε χρώμα οι πειραματικές μετρήσεις, με πράσινο η γραμμική γραμμή τάσης, ενώ με κόκκινο η πολυωνυμική γραμμή τάσης. Παρατηρούμε ότι υπάρχει μια ξεκάθαρη αύξουσα συμπεριφορά της συνάρτησης μεταβολής της θερμοκρασίας με τον χρόνο, στα περισσότερα σημεία. Η εξίσωση της γραμμική γραμμής τάσης είναι $y = 0,403x + 23,144$ ενώ της πολυωνυμικής 6^{ου} βαθμού η $y = -7E - 09x^6 + 1E - 06x^5 - 0,0001x^4 + 0,0037x^3 - 0,0519x^2 + 0,807x + 20,056$. Η πολυωνυμική γραμμή τάσης 6^{ου} βαθμού εκφράζει με μεγαλύτερη ακρίβεια τη συνάρτηση που έχει δημιουργηθεί, αν και η ίδια θα μπορούσε να εκφραστεί με ικανοποιητική ακρίβεια και από τη γραμμική. Στις παραπάνω εξισώσεις το y εκφράζει τη θερμοκρασία του νερού, ενώ το x τον χρόνο.

Η απόδοση της συσκευής που προκύπτει από τη συγκεκριμένη μέτρηση, δίνεται από την εξίσωση:

$$\eta = \frac{M_{νερού}(h_{τελικό} - h_{αρχικό})}{M_{βενζίνης} H_u}$$

όπου $M_{\text{νερού}}$ η μάζα του νερού σε kg , $h_{\text{τελικό}}$, $h_{\text{αρχικό}}$ η τελική και αρχική ενθαλπία του νερού αντίστοιχα σε kJ/kg , $M_{\text{βενζίνης}}$ η μάζα της βενζίνης που καταναλώθηκε σε kg και H_u η θερμογόνος δύναμη της. Για τη μέτρηση 1, η απόδοση προκύπτει 13,98 %. Η συγκεκριμένη απόδοση δεν περιλαμβάνει το έργο της αντλίας, και αποτελεί την απόδοση της πειραματικής διάταξης που διαμορφώθηκε χρησιμοποιώντας βενζινοκινητήρα αντί του ηλεκτροκινητήρα και το συγκεκριμένο σύστημα μετάδοσης. Ο πραγματικός βαθμός απόδοσης της παρούσας διάταξης με τη χρήση αντλίας, δίνεται από τον τύπο:

$$\eta = \frac{M_{\text{νερού}}(h_{\text{τελικό}} - h_{\text{αρχικό}})}{M_{\text{βενζίνης}}H_u + P_{\text{αντλίας}}t}$$

όπου $P_{\text{αντλίας}}$ η ισχύς της αντλίας και t ο χρόνος λειτουργίας της, και είναι 10,71%. Η αντλία, όμως, που χρησιμοποιείται αυξάνει την πίεση του ρευστού στις 4,6 atm . Ωστόσο, στη συγκεκριμένη μέτρηση, η πίεση που επιτυγχάνεται είναι 2 bar , οπότε αφαιρώντας τις απώλειες (κάτι που ισοδυναμεί με τη χρήση αντλίας περίπου της μισής ισχύος) ο βαθμός απόδοσης γίνεται 12,13%.

Οι στροφές που επιτυγχάνονται στον κινητήρα είναι 2650 rpm , ενώ στον άξονα του δρομέα (1690-1710) $rpm \sim 1700 rpm$. Αυτό σημαίνει ότι το συγκεκριμένο σύστημα μετάδοσης προσφέρει στον δρομέα της συσκευής σπηλαίωσης μόνο το 64,15 % της περιστροφικής ταχύτητας του κινητήρα. Συμπεριλαμβάνοντας την απόδοση του συστήματος μετάδοσης καθώς και την απόδοση του βενζινοκινητήρα, μια αντίστοιχη διάταξη με ηλεκτροκινητήρα και διασύνδεση κινητήρα - συσκευής μέσω κόμπλερ, θα είχε περίπου τον πενταπλάσιο βαθμό απόδοσης. Αν η_1 η απόδοση της παρούσας διάταξης και η_2 της διάταξης με ηλεκτροκινητήρα και κόμπλερ, θα ισχύει $\eta_1 = \frac{(0,6415 \cdot 0,3)}{0,9 \cdot 1} \cdot \eta_2$ όπου 0,3 η απόδοση του βενζινοκινητήρα, 0,9 η απόδοση του ηλεκτροκινητήρα και 1 η απόδοση του κόμπλερ. Από τη σχέση αυτή προκύπτει ότι $\eta_2 = 0,5689 = 56,89\%$.

Συνοψίζοντας, οι αποδόσεις της συσκευής που προκύπτουν από τη μέτρηση 1 είναι:

Βαθμός απόδοσης χωρίς τη χρήση αντλίας: 13,98 %

Πραγματικός βαθμός απόδοσης της παρούσας διάταξης: 10,71% (12,13 % με ιδανικό δίκτυο χωρίς απώλειες πίεσης)

Βαθμός απόδοσης διάταξης με ηλεκτροκινητήρα και κόμπλερ: 56,89 %

Μέτρηση 2

Η συγκεκριμένη μέτρηση πραγματοποιήθηκε με συνδεδεμένη τη συσκευή στο κύκλωμα του νερού, με τη συνολική ποσότητα νερού μέσα στο δίκτυο ίση με 20 lt.

Τύπος: συνδεδεμένη συσκευή στο δίκτυο

Ποσότητα νερού: 20 lt

Πίεση εισόδου: 2 bar

Περιστροφική ταχύτητα: (1690-1730) rpm

Κατανάλωση βενζίνης: 442 ml

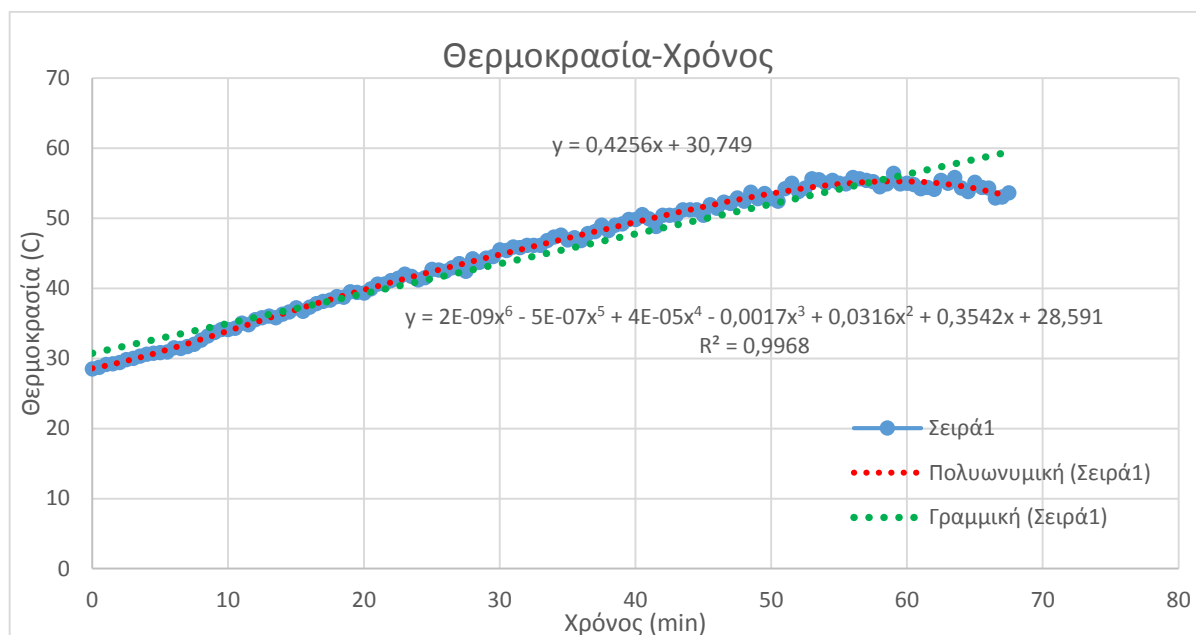
Αρχική θερμοκρασία: 28,5 °C

Τελική θερμοκρασία: 53,6 °C

Μέγιστη θερμοκρασία: 56,4 °C στα 59 λεπτά

Χρόνος: 67,5 λεπτά

Η συγκεκριμένη μέτρηση πραγματοποιήθηκε με προσθήκη μόνωσης στις σωληνώσεις του δικτύου, προκειμένου να ελαττωθούν οι θερμικές απώλειες προς το περιβάλλον και να επιτευχθεί γρηγορότερη αύξηση της θερμοκρασίας. Παρακάτω παρουσιάζεται το διάγραμμα μεταβολής της θερμοκρασίας του περιεχόμενου νερού στο σύστημα σε σχέση με τον χρόνο λειτουργίας της συσκευής υδροδυναμικής σπηλαίωσης.



Διάγραμμα 4.1.6.2.1-2

Παρατηρούμε μια φανερή αύξουσα τάση μέχρι το λεπτό 55 και από εκεί και πέρα, μέχρι το λεπτό 67,5, υπάρχει σταθεροποίηση της θερμοκρασίας γύρω από την τιμή 54°C και μια ελαφριά μείωση της. Η πολυωνυμική γραμμή τάσης με εξίσωση $y = 2E - 09x^6 - 5E - 07x^5 + 4E - 05x^4 - 0,0017x^3 + 0,0316x^2 + 0,3542x + 28,591$ εκφράζει με μεγάλη ακρίβεια τη γραμμή μετρήσεων. Η γραμμική γραμμή τάσης με εξίσωση $y = 0,4256x + 30,749$ εκφράζει ικανοποιητικά τη γραμμή μετρήσεων περίπου μέχρι το λεπτό 60.

Στη συγκεκριμένη μέτρηση υπήρχε πρόβλημα διαρροών από την τσιμούχα στην πλευρά εισόδου της συσκευής.

Με τον ίδιο τρόπο που υπολογίστηκαν οι βαθμοί απόδοσης για την μέτρηση 1, υπολογίζονται και για την παρούσα μέτρηση.

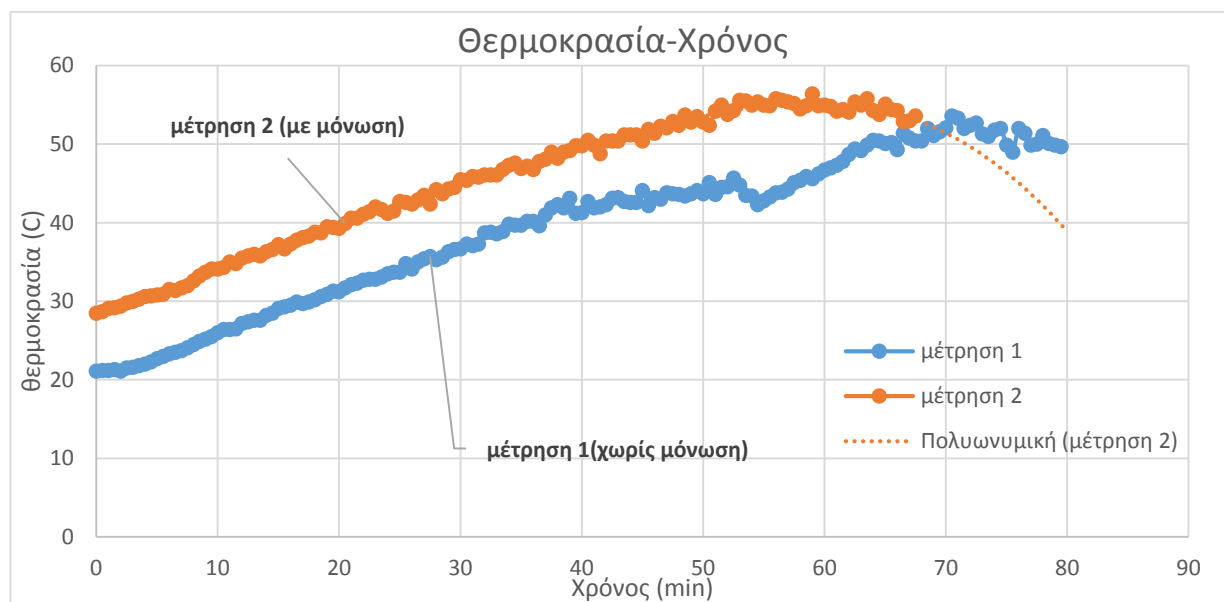
Βαθμός απόδοσης χωρίς τη χρήση αντλίας: 16,51 %

Πραγματικός βαθμός απόδοσης της παρούσας διάταξης: 12,69 % (14,35 % με ιδανικό δίκτυο χωρίς απώλειες πίεσης)

Βαθμός απόδοσης διάταξης με ηλεκτροκινητήρα και κόμπλερ: 67,10 %.

Παρακάτω παρουσιάζεται διάγραμμα όπου απεικονίζονται ταυτόχρονα τα αποτελέσματα των μετρήσεων 1 και 2. Παρατηρείται ότι στη μέτρηση 2, με την προσθήκη μόνωσης, επιτυγχάνονται υψηλότερες θερμοκρασίες από την 1, όπου δεν έχει εφαρμοσθεί μόνωση στις σωληνώσεις του δικτύου. Η μέγιστη θερμοκρασία της μέτρησης 1 επιτυγχάνεται 20, περίπου, λεπτά γρηγορότερα

κατά τη μέτρηση. Παρατηρούμε επίσης, ότι οι δύο γραμμές μετρήσεων έχουν σχεδόν την ίδια κλίση, με ελαφρώς μεγαλύτερη την κλίση της μέτρησης 2 με μόνωση (0,42 έναντι των 0,40), οπότε και σχεδόν τον ίδιο ρυθμό μεταβολής της θερμοκρασίας σε σχέση με τον χρόνο λειτουργίας της συσκευής σπηλαίωσης. Επίσης, παρατηρούμε από το διάγραμμα πως η επίδραση της αρχικής θερμοκρασίας στην ανάπτυξη των θερμοκρασιών είναι ιδιαίτερα σημαντική. Η γρηγορότερη ανάπτυξη υψηλών θερμοκρασιών στη μέτρηση 2, οφείλεται κυρίως στην υψηλότερη αρχική θερμοκρασία του νερού παρά στην προσθήκη μόνωσης.



Διάγραμμα 4.1.6.1.1-2

4.1.6.2.2 Μετρήσεις με απομονωμένη τη συσκευή σπηλαίωσης

Μέτρηση 3

Η συγκεκριμένη μέτρηση πραγματοποιήθηκε με απομονωμένη τη συσκευή, δηλαδή με κλειστές τις βαλβίδες εισόδου και εξόδου της. Η θερμοκρασία του περιβάλλοντος ήταν 19,7°C, ενώ η μέγιστη θερμοκρασία που επιτεύχθηκε είναι 62,8 °C σε χρονικό διάστημα 22,5 λεπτών.

Τύπος: απομονωμένη συσκευή

Ποσότητα νερού: 1,4 lt

Πίεση εισόδου: 4 bar αρχικά όμως λόγω των διαρροών που δημιουργήθηκαν μειωνόταν κατά την διάρκεια της μέτρησης μέχρι την τελική τιμή των 2 bar

Περιστροφική ταχύτητα: (1570-1590) rpm

Κατανάλωση βενζίνης: 163,8 ml

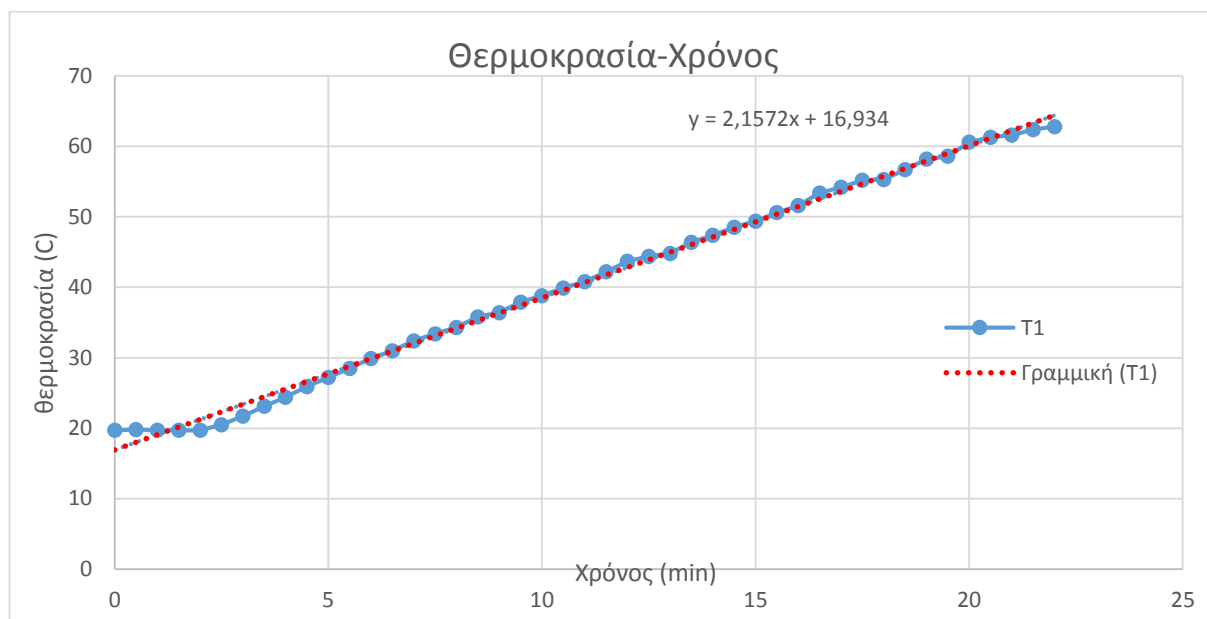
Αρχική θερμοκρασία: 19,7 °C

Τελική θερμοκρασία: 62,8 °C

Μέγιστη θερμοκρασία: 62,8 °C στα 22 λεπτά

Χρόνος: 22 λεπτά

Παρακάτω παρουσιάζεται η συναρτησιακή σχέση της θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στο περίβλημα της συσκευής σε σχέση με το χρονικό διάστημα που λειτουργεί.



Διάγραμμα 4.1.6.2.2.-1

Με μπλε χρώμα απεικονίζεται η γραμμή μετρήσεων ενώ με κόκκινο η γραμμή τάσης, που στη συγκεκριμένη περίπτωση είναι γραμμική με εξίσωση $y = 2,1572x + 16,934$. Η συγκεκριμένη γραμμή τάσης είναι αύξουσα με μεγάλη κλίση σε σχέση με τις αντίστοιχες στις προηγούμενες μετρήσεις και εκφράζει με μεγάλη ακρίβεια τη γραμμή μετρήσεων, κατά κύριο λόγο, εκτός των δύο πρώτων λεπτών όπου η θερμοκρασία παραμένει περίπου σταθερή στους 20°C, εξαιτίας της εκκίνησης του δρομέα.

Στις μετρήσεις με απομονωμένη τη συσκευή σπηλαίωσης, η απόδοση εκφράζεται από τη σχέση

$$\eta = \frac{M_{\text{νερο}}(h_{\text{τελικό}} - h_{\text{αρχικό}})}{M_{\text{βενζίνης}}H_u + P_{\text{αντλίας}}t} \quad \text{η οποία μετασχηματίζεται στην} \quad \eta = \frac{M_{\text{νερο}}(h_{\text{τελικό}} - h_{\text{αρχικό}})}{M_{\text{βενζίνης}}H_u}$$

καθώς η αντλία χρησιμοποιείται για πολύ μικρό χρονικό διάστημα, οπότε η κατανάλωσή της θεωρείται αμελητέα, και έτσι το γινόμενο $P_{\text{αντλίας}}t$ τείνει στο μηδέν. Κατά αυτόν τον τρόπο, οι αποδόσεις της μέτρησης 3 είναι :

Βαθμός απόδοσης χωρίς τη χρήση αντλίας: 4,82 %

Βαθμός απόδοσης διάταξης με ηλεκτροκινητήρα και κόμπλερ: 22,53 %.

Μέτρηση 4

Η συγκεκριμένη μέτρηση περιλαμβάνει τη συσκευή σπηλαίωσης να λειτουργεί απομονωμένη από το υπόλοιπο δίκτυο αγωγών σε υψηλότερες ταχύτητες από τα προηγούμενα πειράματα που διεξάχθηκαν.

Τύπος: απομονωμένη συσκευή

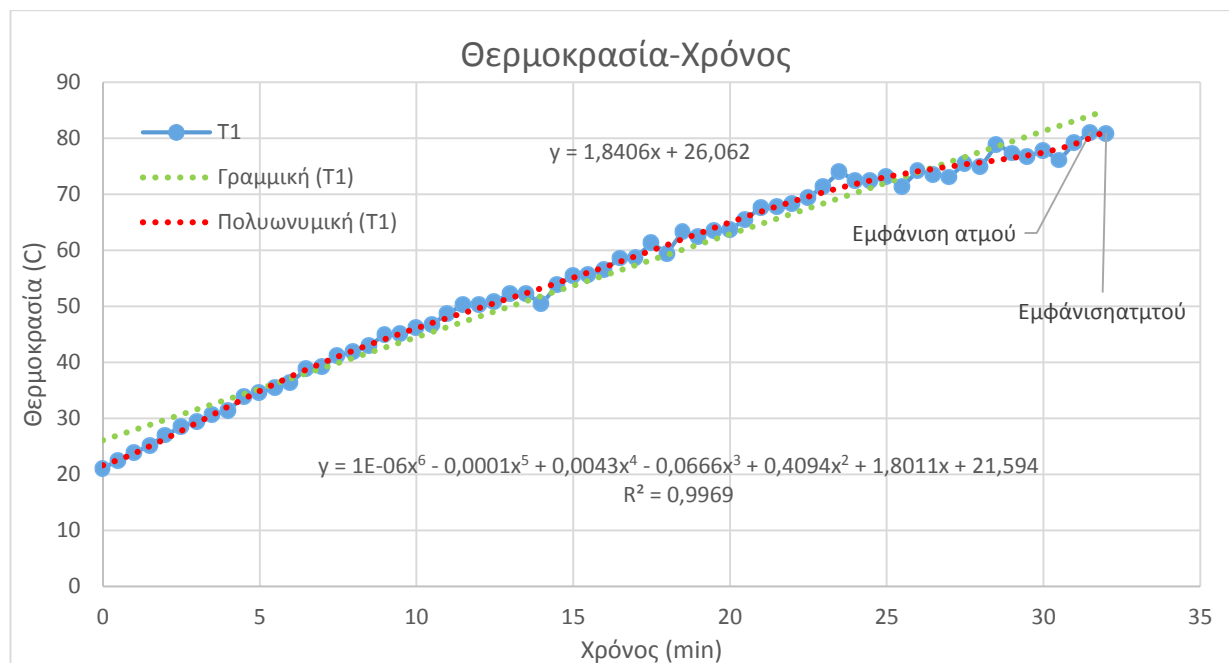
Ποσότητα νερού: 1,4 lt

Πίεση εισόδου: ατμοσφαιρική, πρόβλημα διαρροών από την τσιμούχα

Περιστροφική ταχύτητα: (1795-1810) rpm

Κατανάλωση βενζίνης: 208 ml
 Αρχική θερμοκρασία: 21,1°C
 Τελική θερμοκρασία: 80,9 °C
 Μέγιστη θερμοκρασία: 81,1 °C στα 31,5 λεπτά
 Χρόνος: 32 λεπτά

Στο παρακάτω διάγραμμα απεικονίζεται η μεταβολή της θερμοκρασίας στο περίβλημα της συσκευής συναρτήσει του χρόνου λειτουργίας της.



Διάγραμμα 4.1.6.2.2.-2

Στη συγκεκριμένη μέτρηση που διεξάχθηκε, παρατηρούμε την εμφάνιση υψηλών θερμοκρασιών που ξεπερνούν τους 80°C, καθώς και την εμφάνιση ατμού στο χρονικό σημείο των 31,5 και 32 λεπτών, όπου οι θερμοκρασίες που σημειώθηκαν είναι 81,1°C και 80,9°C αντίστοιχα. Μετά την εμφάνιση του ατμού το πείραμα διακόπηκε καθώς δημιουργήθηκαν μεγάλες διαρροές από την τσιμούχα, λόγω των υψηλών πιέσεων που προκάλεσε η εμφάνιση ατμού. Να σημειωθεί ότι το σημείο μετρήσεων είναι το περίβλημα της συσκευής όπου πιθανώς να αναπτύσσονται χαμηλότερες θερμοκρασίες από αυτές που δημιουργούνται μέσα στις οπές της συσκευής καθώς και στην μάζα του νερού που περιστρέφεται μέσα σε αυτή.

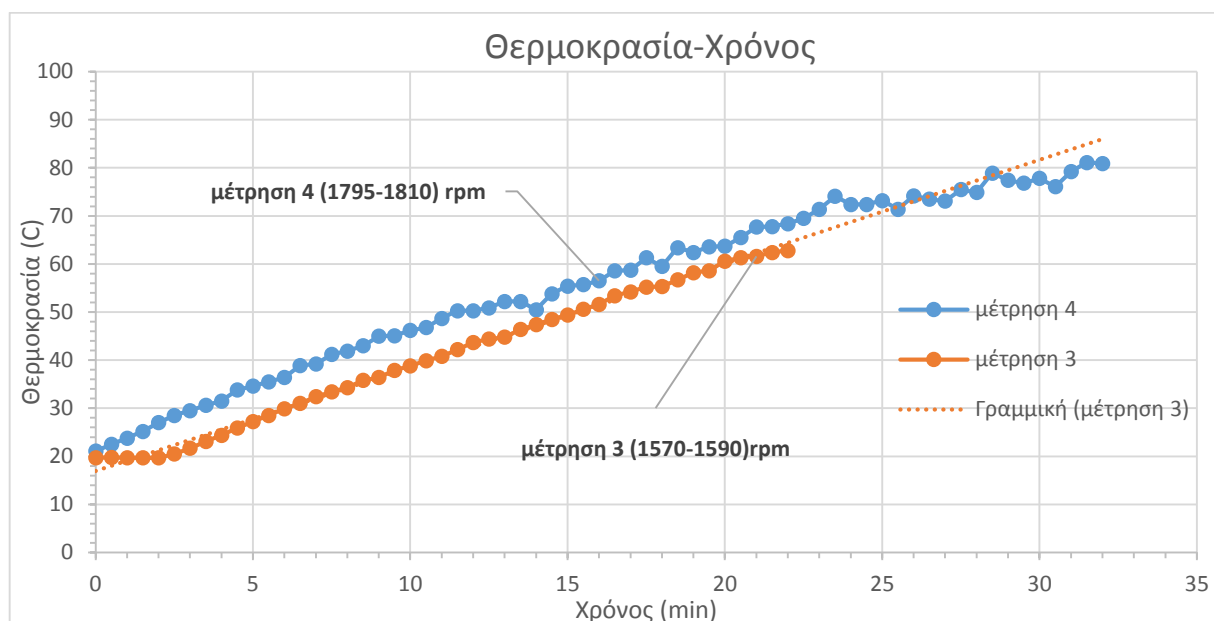
Στο παραπάνω γράφημα παρατηρούμε πως η πολυωνυμική γραμμή τάσης 6^{ου} βαθμού με εξίσωση $y = 1E - 06x^6 - 0,0001x^5 + 0,0043x^4 - 0,0666x^3 + 0,4094x^2 + 1,8011x + 21,594$ αντιπροσωπεύει με μεγάλη ακρίβεια τη γραμμή μετρήσεων, ενώ η γραμμική με εξίσωση $y = 1,8406x + 26,062$ ξεφεύγει από τα όρια της γραμμής μετρήσεων στα πέντε πρώτα λεπτά, καθώς και από το λεπτό 27 των μετρήσεων μέχρι και το τέλος.

Με τον ίδιο τρόπο που υπολογίστηκε ο βαθμός απόδοσης στη μέτρηση 3, υπολογίζεται και για τη μέτρηση 4

Βαθμός απόδοσης χωρίς τη χρήση αντλίας: 5,22 %

Βαθμός απόδοσης διάταξης με ηλεκτροκινητήρα και κόμπλερ: 24,40 %.

Στο διάγραμμα που ακολουθεί, συγκρίνονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων 3 και 4.



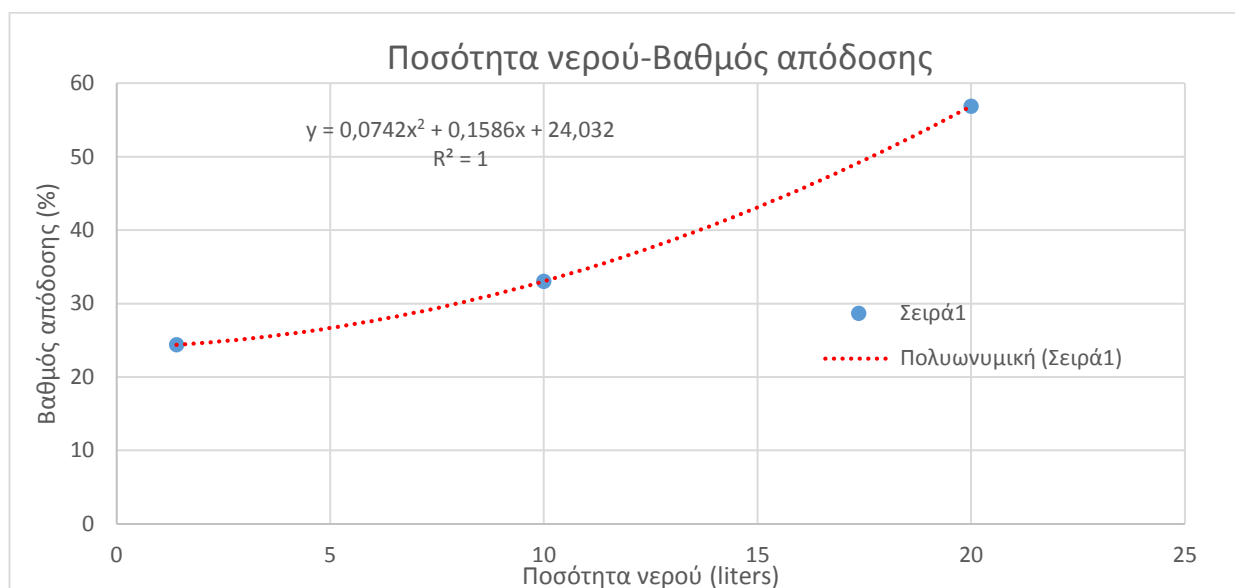
Διάγραμμα 4.1.6.2.2.-3

Από το διάγραμμα παρατηρούμε πως η λειτουργία του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαιώσης σε υψηλότερες στροφές συνεπάγεται και σε γρηγορότερη αύξηση της θερμοκρασίας του νερού της συσκευής. Οι δύο μετρήσεις είχαν πολύ κοντινές αρχικές θερμοκρασίες, οπότε η διαφορά στις τιμές τους οφείλεται αποκλειστικά στη διαφορετική ταχύτητα περιστροφής του δρομέα. Στη μέτρηση 3, παρατηρούμε μια υστέρηση στην αύξηση των θερμοκρασιών, τα πρώτα 2,5 λεπτά λειτουργίας της συσκευής. Η υστέρηση αυτή λειτούργησε καταλυτικά στον μικρότερο, συνολικό, ρυθμό μεταβολής της θερμοκρασίας σε σχέση με τον χρόνο, της μέτρησης 3 σε σχέση με την 4. Η υστέρηση της μέτρησης υπολογίζεται περίπου στα τρία λεπτά σχετικά με την 4.

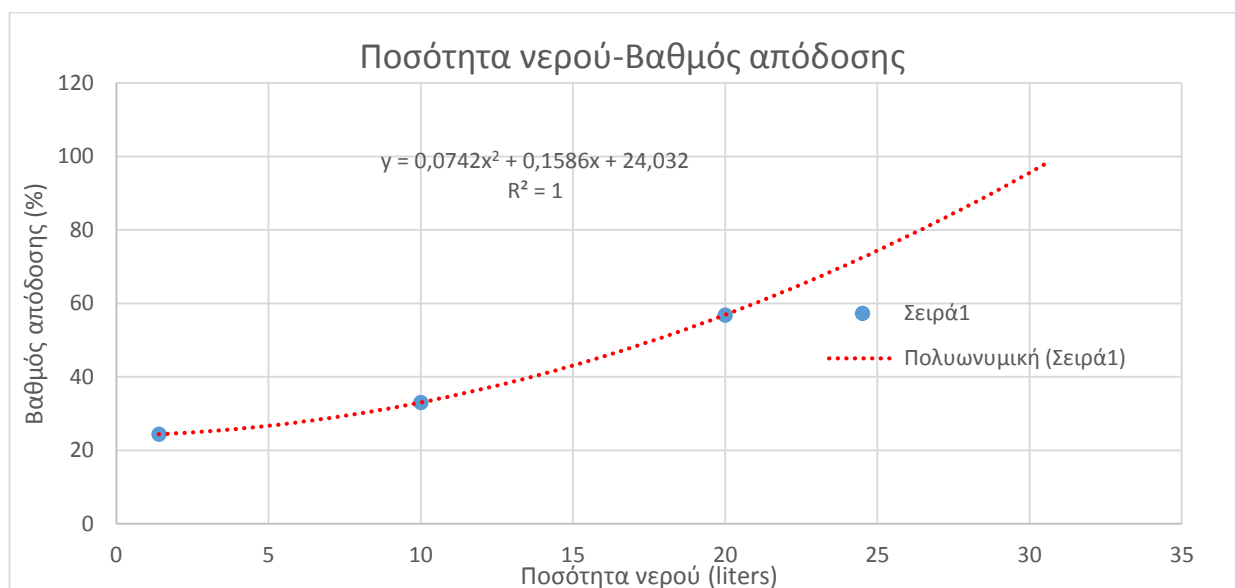
Συμπεράσματα

Στο διάγραμμα 4.1.6.2.2.-6, απεικονίζονται ταυτόχρονα όλες οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν. Παρατηρούμε πως στις μετρήσεις με απομονωμένη τη συσκευή, η αύξηση της θερμοκρασίας σε σχέση με τον χρόνο είναι πολύ μεγαλύτερη, γεγονός που εκφράζεται ως πιο απότομη κλίση των γραμμών μετρήσεων. Επίσης, ο χρόνος αύξησης της θερμοκρασίας του νερού μειώνεται καθώς αυξάνεται η ταχύτητα περιστροφής του δρομέα, όπως επίσης αυξάνεται και ο βαθμός απόδοσης στις μεγαλύτερες στροφές (24,4 % της μέτρησης 4 έναντι 22,53% της μέτρησης 3). Επιπλέον παρατηρείται ότι η προσθήκη μόνωσης, όπως και η αρχική θερμοκρασία βελτιώνουν τον βαθμό απόδοσης της συσκευής (67,10 % ο βαθμός απόδοσης της μέτρησης 2 έναντι των 56,89 % της μέτρησης 1). Τέλος, συμπεραίνουμε ότι ο αντιδραστήρας υδροδυναμικής σπηλαιώσης λειτουργεί με πολύ μεγαλύτερη απόδοση όταν διαχειρίζεται μεγάλες ποσότητες νερού αντί για μικρές.

Λαμβάνοντας υπόψη και τον βαθμό απόδοσης της δοκιμαστικής μέτρησης 2, που είναι 30,04%, μπορούμε να κατασκευάσουμε μία συναρτησιακή σχέση που να συσχετίζει τον βαθμό απόδοσης της συσκευής με ηλεκτροκινητήρα και κόμπλερ, με την ποσότητα του νερού που βρίσκεται στο δίκτυο. Το διάγραμμα 4.1.6.2.2.-4 που ακολουθεί δείχνει αυτή τη συναρτησιακή σχέση.

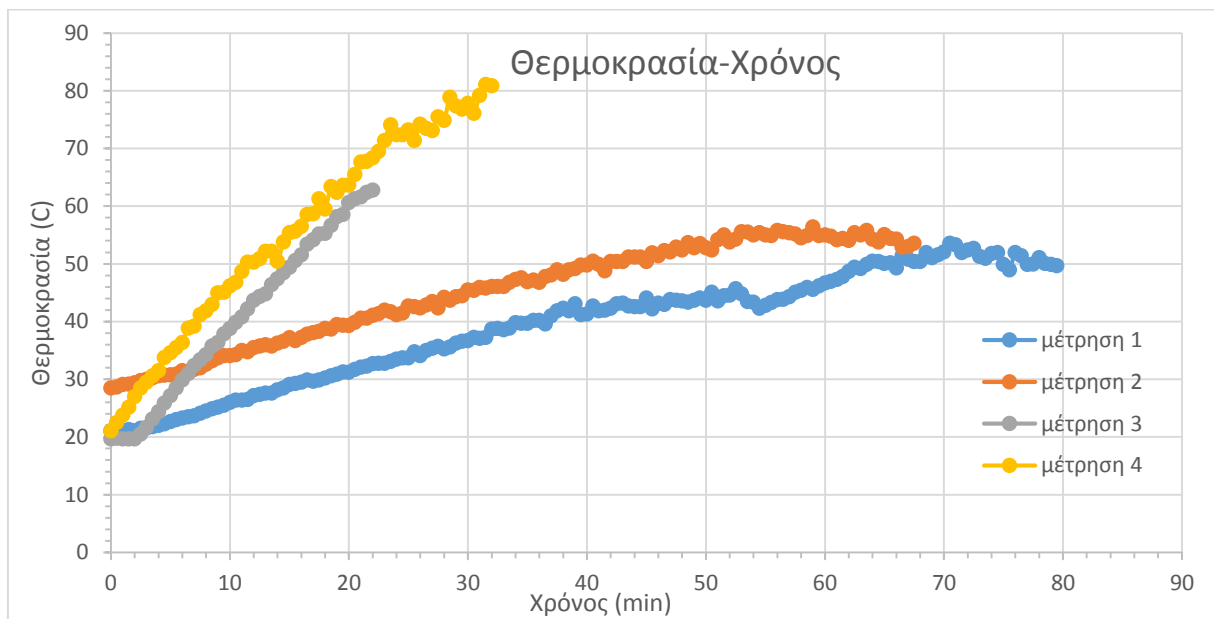


Διάγραμμα 4.1.6.2.2.-4



Διάγραμμα 4.1.6.2.2.-4

Παρατηρούμε ότι η πολυωνυμική συνάρτηση 2^{ου} βαθμού με εξίσωση $y = 0,0742x^2 + 0,1586x + 24,032$ εκφράζει άριστα την σχέση μεταβολής της ποσότητας νερού που χρησιμοποιείται σε σχέση με τον βαθμό απόδοσης. Επεκτείνοντας τη γραμμή τάσης παρατηρούμε πως επιτυγχάνονται πολύ ψηλές αποδόσεις, κοντά στο 100%, για 31 lt νερού στο δίκτυο.



Διάγραμμα 4.1.6.2.2.-6

Υποσημείωση: Σύμφωνα με τις ευρεσιτεχνίες του Griggs, ο δρομέας του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης πρέπει να περιστρέφεται με 3450 rpm. Στην παρούσα διπλωματική εργασία η μέγιστη ταχύτητα περιστροφής που επιτεύχθηκε, είναι 1810 rpm. Η αδυναμία επίτευξης υψηλότερων περιστροφικών ταχυτήτων οφείλεται στις υψηλές ταλαντώσεις συνολικά της διάταξης καθώς και στη χαμηλή απόδοση του συστήματος μετάδοσης κίνησης από τον κινητήρα στον δρομέα της συσκευής. Επιπλέον, σύμφωνα με τον Griggs, η πίεση εισόδου του ρευστού είναι προτιμότερο να ανέρχεται στις 4,5 atm. Στη σειρά πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν δεν επιτεύχθηκε η συγκεκριμένη πίεση στην είσοδο της συσκευής εξαιτίας των διαρροών, αρχικά από την ίδια τη συσκευή και στη συνέχεια από την τσιμούχα στον άξονα.

Παρακάτω παρουσιάζεται το δίκτυο σωληνώσεων χωρίς και με την προσθήκη μόνωσης, καθώς και η δεξαμενή που χρησιμοποιήθηκε.



Εικόνα 4.1.6.2.2-1,-2

Λόγω των διαφορετικών συνθηκών που πραγματοποιήθηκαν στο πείραμα και στην υπολογιστική προσομοίωση, πραγματοποιήθηκε μια συμπληρωματική σειρά προσομοιώσεων με συνθήκες πιο κοντά σε αυτές του πειράματος. Η συμπληρωματική αυτή σειρά προσομοιώσεων αναλύεται στο επόμενο κεφάλαιο.

4.1.7 Συμπληρωματική προσομοίωση με πειραματικές συνθήκες

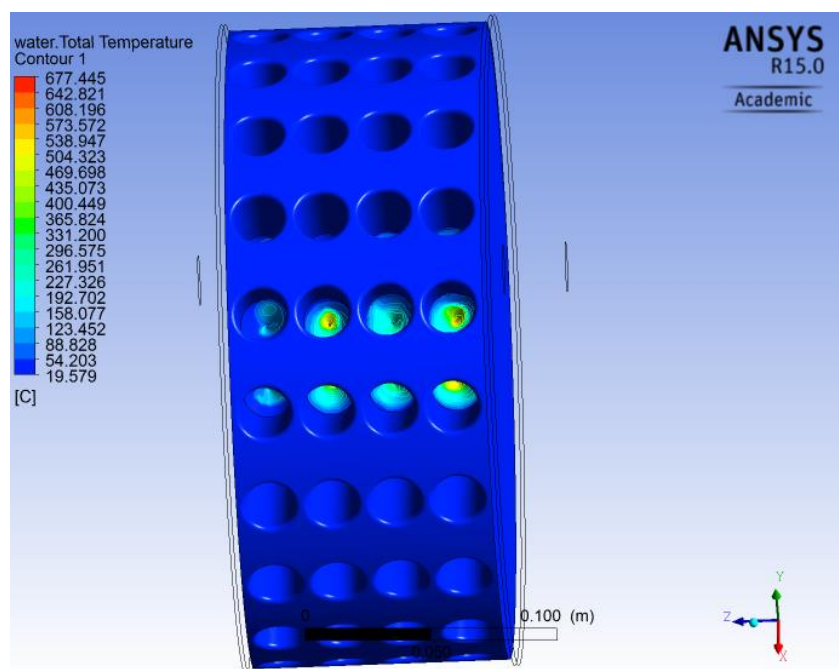
Αρχικά πραγματοποιήθηκε υπολογιστική προσομοίωση με διφασική ροή και απενεργοποιημένο το μοντέλο της σπηλαιώσης. Η προσομοίωση αυτή αποτέλεσε τις αρχικές συνθήκες για την επόμενη, με διφασική ροή και ενεργοποιημένο το μοντέλο σπηλαιώσης Rayleigh-Plesset. Οι οριακές και αρχικές συνθήκες που χρησιμοποιήθηκαν στις δύο αυτές προσομοιώσεις παρουσιάζονται στον πίνακα που ακολουθεί.

Πίνακας 4.1.7-1

Πίεση εισόδου ρευστού	2 atm
Ποσοστό νερού στην είσοδο	100%
Ποσοστό ατμού στην είσοδο	0%
Πίεση εξόδου	1 atm
Ταχύτητα περιστροφής δρομέα	1700 rpm

Τα αποτελέσματα της υπολογιστικής προσομοίωσης με ενεργοποιημένο το μοντέλο Rayleigh-Plesset, παρουσιάζονται παρακάτω.

Το προφίλ των ολικών θερμοκρασιών στην επιφάνεια του δρομέα.



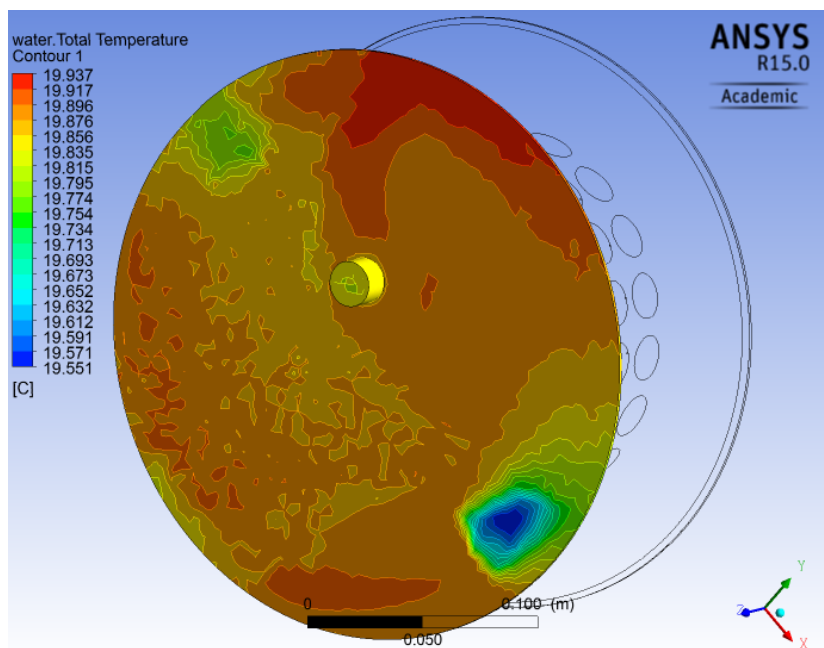
Εικόνα 4.1.7-1

Παρατηρούμε πως και στην περίπτωση των συγκεκριμένων συνθηκών, το προφίλ της ολικής θερμοκρασίας στην επιφάνεια του δρομέα είναι παρόμοιο με τις προηγούμενες προσομοιώσεις,

με τη μόνη διαφορά ότι εμφανίζονται πολύ μικρότερες μέγιστες θερμοκρασίες στο εσωτερικό των οπών. Η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται στην συσκευή είναι 677,45 °C έναντι των 1562,26°C που εμφανίζονται για περιστροφική ταχύτητα 3450 rpm.

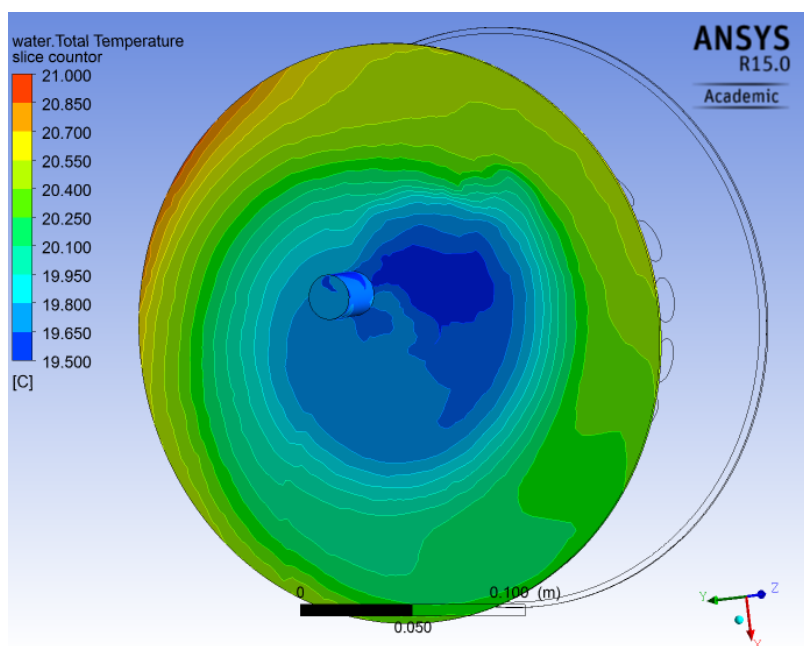
Το προφίλ των θερμοκρασιών στο τμήμα εισόδου, εξόδου καθώς και στο περίβλημα της συσκευής παρουσιάζεται παρακάτω.

Το τμήμα εισόδου:



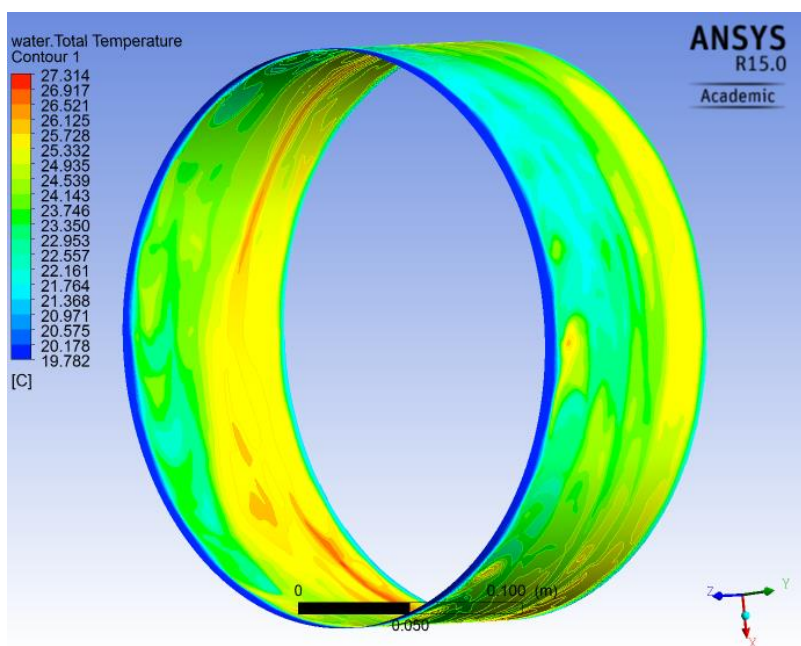
Εικόνα 4.1.7-2

Το τμήμα εξόδου:



Εικόνα 4.1.7-3

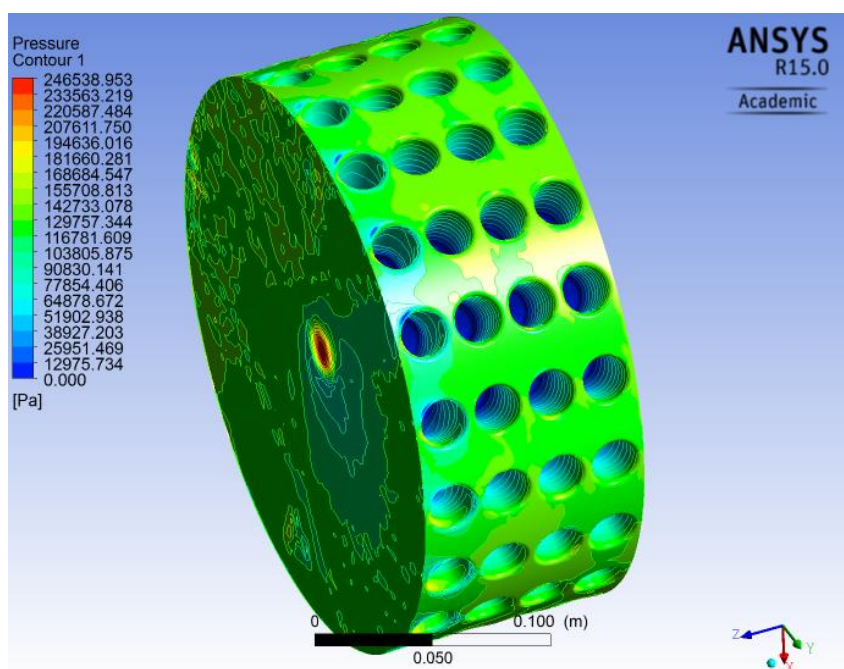
και το περίβλημα :



Εικόνα 4.1.7-4

Παρατηρούμε πως στα τμήματα εισόδου και εξόδου, η ολική θερμοκρασία του νερού κυμαίνεται μεταξύ των 19,5 °C και 21 °C. Στο περίβλημα της συσκευής, η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται είναι 27,314 °C κυρίως προς την έξοδο, ενώ η ελάχιστη θερμοκρασία εμφανίζεται προς την πλευρά εισόδου της συσκευής όπου εισέρχεται το ψυχρό νερό.

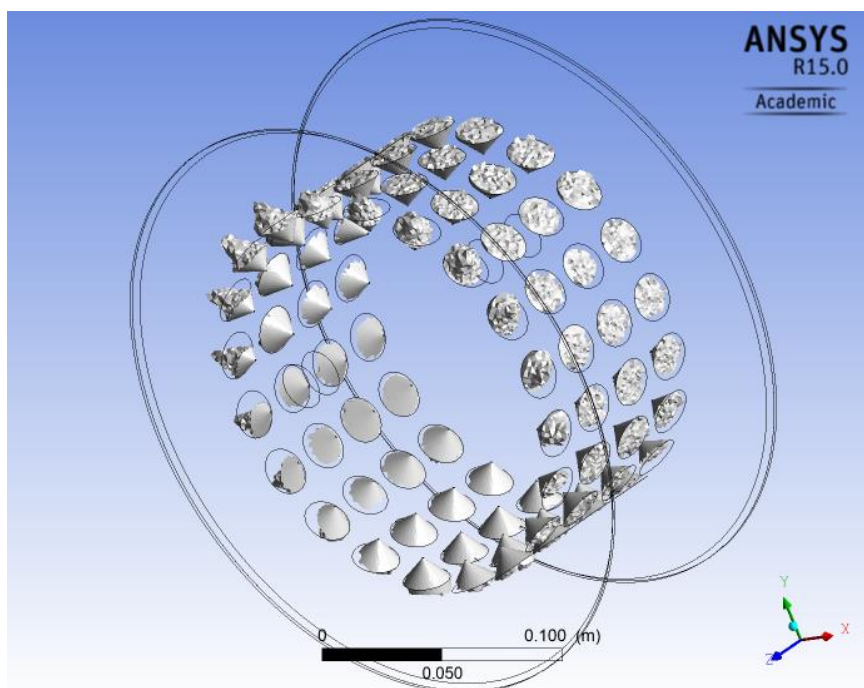
Παρακάτω παρουσιάζεται το προφίλ των στατικών πιέσεων που αναπτύσσεται στην επιφάνεια του δρομέα.



Εικόνα 4.1.7-5

Από την παραπάνω εικόνα, παρατηρούμε μηδενική στατική πίεση στο εσωτερικό των οπών, ενώ η μέγιστη εμφανίζεται στην είσοδο της συσκευής όπου το νερό προσκρούει στο τοίχωμα του δρομέα. Στο σημείο αυτό η πίεση που αναπτύσσεται έχει την τιμή $246538,95 \text{ Pa} = 246,539 \text{ kPa}$.

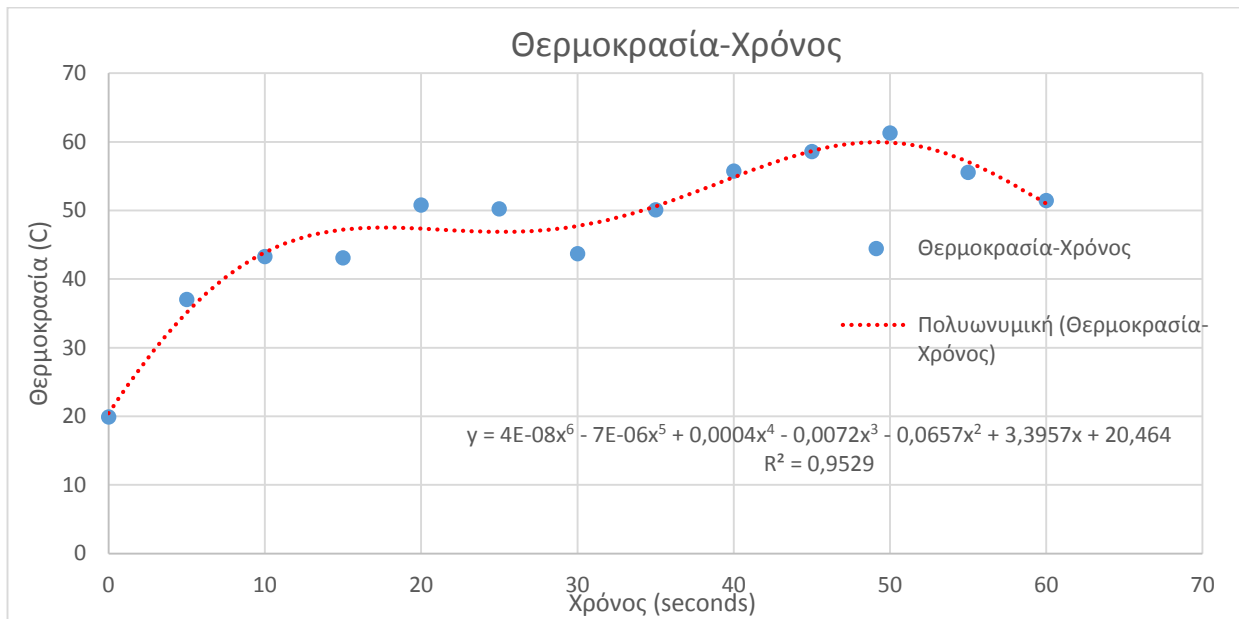
Στην επόμενη εικόνα απεικονίζεται ο ατμός που δημιουργείται στη συσκευή με ποσοστό 50 % και άνω.



Εικόνα 4.1.7-6

Παρατηρούμε πως η ποσότητα του ατμού σε ποσοστό άνω του 50 % που εμφανίζεται με τις επιλεχθείσες παραμέτρους, είναι μικρότερη από τις αντίστοιχες ποσότητες στις υπολογιστικές προσομοιώσεις που προηγήθηκαν. Επίσης, παρατηρούμε πως εμφανίζεται λιγότερος ατμός στην πρώτη σειρά οπών από ότι στις υπόλοιπες 3.

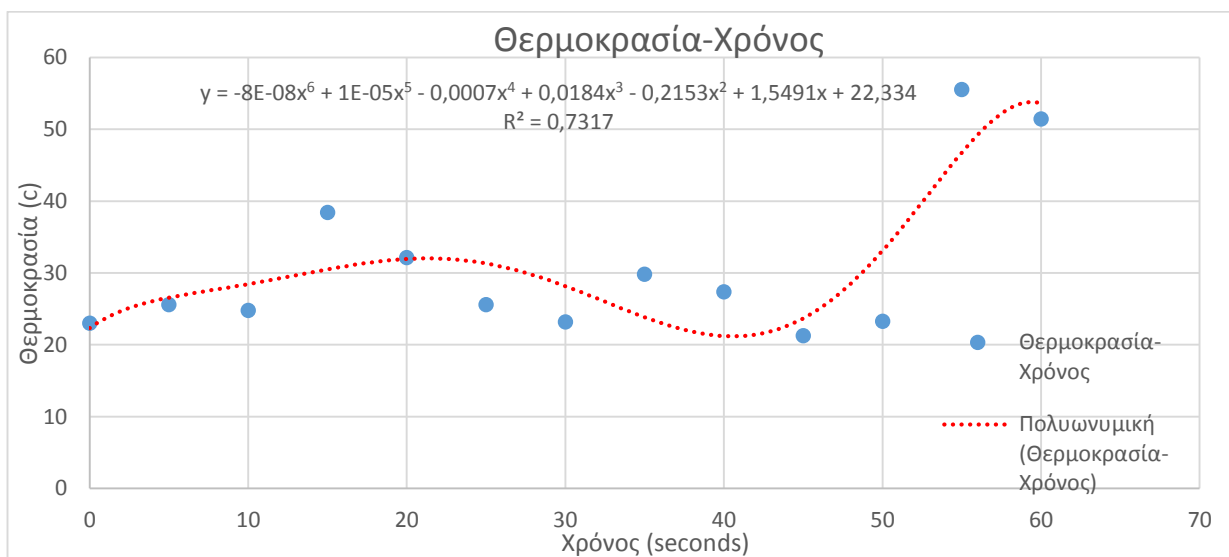
Συνεχίζοντας με την υπολογιστική προσομοίωση μεταβαλλόμενης κατάστασης για το χρονικό διάστημα των 60 δευτερολέπτων με δώδεκα χρονικά βήματα, και με αρχικές συνθήκες την προσομοίωση μόνιμης κατάστασης, τα αποτελέσματα της ολικής θερμοκρασίας στην έξοδο της συσκευής είναι :



Διάγραμμα 4.1.7-1

Παρατηρούμε γενικά μια αύξουσα τάση του διαγράμματος μεταβολής της ολικής θερμοκρασίας εξόδου σε σχέση με τον χρόνο. Το πολυώνυμο 6^{ου} βαθμού με εξίσωση $y = 4E - 08x^6 - 7E - 06x^5 + 0,0004x^4 - 0,0072x^3 - 0,0657x^2 + 3,3957x + 20,464$ δεν προσομοιώνει με μεγάλη ακρίβεια τη γραμμή μετρήσεων.

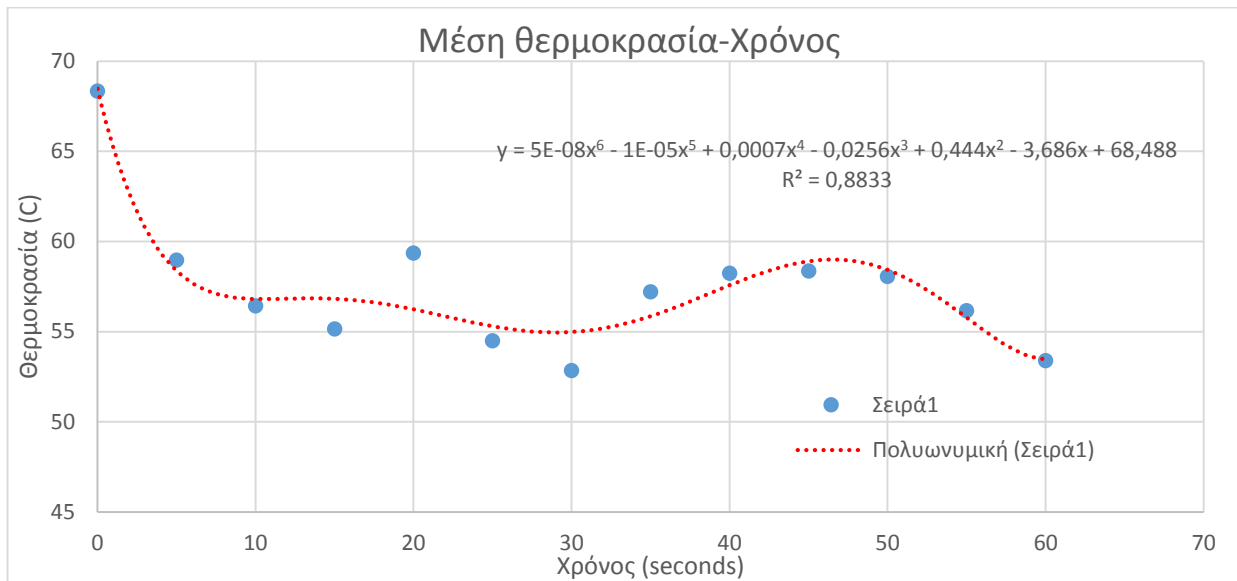
Αντίστοιχα, η μεταβολή των θερμοκρασιών στο περίβλημα της συσκευής στο χρονικό διάστημα του ενός λεπτού, παρουσιάζεται παρακάτω:



Διάγραμμα 4.1.7-2

Παρατηρούμε από το διάγραμμα ότι δεν εμφανίζεται κάποια ξεκάθαρη συναρτησιακή σχέση. Η θερμοκρασίες που αναπτύσσονται είναι σχετικά μικρές, αν συγκριθούν με τα αποτελέσματα των προηγούμενων προσομοιώσεων.

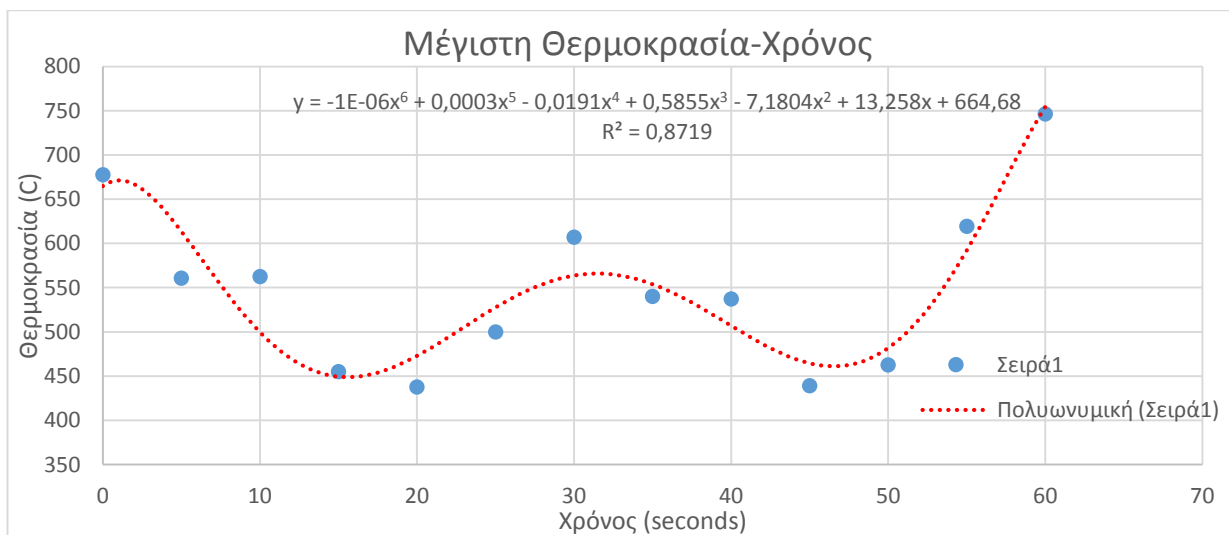
Στη συνέχεια, ακολουθεί το διάγραμμα των μέσων θερμοκρασιών που αναπτύσσονται στη συσκευή στη διάρκεια του ενός λεπτού, στα δώδεκα χρονικά βήματα που εξετάζονται.



Διάγραμμα 4.1.7-3

Η μεταβολή των μέσων θερμοκρασιών που αναπτύσσονται στον όγκο της συσκευής σε κάθε χρονικό βήμα, θα μπορούσε να προσομοιωθεί με σχετική ακρίβεια, από το πολυώνυμο έκτου βαθμού με εξίσωση $y = 5E-08x^6 - 1E-05x^5 + 0,0007x^4 - 0,0256x^3 + 0,444x^2 - 3,686x + 68,488$ όπου y η μέση θερμοκρασία κάθε χρονικού βήματος και x ο χρόνος.

Στο επόμενο διάγραμμα, παρατηρούμε πως μεταβάλλεται η μέγιστη θερμοκρασία σε σχέση με τον χρόνο για το διάστημα του ενός λεπτού.



Διάγραμμα 4.1.7-4

Η μεταβολή της μέγιστης θερμοκρασίας θα μπορούσε να προσομοιωθεί μέσω του πολυωνύμου έκτου βαθμού με εξίσωση $y = -1E-06x^6 + 0,0003x^5 - 0,0191x^4 + 0,5855x^3 - 7,1804x^2 + 13,258x + 664,68$, το οποίο απεικονίζεται με κόκκινο στο παραπάνω διάγραμμα.

Στον πίνακα που ακολουθεί, συνοψίζονται τα αποτελέσματα για τη μέση και τη μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσονται σε κάθε χρονικό βήμα, για το χρονικό διάστημα του ενός λεπτού.

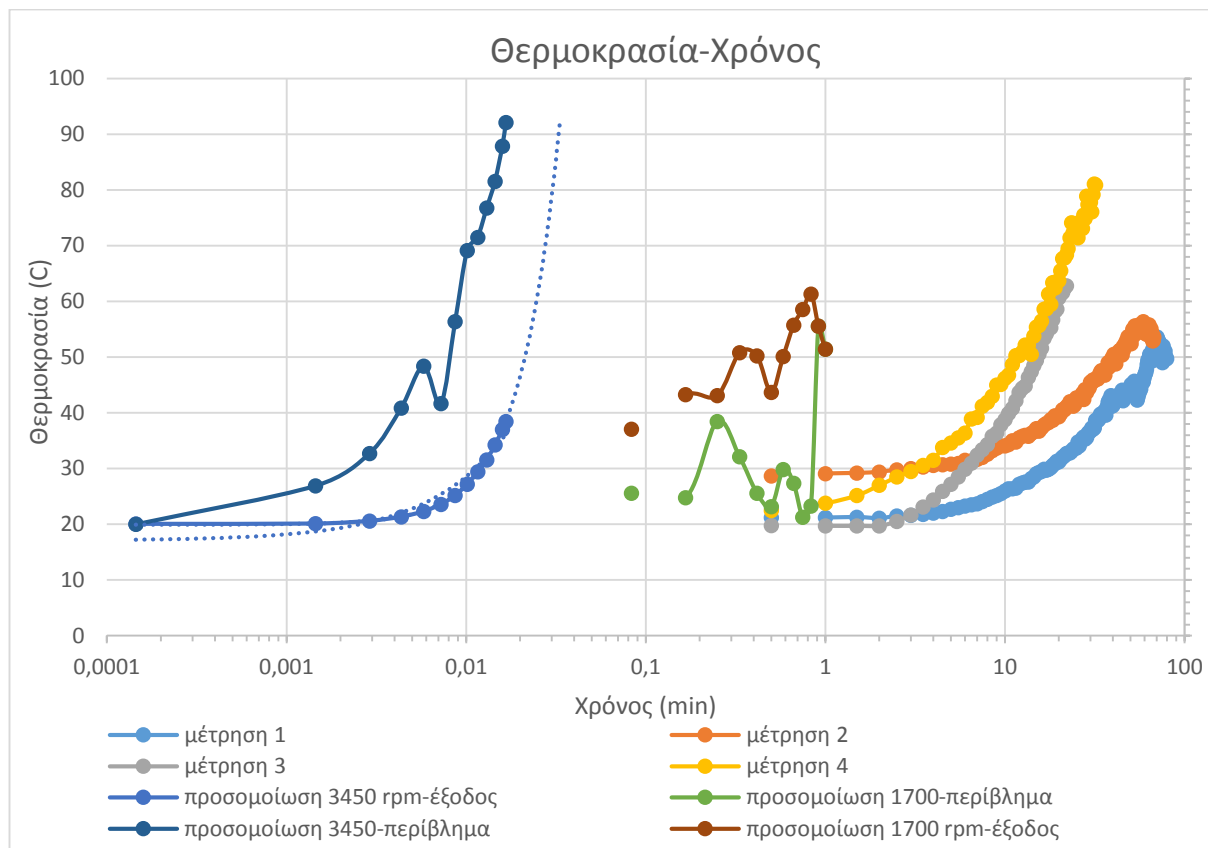
Πίνακας 4.1.7-2

Χρόνος (seconds)	Μέση θερμοκρασία (°C)	Μέγιστη θερμοκρασία (°C)
0	68,35	677,60
5	58,97	560,59
10	56,44	562,55
15	55,16	455,03
20	59,36	437,64
25	54,50	499,81
30	52,84	607,02
35	57,21	539,88
40	58,24	537,22
45	58,37	438,88
50	58,06	462,66
55	56,16	619,33
60	53,40	746,41

Κεφάλαιο 5

5.1 Σύγκριση υπολογιστικών και πειραματικών αποτελεσμάτων

Στο παρακάτω διάγραμμα απεικονίζονται όλες οι πειραματικές μετρήσεις μαζί με τις υπολογιστικές προσομοιώσεις που πραγματοποιήθηκαν. Ο άξονας του χρόνου είναι σε λογαριθμική κλίμακα, προκειμένου να είναι ορατές όλες οι μετρήσεις, καθώς έχουν πραγματοποιηθεί σε διαφορετικά χρονικά διαστήματα.



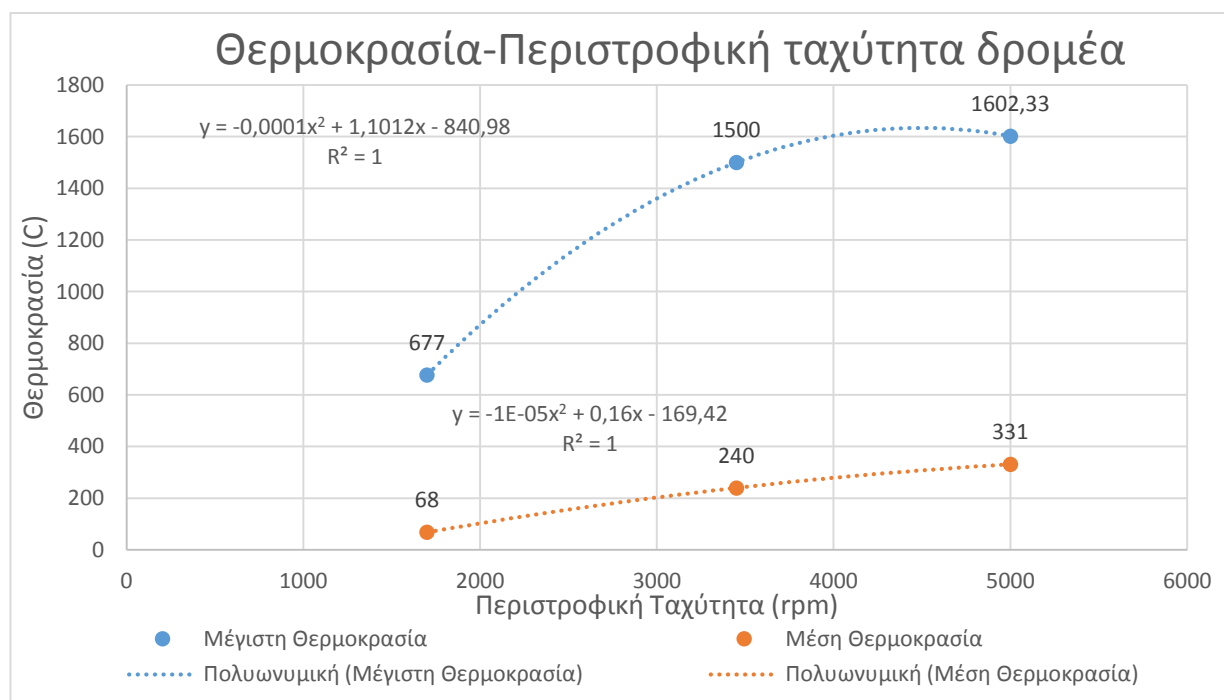
Διάγραμμα 5.1-1

Από το διάγραμμα παρατηρούμε πως δεν υπάρχει συμφωνία πειραματικών και υπολογιστικών αποτελεσμάτων. Σύμφωνα με τις υπολογιστικές προσομοιώσεις, η συσκευή υδροδυναμικής σπηλαιώσης, όταν λειτουργεί στις 3450 rpm, αυξάνει τη θερμοκρασία του ρευστού στους 80°C σε 0,086 seconds στο περίβλημα της συσκευής, και σε 1,8 seconds στην έξοδο της. Η λειτουργία της συσκευής με 1700 rpm, αυξάνει τη θερμοκρασία του νερού στους 60 °C, στο χρονικό διάστημα του ενός λεπτού στην έξοδο και στο περίβλημα της συσκευής. Με βάση τις πειραματικές μετρήσεις, οι θερμοκρασίες αυτές επιτυγχάνονται σε χρονικό διάστημα άνω των 30 λεπτών, όσο αφορά τις μετρήσεις με απομονωμένη τη συσκευή, και σε χρόνους άνω των 70 λεπτών όταν ο αντιδραστήρας υδροδυναμικής σπηλαιώσης είναι συνδεδεμένος στο δίκτυο.

5.2 Συμπεράσματα-Προτάσεις για βελτίωση

5.2.1 Συμπεράσματα

Στη παρούσα διπλωματική εργασία πραγματοποιήθηκε μια σειρά υπολογιστικών προσομοιώσεων που είχαν ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη εξαιρετικά υψηλών θερμοκρασιών στο εσωτερικό της υπολογιστικής διάταξης. Για περιστροφική ταχύτητα του δρομέα στις 1700 rpm, η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται είναι 677°C και η μέση 68°C, ενώ για περιστροφική ταχύτητα 3450 rpm η μέγιστη θερμοκρασία που εμφανίστηκε είναι 1500°C μέσα στις οπές, ενώ η μέση έχει τιμή 240 °C. Στις 5000 rpm η μέγιστη θερμοκρασία που αναπτύσσεται είναι 1602,33 °C και η μέση θερμοκρασία είναι 331 °C. Από τα παραπάνω παρατηρείται μια ξεκάθαρη αύξουσα αλληλεξάρτηση των μέγιστων και μέσων θερμοκρασιών που αναπτύσσονται στη συσκευή με την περιστροφική ταχύτητα του δρομέα.



Διάγραμμα 5.2.1-1

Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων μεταβαλλόμενης κατάστασης έδειξαν ότι η θερμοκρασία στην έξοδο της συσκευής αυξάνεται από τους 20°C στους 38,6°C στο χρονικό διάστημα του ενός δευτερολέπτου.

Η πειραματική διάταξη που πραγματοποιήθηκε, είχε ως αποτέλεσμα την ανάπτυξη σχετικά υψηλών θερμοκρασιών και την επίτευξη ατμού, σε αρκετά μεγάλο χρονικό διάστημα που δεν συμπίπτει με αυτό που προκύπτει από τις υπολογιστικές προσομοιώσεις. Οι πειραματικές δοκιμές με απομονωμένη τη συσκευή σπηλαίωσης δεν έχουν υψηλούς βαθμούς απόδοσης (22,53% και 24,4%) αλλά εμφάνισαν υψηλές θερμοκρασίες (81,1°C) και ατμό. Από αυτές τις δοκιμές φαίνεται η αλληλεξάρτηση του βαθμού απόδοσης με την περιστροφική ταχύτητα του δρομέα. Αύξηση της περιστροφικής ταχύτητας συνεπάγεται σε βελτίωση του βαθμού απόδοσης.

Στις δοκιμές με διασυνδεδεμένη τη συσκευή στο δίκτυο και με ποσότητα νερού 20 lt, η θερμοκρασία του νερού αυξήθηκε σε πολύ μεγαλύτερο χρονικό διάστημα (56,4 °C στα 59 λεπτά) ενώ, αντίθετα με τις μετρήσεις με απομονωμένη συσκευή, ο βαθμός απόδοσης εμφανίστηκε σχετικά υψηλός (67,1%). Επιπλέον, από τη σειρά αυτή των μετρήσεων, συμπεραίνεται πως η προσθήκη μόνωσης στο δίκτυο βελτιώνει την απόδοση της συσκευής. Η σύγκριση των βαθμών απόδοσης της συνδεδεμένης και μη συσκευής, μας οδηγεί στο να συμπεράνουμε πως η διάταξη λειτουργεί αποδοτικότερα όταν διαχειρίζεται μεγάλες ποσότητες νερού και συγκεκριμένα άνω των 31 lt.

Συγκρίνοντας τα πειραματικά με τα υπολογιστικά αποτελέσματα, συμπεραίνουμε ότι δεν υπάρχει ταύτιση μεταξύ προσομοίωσης και πειράματος. Οι προσομοιώσεις δείχνουν ότι η εν λόγω συσκευή σπηλαίωσης είναι εξαιρετικά αποδοτική και προκαλεί μεγάλη αύξηση στην θερμοκρασία του νερού. Αντίθετα, οι πειραματικές μετρήσεις δείχνουν ότι η διάταξη που δημιουργήθηκε δεν είναι ιδιαίτερα αποδοτική και συμφέρουσα για τη θέρμανση μικρών ποσοτήτων νερού.

Συμπεραίνουμε λοιπόν, πως η παρούσα διάταξη, δεν είναι ιδιαίτερα αποδοτική σε σχέση με άλλες συσκευές αύξησης της θερμοκρασίας, όπως οι ηλεκτρικές αντιστάσεις, με βαθμό απόδοσης 100 %, έναντι αυτής που δημιουργήθηκε, με απόδοση, στην καλύτερη περίπτωση, 67,1%.

5.2.2 Προτάσεις για βελτίωση και περαιτέρω μελέτη

Η παρούσα διπλωματική εργασία αποτελεί μια πρώτη διερεύνηση του φαινομένου παραγωγής θερμότητας μέσω αξιοποίησης των φυσαλίδων σπηλαίωσης και για το λόγο αυτό υπάρχουν μεγάλα περιθώρια βελτίωσης.

Στην υπολογιστική προσομοίωση θα μπορούσε να βελτιωθεί το πλέγμα ώστε να γίνει πυκνότερο στις περιοχές εισόδου και εξόδου του ρευστού. Αυτό απαιτεί την ενεργοποίηση της μεθόδου proximity κατά τη δημιουργία του πλέγματος και μεγαλύτερη υπολογιστική ισχύ. Επίσης, στο μοντέλο Rayleigh-Plesset θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί μία πιο σταθερή και εξομαλυσμένη εξίσωση μεταβολής της πίεσης κορεσμού σε σχέση με τη θερμοκρασία, ώστε να μην γίνεται απότομη μετάβαση σε υψηλές πιέσεις, αντίστοιχη της p_{sat} που χρησιμοποιήθηκε. Επιπλέον θα ήταν εφικτό να γίνει μελέτη και άλλων περιστροφικών ταχυτήτων και να ελεγχθούν και οι συνθήκες που επικρατούν στη συσκευή κατά την εκκίνησή της. Αυτό θα μπορούσε να επιτευχθεί με τη μελέτη μιας σειράς περιστροφικών ταχυτήτων με μικρό βήμα της τάξεως των 100-500 rpm. Ακόμα, θα μπορούσαν να πραγματοποιηθούν δοκιμές για διαφασική ροή με τη χρήση άλλου υλικού, στην περίπτωση του ατμού, όπως νερό ιδανικό αέριο (water ideal gas) ή ατμός στους 100°C (water vapour at 100°C). Μία άλλη επιλογή είναι να επιλεγεί ένα υλικό ως δυαδικό (binary material), αντί για δύο, και να συγκριθούν τα αποτελέσματα με τη χρήση διαφορετικών υλικών. Τέλος, θα ήταν ενδιαφέρουσα μια αλλαγή στις προεπιλεγμένες επιλογές του μοντέλου Rayleigh-Plesset όπως αυτές για την μέση διάμετρο του πυρήνα.

Η πειραματική διάταξη θα μπορούσε να βελτιωθεί με την προσπάθεια ανάπτυξης υψηλότερης περιστροφικής ταχύτητας μέχρι τα 3450 rpm. Για την επίτευξη αυτής της ταχύτητας, πρέπει να περιοριστούν οι ταλαντώσεις της συνολικής διάταξης, ίσως με μια βελτιωμένη διάταξη στήριξης, και να βελτιστοποιηθεί το σύστημα μετάδοσης της κίνησης από τον κινητήρα στη

συσκευή. Η παρούσα διάταξη μετάδοσης κίνησης από τον κινητήρα στη συσκευή σπηλαίωσης έχει απόδοση 64,15 %. Η απόδοση αυτή θα μπορούσε να αυξηθεί είτε με τη χρήση κιβωτίου ταχυτήτων, είτε με ηλεκτρομαγνητικό κόμπλερ, διατάξεις με βαθμό απόδοσης μεγαλύτερο του 90%. Επίσης, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί κινητήρας μεγαλύτερης ισχύος, προκειμένου η μετάδοση κίνησης να γίνει απευθείας με απλή σύζευξη. Μία ακόμα βελτίωση που θα μπορούσε να επιτευχθεί στην παρούσα διάταξη, είναι η υπερδιαστασιολόγηση του συστήματος αύξησης πίεσης, προκειμένου οι δημιουργούμενες διαρροές και η χρήση βαλβίδων στραγγαλισμού να προσαρμόσουν το επίπεδο πίεσης στο επιθυμητό. Μία άλλη λύση θα ήταν η προσθήκη μεγαλύτερης τσιμούχας στο εσωτερικό της συσκευής προκειμένου να ελαχιστοποιηθούν οι διαρροές της. Τέλος, η χρήση ηλεκτρικού κινητήρα και η μέτρηση της ροπής στον άξονα της συσκευής, μπορούν να δώσουν ακριβέστερα αποτελέσματα ως προς την εξαγωγή του βαθμού απόδοσης, καθώς θα είναι γνωστή η ακριβής ενέργεια που εισέρχεται στον άξονα του αντιδραστήρα υδροδυναμικής σπηλαίωσης, χωρίς τα ενδιάμεσα στάδια.

Για περαιτέρω μελέτη, θα μπορούσαν να ελεγχθούν διαφορετικές ταχύτητες και πιέσεις εισαγωγής του ρευστού. Επίσης θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν διαφορετικές αρχικές θερμοκρασίες, ώστε να μελετηθεί η αλληλεξάρτηση του βαθμού απόδοσης από τις αρχικές συνθήκες.

Με την υλοποίηση των βελτιώσεων που αναφέρθηκαν, τα αποτελέσματα των πειραματικών μετρήσεων, ενδεχομένως, να πλησιάσουν ή ακόμα και να ταυτιστούν με αυτά που προκύπτουν από τις υπολογιστικές προσομοιώσεις.

IV.Βιβλιογραφία

[1] RAYLEIGH (Lord) 1917. The pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.* 34, 94 sq.

LAMB H. 1923. The early stages of a submarine explosion. *Phil. Mag.* 45, 257 sq., COLE R.H. 1948 *Underwater explosions*. Princeton University Press.

BLAKE F.G. 1949. The tensile strength of liquids: a review of the literature. *Harvard Acoustics Res. Lab. TM* 9, June.

[2] PLESSET M.S. & HSIEH D.H. 1960. Theory of gas bubble dynamics in oscillating pressure fields. *Phys. Fluids* 3, 882-892.

[3] HERRING G. –1941– Theory of the pulsations of the gas bubble produced by an underwater explosion. *OSRD, Rpt* 236.

TRILLING L. –1952– The collapse and rebound of a gas bubble. *J. Appl. Phys.* 23, 14

[4] GILMORE F.R. –1952– The growth or collapse of a spherical bubble in a viscous compressible liquid. *Cal. Inst. Techn. Hydro. Labo., Rpt* 26-4.

[5] HICKLING R. & PLESSET M.S. –1964– Collapse and rebound of a spherical bubble in water. *Phys. Fluids* 7, 7-14.

[6] HUNTER C. –1963– Similarity solutions for the flow into a cavity. *J. Fluid Mech.* 15, 289.

[7] BOROTNIKOVA M.I. & SOLOUKIN R.I. –1964– *Sov. Phys. Acoust.* 10, 28-32.

[8] Gaitan, D. Felipe; Lawrence A. Crum; Charles C. Church; Ronald A. Roy (June 1992). "Sonoluminescence and bubble dynamics for a single stable. Cavitation bubble" *Journal of the Acoustical Society of America* 91 (6): 3166–3183.

[9] A. Prosperetti, "Thermal effects and damping mechanisms in the forced radial oscillations of gas bubbles in liquids," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 61, p. 17, 1977

[10] J. O. Hirschfelder, C. F. Curtiss and R. B. Bird, *Molecular Theory of Gases and Liquids*, New York: Wiley & Sons, 1954.

[11] FUJIKAWA S. & AKAMATSU T. –1980– Effects of non-equilibrium condensation of vapor on the pressure wave produced by the collapse of a bubble in a liquid. *J. Fluid Mech.* 97, part 3, 481-512.

[12] B. E. Noltingk and E. A. Neppiras, "Cavitation produced by Ultrasonics," *Proceedings of the Physical Society*, vol. 63, pp. 674-685, 1950.

- [13] Suslick, K. S. "Sonochemistry," *Science*, 1990, 247,1439-45. Suslick, K. S.; Crum, L. A. "Sonochemistry and Sonoluminescence," in *Encyclopedia of Acoustics*; Crocker, M. J., ed.; Wiley-Interscience: New York, 1997; vol. 1, ch. 26, pp. 271-282.
- [14] Crum, L. A. (1994a) *J. Acoust. Soc. Amer.* 95,559. "Sonoluminescence: Sound into Light," S. J. Putterman, *Scientific American*, Feb. 1995, p.46
- [15] H. Frenzel and H. Schultes (1934). "Luminescenz im ultraschallbeschickten Wasser". *Z. Phys. Chem.* B27: 421.
- [16] Crum, L.A. (1994) *Physics Today*, 47, 22.
- [17] Matula, T.J.; Roy, R.A.; Mourad, P.D.; McNamara III W.B.; and Suslick, K.S. (1995) *Phys. Rev. Lett.* 75, 2602.
- [18] Cheeke, J.D.N. (1997) *Can. J. Phys.* 75, 77-98.
- [19] Barber, B. P.; Hiller, R.A.; Loefstedt, R.; Putterman, S.J.; Weninger, K.R. (1997) *Phys. Rep.* 281, 65-143.
- [20] Noltingk, B.E., Neppiras, E.A., Cavitation produced by ultrasonics, *Proc. Phys. Soc B* 63 (1950) 674-685
- [21] Taylor, K.J., Jarman, P.D. The Spectra of Sonoluminescence. *Austral J Phys* 23 (1970) 319-334
- [22] Frenkel, Ya. I. Electrical Phenomena Connected with Cavitation Caused by Ultrasonic oscillations in a Liquid *Russ. J Phys. Chem* 14 (1940) 305-308
- [23] Nathanson, G.L Value of Electric Field in Cavities Produced by Ultrasonic Cavitation in a Liquid *Dokl Akad Nauk SSSR* 59 (1948) 83-85
- [24] Harvey, E.N. Sonoluminescence and Sonic Chemiluminescence. *Am Chem Soc* 61 (1939) 2392-2398
- [25] Degrois, M., Baldo, P. A New Electrical Hypothesis Explaining Sonoluminescence. Chemical Actions and Other Effects Produced in Gaseous Cavitation. *Ultrasonics* 14 (1974). 25-28
- [26] Sehgal, C.M., Verrall, R.E. A Review of the Electrical Hypothesis of Sonoluminescence. *Ultrasonics* 20 (1982) 37-39 Goluhnichy, P.I., Gonsharov, V.D., L'vov, A.N., Protopopov,
- [27] Adewuyi YG (2001) Sonochemistry: environmental science and engineering applications. *Ind Eng Chem Res* 40:4681-47515

- [28] Vajnhandl S, Marechal AML (2005) Ultrasound in textile dyeing and the decolourization/mineralization of textile dyes. *Dyes Pigments* 65:89–101
- [29] Chen D (2012) Applications of ultrasound in water and wastewater treatment. In: Chen D, Sharma SK, Mudhoo A (eds) *Handbook on application of ultrasound: sonochemistry for sustainability*. CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton
- [30] Destailats H, Hoffmann MR, Wallace HC (2003) Sonochemical degradation of pollutants. In: Tarr MA (ed) *Chemical degradation methods for wastes and pollutants. Environmental and industrial applications*. Marcel Dekker, Inc., USA
- [31] Pang YL, Abdullah AZ, Bhatia S (2011) Review on sonochemical methods in the presence of catalysts and chemical additives for treatment of organic pollutants in wastewater. *Desalination* 277:1–14
- [32] Margulis, M.A. On Mechanism of Continuum Appearance in Sonoluminescence Spectra. *Russ J Phys Chem* 54 (1980) 1509-1513
- [33] Margulis, M.A Investigation of Electrical Phenomena Connected with Cavitation. II. On theory of appearance of sonoluminescence and sonochemical reactions. *Russ J Phys Chem* 1984;58;1450
- [34] Gimenez, G. The Simultaneous Study of Light Emission and Shock Waves Produced by Cavitation Bubbles. *J Acoust Sot Am.* 71 (1982) X3'-X46
- [35] Werner Lauterborn , Claus-Dieter Ohl ; *Ultrasonics Sonochemistry* 4 (1997) 65-75: Cavitation bubble dynamicsDrittes Physikalisches Institut, Universitiit Gdttingen, D-37073 Göttingen, Germany
- [36]Patend US 6,910,448 B2: STEAM GENERATOR; Carl D- Schaefer, Chicago, I; Feb. 12, 1974
- [37] Patend US 3,720,372: MEANS FOR RAPIDLY HEATING INTERIOR OF A MOTOR VEHICLE; James W. .Jacobs, Dayton, Ohio, assignor to General Motors Corporation, Detroit, Mich. Filed Dec. 9, 1971, Ser. No. 206,333; Mar. 13, 1973
- [38] Patend US 2,991,764: FLUID AGITATION TYPE HEATER; ‘Carl D. French, Ti?in, Ohio. (3070 W. ‘159th St., Cleveland, Ohio), assignor of one-fourth to Gary N. French,Alvada, Ohio, and one-fourth to Eugene Sarkan, Tiffin, Ohio; July 11,1961
- [39] Patend US 1,758,207: ‘HYDRAULIC HEATING SYSTEM; George henry Walker of Worcester, England Assignor to Heenan&Proude limited of worcester England; May13,1930

[40] Patent US 3,198,191: HEAT GENERATOR; Stanley W. Wyszomirski, Chicago, Ill., assigner to Kinetic Heating Corporation, Chicago Heights, Ill., a corporation of Illinois; Aug. 3, 1965

[41] Patent US 4,273,075: Heat generating device ; Dean A. Freihage, Afton, Iowa 50830; Jun. 16, 1981

[42] Patent US 4,277,020: Fluid friction heater ; Wilfred J. Grenier, Rutland, Mass.; Jul. 7, 1981

[43] Patent US 4,781,151: FLAMELESS HEAT SOURCE; George H. Wolpert, Jr., Kenneth R. Wolpert, Kurt W. Wrede; Nov. 1, 1988

[44] Patent US 5,392,737: FLAMELESS HEAT SOURCE; Inventors: E. Newman, ISL, Apt. 2D, 206 Midclass Dr., Baltimore, Md Jr. 21220-3733; Henry W. Clark, Jr., 5801 Deep Water DL, Oxford, Md 21654 ; Feb. 28, 1995

[45] Patent US 6,371,381 B1: HEAT GENERATOR FOR VEHICLE; Masami Niwa; Shigeru Suzuki; Hidefumi Mori; Tatsuyuki all of Kariya (JP); Apr. 16, 2002

[46] Patent US 6,595,759 B2: Centrifugal device for heating and pumping fluids; Stella Maris Crosta, Pasco 646 (2000), Rosario-Pcia. De Santa Fe (AR); Hector Anibal Plaza ; Jul. 22, 2003

[47] Patent US 6,910,448 B2: Apparatus and method for heating fluids; Christian Thoma Chalet Abaco, Green Road, St. Clement, Jersey (GB), JE2 6QA, Rome ,Ga; Jun. 28, 2005

[48] Patent US 5,188,090 : Apparatus for heating fluids ; James L. Griggs, Powder Springs ,Ga.; Hydrodynamics, Inc. ; Feb. 23, 1993

[49] Patent US 5,957,122: C-FACED HEATING PUMP; James L. Griggs, Rome ,Ga.; Hydrodynamics, Inc. ; Sep. 28, 1999

[50] Patent US 5,385,298: APPARATUS FOR HEATING FLUIDS; James L. Griggs, Cartersville ,Ga; Jan. 31, 1995

[51] K.S. Suslick, W.B. McNamara III, Y. Didenko; "Hot Spot Conditions During Multi-Bubble Cavitation" in *Sonochemistry and Sonoluminescence*, Crum, L. A.; Mason, T. J.; Reisse, J.; Suslick, K.S., eds. Kluwer Publishers: Dordrecht, Netherlands, 1999, pp. 191-204.

[52] E.A. NEPPI RAS;: Acoustic cavitation thresholds Processes; ULTRASONICS. SEPTEMBER 1980

[53] Milia A. Margulis; Igor M. Margulis;: Contemporary review on nature of sonoluminescence and sonochemical reactions s.I March 2001

[54] JEAN-PIERRE FRANC;JEAN-MARIE MICHEL;: Fundamentals of Cavitation vol. 76; s.I : R. MOREAU MADYLAM

[55] Γιώργος Δ. Δημητρίου ; Γεώργιος Καμπουράκης: Διερεύνηση του φαινομένου της ηχοφωταύγειας: Πειραματική διάταξη και εφαρμογές

[56] Ρ. Γραικούσης : Στοιχεία Μηχανών Ι Στοιχεία συνδέσεως; Εκδόσεις Γιαχούδη-Γιαπούλη

[57] ANSYS, 2010. ANSYS CFX-Solver Theory Guide. Tech. rep., ANSYS Inc.

[58] ANSYS, 2013. ANSYS CFX-Solver Modeling Guide. Tech. rep., ANSYS Inc.

