



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ**

**ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ**

**ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ**

**ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΥΔΡΟΜΗΧΑΝΙΚΗΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΗΣ ΤΕΧΝΙΚΗΣ**

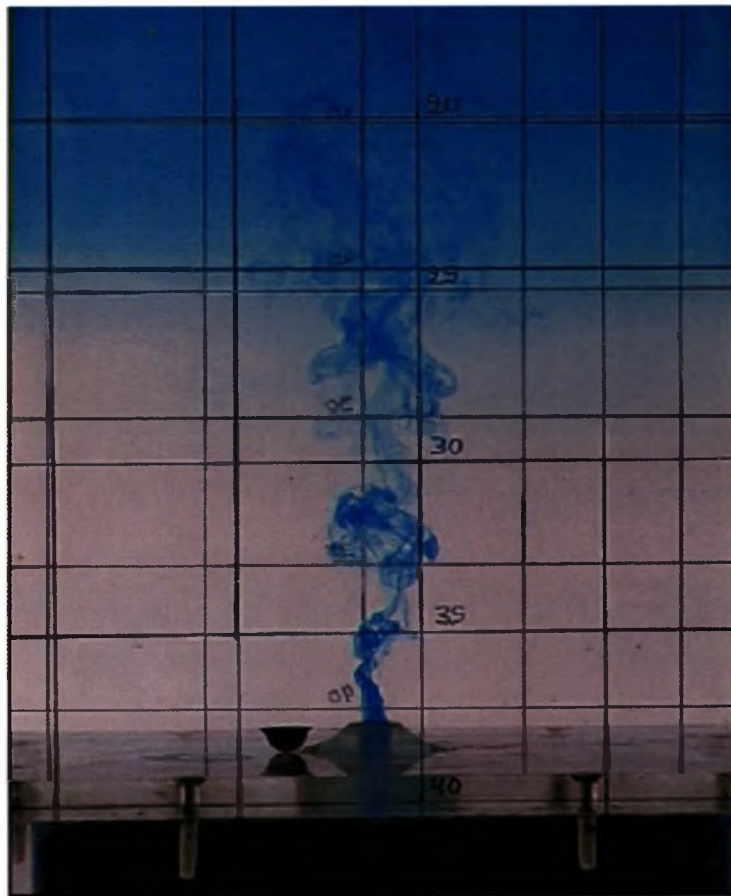
---

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**ΤΗΣ**

**ΕΛΕΝΗΣ Σ. ΛΥΤΡΑ**

**ΠΛΟΥΜΙΑ ΑΝΑΜΕΙΞΙΜΩΝ ΚΑΙ ΜΗ ΑΝΑΜΕΙΞΙΜΩΝ  
ΥΓΡΩΝ**



**ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ: ΠΑΝΑΓΙΩΤΗΣ ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ**  
**ΕΠΙΚΟΥΡΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ**

**ΙΟΥΝΙΟΣ 2008**



**ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ  
ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ & ΚΕΝΤΡΟ ΠΛΗΡΟΦΟΡΗΣΗΣ  
ΕΙΔΙΚΗ ΣΥΛΛΟΓΗ «ΓΚΡΙΖΑ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ»**

Αριθ. Εισ.: 6455/1  
Ημερ. Εισ.: 18-07-2008  
Δωρεά: Συγγραφέα  
Ταξιθετικός Κωδικός: ΠΤ – ΠΜ  
2008  
ΛΥΤ

© 2008 Λένα Λύτρα

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

## Ευχαριστίες

Πρώτα απ' όλα, θέλω να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της διπλωματικής εργασίας μου, Επίκουρο Καθηγητή κ. Παναγιώτη Παπανικολάου, για την πολύτιμη βοήθεια και καθοδήγησή του κατά τη διάρκεια της δουλειάς μου. Με την συμβολή του κατάφερα να ξεπεράσω όλα τα προβλήματα τα οποία ανέκυψαν κατά την διάρκεια της διπλωματικής μου εργασίας. Παράλληλα με την υπομονή και την κατανόηση του κατάφερα να εμβαθύνω τις γνώσεις μου σε υπολογιστικά θέματα.

Επίσης, θέλω να ευχαριστήσω τον κ. Γιαννακόπουλο και τον κ. Λιακόπουλο για την προσεκτική ανάγνωση της εργασίας μου και για τις πολύτιμες υποδείξεις του.

Θέλω επίσης να ευχαριστήσω τον επιστημονικό συνεργάτη Ηλία Παππά για την πολύτιμη βοήθειά του καθ' όλη την διάρκεια της δουλειάς μου, αλλά και για το πολύ καλό κλίμα που δημιούργησε στο εργαστήριο. Επίσης οφείλω να ευχαριστήσω τους πολύ καλούς μου φίλους μου, και το Δημήτρη, όχι μόνο για τις ωραίες στιγμές που περάσαμε στον Βόλο αλλά και για την κατανόηση τους όλων αυτόν τον καιρό.

Πάνω απ' όλα, είμαι ευγνώμων στους γονείς μου, Σωτήρη και Φωτεινή Λύτρα, και την αδελφή μου Κλειώ Λύτρα για την ολόψυχη αγάπη, ηθική και υλική υποστήριξή τους όλα αυτά τα χρόνια. Αφιερώνω αυτή την εργασία στην οικογένειά μου.

Λένα Λύτρα

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η συμπεριφορά πλουμίων, αναμειξιμών και μη αναμειξιμών υγρών. Συγκεκριμένα, διερευνήθηκαν τα χαρακτηριστικά ροής πλουμίων, όταν αυτά διαχέονται από βυθισμένο δοχείο σε αποδέκτη μεγαλύτερης πυκνότητας, κατά την έξοδό τους από κυκλική οπή χωρίς αρχική ταχύτητα.

Αρχικά μελετήθηκαν πλούμια μη αναμειξιμών υγρών, από βυθισμένα δοχεία πληρωμένα με κηροζίνη ή αραβοσιτέλαιο, σε δεξαμενή νερού σε ηρεμία. Μελετήθηκε η αστάθεια της φλέβας μη αναμειξιμών υγρών, δηλαδή ο αριθμός Richardson της εξερχόμενης φλέβας σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds στο στόμιο. Στην περιοχή των αριθμών Reynolds που μελετήθηκε, ο αριθμός Richardson μειώνεται αυξανόμενου του πρώτου. Επίσης, ερευνήθηκε η απόσταση από το ακροφύσιο όπου γίνεται η μετάβαση του πλουμίου από συνεχή φλέβα σε σταγονίδια (breakdown).

Αναφορικά με τα αναμειξίμα υγρά, παρατηρήσαμε ότι το πλούμιο του ελαφρύτερου ρευστού που εξέρχεται από μία οπή διατηρεί τα χαρακτηριστικά των πλουμίων (π.χ. το συντελεστή συμπαράσυρσης) όπως αυτά έχουν μετρηθεί στο εργαστήριο. Τα πειράματα πραγματοποιήθηκαν είτε με τη χρήση χρώματος για οπτικοποίηση της φλέβας, είτε με τομογραφία της φλέβας με τεχνικές laser, δηλαδή με laser induced fluorescence (LIF). Ο συντελεστής συμπαράσυρσης, όπως είχε μετρηθεί κατά το παρελθόν, επιβεβαιώθηκε έμμεσα από τον υπολογισμό της ταχύτητας καθόδου της διεπιφάνειας αναμειγμένου και μη νερού, στη δεξαμενή διάχυσης με σταθερή διατομή. Αυτό επετεύχθη με βάση τον υπολογισμό της παροχής σαν συνάρτηση της απόστασης από το νοητό σημείο εκροής της φλέβας (virtual origin), που προσδιορίστηκε από τις πειραματικές μετρήσεις και τη θεωρητική εξίσωση υπολογισμού της παροχής ενός πλουμίου.

## ABSTRACT

Object of the present diploma thesis is the behavior of plumes of miscible and immiscible liquids. More specifically, we have investigated the characteristics of plumes when they disperse from a container that is sunk in recipient liquid of higher density, exiting from circular nozzles without initial velocity.

Plumes of immiscible liquids (kerosene and corn oil) have been studied as they flow from a submerged container through circular nozzles into a tank of calm water. The instability at the nozzle of plumes of immiscible liquids was studied, namely the Richardson number as a function of the Reynolds number. It was found that for the regime of Reynolds numbers studied, the Richardson number is a decreased function of the first. We have also investigated the distance from the nozzle where the continuously flowing plume brakes down to bubbles of immiscible liquid.

In miscible liquids, we observed that the plume of lighter fluid that comes out from a nozzle maintains the plumes characteristics such as the entrainment coefficient, as it has been measured in the laboratory. Food dye was used to mark the plume fluid in order to be able to visualize them, as well as laser tomography via laser induced fluorescence (LIF) visualization. The plume entrainment coefficient evaluated from laboratory

measurements has been indirectly confirmed, using the velocity of the interface between mixed and unmixed, ambient fluid in a dispersion tank with constant cross-section. This was obtained from the computation of the plume volume flux at the elevation of the interface using a theoretical equation, with respect to its virtual origin determined from the experiments.

## ΣΥΜΒΟΛΙΣΜΟΙ

### Ελληνικά σύμβολα

$\beta(z)$	ειδική άνωση φλέβας σε απόσταση $z$
$\mu(z)$	η ειδική ογκομετρική παροχή
$\mu$	ιξώδες της φλέβας
$\nu$	κινηματικό ιξώδες ρευστού φλέβας
$\rho_a$	πυκνότητα ρευστού δεξαμενής διάχυσης
$\rho_0$	πυκνότητα ρευστού φλέβας
$\sigma$	επιφανειακή τάση ρευστού φλέβας

### Λατινικά σύμβολα

$A$	εμβαδόν διατομής ακροφυσίου
$B$	αρχική ειδική άνωση φλέβας
$d$	διάμετρος κυλινδρικού δοχείου
$D$	διάμετρος της φλέβας
$F_0$	πυκνομετρικός αριθμός Froude της φλέβας
$g$	επιτάχυνση βαρύτητας
$g_0'$	$=(\Delta\rho/\rho)_0g$
$l_Q, l_M$	κλίμακες μήκους
$M$	η ορμή ρέοντος ρευστού,
$m(z)$	ειδική ορμή φλέβας σε απόσταση $z$
$Q$	αρχική ογκομετρική παροχή φλέβας
$R_0$	αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας
$R_p$	οριακός αριθμός Richardson πλουμίου
$Re$	αριθμός Reynolds της φλέβας
$T_a$	θερμοκρασία αποδέκτη
$T_0$	θερμοκρασία φλέβας
$W$	μέση αρχική ταχύτητα εξόδου φλέβας
$z$	η απόσταση διεπάρκειας από ακροφύσιο
$z_0$	απόσταση νοητού κέντρου φλέβας από ακροφύσιο

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

<b>1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ</b> .....	<b>1</b>
1.1 Γενικά – Τυρβώδεις εκτοξευόμενες φλέβες .....	1
1.2 Απλές φλέβες χωρίς ή με άνωση ( jets ή plumes) – Ορισμοί .....	1
1.3 Χαρακτηριστικές κλίμακες ροής .....	3
1.4 Διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στο ακροφύσιο – αναμείξιμα υγρά .....	4
1.5 Διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στο ακροφύσιο – μη αναμείξιμα υγρά.....	6
1.6 Σκοπός παρούσας εργασίας .....	8
1.7 Θεωρία .....	9
<b>2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ</b> .....	<b>13</b>
2.1 Πειραματική διάταξη .....	13
2.2 Ιδιότητες των ρευστών που χρησιμοποιήθηκαν .....	18
<b>3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ</b> .....	<b>23</b>
3.1 Πειράματα σε μη αναμείξιμα υγρά.....	23
3.2 Πειράματα σε αναμείξιμα υγρά .....	28
<b>4. ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ – ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ</b> .....	<b>40</b>
4.1 Πλούμια μη αναμειξιμων υγρών .....	40
4.2 Αποτελέσματα και συγκρίσεις.....	41
4.3 Πλούμια αναμειξιμων υγρών.....	44
<b>5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ</b> .....	<b>50</b>
<b>6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ</b> .....	<b>53</b>
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α</b> .....	<b>55</b>
A.1 Αναμείξιμα υγρά .....	58
A.2 Μη αναμείξιμα υγρά .....	59
<b>ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β</b> .....	<b>61</b>
B.1 Μη αναμείξιμα υγρά.....	61
B.2 Αναμείξιμα υγρά.....	<b>Error! Bookmark not defined.</b>



## 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

### 1.1 Γενικά – Τυρβώδεις εκτοξευόμενες φλέβες

Εκτοξευόμενη φλέβα ή δέσμη (jet) είναι μια φλέβα ρευστού που διαχέεται σε ομοειδές ρευστό με την ίδια ή διαφορετική πυκνότητα. Τυρβώδης σημαίνει ότι στο πεδίο ροής της φλέβας υπάρχει μία χρονική διακύμανση της ταχύτητας και συγκέντρωσης κάποιας ουσίας που μεταφέρει η εκτοξευόμενη φλέβα. Τα χαρακτηριστικά και η ρευστομηχανική συμπεριφορά των εκτοξευόμενων φλεβών εξαρτώνται από τους παρακάτω παραγόντες:

- (i) παράμετροι (χαρακτηριστικά) της φλέβας
- (ii) παράμετροι του περιβάλλοντος ρευστού
- (iii) γεωμετρικές παράμετροι

Στα χαρακτηριστικά των φλεβών περιλαμβάνονται η αρχική κατανομή ταχύτητας και ένταση της τύρβης, η ογκομετρική παροχή και ορμή της φλέβας καθώς και η συγκέντρωση μεταφερόμενων ουσιών, όπως η θερμοκρασία κλπ. Στις περιβαλλοντικές παραμέτρους περιλαμβάνονται η πυκνομετρική διαφορά φλέβας και αποδέκτη, η στρωμάτωση (θερμική ή πυκνομετρική), η κίνηση στον αποδέκτη κλπ. Οι δε γεωμετρικές παράμετροι περιλαμβάνουν τη μορφή και προσανατολισμό των φλεβών, την αλληλεπίδραση με άλλες φλέβες, καθώς και τη συμπεριφορά της φλέβας σχετικά με τα όρια του αποδέκτη.

Οι εκτοξευόμενες τυρβώδεις φλέβες εμφανίζονται στη φύση υπό τη μορφή:

- φυσικών υποθαλάσσιων φλεβών (sea- vents)
- κατά την έκρηξη ηφαιστείων

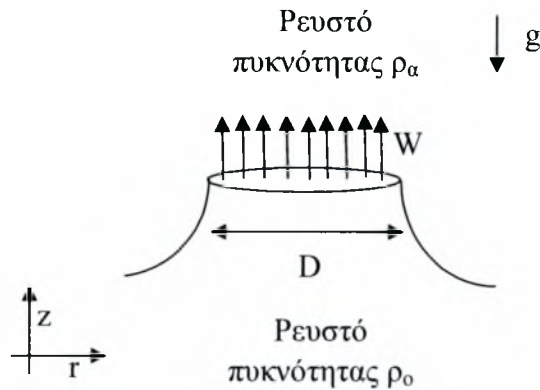
ή είναι τεχνητές που προέρχονται από ανθρωπογενείς ενέργειες και εμφανίζονται

- σε καμινάδες
- σε πυρκαγιές μικρής ή μεγάλης κλίμακας
- σε υποθαλάσσιους διαχυτήρες διάθεσης αποβλήτων από μονάδες βιολογικού καθαρισμού λυμάτων
- στην εξάτμιση των αυτοκινήτων
- στο fuel injection των αυτοκινήτων ( διφασική φλέβα ή spray) κλπ

### 1.2 Απλές φλέβες χωρίς ή με άνωση ( jets ή plumes) – Ορισμοί

Σαν απλή εκτοξευόμενη φλέβα (jet) ορίζεται η παροχή ρευστού από οπή ή σχισμή σε ένα μεγάλο όγκο του ίδιου ή παρόμοιου ρευστού. Η απλή ανωστική φλέβα (πλούμιο ή plume) είναι παρόμοια με το jet αλλά προκαλείται από μία πηγή δυναμικής ενέργειας που παρέχει στο ρευστό κάποια θετική ή αρνητική άνωση. Ανωστική φλέβα (buoyant jet) ονομάζεται αυτή που εμπεριέχει τις ιδιότητες της απλής εκτοξευόμενης φλέβας (jet) και της απλής ανωστικής (plume), έχει δηλαδή και αρχική ορμή και αρχική άνωση.

Ας θεωρήσουμε μία κυκλική κατακόρυφη ανωστική φλέβα διαμετρου  $D$  και πυκνότητας  $\rho_0$  που εκβάλλει μέσα σε ήρεμο αποδέκτη με πυκνότητα  $\rho_a$ .



**Σχήμα 1.1** Περιγραφή φλέβας στο ακροφύσιο.

Η αρχική ογκομετρική παροχή της φλέβας  $Q$ , η ειδική, ανά μονάδα μάζας του ρέοντος ρευστού, ορμή  $M$  (specific mass flux) και η κινηματική, ανά μονάδα μάζας του ρέοντος ρευστού, άνωση  $B$  (specific buoyancy flux) και οι αντίστοιχες διαστάσεις εκφράζονται από τις σχέσεις :

$$Q = \frac{\pi D^2}{4} W \quad [L^3/T] \quad (1.1)$$

$$M = QW \quad [L^4/T^2] \quad (1.2)$$

$$B = \frac{\rho_a - \rho_0}{\rho_0} gD \quad [L^4/T^3] \quad (1.3)$$

αντίστοιχα, όπου  $W$  είναι η αρχική μέση ταχύτητα εξόδου,  $\rho_0$  είναι η πυκνότητα του ρευστού της φλέβας στο ακροφύσιο και  $g$  είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Με βάση τους ορισμούς στην αρχή της παραγράφου και τις παραπάνω αρχικές συνθήκες της φλέβας, μπορούμε να ορίσουμε σαν απλή φλέβα (jet) αυτή για την οποία αρχικά  $B=0$  (ή εναλλακτικά  $M \gg B$ ,  $B \rightarrow 0$ ), σαν πλούμιο τη φλέβα για την οποία αρχικά  $M=0$  (ή εναλλακτικά  $B \gg M$ ,  $M \rightarrow 0$ ), και σαν ανωστική φλέβα αυτή η οποία αρχικά έχει σημαντικού μεγεθούς ειδική ορμή και άνωση ( $M \neq 0$  και  $B \neq 0$ ).

Όταν αρχικά  $M \gg B$ , τότε στη φλέβα υπερισχύει η αρχική ορμή με αποτέλεσμα να συμπεριφέρεται σαν απλή φλέβα. Όταν  $B \gg M$  τότε στη φλέβα υπερισχύει η ορμή που προήλθε από την ανωστική δύναμη με αποτέλεσμα να συμπεριφέρεται σαν πλούμιο. Όταν  $M$  και  $B$  είναι ίδιας τάξης μεγέθους, η φλέβα αρχικά συμπεριφέρεται σαν ανωστική φλέβα και στη συνέχεια (ασυμπτωτικά) σαν πλούμιο.

### 1.3 Χαρακτηριστικές κλίμακες ροής

Σε μια απλή κυκλική φλέβα τα αρχικά χαρακτηριστικά είναι μόνο η παροχή  $Q$  και η ειδική ορμή  $M$ , με βάση τις οποίες οι Fischer *et al.* (1979) προτείνουν την κλίμακα μήκους  $l_Q$  που ορίζεται ως

$$l_Q = \frac{Q}{\sqrt{M}} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/2} D = \sqrt{A}. \quad (1.4)$$

όπου  $A$  είναι το εμβαδόν της κυκλικής διατομής. Σε μία ανωστική φλέβα (με αρχικά χαρακτηριστικά  $Q, M, B$ ) οι Fischer *et al.* (1979) ορίζουν μία δεύτερη κλίμακα μήκους  $l_M$  που εμπεριέχει εκτός από τα αδρανειακά και τα ανωστικά χαρακτηριστικά της φλέβας ως

$$l_M = \frac{M^{3/4}}{B^{1/2}} \quad (1.5)$$

Ο λόγος των δύο παραπάνω κλιμάκων μήκους ονομάζεται αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας και ορίζεται ως

$$Ri_o = \frac{l_Q}{l_M} = \frac{QB^{1/2}}{M^{5/4}} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \frac{\sqrt{g'_o D}}{W} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} \frac{1}{F_o} \quad (1.6)$$

Στην παραπάνω σχέση  $F_o$  είναι ο πυκνομετρικός αριθμός Froude της φλέβας ενώ  $g'_o = (\Delta\rho_o / \rho_o)g$  η φαινομενική επιτάχυνση βαρύτητας.

Σε απόσταση  $z$  αρκετών διαμέτρων από το ακροφύσιο όπου η φλέβα έχει αναπτυχθεί πλήρως, από τις κατανομές της μέσης κατανομής  $w=w(r,z)$  και της μέσης διαφοράς πυκνότητας  $\Delta\rho=\Delta\rho(r,z)$  μπορούμε να υπολογίσουμε την ογκομετρική παροχή  $\mu(z)$  (όγκο ρευστού), την ειδική ορμή ρευστού  $m(z)$  και την ειδική άνωση ρευστού  $\beta(z)$  που διέρχονται από μία διατομή  $A$  της φλέβας στη μονάδα του χρόνου με τα ολοκληρώματα

$$\mu = \int_A w dA \quad (1.7)$$

$$m = \int_A w^2 dA \quad (1.8)$$

$$\beta = \int_A g(\Delta\rho / \rho_o) w dA \quad (1.9)$$

όπου

$w$  η κατανομή της μέσης ταχύτητας στη διατομή  $A$

$\Delta\rho$  είναι η κατανομή της διαφοράς ανάμεσα στη μέση τιμή πυκνότητας της φλέβας και του περιβάλλοντος ρευστού στη διατομή

$g$  είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας

Με βάση τις παραπάνω παραμέτρους της ροής ορίζουμε τον αριθμό Richardson της ροής  $Ri(z)$  σε απόσταση  $z$  από το ακροφύσιο από τη σχέση

$$Ri(z) = \frac{\mu\beta^{1/2}}{m^{5/4}} \quad (1.10)$$

Σε μία απλή φλέβα  $R(z)=R_0=0$ , επειδή  $\beta(z)=0$  παντού. Όταν η χαρακτηριστική κλίμακα  $l_M$  είναι πολύ μεγάλη, συγκρινόμενη με τη διάμετρο του ακροφυσίου τότε αναφερόμαστε σε μία απλή φλέβα (jet). Όταν όμως η χαρακτηριστική κλίμακα  $l_M$  είναι αρκετά μικρή, δηλαδή ( $l_M \sim D$ ), η αρχική φλέβα συμπεριφέρεται σαν πλούμιο.

Σε μια κατακόρυφη ανωστική φλέβα και για αδιάστατη απόσταση  $z/l_M < 1$  από το ακροφύσιο (περιοχής απλής φλέβας), οι Paranicolaou & List (1988) από μετρήσεις έδειξαν ότι  $R(z) \sim z$ . Πειραματικές μετρήσεις έδειξαν ότι για αποστάσεις (από το ακροφύσιο)  $z < l_M$ , η φλέβα συμπεριφέρεται σαν απλή ανωστική φλέβα ενώ, για  $z > 10l_M$  από το ακροφύσιο η φλέβα συμπεριφέρεται σαν πλούμιο. Για αδιάστατη απόσταση  $z > 10l_M$  από το ακροφύσιο (περιοχή πλουμίου) εκτίμησαν από μετρήσεις ότι ο τοπικός αριθμός Richardson της ροής  $R(z)$  λαμβάνει μια οριακή τιμή  $R_p = 0.63$ , που ονομάζουμε αριθμό Richardson του πλουμίου.

#### 1.4 Διείδυση περιβάλλοντος ρευστού στο ακροφύσιο – αναμίξιμα υγρά

Ένα από τα ερωτήματα που τίθενται στην ερευνητική κοινότητα είναι αυτό που σχετίζεται με τη διείδυση θαλασσινού νερού μέσα σε υποθαλάσιους διαχυτήρες. Όταν η παροχή του διαχυτήρα μειωθεί αρκετά, θαλασσινό νερό διείδυει μέσα από τα στόμια και μπλοκάρει ένα αρκετά μεγάλο μήκος του διαχυτήρα με αποτέλεσμα την κακή λειτουργία του. Το πώς και το γιατί έχουμε διείδυση θαλασσινού νερού δεν έχει ακόμα διερευνηθεί. Ο Wilkinson (1988) εξέτασε την διείδυση σφήνας αλατόνευρου σε φλέβες από σωλήνα και ακροφύσια λεπτής ακμής σαν συνάρτηση του αρχικού ρυθμού του Froude της ροής καθώς επίσης και του προσανατολισμού της φλέβας (από κατακόρυφη έως οριζόντια)

Κατά τη λειτουργία μιας ανωστικής φλέβας, εφόσον η αρχική ορμή είναι επαρκής (μεγάλη σχετικά ταχύτητα εξόδου από το ακροφύσιο), το ακροφύσιο λειτουργεί γεμάτο όπως αυτό προδιαγράφεται από τη μελέτη διάθεσης των επεξεργασμένων αποβλήτων με το διαχυτήρα. Όταν όμως η παροχή μειωθεί αισθητά, η ταχύτητα εξόδου και ως εκ τούτου η αρχική ορμή της φλέβας μειώνονται αισθητά. Με βάση τους ορισμούς της παραγράφου 1.3 η κλίμακα μήκους  $l_M$  και αρχικός αριθμός Richardson  $R_0$  επηρεάζουν άμεσα το φαινόμενο της διάχυσης ως εξής:

Η χαρακτηριστική κλίμακα μήκους της φλέβας κατά την έξοδο είναι η διάμετρος του ακροφυσίου  $D=4R$  (όπου  $R$  η υδραυλική ακτίνα) της κυκλικής φλέβας ή η ισοδύναμη διάμετρος  $Dh=4R$  για οποιοδήποτε άλλο σχήμα ακροφυσίου. Επίσης, δεδομένου ότι ο οριακός αριθμός Richardson  $R_p$  της φλέβας δεν μπορεί να υπερβεί την τιμή 0.63 που προαναφέραμε, ο αρχικός αριθμός Richardson  $R_0=R_p$  είναι μια οριακή εκτίμηση του μέγιστου αρχικού αριθμού Richardson της φλέβας.

Όποτε για την κυκλική φλέβα από τις εξισώσεις (1.1), (1.2) και (1.3) προκύπτει ότι

$$l_Q = \frac{Q}{\sqrt{M}} = \frac{(\pi D^2 / 4)W}{\sqrt{(\pi D^2 / 4)W^2}} = \sqrt{\frac{\pi}{4}} D = 0.886D \quad (1.11)$$

και

$$\begin{aligned}
 l_M &= \frac{M^{3.4}}{B^{1/2}} = \frac{[(\pi D^2/4)W^2]^{3/4}}{[(\Delta\rho/\rho_o)g(\pi D^2/4)W]^{1/2}} = \frac{(\pi D^2/4)^{1/4}W}{[(\Delta\rho/\rho_o)g]^{1/2}} \\
 &= \left(\frac{\pi D^2}{4}\right)^{1/4} \frac{WD^{1/2}}{[(\Delta\rho/\rho_o)gD]^{1/2}} = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/4} DF_o = \left(\frac{\pi}{4}\right)^{1/2} \frac{D}{R_o}
 \end{aligned}
 \tag{1.12}$$

Σε περίπτωση που η κλίμακα μήκους γίνει ίση με με την αρχική διάμετρο  $l_M=D$ , από την παραπάνω σχέση προκύπτει ότι ο αριθμός Richardson  $R_o=(\pi/4)^{1/2}=0.886$ . Προκύπτει επομένως ότι  $R_o=(\pi/4)^{1/2}>R_p=0.63$ , πράγμα που αναμένουμε να προκαλέσει αστάθεια στη ροή εξόδου της φλέβας.

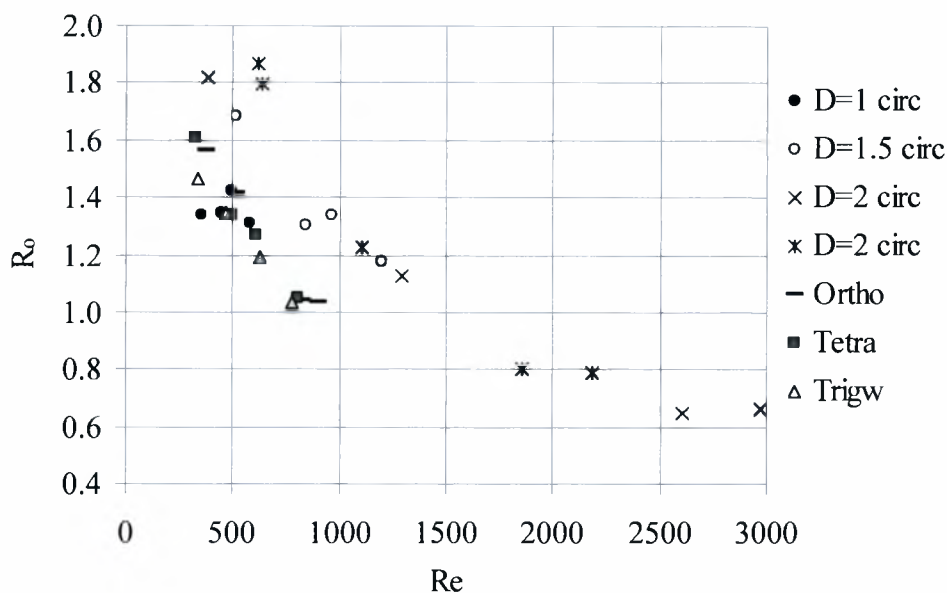
Μια ενδιαφέρουσα μελέτη που σχετίζεται με τη διείδυση περιβάλλοντος ρευστού στο στόμιο της φλέβας έγινε από τον Wilkinson (1988). Ο Wilkinson εκτέλεσε δύο σειρές πειραμάτων, την πρώτη σε πραγματικές διαστάσεις σε μία μαρίνα του Σίδνεϋ και τη δεύτερη στο εργαστήριο με κλίμακα πρωτοτύπου προς πειράματος 1:4. Χρησιμοποίησε ακροφύσια με στρογγυλευμένη είσοδο (nozzles) καθώς επίσης με επίπεδη είσοδο (ports). Στα πειράματα μπορούσε να μεταβάλλει τη γωνία της φλέβας από 0° (κατακόρυφη) έως 90° (οριζόντια) και προσπάθησε να προσδιορίσει τον κρίσιμο Froude για τον οποίο άρχιζε η διείδυση του βαρύτερου υγρού μέσα στο ακροφύσιο σαν συνάρτηση του τύπου του ακροφυσίου, της γωνίας με την κατακόρυφο και του λόγου της διαμέτρου του ακροφυσίου προς τη διάμετρο του σωλήνα στην άκρη του οποίου ετοποθετείτο. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι ο κρίσιμος αριθμός Froude για τον οποίο άρχισε η διείδυση του βαρύτερου νερού μέσα στο ακροφύσιο, μικραίνει όταν ο σωλήνας πλησιάζει προς την οριζόντια (90°). Στις κατακόρυφες φλέβες ο κρίσιμος αριθμός Richardson βρέθηκε ότι είναι περίπου 0.7 για ακροφύσια τύπου orifice ενώ για ακροφύσια με στρογγυλευμένη είσοδο τύπου nozzle έφθανε μέχρι και 0.9. Η τιμή του αριθμού Reynolds στα πειράματα του Wilkinson κυμάνθηκε από 2700 έως 14000.

Οι συνθήκες για τις οποίες πραγματοποιείται εισροή του περιβάλλοντος (με μικρότερη πυκνότητα σε σχέση με την πυκνότητα της φλέβας) σε μία κατακόρυφα εκτοξευόμενη φλέβα με θετική άνωση (προς τα πάνω) αλλά και το μέγιστο ύψος που ανέρχεται η κατακόρυφη φλέβα με αρνητική άνωση αποτέλεσαν αντικείμενο της διπλωματικής εργασίας του Σκανδάλη (2005).

Για μεγάλες παροχές και μεγάλους αριθμούς Reynolds, η διάμετρος της εκτοξευόμενης φλέβας στην έξοδο της είναι ίδια με τη διάμετρο του ακροφυσίου. Σε αντίθεση όταν οι ταχύτητες ήταν μικρές ή ο αριθμός Richardson είναι μεγάλος ίσος με 0.63, οι πιέσεις που ασκεί το περιβάλλον υγρό στα πλάγια έχουν σαν αποτέλεσμα η διάμετρος της φλέβας να μικραίνει στην έξοδο της. Στην κατάσταση αυτή υπάρχει μία λεπτή ισορροπία και με την παραμικρή αύξηση του αριθμού Richardson ή τη διαταραχή της φλέβας, έχουμε εισροή του περιβάλλοντος ρευστού στο ακροφύσιο. Ο Σκανδάλης (2005) πραγματοποίησε πειράματα με ακροφύσια διαφορετικής διατομής και σχήματος αλλά με τα ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά και κατέληξε στο εξής: ο λόγος  $D/l_M$  ή ο αρχικός αριθμός Richardson  $R_o$  της φλέβας για τους οποίους παρατηρούμε διείδυση περιβάλλοντος ρευστού στη φλέβα, αυξάνουν μειώνοντας τον αριθμό Reynolds της φλέβας  $Re$  κάτω από την τιμή 1000. Συγκεκριμένα για κυκλικές διατομές με προεξέχον χείλος) διαμέτρων 1.5 και 2.0cm η διείδυση περιβάλλοντος ρευστού στη φλέβα

συμβαίνει για μεγαλύτερους αριθμούς Richardson απ' ό τι για την κυκλική διατομή διαμέτρου 1.0cm με επίπεδη επιφάνεια εξόδου.

Όσο ο αριθμός Re πλησιάζει την τιμή 1000, τόσο μειώνεται αριθμός Richardson  $R_o$  (και κατά συνέπεια ο λόγος  $D/l_M$ ) και τείνει προς την μονάδα όταν αρχίζει η διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στη φλέβα, δηλαδή η κλίμακα μήκους γίνεται ίση με τη διάμετρο. Από μεταγενέστερες μετρήσεις (βλ. Σχήμα 1.2, Papanicolaou 2006) προέκυψε ότι για  $Re \approx 2000$  διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στη φλέβα ξεκινά όταν  $R_o \approx 0.80$ , ενώ στην περιοχή  $2500 < Re < 3000$  όταν  $R_o \approx 0.65$ .



Σχήμα 1.2 Μεταβολή του αριθμού Richardson  $R_o$  για τον οποίο παρουσιάζεται διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στο ακροφύσιο σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds  $Re$  κατά την έξοδο της φλέβας.

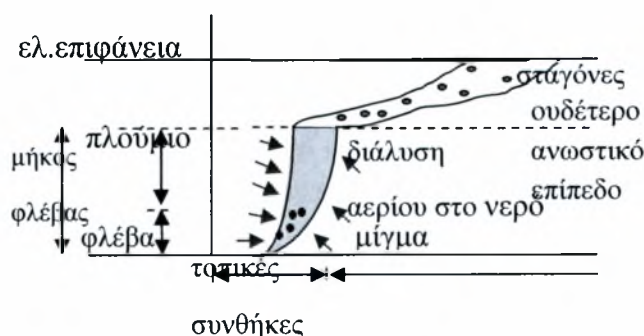
Τα παραπάνω αποτελέσματα είναι συμβατά με τα ευρήματα του Wilkinson, ότι δηλαδή για μεγάλους αριθμούς  $Re$ , ο αριθμός Richardson  $R_o$  για τον οποίο συμβαίνει εισροή του περιβάλλοντος ρευστού είναι περίπου ίσος με την μονάδα. Όμως, για μικρότερους αριθμούς  $Re$  ο αριθμός Richardson  $R_o$  για τον οποίο συμβαίνει διείσδυση του περιβάλλοντος ρευστού είναι αισθητά μεγαλύτερος της μονάδας. Αξίζει να σημειωθεί ότι το σχήμα της κυκλικής διατομής δεν παίζει κανένα ρόλο, ανάλογα αποτελέσματα ισχύουν και για την τετραγωνική και ορθογωνική διατομή.

### 1.5 Διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στο ακροφύσιο – μη αναμιξίμα υγρά

Για την περίπτωση που τα ρευστά της φλέβας και του αποδέκτη δεν είναι αναμιξίμα, το ενδιαφέρον μας εστιάζεται στις συνθήκες κάτω από τις οποίες αρχίζει η διείσδυση του περιβάλλοντος ρευστού στο ακροφύσιο. Ιδιαίτερη σημασία παρουσιάζει η περίπτωση κατά την οποία ρηγματωμένη δεξαμενή πετρελαιοειδών που βρίσκεται στον πυθμένα της θάλασσας, κάτω από ποιες συνθήκες θα υπάρξει διαρροή στο θαλάσσιο περιβάλλον και με ποιο ρυθμό. Ενδιαφέρον παρουσιάζουν οι ερευνητικές εργασίες που υλοποίησαν οι Rojitha, Yara & Zheng (1997), σχετικές με την απελευθέρωση λαδιού και αερίου από μεγάλο βάθος στη θάλασσα. Βασιζόμενοι οι προαναφερθέντες στη μέχρι τότε

βιβλιογραφία, ανέπτυξαν ένα τρισδιάστατο αριθμητικό μοντέλο που προσομοιώνει τη συμπεριφορά λαδιού, αερίου ή και μίγματος αυτών των δύο. Η απελευθέρωση και εξάπλωση λαδιού και αερίου έχει ολέθριες συνέπειες για το υδάτινο περιβάλλον, αλλά και στη σωστή πλεύση των πλοίων εάν τυχόν βρεθούν στο χώρο εξάπλωσης των πλουμίων/φλεβών του λαδιού/αερίου. Επομένως είναι πολύ σημαντικό να μπορεί να εκτιμηθεί το πότε, πού και πόσο θα είναι το μέγεθος μίας ενδεχόμενης πετρελαιοκηλίδας. Μια τέτοια απελευθέρωση μπορεί να οφείλεται στη διαρροή μίας δεξαμενής λαδιού/αερίου που βρέθηκε στο βυθό της θάλασσας εξαιτίας ενός ατυχήματος. Το λάδι/αέριο που απελευθερώνεται από τέτοια ατυχήματα συμπεριφέρεται αρχικά σαν απλή φλέβα με ή χωρίς άνωση. Εν συνέχεια περιγράφεται από εξισώσεις που αναφέρονται στη εν λόγω διάχυση. Οι Yara & Zheng (1997), πραγματοποίησαν δύο πειράματα. Στο πρώτο πείραμα απελευθέρωσαν λάδι και στο δεύτερο μίγμα λαδιού και αερίου. Συνέκριναν τα αποτελέσματα του μοντέλου τους με τα μέχρι τότε δεδομένα από τα πειράματα που είχαν ήδη πραγματοποιηθεί (Rye *et al.*, 1996 και Rye & Brandvik, 1997). Στο πρώτο πείραμα ερευνήθηκε ο χρόνος κατά τον οποίο οι πρώτες σταγόνες λαδιού φθάνουν στη επιφάνεια της θάλασσας και η τελική θέση της φλέβας/πλουμίου του λαδιού με ικανοποιητική ακρίβεια, ενώ στο δεύτερο η απόσταση που διανύει η φλέβα όταν διαχέεται αντίθετα στο ρεύμα αλλά και όταν διαχέεται παράλληλα σε αυτό. Και στις δύο περιπτώσεις τα αποτελέσματα του μοντέλου ταυτίστηκαν σχεδόν με τα πειραματικά δεδομένα.

Λίγα χρόνια αργότερα οι Rojitha Yara, Zheng & Chen (2002) ανέπτυξαν ένα επιπλέον μοντέλο που προσομοιώνει τη διάχυση λαδιού και αερίου σε μεγάλα βάθη. Στα βάθη αυτά λόγω της υψηλής πίεσης και χαμηλής θερμοκρασίας που επικρατούν το αέριο περνάει από διαφορετικές φάσεις. Δηλαδή, οι σταγόνες λαδιού/αερίου(ως μίγμα) αρχικά συμπεριφέρονται σα φλέβα με ή χωρίς άνωση, η οποία σταδιακά χάνει την ορμή και την άνωση εξαιτίας της στρωμάτωσης που επικρατεί στα βάθη των ωκεανών. Το αέριο διογκώνεται καθώς ανέρχεται εξαιτίας της πτώσης της πίεσης. Κάτω από αυτές τις συνθήκες το λάδι και το αέριο συμπεριφέρονται πια σαν ξεχωριστά σωματίδια. Σε υψηλή πίεση και χαμηλή θερμοκρασία το αέριο θεωρείται στερεό. Έπειτα το ελεύθερο αυτό αέριο διαλύεται στο νερό και προκαλεί μεταβολή της άνωσης της φλέβας.



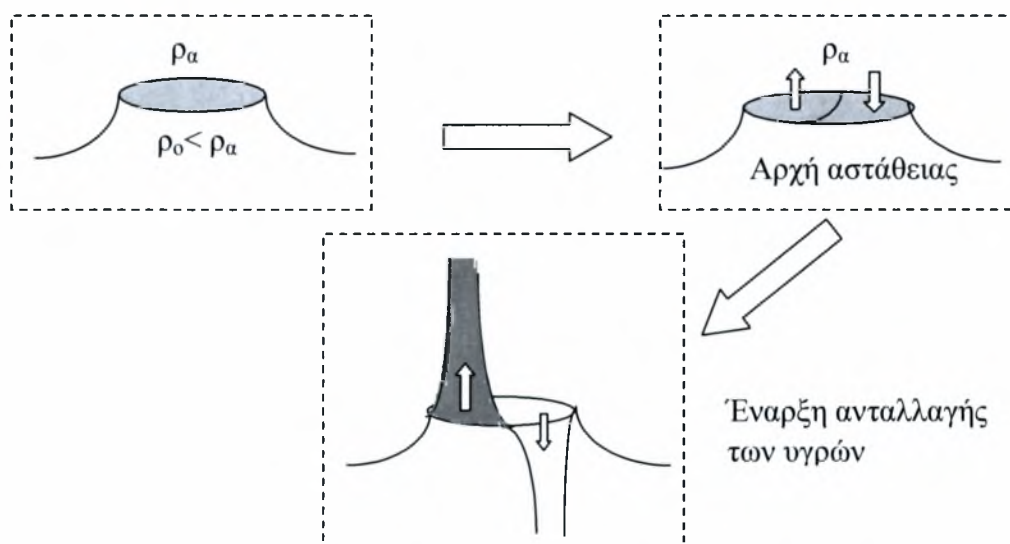
**Σχήμα 1.3** Περιγραφή συνθηκών εξάπλωσης της φλέβας στο υδάτινο περιβάλλον.

Το μήκος εξάπλωσης της φλέβας εξαρτάται από τη στρωμάτωση του υδάτινου περιβάλλοντος την πυκνότητα του λαδιού, το βάθος στο οποίο βρίσκεται η πηγή και καθώς την ταχύτητα της φλέβας/πλουμίου.

### 1.6 Σκοπός παρούσας εργασίας

Σκοπός αυτής της εργασίας είναι η μελέτη της διάχυσης φλεβών χωρίς αρχική ορμή που προέρχονται από μια πηγή άνωσης. Συγκεκριμένα θα μελετήσουμε τις συνθήκες ροής στην περιοχή του ακροφυσίου και στα κατόντη αυτού, που προέρχεται από τη βαροκλιτική αστάθεια που προκαλείται όταν μια μάζα ελαφρύτερου ρευστού βρίσκεται χαμηλότερα από ρευστό με μεγαλύτερη πυκνότητα με αποτέλεσμα να υπάρχει αστάθεια που μπορεί να προκαλέσει κίνηση – ανταλλαγή των ρευστών με διαφορετική πυκνότητα όπως φαίνεται και στο Σχήμα 1.4.

Συγκεκριμένα, θα μελετήσουμε τη συμπεριφορά του πλουμίου που λαμβάνει χώρα και που παράγεται από πηγή με μηδενική αρχική ορμή (ποσότητα κίνησης). Εξαιτίας όμως της αστάθειας που οφείλεται στην πυκνομετρική διαφορά, όταν υπερνικηθεί η επιφανειακή τάση στη διεπιφάνεια, άρχεται η κίνηση με αποτέλεσμα την ανταλλαγή ρευστών, δηλαδή την είσοδο του περιβάλλοντος ρευστού στο στόμιο και την έξοδο του εσωτερικού ρευστού από το στόμιο όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.4.



**Σχήμα 1.4** Περιγραφή φαινομένου διείδυσης βαρύτερου ρευστού.

Τα δύο υγρά που θα χρησιμοποιηθούν μπορεί να είναι αναμίξιμα ή μη αναμίξιμα μεταξύ τους. Στην περίπτωση των αναμίξιμων υγρών θα μελετήσουμε τη συμπεριφορά του πλουμίου που δημιουργείται κατά την έξοδο του ελαφρύτερου ρευστού στο περιβάλλον. Στην περίπτωση των μη αναμίξιμων υγρών θα μελετήσουμε την ταχύτητα εξόδου της φλέβας από το στόμιο και τη μετάβαση σε τύρβη (breakdown) κατά τη δημιουργία σταγόνων που λόγω άνωσης κινούνται κατακόρυφα. Χρησιμοποιώντας λοιπόν αναμίξιμα και μη αναμίξιμα υγρά, σκόπος μας είναι η μελέτη των χαρακτηριστικών διάχυσης της φλέβας που δημιουργείται σε ακίνητο αποδέκτη διαφορετικής πυκνότητας.



## 1.7 Θεωρία

**1.7.1 Μη αναμείξιμα υγρά.** Για ρευστό της φλέβας χρησιμοποιήσαμε κηροζίνη και λάδι και για ρευστό του ακίνητου αποδέκτη καθαρό νερό. Έστω κατακόρυφη φλέβα ρευστού πυκνότητας  $\rho_0$  η οποία εξέρχεται από ακροφύσιο δεξαμενής  $D$ , η οποία εμπεριέχεται σε δεξαμενή πληρωμένη με ρευστό πυκνότητας  $\rho_a$ .



**Φωτογραφία 1.1** Κατάσταση ισορροπίας μεταξύ των δύο ρευστών.

Κατά τη διάχυση της φλέβας το ενδιαφέρον επικεντρώνεται στη μελέτη του αριθμού Richardson ή του χαρακτηριστικού μήκους  $l_M$  του πλουμίου σαν συνάρτηση της διαμέτρου του ακροφυσίου, καθώς επίσης και στην κατακόρυφη απόσταση πάνω από το ακροφύσιο όπου η φλέβα σπάει σε σταγόνες (μετάβαση σε τύρβη). Οι παράμετροι που επηρεάζουν το φαινόμενο είναι:

- η διάμετρος του ακροφυσίου  $D$ ,
- η πυκνότητα του υγρού της φλέβας  $\rho_0$ ,
- η διαφορά πυκνότητας μεταξύ των δύο ρευστών (ανωστική επιτάχυνση),  
 $g'_0 = (\rho_a - \rho_0) / \rho_0 g = ((\Delta\rho)_0 / \rho_0) g$
- η επιφανειακή τάση  $\sigma$  και
- το ιξώδες  $\mu$  του ρευστού της φλέβας.

Από διαστατική ανάλυση (βλ. Παράρτημα Α) προκύπτει ότι η ταχύτητα εξόδου της φλέβας από το ακροφύσιο σε αδιαστατοποιημένη μορφή μπορεί να γραφτεί ως

$$\frac{W}{\sqrt{g'_o D}} = F_o = f\left(\frac{\sqrt{g'_o D^{3/2}}}{\nu}, \frac{\sigma}{\rho_o g D^2}\right); \nu = \mu / \rho_o \quad (1.13)$$

Όταν λοιπόν εμφανιστεί η αστάθεια και αρχίσει η ανταλλαγή των δύο ρευστών, το ρευστό εξέρχεται από τη μισή επιφάνεια της διατομής δεδομένου ότι όση ποσότητα ρευστού της φλέβας εκρέει από το ακροφύσιο τόση ποσότητα περιβάλλοντος ρευστού εισρέει στο δοχείο. Μετά μικρή πάροδο του χρόνου η φλέβα σταθεροποιείται και η ροή γίνεται μόνιμη (λόγω μακροσκοπικών συνθηκών που επιβάλλουμε). Βάσει των σχέσεων (1.1) και (1.2) η ορμή της φλέβας της μόνιμης ροής στο σημείο εξόδου υπολογίζεται από τη σχέση

$$M = \frac{\pi D^2}{8} W^2 \quad (1.14)$$

Μετά χρόνο  $t$  λοιπόν, η μέση παροχή της φλέβας  $Q$  υπολογίζεται από τον όγκο του ρευστού  $\nabla$  που έχει εξέλθει από το εσωτερικό δοχείο, δηλαδή  $Q = \nabla / t$  και η ειδική άνωση από τη σχέση (1.3). Εφαρμόζοντας λοιπόν τις σχέσεις (1.5) και (1.6) προκύπτουν το χαρακτηριστικό μήκος  $l_M$  και ο αρχικός αριθμός Richardson  $R_o$ . Στο χρόνο  $t$  λαμβάνουμε και μία τιμή του μήκους όπου η ροή μεταβαίνει σε τύρβη, το οποίο είναι συνάρτηση της διαμέτρου του ακροφυσίου, περίπου σε απόσταση 2D. Τόσο το μήκος  $l_M$  όσο και το  $R_o$  εξαρτώνται άμεσα από το εμβαδόν της διατομής.

Στο σημείο αυτό πρέπει να αναφέρουμε ότι για διαμέτρους μικρότερες των δύο εκατοστών το φαινόμενο εκροής της φλέβας δεν λαμβάνει χώρα λόγω της επιφανειακής τάσης στη διεπιφάνεια ανάμεσα στα δύο υγρά στη διατομή του ακροφυσίου.

**1.7.2 Αναμείξιμα υγρά.** Στη σειρά αυτή των πειραμάτων μελετάμε τη διάχυση φλέβας σε ακίνητο αποδέκτη διαφορετικής πυκνότητας, μόνο που στην περίπτωση αυτή έχουμε ανάμιξη των δύο υγρών.

Θεωρούμε μία κατακόρυφη φλέβα ρευστού πυκνότητας  $\rho_a$  η οποία εξέρχεται από ακροφύσιο δεξαμενής  $D$ , η οποία είναι τοποθετημένη στον πυθμένα δεξαμενής που είναι γεμάτη με ρευστό πυκνότητας  $\rho_o > \rho_a$ . Η μόνη καθολική δύναμη που επιδρά στο φαινόμενο είναι η βαρύτητα και τούτο γιατί υπάρχει πυκνομετρική διαφορά μεταξύ του ρευστού της φλέβας και του περιβάλλοντος ρευστού και επομένως η φαινομενική βαρύτητα, όπως και στην προηγούμενη περίπτωση είναι

$$B = \frac{(\rho_a - \rho_o)}{\rho_o} g Q = g'_o Q \quad (1.15)$$

Δεδομένου ότι στη διεπιφάνεια των δύο αναμειξιμων υγρών (νερού και αλατόνερου) η επιφανειακή τάση είναι ανύπαρκτη, η εξίσωση (1.13) για αναμείξιμα υγρά είναι ανεξάρτητη της  $\sigma$  και γράφεται ως

$$\frac{W}{\sqrt{g'_o D}} = F_o = f\left(\frac{\sqrt{g'_o D^{3/2}}}{\nu}\right); \nu = \mu / \rho_o \quad (1.16)$$

Θεωρούμε ότι η αρχική άνωση  $B$  παραμένει σταθερή (διατηρείται) με την απόσταση  $z$  από την πηγή και η αδιάστατη κατανομή της μέσης ταχύτητας έχει εκθετική μορφή

$$\frac{w(r)}{w_c(z)} = \exp\left[-(r/b_w)^2\right] \quad (1.15)$$

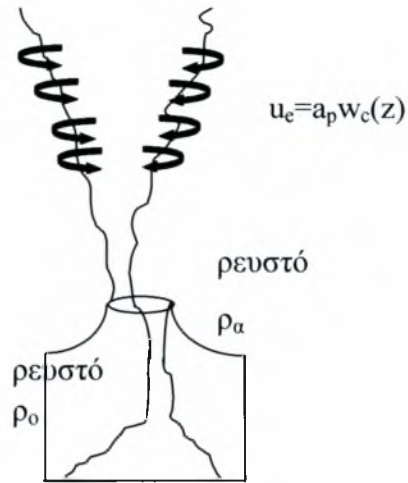
Αστάθεια στη ροή παρατηρείται για κάθε  $D$  και πυκνομετρική διαφορά  $\Delta\rho$ , δεδομένου ότι τα υγρά είναι αναμείξιμα. Στην περίπτωση των αναμειξιμων υγρών το πεδίο ροής που δημιουργείται αντιστοιχεί σε πλούμιο, καθώς η αρχική ορμή είναι μηδενική ( $M=0$ ).

Καθώς η φλέβα διαχέεται στο περιβάλλον υγρό, κάποια στιγμή φθάνει στην επιφάνεια της δεξαμενής και αρχίζει να εξαπλώνεται εκεί και να καταλαμβάνει όλη τη διατομή της δεξαμενής. Δημιουργείται λοιπόν μία πυκνομετρική στρωμάτωση στη δεξαμενή, με τη διεπιφάνεια ανάμεσα στο αναμειγμένο νερό και το νερό της δεξαμενής να κινείται κατακόρυφα με φορά αντίθετη απ' αυτή της φλέβας. Ο ρυθμός καθόδου της διεπιφάνειας εξαρτάται από την πυκνομετρική διαφορά των δυο ρευστών και την διάμετρο του ακροφυσίου. Πάνω από τη διεπιφάνεια υπάρχει πυκνομετρική στρωμάτωση αποτέλεσμα της ανάμειξης των δύο ρευστών, στην περιοχή όμως κάτω από την διεπιφάνεια το υγρό του αποδέκτη είναι ομογενές. Αρχικά, η μορφή της διεπιφάνειας εμφανίζει κυματισμούς, ενώ ο ρυθμός καθόδου δεν είναι σταθερός. Ορίζουμε τη χρονική στιγμή μηδέν, τη στιγμή που η διεπιφάνεια έχει ήδη καταλάβει ένα πάχος  $z_a$ . Στο πείραμα μας ορίζουμε το  $z_a$  ίσο με πέντε εκατοστά από την ελεύθερη επιφάνεια της δεξαμενής.

Καθώς όμως η φλέβα εξέρχεται από το ακροφύσιο, όπως και στα μη αναμείξιμα υγρά έτσι και εδώ, δεν καταλαμβάνει ολόκληρη την επιφάνεια της διατομής του ακροφυσίου αλλά την μισή, δεδομένου ότι όσος όγκος καθαρού ρευστού εξέρχεται από τη βυθισμένη δεξαμενή άλλος τόσος όγκος αλατόνευρου εισέρχεται σ' αυτήν. Επιπλέον, επειδή τα δύο υγρά είναι αναμείξιμα, καθώς η φλέβα διαχέεται, συμπαρασύρει και αραιώνεται με μια ποσότητα του περιβάλλοντος ρευστού. Η ταχύτητα συμπάρρσωσης  $u_e$  είναι συνάρτηση της μέσης χρονικά ταχύτητας στον άξονα της φλέβας (σύμφωνα με τον Taylor)

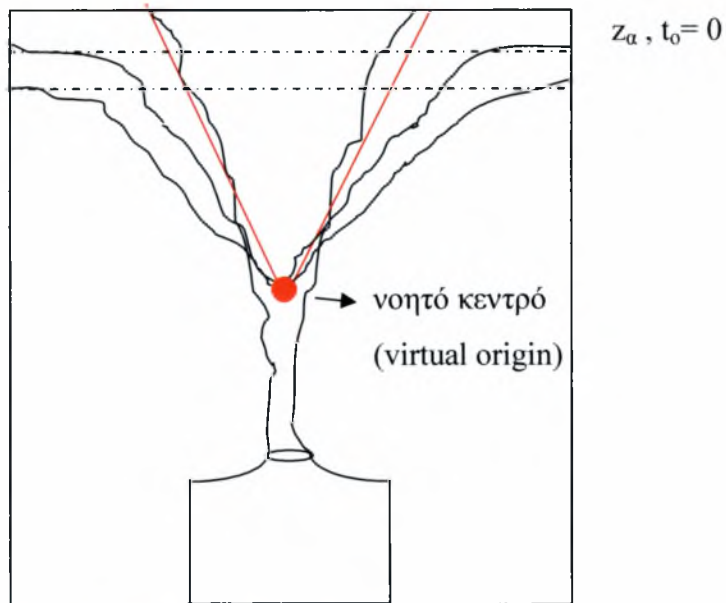
$$u_e = \alpha_p w_c(z) \quad (1.16)$$

Από πειράματα (Papanicolaou & List, 1988) η σταθερά αυτή προσδιορίστηκε ότι είναι  $\alpha_p=0.0875$  για πλούμια. Η διεπιφάνεια συνεχίζει να κατέρχεται αλλά με μειωμένο ρυθμό (Σχήμα 1.3). Η ανάμειξη πραγματοποιείται σε απόσταση τουλάχιστον 5-6 διαμέτρων από το ακροφύσιο, σημείο στο οποίο γίνεται μετάβαση σε τύρβη. Για αποστάσεις  $0 < z < 5D$  θεωρούμε ότι δεν πραγματοποιείται ανάμειξη ανάμεσα στα δύο ρευστά και ότι η ταχύτητα καθόδου της διεπιφάνειας είναι συνάρτηση μόνο της ογκομετρικής παροχής της φλέβας στην έξοδο του ακροφυσίου. Ταυτόχρονα με τη δημιουργία φλέβας στον ακίνητο αρχικά αποδέκτη, δημιουργείται και μια καθοδική ανωστική φλέβα μέσα στη μικρή δεξαμενή από την είσοδο του περιβάλλοντος ρευστού. Η φλέβα αυτή περιορίζεται, έτσι ώστε να αποφεύγεται ανάμειξη μέσα στο δοχείο ρευστού της ανερχόμενης φλέβας, έτσι ώστε η πυκνότητα της φλέβας ρευστού που εξέρχεται από το ακροφύσιο να παραμένει σταθερή και γνωστή.



**Σχήμα 1.3** Συμπαράσυρση του περιβάλλοντος ρευστού με ταχύτητα  $u_e$ .

Το νοητό κέντρο του ανερχόμενου πλουμίου προκύπτει ως η τομή της περιβάλλουσας των παραπλεύρων οπτικών του ορίων και συνήθως βρίσκεται μερικές διαμέτρους πάνω από το ακροφύσιο στον ομογενή ακίνητο αποδέκτη (Σχήμα 1.4).



**Σχήμα 1.4** Σταδιακή κάθοδος της διεπιφάνειας.

## 2. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

### 2.1 Πειραματική διάταξη

Τα πειράματα διεξήχθησαν στο Εργαστήριο Υδρομηχανικής και Περιβαλλοντικής Τεχνικής του Τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας. Η πειραματική συσκευή αποτελείται από δεξαμενή διάχυσης από plexiglass, που στο εξής θα αποκαλούμε κύρια δεξαμενή και τη δεξαμενή του ελαφρύτερου ρευστού (jet plenum) που είναι τοποθετημένη στον πυθμένα της δεξαμενής διάχυσης.

**Εξωτερική – κύρια δεξαμενή διάχυσης.** Η δεξαμενή αυτή που είναι κατασκευασμένη από plexiglass πάχους 1.50cm, έχει βάθος 60 cm και οριζόντια τετραγωνική διατομή με εσωτερικές διαστάσεις 40cm×40cm. Σε απόσταση 57.5cm πάνω από τον πυθμένα υπάρχει περιμετρική υπερχειλίση, από όπου το πλεονάζον νερό οδηγείται στην αποχέτευση με ένα πλαστικό σωλήνα. Στις δύο απέναντι κατακόρυφες πλευρές (πρόσοψη και πίσω όψη) έχει χαραχθεί τετραγωνικός κάρναβος με διαστάσεις 5cm×5cm. Η δεξαμενή είναι τοποθετημένη σε υπερυψωμένη βάση.



**Φωτογραφία 2.1** Ορθογωνική κύρια δεξαμενή.

**2.1.1 Πρώτη σειρά πειραμάτων – Μη αναμείξιμα υγρά.** Για τη διάταξη δημιουργίας του πλουμίου με μη αναμείξιμα υγρά χρησιμοποιήθηκαν τρεις διαφορετικού μεγέθους κύλινδροι πάνω στους οποίους μπορούσαν να εφαρμοστούν τα ακροφύσια με εσωτερικές διαστάσεις:

Κύλινδρος 1: διάμετρος  $d=14\text{cm}$  και ύψος  $H=13.19\text{cm}$  .

Κύλινδρος 2: διάμετρος  $d=11\text{cm}$  και ύψος  $H=10.1\text{cm}$  .

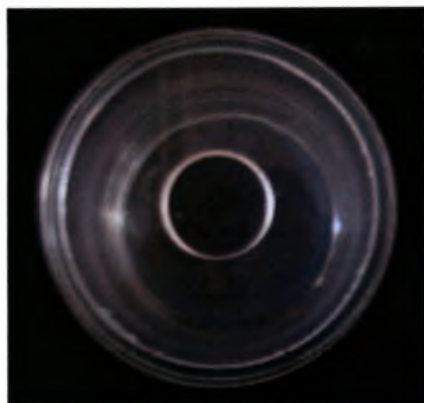
Κύλινδρος 3: διάμετρος  $d=9\text{cm}$  και ύψος  $H=8.3\text{cm}$



**Φωτογραφία 2.2** Όψη κυλινδρικής δεξαμενής 1.



**Φωτογραφία 2.3** Όψεις κυλινδρικών δεξαμενών 2 και 3.



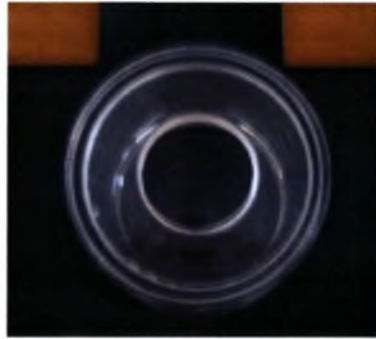
**Φωτογραφία 2.4**

Κάτοψη κυλινδρικής δεξαμενής 1.



**Φωτογραφία 2.5**

Κάτοψη κυλινδρικής δεξαμενής 2.



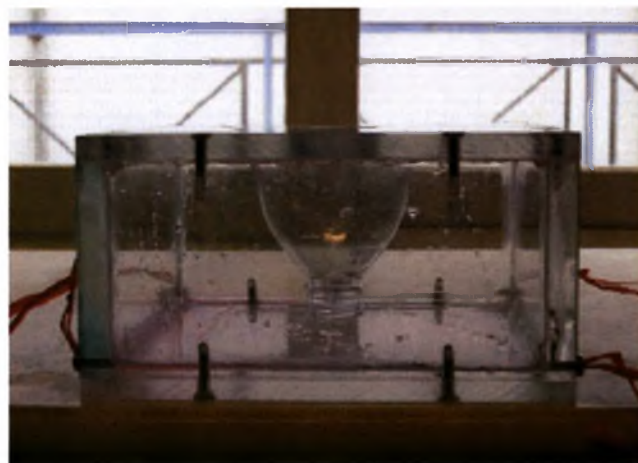
**Φωτογραφία 2.6**

### Κάτοψη κυλινδρικής δεξαμενής 3

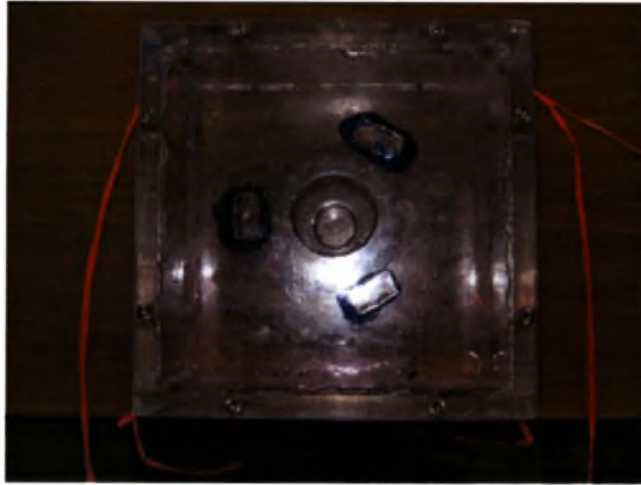
Η κυλινδρική δεξαμενή πληρώνεται με υγρό (κηροζίνη ή λάδι) και τοποθετείται στη δεξαμενή διάχυσης. Τοποθετείται επίσης και κλιμακόμετρο πάνω στην εσωτερική για τη μέτρηση της απόστασης από το ακροφύσιο στην οποία η φλέβα 'σπάει' σε σταγονίδια (Φωτογραφία 3.1) .

Τα ακροφύσια που χρησιμοποιήθηκαν είναι διαφορετικά για κάθε πείραμα. Χρησιμοποιήθηκαν ακροφύσια κυκλικής διατομής διαμέτρων 1cm, 1.5cm 2cm, 2.5cm και 3cm τα χαρακτηριστικά των οποίων περιγράφονται παρακάτω.

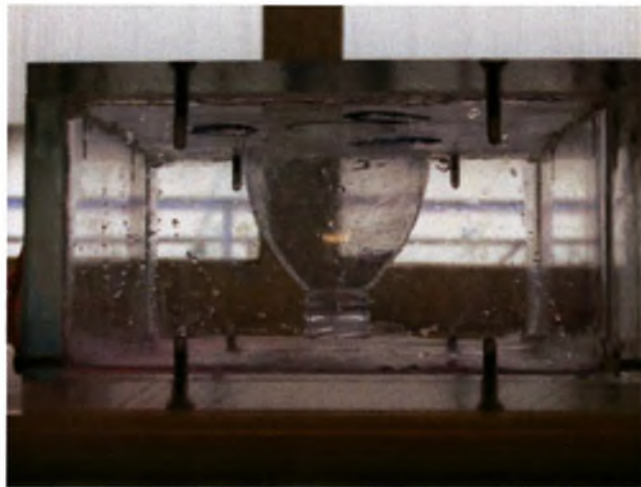
**2.1.2 Δεύτερη σειρά πειραμάτων- Αναμείξιμα υγρά.** Η εσωτερική δεξαμενή (jet plenum) έχει τετραγωνική διατομή με εσωτερικές διαστάσεις 20cm×20cm, ύψος 10cm και είναι κατασκευασμένη από plexiglass πάχους 1cm . Στο κέντρο της δεξαμενής έχουμε προσαρμόσει ένα χωνί ύψους 9 cm. Το οποίο έχουμε κολλήσει με σιλικόνη στο καπάκι της δεξαμενής. Το πλαστικό χωνί στο πάνω μέρος του οποίου υπάρχουν περιμετρικά διάκενα μήκους 6cm και ύψους 1cm, επιτρέπει την κίνηση του ελαφρύτερου ρευστού προς το ακροφύσιο, ενώ περιορίζει τη διάχυση του πλουμίου του βαρύτερου υγρού του αποδέκτη που διεισδύει μέσα στο jet plenum. Η τοποθέτηση του χωνιού έχει σαν σκοπό τον περιορισμό της ανάμειξης των δύο υγρών στο εσωτερικό της εσωτερικής δεξαμενής και τον περιορισμό της εσωτερικής φλέβας στον πυθμένα της δεξαμενής έτσι ώστε να παραμένει η πυκνότητα του ρευστού εντός της δεξαμενής σταθερή κατά την υλοποίηση των πειραμάτων.



**Φωτογραφία 2.7** Όψη εσωτερικής δεξαμενής.

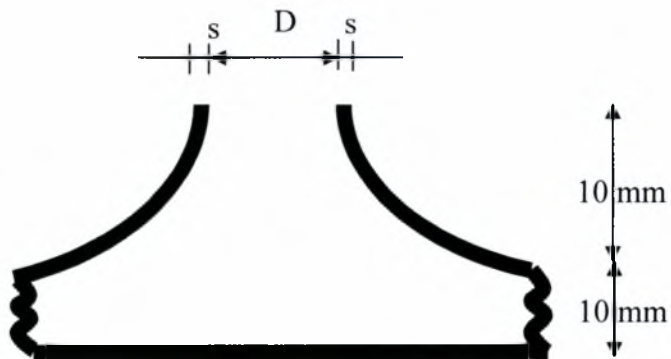


**Φωτογραφία 2.8** Κάτοψη εσωτερικής δεξαμενής.



**Φωτογραφία 2.9** Εσωτερική λεπτομέρεια δεξαμενής.

**2.1.3 Χαρακτηριστικά ακροφυσίων.** Τα ακροφύσια που χρησιμοποιήθηκαν είναι όλα κυκλικής διατομής, κατασκευασμένα από διαφανές plexiglass.



**Σχήμα 2.1** Σχηματικό διάγραμμα ακροφυσίου.



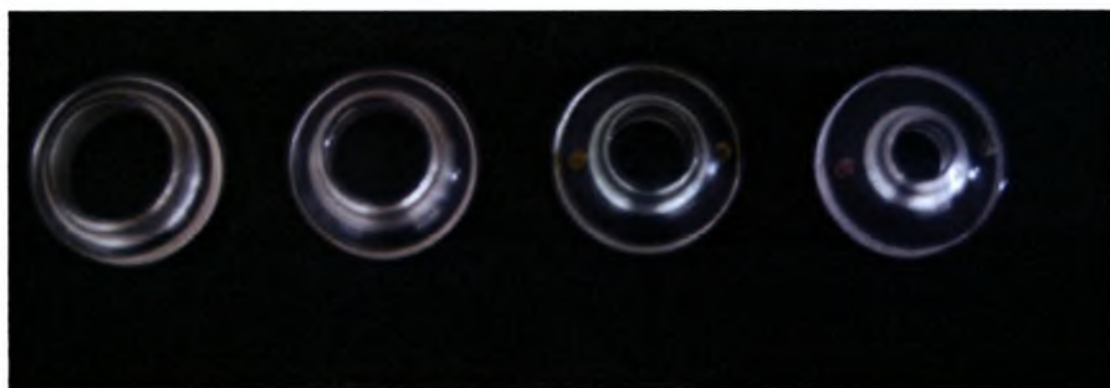
Στον πίνακα που ακολουθεί περιγράφονται τα χαρακτηριστικά τους, όπου:

A το εμβαδόν της διατομής

P η βρεχόμενη περίμετρος

R η υδραυλική ακτίνα, όπου  $R = \frac{A}{P}$

#	D (cm)	A (cm <sup>2</sup> )	P (cm)	R (cm)	S(cm)
1	1.0	0.79	3.14	0.25	0.30
2	1.5	1.77	4.71	0.38	0.25
3	2.0	3.14	6.28	0.50	0.21
4	2.5	4.91	7.85	0.63	0.25
5	3.0	7.07	9.42	0.75	0.21



**Φωτογραφία 2.10** Κάτοψη ακροφυσίων από αριστερά προς τα δεξιά, D=3.0cm, D=2.5cm, D=2.0cm, D=1.5 cm.



**Φωτογραφία 2.11** Πλάγια όψη ακροφυσίων από αριστερά προς τα δεξιά. D=3.0cm, D=2.5cm, D=2.0cm, D=1.5cm, D=1.0cm.

## 2.2 Ιδιότητες των ρευστών που χρησιμοποιήθηκαν

Τα ρευστά που χρησιμοποιήθηκαν είναι νερό βρύσης, κηροζίνη και αραβοσιτέλαιο για τα μη αναμίξιμα υγρά και νερό βρύσης και αλατόνερο για τα αναμίξιμα. Το νερό της βρύσης για τα αναμίξιμα το χρωματίσαμε για να διακρίνουμε τη φλέβα ρευστού πολύ πιο εύκολα.

**2.2.1 Πυκνότητα.** Η πυκνότητα του νερού της βρύσης καθορίστηκε από πίνακες, συναρτήσει της θερμοκρασίας του. Όσο για το λάδι και την κηροζίνη η πυκνότητα τους υπολογίστηκε από το γνωστό τύπο  $\rho=m/V$ , μετρώντας τη μάζα και τον όγκο του κάθε υγρού. Τέλος για το αλατόνερο, η πυκνότητα προσδιοριζόταν με πυκνόμετρο, έπειτα από την προσθήκη κατάλληλης ποσότητας αλατιού. Για διαφορετικές θερμοκρασίες περιβάλλοντος η πυκνότητα των ρευστών σημειώνει μικρές μεταβολές .

**Πίνακας 2.2.1** Πυκνότητα ρευστών

ρευστό	Πυκνότητα $\rho$ (kg/m <sup>3</sup> )
νερό (T=25° C)	997
κηροζίνη	786.5
αραβοσιτέλαιο	907

**2.2.2 Συνεκτικότητα (ιξώδες).** Η συνεκτικότητα του νερού και της κηροζίνης έχει ληφθεί από τη βιβλιογραφία ενώ για το αραβοσιτέλαιο προσδιορίστηκε από πειραματικές μετρήσεις και βιβλιογραφικές αναφορές. Συγκεκριμένα, για τον προσδιορισμό του ιξώδους του αραβοσιτέλαιου χρησιμοποιήθηκε ιξωδόμετρο το οποίο κατασκευάστηκε στο εργαστήριο.

**Νερό και αλατόνερο.** Το κινηματικό ιξώδες του νερού προσδιορίζεται σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας από τη σχέση

$$\nu_w=(0.0004T^2-0.0413T+1.6774)/100$$

όπου T σε (°C) και  $\nu$  σε (cm<sup>2</sup>/s).

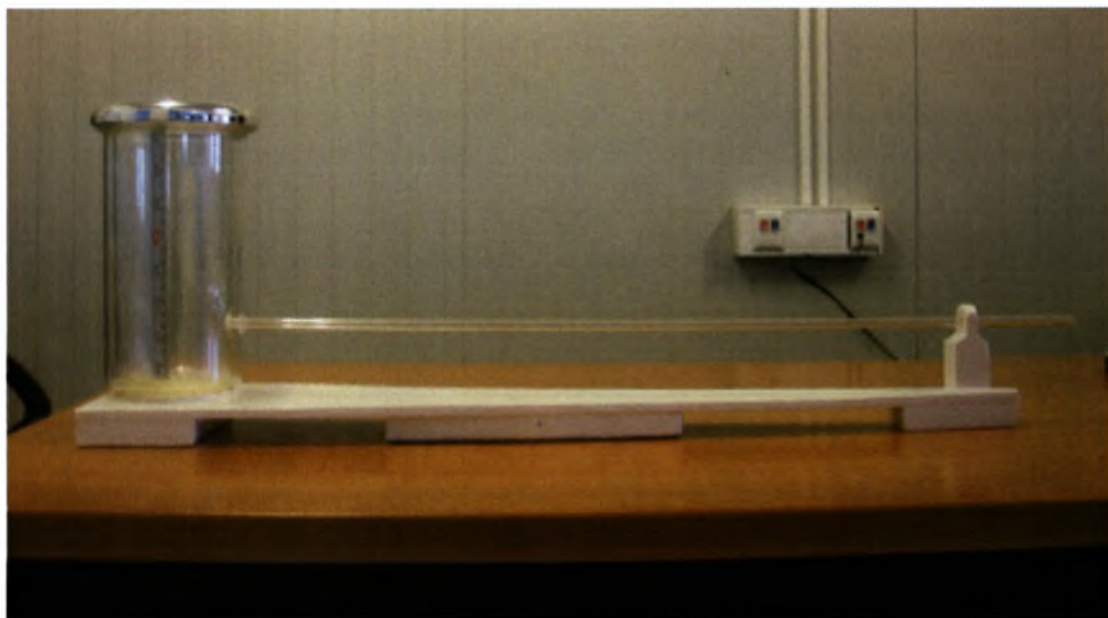
**Κηροζίνη.** Το κινηματικό ιξώδες της κηροζίνης σύμφωνα με τη βιβλιογραφία λαμβάνει τις παρακάτω τιμές ανάλογα με τη θερμοκρασία

T (°C)	$\nu$ (cm <sup>2</sup> /s)
15.6	0.0273
20	0.0240
30	0.0185

Από τις παραπάνω τιμές προκύπτει ότι το κινηματικό ιξώδες της κηροζίνης σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας δίδεται από τη σχέση:

$$\nu_k = 0.000155T^2 - 0.001295T + 0.0437; \nu_k (cm^2 / s), T(^{\circ}C)$$

**2.2.3 Ιξωδόμετρο αραβοσιτέλαιου - Πειραματική διάταξη.** Για τον προσδιορισμό του ιξώδους του αραβοσιτέλαιου κατασκευάστηκε ένα ιξωδόμετρο στο εργαστήριο όπως περιγράφουμε παρακάτω. Αποτελείται από διαφανές κυλινδρικό δοχείο διαμέτρου 10.33cm και ύψους περίπου 30cm από το οποίο εξέρχεται οριζόντιος γυάλινος σωλήνας διαμέτρου 0.58cm και μήκους 75cm. Γεμίζουμε το κυλινδρικό δοχείο με το αραβοσιτέλαιο, και στη συνέχεια καταγράφουμε την πτώση της στάθμης σαν συνάρτηση του χρόνου. Από τη σχέση αυτή μπορούμε να προσδιορίσουμε το ιξώδες του αραβοσιτέλαιου με δοκιμές, όπως θα περιγράψουμε παρακάτω.



**Φωτογραφία 2.11** Πλάγια όψη ιξωδόμετρου.

**Λειτουργία ιξωδόμετρου.** Η ροή στο γυάλινο σωλήνα διαμέτρου 0.58cm και μήκους 75cm είναι μόνιμη και στρωτή (ροή Poiseuille), οφείλεται δε στη διαφορά πιεζομετρικού φορτίου ανάμεσα στην είσοδο και την έξοδο του οριζόντιου σωλήνα. Πρόκειται λοιπόν για παράλληλη ροή κατά μήκος του αγωγού που μπορεί να αναλυθεί με απλοποίηση των εξισώσεων Navier-Stokes γραμμένων σε κυλινδρικές συντεταγμένες  $(x, r, \theta)$ , όπου  $x$  είναι η διεύθυνση του άξονα του αγωγού και  $(r, \theta)$

πολικές συντεταγμένες επι της διατομής. Από τις τρεις συνιστώσες της ταχύτητας ( $V_x$ ,  $V_r$ ,  $V_\theta$ ) είναι φανερό ότι στη θεωρούμενη παράλληλη ροή  $V_\theta=V_r=0$  και  $V_x=u \neq 0$ .

Η κατανομή των ταχυτήτων δίνεται από τη σχέση

$$u_{\max} = -\frac{R^2}{4\mu} \frac{d(p + \rho g z)}{dx} \quad (2.1)$$

Στην περίπτωση μας  $\frac{d(\rho g z)}{dx} = 0$  επειδή ο αγωγός είναι οριζόντιος και  $\frac{dp}{dx} = \frac{\rho_\lambda g h}{l}$ , όπου  $\rho_\lambda g h$  είναι η πίεση του λαδιού σαν συνάρτηση της στάθμης στην είσοδο του γυάλινου σωλήνα και  $l$  το μήκος του, όταν εκρέει στην ατμόσφαιρα.

Η μέση ταχύτητα  $V$  υπολογίζεται από τη σχέση

$$V \frac{\pi d^2}{4} = \int_0^R u(2\pi r) dr \quad (2.2)$$

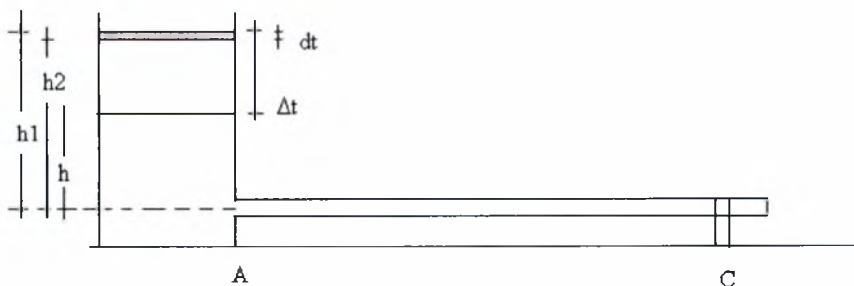
όπου  $d$  είναι η διάμετρος του οριζόντιου σωλήνα και  $R$  η ακτίνα του ( $d=2R$ ). Μετά από πράξεις

$$V = V(t) = -\frac{R^2}{8\mu} \frac{dp}{dx} = \frac{R^2}{8\mu} \rho_\lambda g h(t). \quad (2.3)$$

και η παροχή  $q(t)$  υπολογίζεται από τη σχέση

$$q(t) = V(t) \frac{\pi d^2}{4} = \frac{R^2}{8\mu} \rho_\lambda g h(t) \frac{\pi d^2}{4}. \quad (2.4)$$

Υποθέτουμε ότι οι απώλειες στα σημεία A και C είναι πολύ μικρές.



**Σχήμα 2.2** Σχηματικό διάγραμμα ιξωδόμετρου.

Αρχικά γεμίζουμε το δοχείο με αραβοσιτέλαιο μέχρι τη στάθμη  $h_1$  ενώ ο αγωγός AC παραμένει ταπωμένος. Τη χρονική στιγμή  $t=0$  αφαιρούμε το πώμα και ξεκινά η ροή στον αγωγό AC. Μετά από χρόνο  $\Delta t$  η στάθμη του αραβοσιτέλαιου στο δοχείο έχει κατέβει σε ύψος  $h$ , ενώ ο όγκος λαδιού  $V_\lambda$  που πέρασε από το σωλήνα είναι αυτός

ανάμεσα στις στάθμες του δοχείου  $h_1$  και  $h$ ,  $V_\lambda=(h_1-h)A$ , όπου  $A$  είναι το εμβαδόν της διατομής του δοχείου. Όμως,

$$dV_\lambda(t) = q(t)dt = \frac{R^2}{8\mu} \rho_\lambda gh(t) \frac{\pi d^2}{4} dt. \quad (2.5)$$

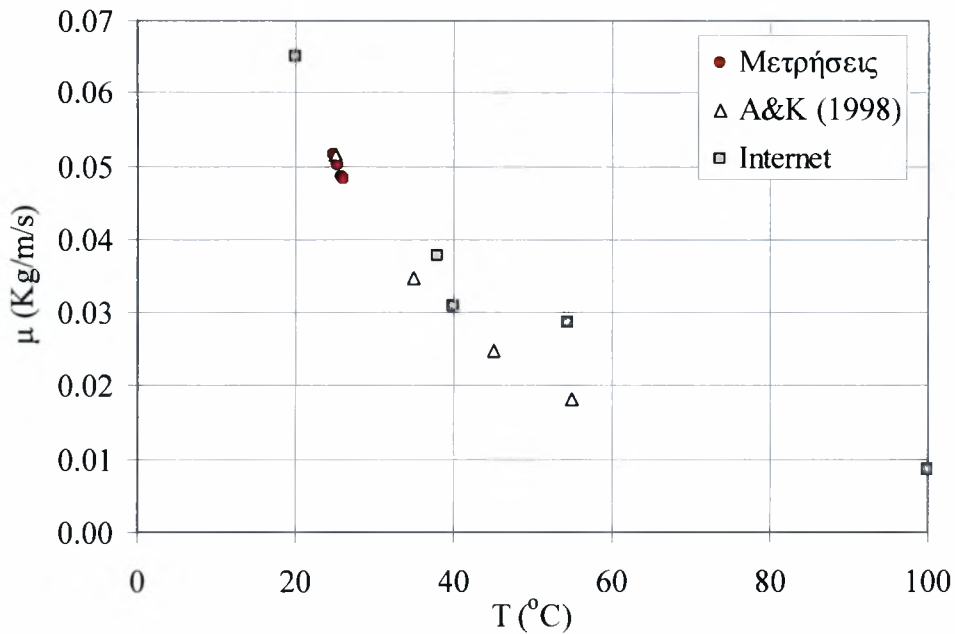
Ολοκληρώνοντας την παραπάνω εξίσωση αριθμητικά με βήμα  $dt$ , προσδιορίζουμε τον όγκο λαδιού  $V_\lambda$  στον χρόνο  $\Delta t$  που μετρήθηκε για να κατέβει η στάθμη στο δοχείο κατά  $h_1-h$ , με μοναδική μεταβλητή το ιξώδες  $\mu$ . Έτσι λοιπόν εφαρμόζοντας τις παραπάνω σχέσεις, επαναλαμβάνουμε την διαδικασία για διαφορετικές τιμές του  $\mu$ , μέχρις ότου ο υπολογισμένος όγκος αραβοσιτέλαιου να συμπίπτει με τον μετρημένο. Η τιμή του  $\mu$  για την οποία ισχύει αυτό είναι η ζητούμενη.

Κατ' αυτό τον τρόπο προσδιορίζουμε την τιμή του  $\mu$ . Για τον προσδιορισμό του ιξώδους του αραβοσιτέλαιου πραγματοποιήθηκαν τέσσερα πειράματα, για διαφορετικές θερμοκρασίες και διαφορετικά  $\Delta h=h_1-h$  και  $V_\lambda$  από τα οποία προέκυψαν τα εξής δεδομένα.

**Πίνακας 2.2.2** Συνεκτικότητα λαδιού

Πείραμα	Πυκνότητα λαδιού $\rho_\lambda$ (kg/m <sup>3</sup> )	Χρόνος $\Delta t$ (s)	Όγκος λαδιού $V_\lambda$ (m <sup>3</sup> )	Θερμοκρασία $T_a$ (°C)	Ιξώδες $\mu$ (kg/m/s)	Κινηματικό ιξώδες $\nu$ (cm <sup>2</sup> /s)
1°	922	653	0.263	24.8	0.0516	0.5602
2°	922	465	0.205	25.2	0.0502	0.5445
3°	922	450	0.204	25.8	0.0486	0.5271
4°	922	492	0.222	26	0.0482	0.5228

Από τον παραπάνω πίνακα παρατηρούμε ότι (1) καθώς η θερμοκρασία του περιβάλλοντος αυξάνει η συνεκτικότητα μειώνεται (όπως είναι φυσικό άλλωστε) και (2) ότι το αραβοσιτέλαιο έχει πολύ μεγαλύτερο ιξώδες (περίπου 20-πλάσιο) από αυτό της κηροζίνης. Οι τιμές του  $\mu$  που προέκυψαν από τις μετρήσεις βρίσκονται σε συμφωνία με τις τιμές της βιβλιογραφίας (Abramovic & Klofutar, 1998, Internet-industrial values) όπως φαίνεται καθαρά στο διάγραμμα του Σχήματος 2.2.



**Σχήμα 2.2** Διάγραμμα ιξώδους του αραβοσιτέλαιου σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να επισημάνουμε ότι το είδος αυτό του ιξωδόμετρου δεν μπορεί να χρησιμοποιηθεί για όλα τα ρευστά, π.χ. για το νερό, παρά μόνο για ρευστά με μεγάλο ιξώδες. Αυτό συμβαίνει γιατί η ροή στον αγωγό AC στην περίπτωση του καθαρού νερού δεν είναι στρωτή, αλλά τυρβώδης. Έτσι λοιπόν δεν ισχύουν οι παραπάνω σχέσεις.

### 3. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΜΕΤΡΗΣΕΙΣ

Όπως προαναφέρθηκε έγιναν δύο σειρές πειραμάτων. Και στις δύο σειρές μελετήθηκαν φλέβες με μικρότερη πυκνότητα απ' αυτή του περιβάλλοντος υγρού στο οποίο διαχέονται.

#### 3.1 Πειράματα σε μη αναμείξιμα υγρά

Κατά τη διεξαγωγή των πειράματων ακολουθήθηκε η παρακάτω διαδικασία. Έγινε πλήρωση της κύριας δεξαμενής με καθαρό νερό έως τη στάθμη υπερχειλίσσης και πλήρωση του δοχείου της φλέβας (jet plenum) με κηροζίνη ή με αραβοσιτέλαιο. Αφού τοποθετήθηκε το ακροφύσιο και σφραγίστηκε το στόμιο ώστε να μην υπάρχει διαρροή, το δοχείο της φλέβας βυθίστηκε στη κύρια δεξαμενή και περιμέναμε λίγα λεπτά έως ότου τα υγρά να μείνουν ακίνητα. Όπως προαναφέρθηκε στην περιγραφή της πειραματικής διάταξης, τοποθετήσαμε μια κλίμακα πάνω στο δευτερεύον δοχείο της φλέβας για τον προσδιορισμό των γραμμικών μεγεθών της φλέβας. Για καλύτερη οπτικοποίηση της φλέβας της κηροζίνης και του αραβοσιτέλαιου, προσαρμόσαμε στην απέναντι κατακόρυφη επιφάνεια της δεξαμενής διάχυσης ένα φύλλο λευκού plexiglass ώστε η φλέβα να φαίνεται καλύτερα.

**3.1.1 Πειραματική διαδικασία.** Στην ενότητα αυτή θα περιγραφεί το πείραμα διάχυσης φλέβας κηροζίνης που διεξήχθη στις 12/06/07. Για το συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε το δοχείο φλέβας (jet plenum) #1 διαμέτρου 14cm και ύψους 13.19cm. Χρησιμοποιήθηκαν τα κυκλικά ακροφύσια διαμέτρων 2.0, 2.5, και 3.0cm.

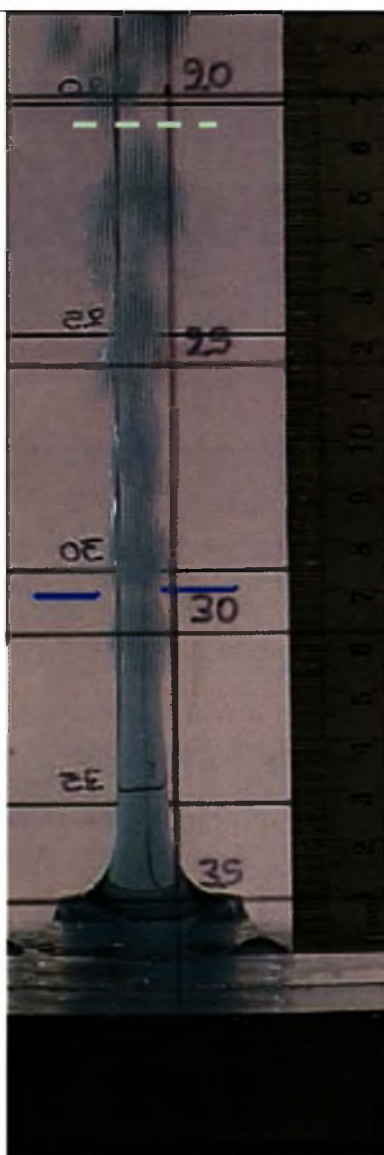
Το πρώτο πείραμα έγινε με το ακροφύσιο των 2.0cm. Γεμίσαμε την κύρια δεξαμενή διάχυσης με καθαρό νερό έως το ύψος υπερχειλίσσης και απομακρύναμε τυχόν φυσαλίδες από τα κατακόρυφα διαφανή τοιχώματα. Στη συνέχεια γεμίσαμε το δοχείο #1 της φλέβας με κηροζίνη. Αφού τοποθετήσαμε το ακροφύσιο και το πώμα στο στόμιο αυτού, το βυθίσαμε μέσα στη δεξαμενή διάχυσης. Προσθέσαμε και την κλίμακα μήκους πάνω στο δοχείο και αφήσαμε το σύστημα να ηρεμήσει.

Απέναντι από την εμπρόσθια όψη της δεξαμενής και σε απόσταση 2.5 μέτρων τοποθετήσαμε μία ψηφιακή βιντεοκάμερα για την καταγραφή του πειράματος, ενώ καλύψαμε την απέναντι πλευρά της δεξαμενής διάχυσης με το αδιαφανές, λευκό φύλλο plexiglass.

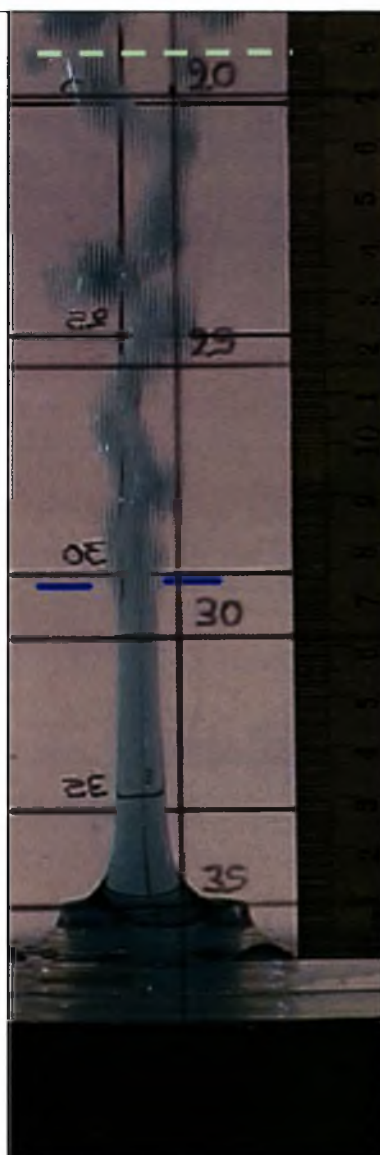
Αφήσαμε να ηρεμήσει το νερό δεξαμενής και μετρήσαμε τη θερμοκρασία του νερού η οποία ήταν 26.8°C. Προσεκτικά αφαιρέσαμε το πώμα του δοχείου με τη βοήθεια ενός σύρματος και ταυτόχρονα αρχίσαμε τη χρονομέτρηση. Η φλέβα της κηροζίνης διαχέεται στο καθαρό νερό και δημιουργείται ένα στρώμα κηροζίνης στην επιφάνεια του νερού. Ταυτόχρονα καθαρό νερό εισρέει στο δοχείο της φλέβας αντικαθιστώντας την κηροζίνη που εκρέει. Η χρονομέτρηση σταματάει τη στιγμή που το δοχείο της φλέβας αδειάζει τελειώς από κηροζίνη, όταν δηλαδή γεμίσει με νερό. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων παρουσιάζονται στο Παράρτημα Β.



Στη συνέχεια απομακρύνουμε το δοχείο της φλέβας από τη δεξαμενή διάχυσης, αδειάζουμε το νερό και συλλέγουμε τη κηροζίνη από την επιφάνεια του νερού προσπαθώντας να μην αφήσουμε υπολείμματα. Στη συνέχεια προσθέτουμε καθαρό νερό στην κύρια δεξαμενή διάχυσης και κηροζίνη στο δοχείο της φλέβας και επαναλαμβάνουμε την παραπάνω διαδικασία για τα ακροφύσια διαμέτρων 2.50 και 3.0cm. Για ακροφύσια διαμέτρου μικρότερης των 2.0cm, το πείραμα κατέστη αδύνατο, όπως προαναφέρθηκε, δεδομένου ότι οι δυνάμεις προερχόμενες από την επιφανειακή τάση στη διεπιφάνεια ανάμεσα στα δύο υγρά υπερσχύουν της ανωστικής δύναμης, με αποτέλεσμα να μην ξεκινά το πείραμα.



**Φωτογραφία 3.1** 12/06/07, (1<sup>η</sup> λήψη)  
Κηροζίνη,  $D=3.0$  cm,  $T=24^{\circ}\text{C}$ ,  $t_{\text{εκκένωσης}}=1':44''$ .

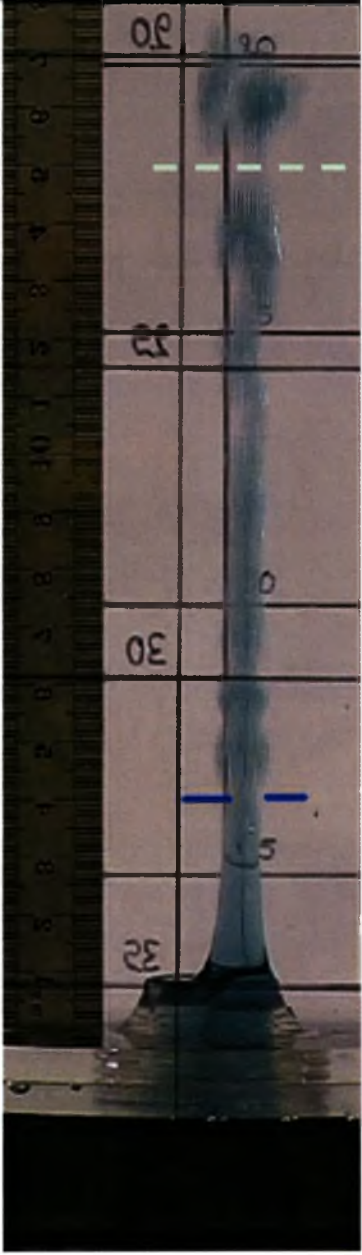
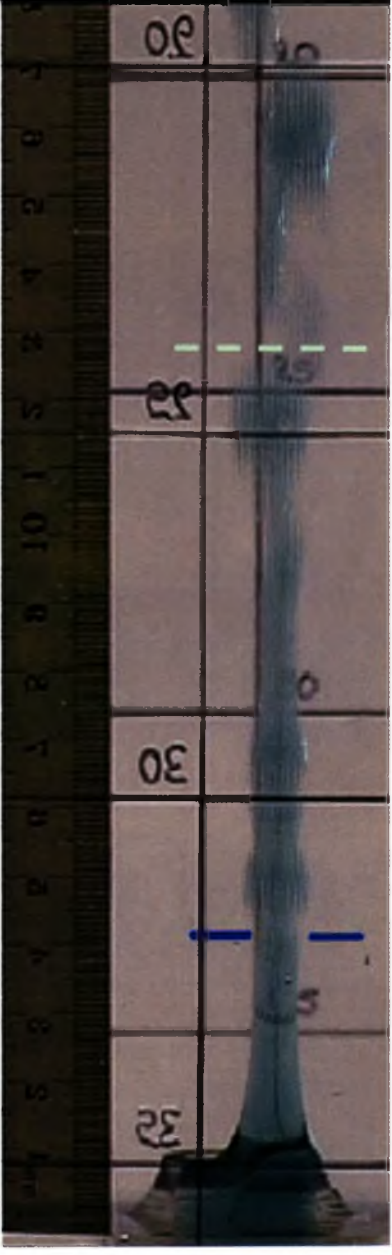


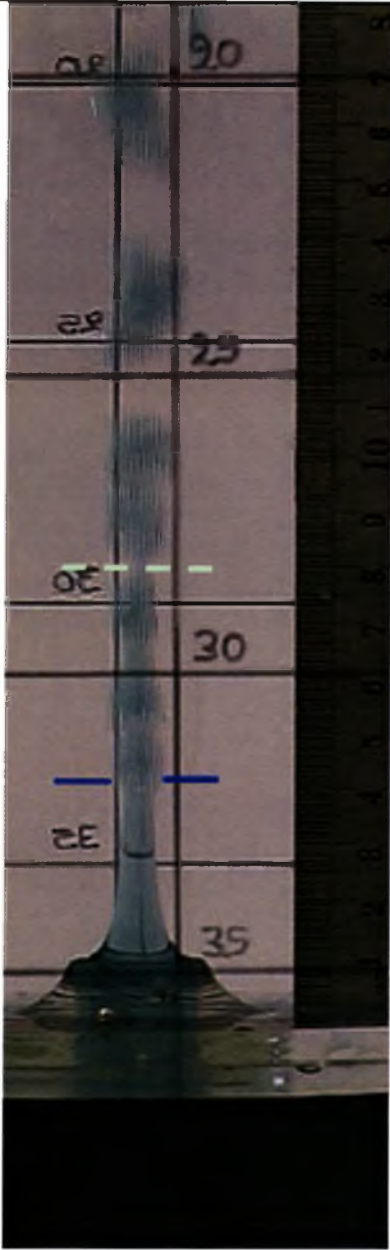
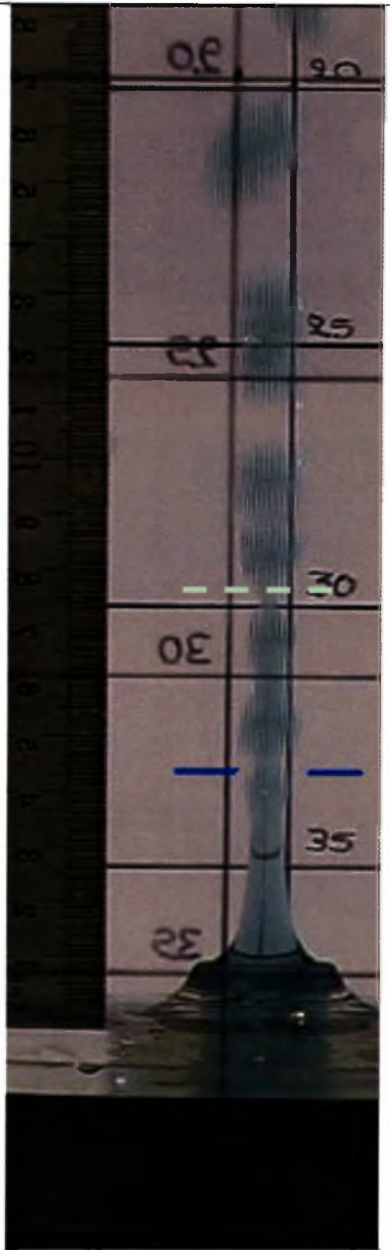
**Φωτογραφία 3.2** 07/06/07, (2<sup>η</sup> λήψη)  
Κηροζίνη,  $D=3.0$ cm,  $T=24.2^{\circ}\text{C}$ ,  $t_{\text{εκκένωσης}}=0':46''$

$l_{\text{break down}}=6.42$  cm

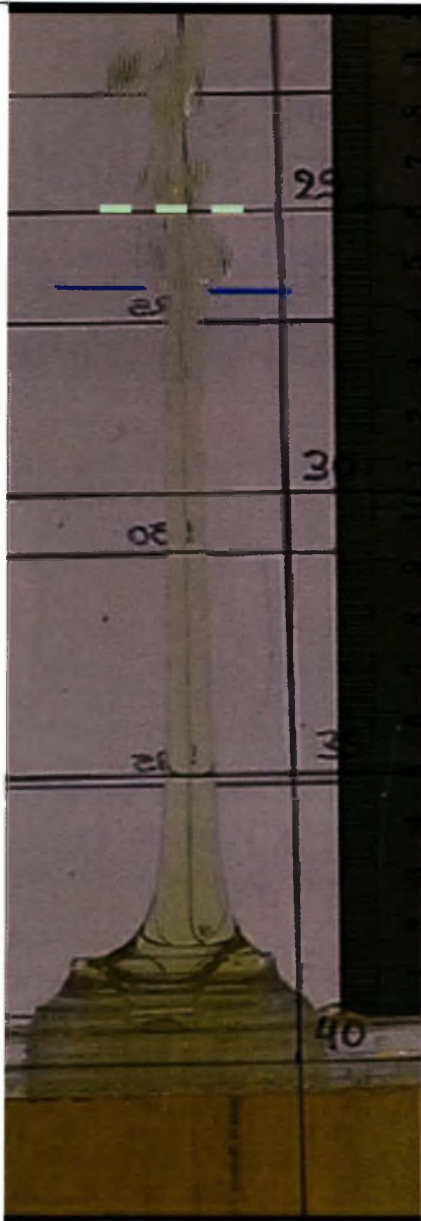


Στη συνέχεια επαναλαμβάνονται τα παραπάνω πειράματα, χρησιμοποιώντας όμως το δοχείο της φλέβας #2 διαμέτρου 11cm και ύψους 10.1cm με τα τρία ακροφύσια.

	
<p><b>Φωτογραφία 3.3</b>, 12/06/07, (1<sup>η</sup> λήψη)          Κηροζίνη, <math>D=2.5\text{cm}</math>, <math>T=26.8^\circ\text{C}</math>,  <math>t_{\text{εκκένωσης}}=2':27''</math></p>	<p><b>Φωτογραφία 3.4</b>, 07/06/07, (2<sup>η</sup> λήψη),          Κηροζίνη, <math>D=2.5\text{cm}</math>, <math>T=24.2^\circ\text{C}</math>,  <math>t_{\text{εκκένωσης}}=0':55''</math></p>
<p><math>l_{\text{break down}}=3.18\text{cm}</math></p>	

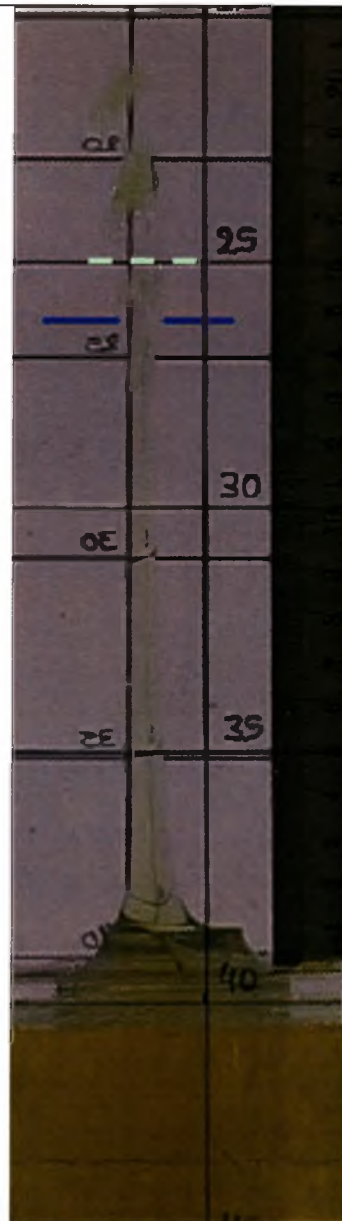
	
<p><b>Φωτογραφία 3.5</b>, 07/06/07, (1<sup>η</sup> λήψη), Κηροζίνη, <math>D=2.0</math> cm, <math>T=23.6^{\circ}\text{C}</math>, <math>t_{\text{εκκένωσης}}=6':16''</math></p>	<p><b>Φωτογραφία 3.6</b>, 12/06/07, (2<sup>η</sup> λήψη), Κηροζίνη, <math>D=2.0</math> cm, <math>T=24^{\circ}\text{C}</math>, <math>t_{\text{εκκένωσης}}=6':13''</math></p>
<p><math>l_{\text{break down}}=3.18</math> cm</p>	

Η ίδια διαδικασία ακριβώς επαναλαμβάνεται και για το αραβοσιτέλαιο. Χρησιμοποιούμε την κύρια δεξαμενή γεμίζοντας τη νερό και τη δευτερεύουσα #2: διαμέτρου 11cm και ύψους 10.1cm. Στην σειρά αυτή των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκαν τα ακροφύσια διαμέτρου 2.50 και 3.0cm. Για ακροφύσια μικρότερης διαμέτρου, το πείραμα δεν κατέστη δυνατόν λόγω των δυνάμεων από την επιφανειακή τάση που υπερτερούν της φαινομενικής βαρύτητας (ανωστικής δύναμης).



**Φωτογραφία 3.7**, 19/07/07, (1<sup>η</sup> λήψη),  
 Λάδι,  $D=3.0$  cm,  $T=24.5^{\circ}\text{C}$ ,  $t_{\text{εκκένωσης}}=$   
 $1':43''$

$l_{\text{break down}}=13.61$  cm



**Φωτογραφία 3.8**, 12/06/07, (1<sup>η</sup> λήψη),  
 Λάδι,  $D=2.5$  cm,  $T=28.2^{\circ}\text{C}$ ,  $t_{\text{εκκένωσης}}=$   
 $2':54''$

$l_{\text{break down}}=13.41$  cm

## 3.2 Πειράματα σε αναμείξιμα υγρά

Στη σειρά αυτή των πειραμάτων χρησιμοποιήθηκε αλατόνερο για την πλήρωση της κύριας δεξαμενής διάχυσης και φρέσκο νερό για την πλήρωση της (δευτερεύουσας) δεξαμενής της φλέβας. Συγκεκριμένα, γίνεται πλήρωση της κύριας δεξαμενής με καθαρό νερό έως τη στάθμη υπερχειλίσης. Στη συνέχεια προστίθεται ποσότητα αλατιού ανάλογα με την επιθυμητή πυκνομετρική διαφορά ανάμεσα στο ρευστό της φλέβας και του αποδέκτη. Αφού προσθέσουμε το αλάτι, αναδεύουμε το μείγμα μέχρι αυτό να διαλυθεί τελείως. Αφήνουμε το διάλυμα να ηρεμήσει και τοποθετούμε στη δεξαμενή ένα πυκνόμετρο για τη μέτρηση της πυκνότητας του διαλύματος. Παράλληλα μετράμε και τη θερμοκρασία. Στη συνέχεια γεμίζουμε το ορθογωνικό δοχείο της φλέβας με καθαρό νερό που είναι όμως χρωματισμένο με βαφή τροφίμων. Τοποθετούμε το ακροφύσιο, σφραγίζουμε το στόμιο και το βυθίζουμε στη κύρια δεξαμενή. Αφήνουμε για λίγα λεπτά τα υγρά να ηρεμίσουν. Τοποθετούμε στο πίσω μέρος της δεξαμενής ένα αδιαφανές φύλλο plexiglass και μια κατακόρυφη κλίμακα στο εσωτερικό της δεξαμενής διάχυσης

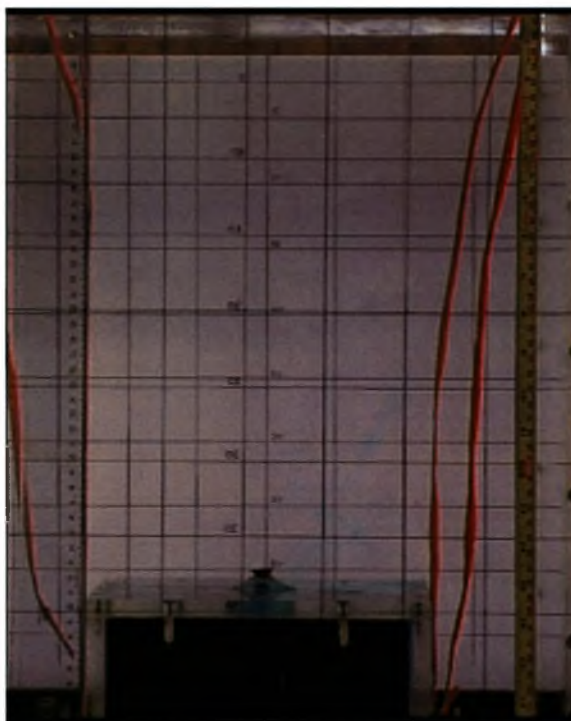
**3.2.1 Πειραματική διαδικασία με τη χρήση χρώματος.** Στην ενότητα αυτή θα περιγραφεί ένα τυπικό πείραμα διάχυσης φλέβας που έγινε στις 14/11/07. Για το συγκεκριμένο πείραμα χρησιμοποιήθηκε το ορθογωνικό δοχείο της φλέβας για αναμείξιμα υγρά στο οποίο τοποθετήθηκε το ακροφύσιο του 1cm. Γεμίσαμε την κύρια δεξαμενή με καθαρό νερό έως το ύψος υπερχειλίσης, περί τα 52 cm. Απομακρύναμε τις φυσαλίδες αέρα από το νερό, μετρήσαμε τη θερμοκρασία του που ήταν  $T_a=15.5^{\circ}\text{C}$  για να υπολογίσουμε την πυκνότητα του, η οποία είναι 998.18gr/lit. Θέλοντας να πετύχουμε πυκνομετρική διαφορά μεταξύ των δύο ρευστών περίπου 10gr/lit, σύμφωνα με τους πίνακες των Wolf, Brown & Prentiss (1986), προσθέσαμε στο καθαρό νερό 1580 gr αλάτι και αναδεύσαμε το διάλυμα για αρκετά λεπτά, μέχρι να μην διακρίνουμε στερεά υπολείμματα άλατος στο διάλυμα. Αφήσαμε το διάλυμα να ηρεμίσει και στη συνέχεια με το πυκνόμετρο μετρήσαμε την πυκνότητα του διαλύματος, η οποία ήταν 1012gr/lit. Συνεπώς πετύχαμε πυκνομετρική διαφορά  $\Delta\rho=13.82$  gr/lit.

Εν τω μεταξύ γεμίσαμε το δοχείο της φλέβας με καθαρό νερό στο οποίο προσθέσαμε μπλε χρωστική τροφίμων ώστε να είναι ευδιάκριτη η φλέβα κατά τη διάρκεια του πειράματος και στη συνέχεια προσαρμόσαμε το ακροφύσιο του 1 cm και το πώμα. Τοποθετήσαμε το δοχείο της φλέβας στο κέντρο της δεξαμενής διάχυσης, την κλίμακα μήκους πάνω σε τοίχωμα της δεξαμενής και αφήσαμε τα υγρά των δυο δεξαμενών να ηρεμίσουν.

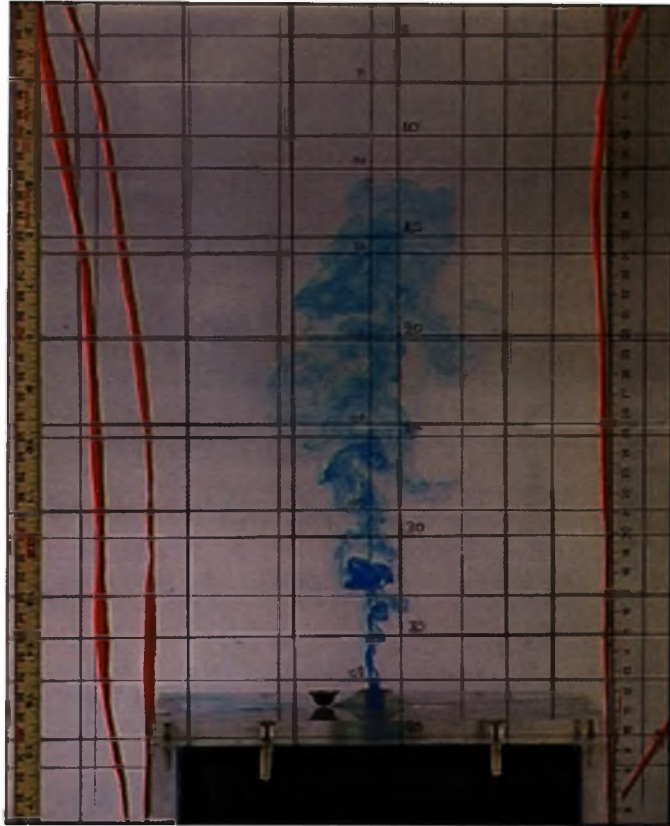
Απέναντι από την μπροστινή όψη της δεξαμενής και σε απόσταση 2.50m τοποθετήθηκε η ψηφιακή βιντεοκάμερα, ενώ στην απέναντι πλευρά της δεξαμενής διάχυσης το αδιαφανές, λευκό plexiglass.

Αφού τα υγρά ηρεμίσουν και στα δύο δοχεία, ξεκινάμε τη διαδικασία του πειράματος. Προσεκτικά και χωρίς να διατράξουμε το αλατόνερο στη δεξαμενή διάχυσης, με τη βοήθεια ενός σύρματος απομακρύνουμε το πώμα από το ακροφύσιο. Λόγω της πυκνομετρικής διαφοράς όπως περιγράψαμε στη θεωρία το μπλέ (καθαρό νερό) υγρό αρχίζει να εξέρχεται από τη δεξαμενή και να δημιουργεί μία φλέβα, η οποία ακολουθεί ανοδική πορεία, μέχρι να φτάσει στην κορυφή της δεξαμενής όπου μόλις αγγίζει την

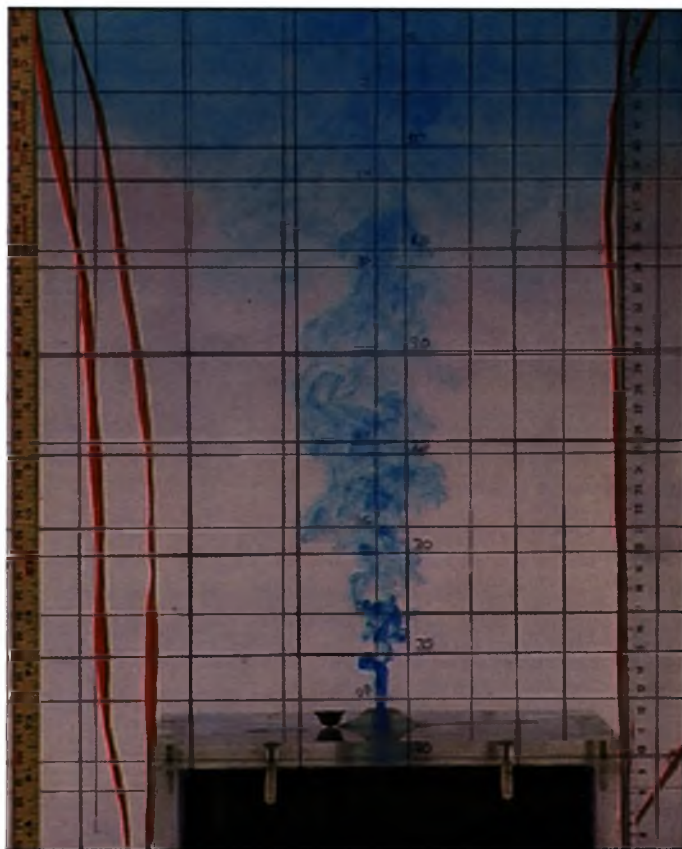
επιφάνεια αρχίζει να απλώνεται. Παράλληλα, το βαρύτερο αλατόνερο εισρέει στη δεξαμενή της φλέβας (jet plenum). Η χρωματισμένη φλέβα σταδιακά καταλαμβάνει όλο το εμβαδόν της διατομής και αρχίζει να δημιουργείται ένα στρώμα αναμειγμένου χρωματισμένου νερού. Η διεπιφάνεια μεταξύ αναμειγμένου ρευστού και ομογενούς του δοχείου διάχυσης αρχίζει να κατεβαίνει, ενώ το πλούμιο του χρωματισμένου νερού συνεχίζει να διαχέεται στο περιβάλλον ρευστό και να τροφοδοτεί την ανώτερη στρώση. Επισημαίνουμε ότι πάνω από τη διεπιφάνεια, στην ανώτερη στρώση υπάρχει πυκνομετρική στρωμάτωση, ενώ κάτω από αυτή το ομογενές ρευστό του αποδέκτη. Η μορφή της διεπιφάνειας τα πρώτα δευτερόλεπτα είναι ανώμαλη, με έντονες εξάρσεις κοντά στα κατακόρυφα τοιχώματα της δεξαμενής, πράγμα που είναι ορατό στις φωτογραφίες που ακολουθούν. Όταν η διεπιφάνεια έχει κατέλθει στα 5cm (σύμφωνα με τον κάρναβο της κύριας δεξαμενής), θεωρούμε το σημείο αυτό σαν την αρχή του χρόνου ( $t=0$ ). Στη συνέχεια καταγράφουμε τους χρόνους που η διεπιφάνεια χαμηλώνει ανά 5cm, δηλαδή στις στάθμες του κανάβου 10cm, 15cm, 20cm, 25cm και 30cm. Παρατηρούμε ότι μέχρι τη στάθμη των 5cm η διεπιφάνεια δεν έχει γίνει οριζόντια. Γι'αυτό λαμβάνουμε μία χρονική στιγμή για τα 10 ή τα 15 cm, από εκεί και έπειτα σταθεροποιείται. Αφήνουμε το πείραμα να εξελιχθεί καταγράφοντας τους χρόνους ανά 5cm, μέχρι που η διεπιφάνεια κατέβει στα 30 cm. Κάτω από αυτή τη στάθμη θεωρούμε (με βάση τις οπτικές παρατηρήσεις) ότι η ροή είναι κυρίως μεταβατική και όχι απλό πλούμιο και τερματίζουμε εκεί το πείραμα. Όλη αυτή η διαδικασία βιντεοσκοπείται για περαιτέρω επεξεργασία. Στη συνέχεια εκκενώνεται η δεξαμενή διάχυσης και αυτή της φλέβας, και η προηγούμενη διαδικασία επαναλαμβάνεται μεταβάλλοντας τις αρχικές συνθήκες.



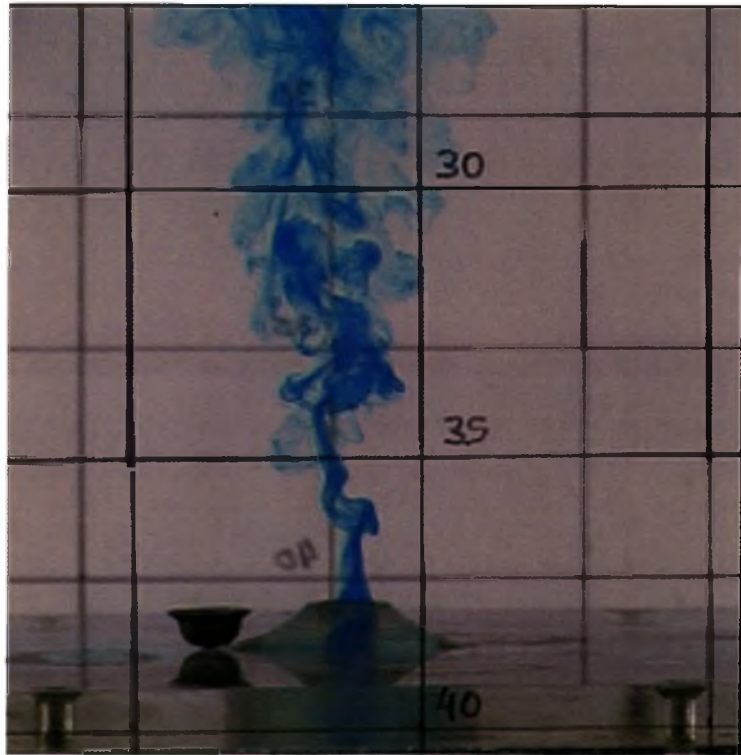
**Φωτογραφία 3.9** Καταστάση ισορροπίας των δύο ρευστών πριν την έναρξη του πειράματος.



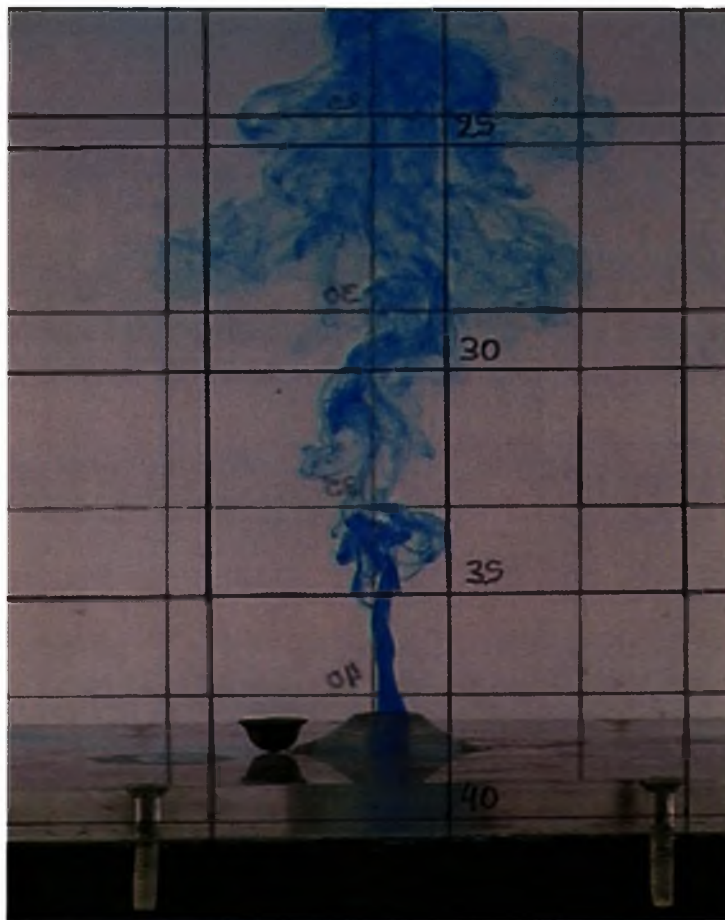
**Φωτογραφία 3.10** Λίγα δευτερόλεπτα μετά την έναρξη του πειράματος.



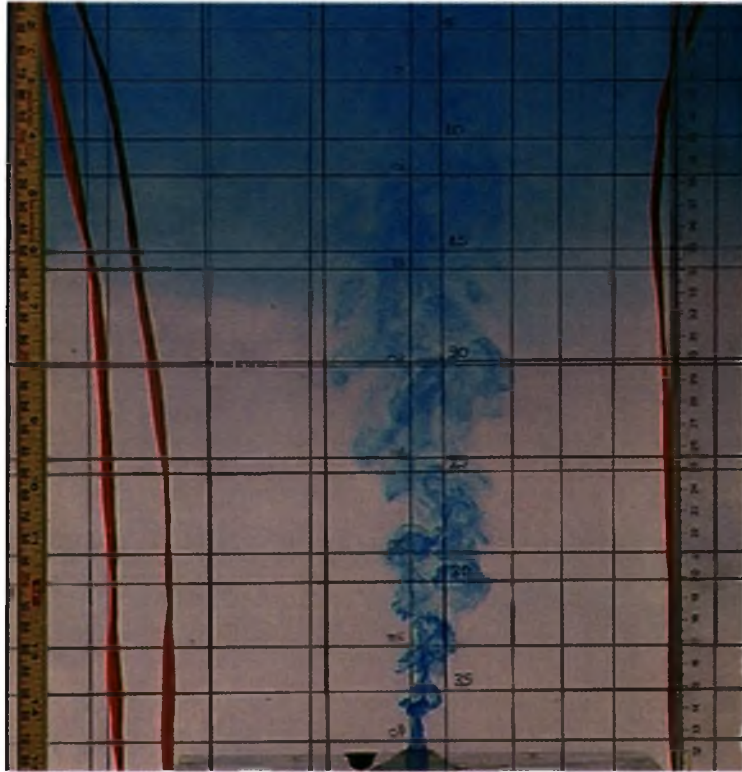
**Φωτογραφία 3.11** Η διεπιφάνεια έχει φθάσει σχεδόν στα 10 εκατοστά. Παρατηρούμε ότι στην δεξιά πλευρά η διεπιφάνεια έχει ήδη κατέβει κάτω από τα 10cm στην αριστερή δεν έχει φθάσει ακόμη τα 10cm.



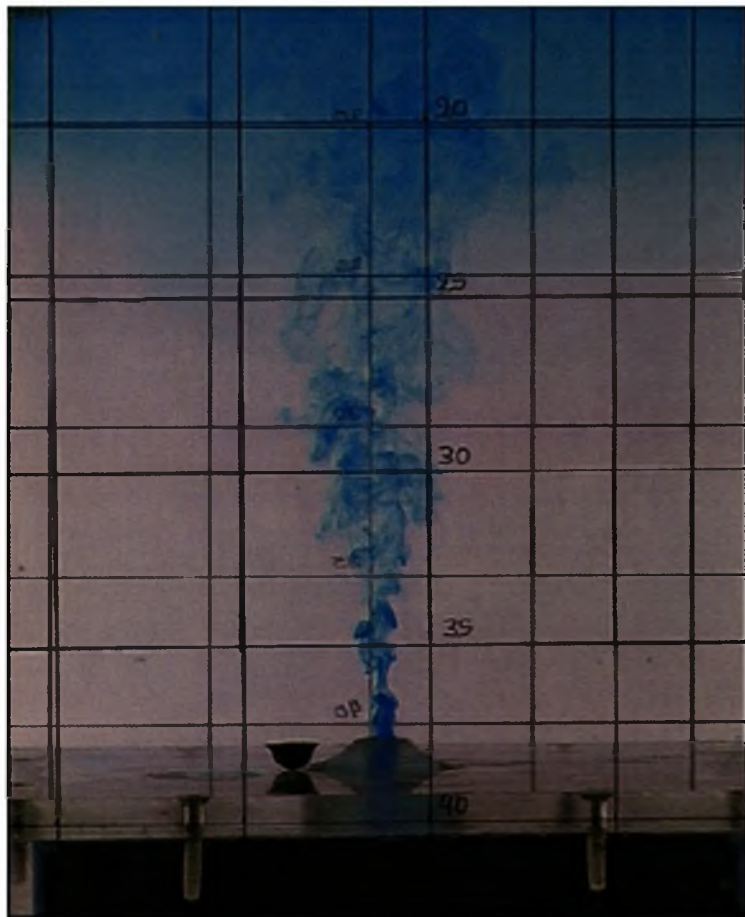
**Φωτογραφία 3.12** Λεπτομέρεια της φλέβας στην έξοδο του ακροφυσίου.



**Φωτογραφία 3.13** Ομοίως, η φλέβα στην έξοδο του ακροφυσίου.

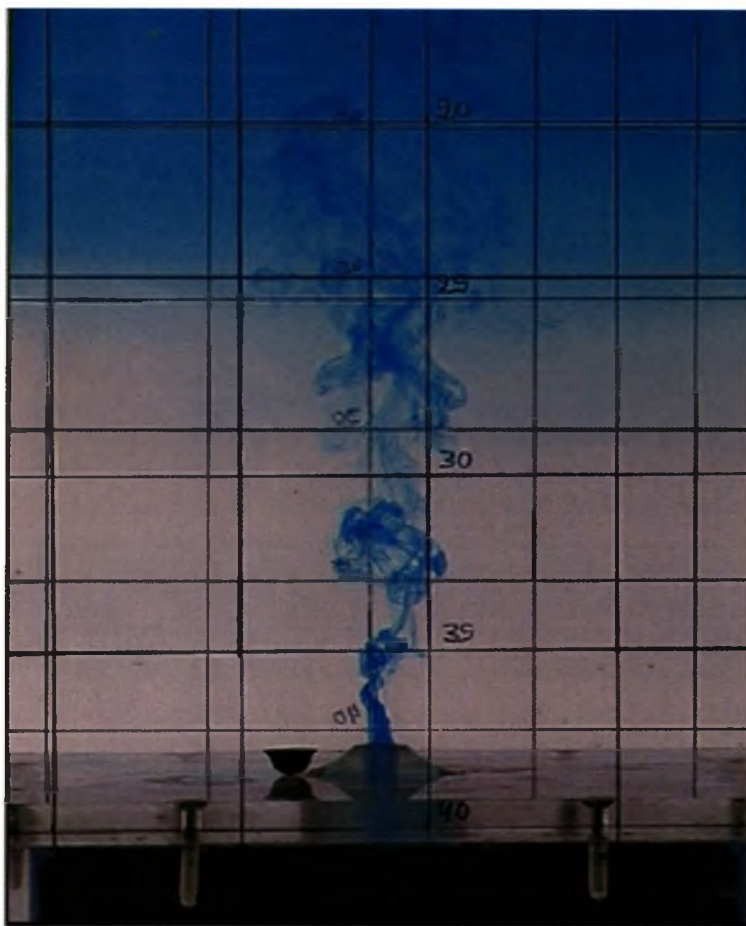


**Φωτογραφία 3.14** Η διεπιφάνεια έχει κατέλθει στα 15 εκατοστά.



**Φωτογραφία 3.15** Η διεπιφάνεια έχει κατέλθει στα 20 εκατοστά.





**Φωτογραφία 3.16** Η διεπιφάνεια έχει κατέλθει στα 25 εκατοστά.

Η σειρά αυτή των πειραμάτων πραγματοποιήθηκε και με τη βοήθεια συστήματος Laser. Η μόνη διαφορά στις δύο μεθόδους είναι ότι το δοχείο δεν πληρώνεται χρωματιστό υγρό αλλά με καθαρό νερό στο οποίο προσθέτουμε ελάχιστη ποσότητα ροδαμίνης διαλυμένη σε 500 ml νερού.

**3.2.1 Πειραματική διαδικασία με τομογραφία laser.** Το παραπάνω πείραμα πραγματοποιήθηκε με τομογραφία laser (laser induced fluorescence - LIF). Η μεθοδολογία συνοψίζεται στα εξής (Papanicolaou, 1984):

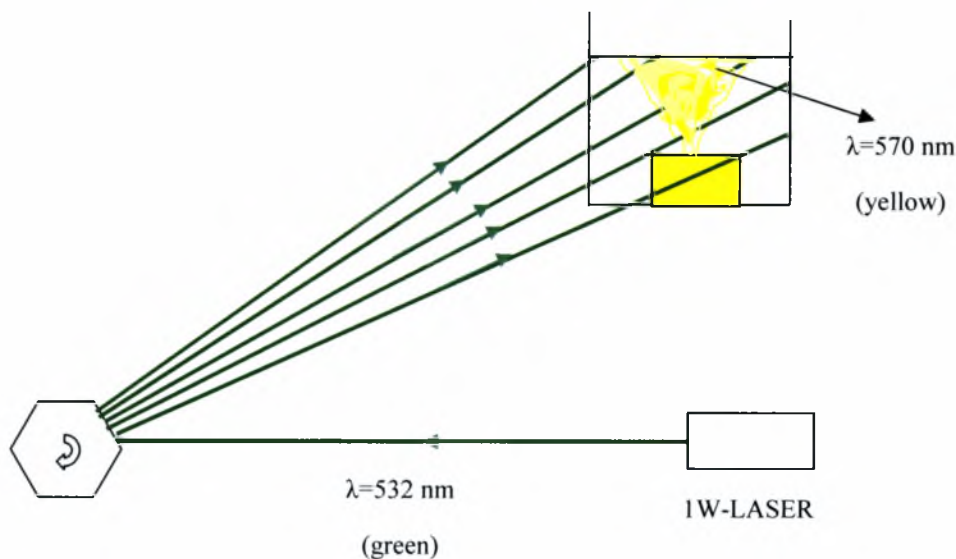
(1) Υδατικό διάλυμα ροδαμίνης 6G που διεγείρεται από μονοχρωματική ακτινοβολία (laser) μήκους κύματος 532nm (πράσινο), εκπέμπει μονοχρωματική ακτινοβολία (dye-laser, fluorescence) στη συχνότητα των 570nm (κίτρινο), η ένταση της οποίας είναι 'ανάλογη' της ισχύος της ακτίνας laser, καθώς επίσης και της συγκέντρωσης της διαλυμένης ροδαμίνης στο νερό. Συγκεντρώσεις της τάξης των 20-50ppb μπορούν να μπλοκάρουν τη διέλευση της ακτίνας laser μέσα από το διάλυμα της ροδαμίνης.

(2) Η ισχύς της ακτίνας laser είναι 1W.

(3) Δημιουργούμε ένα φύλλο laser πάχους περίπου 1mm (όσο και το πάχος της ακτίνας) με τη χρήση ενός πολυγωνικού (οκταγωνικού) καθρέπτη που περιστρέφεται με συχνότητα περίπου 10000rpm. Επομένως, εάν ο πολυγωνικός καθρέπτης έχει n-έδρες, η

ακτινα του laser περνά από κάθε σημείο του φύλου – laser περί τις 10000×n φορές το λεπτό (στην προκειμένη περίπτωση 80000 φορές το λεπτό).

(4) Εάν ‘χρωματιστεί’ το νερό της φλέβας με ροδαμίνη, το φύλο laser τη διαγείρει με αποτέλεσμα να εκπέμπεται ακτινοβολία στη συχνότητα των 570nm (κίτρινο) από κάθε σημείο του πεδίου ροής όπου υπάρχει ροδαμίνη.



**Σχήμα 3.1** Εξοπλισμός και λειτουργία του συστήματος Laser.

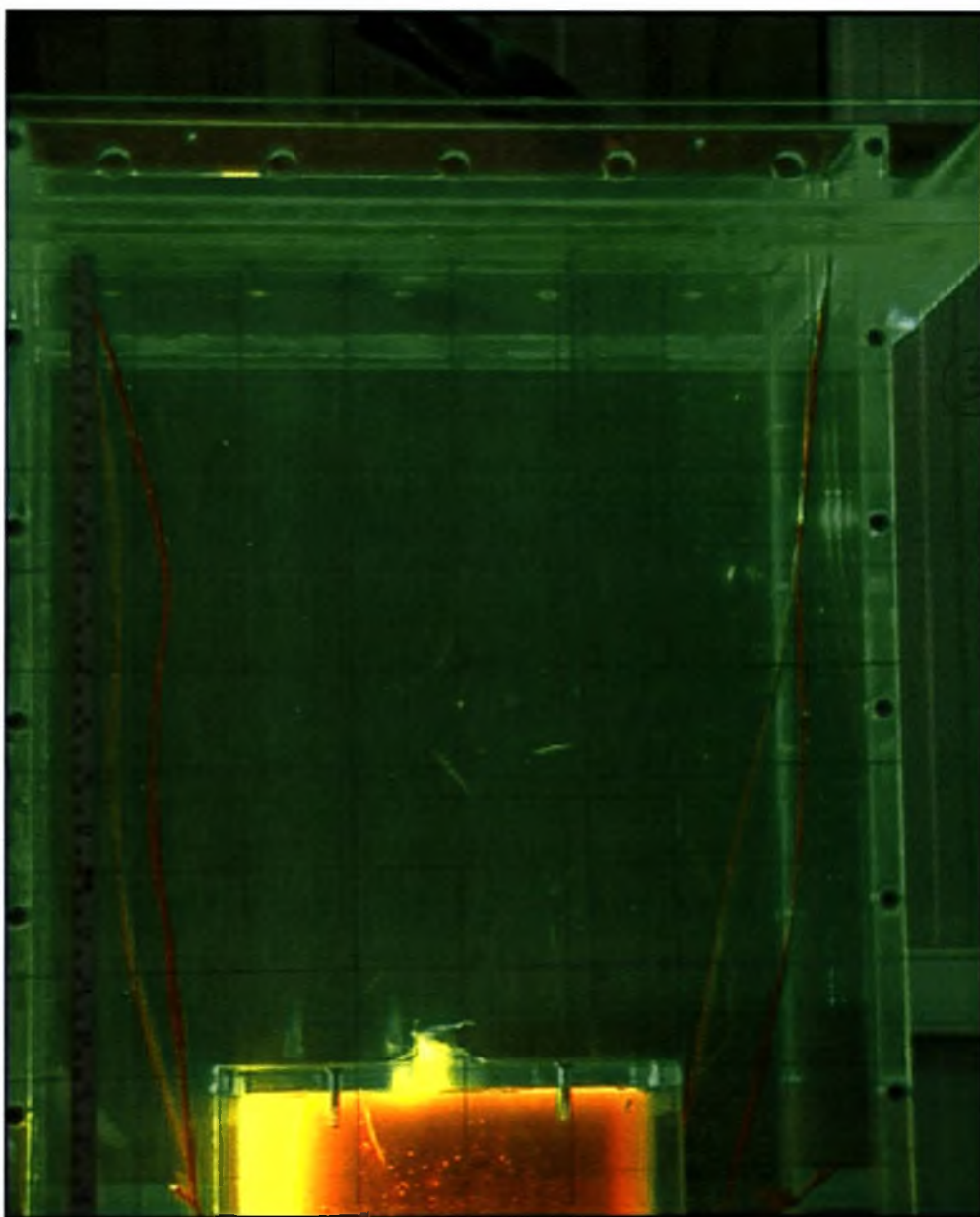
Η διαδικασία του πειράματος με τομογραφία laser είναι παρόμοια με την παραπάνω, με τη διαφορά ότι δεν παρατηρούμε όλο το τρισδιάστατο πεδίο ροής της φλέβας, αλλά μια ‘φέτα’ αυτής πάχους περίπου 1mm.

Πληρώνουμε το δοχείο της φλέβας με γλυκό νερό και προσθέτουμε μικρή ποσότητα ροδαμίνης διαλυμένης σε νερό. Η διάμετρος του ακροφυσίου που χρησιμοποιήθηκε είναι 1.5cm. Όπως και προηγούμενα γεμίζουμε τη δεξαμενή διάχυσης με καθαρό νερό και προσθέτουμε αλάτι ποσότητας 2100 gr για να πετύχουμε πυκνομετρική διαφορά  $\Delta\rho=20\text{gr/lit}$ . Αναδεύουμε το μίγμα αρκετά έτσι ώστε να διαλυθεί το αλάτι και αφήνουμε το μίγμα και πάλι να ηρεμήσει. Έπειτα απο λίγα λεπτά με το πυκνόμετρο μετράμε την πυκνότητα στη δεξαμενή διάχυσης η οποία είναι 1018.5gr/lit. Η πυκνότητα του νερού της φλέβας θα υπολογιστεί από τη θερμοκρασία της που έχουμε ήδη μετρήσει.

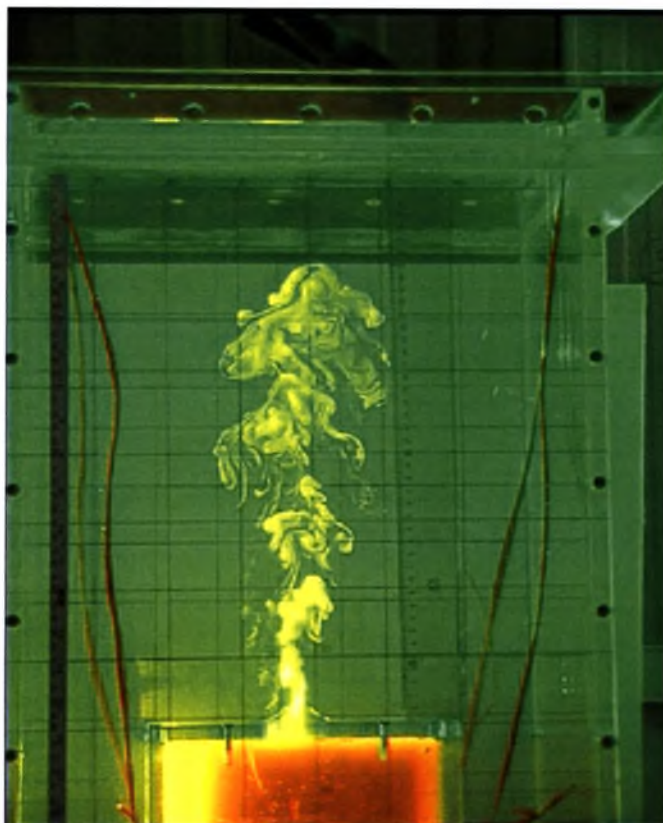
Η διάταξη δημιουργίας φύλου laser τοποθετείται στο πλάι, το δε φύλο laser είναι κατακόρυφο, διέρχεται από τον άξονα της δεξαμενής διάχυσης κάθετα στις πλευρές της για αποφυγή δευτερεύουσας ανάκλασης, και από το κέντρο του ακροφυσίου. Η πειραματική διαδικασία ξεκινά αφού πρώτα αφήσουμε τα δύο υγρά να ηρεμίσουν, μετακινώντας το πώμα από το ακροφύσιο με ένα λεπτό σύρμα. Εν τω μεταξύ σβήνουμε τα φώτα στο χώρο του εργαστηρίου για να πετύχουμε καλύτερη οπτική εικόνα της φλέβας και της διεπιφάνειας που κατέρχεται.

Η διάχυση της φλέβας και η εξέλιξη της καθόδου της διεπιφάνειας είναι παρόμοια με αυτή που περιγράψαμε προηγουμένως, με τη διαφορά ότι φωτίζεται μόνο μία τομή της φλέβας. Σαν αποτέλεσμα προκύπτει μια αρκετά πιο ευδιάκριτη διεπιφάνεια, ενώ παράλληλα φαίνεται και η δομή της τύρβης στο κατακόρυφο πλούμιο όπως φαίνεται από τις φωτογραφίες που ακολουθούν. Η χρονομέτρηση του πειράματος έγινε όπως και

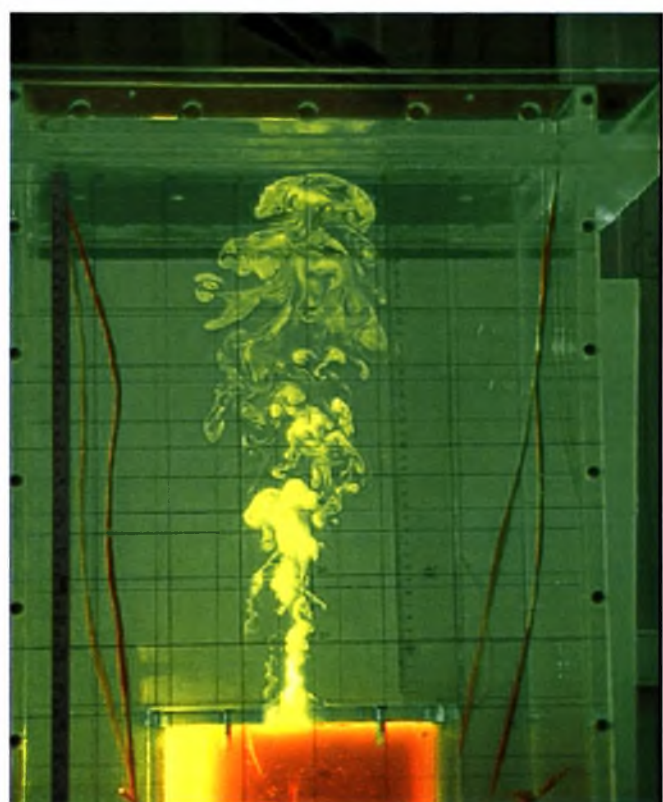
στην χρωματισμένη φλέβα. Ακολουθούν φωτογραφίες από την οπτικοποίηση της φλέβας με τη μεθοδολογία που περιγράψαμε.



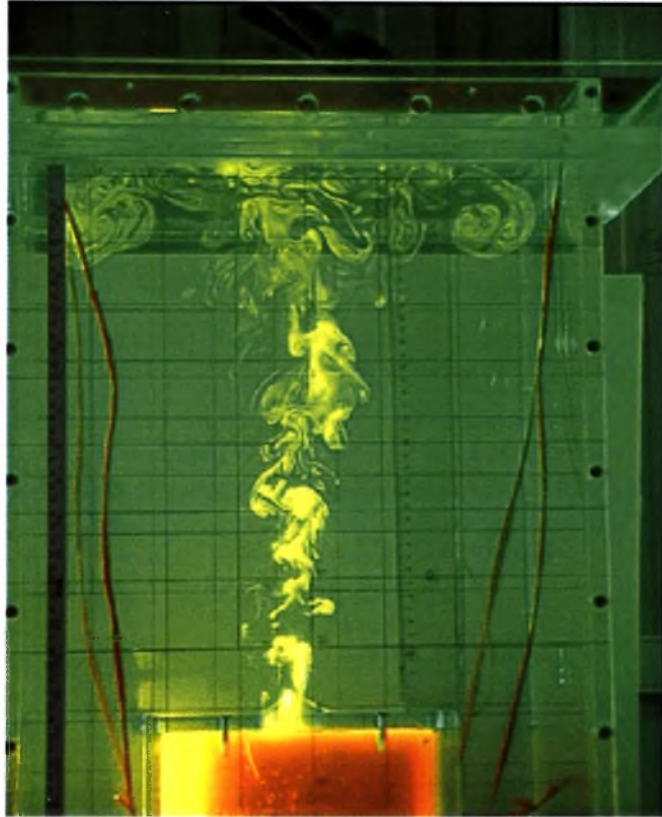
**Φωτογραφία 3.17** Καταστάση ισορροπίας των δύο ρευστών πριν την έναρξη του πειράματος.



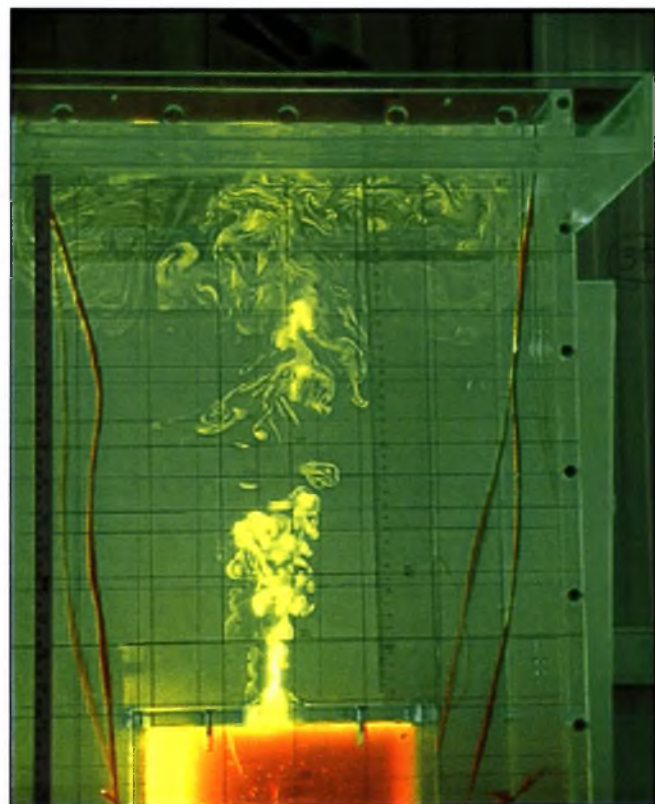
**Φωτογραφία 3.18** Λίγα δευτερόλεπτα μετά την έναρξη του πειράματος.



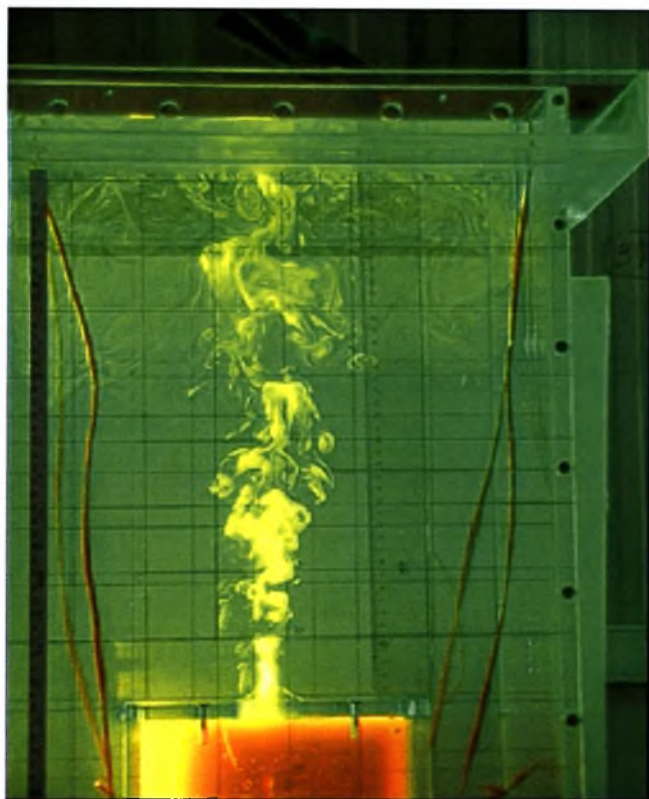
**Φωτογραφία 3.19** Δευτερόλεπτα πριν η φλέβα αγγίζει την ελεύθερη επιφάνεια.



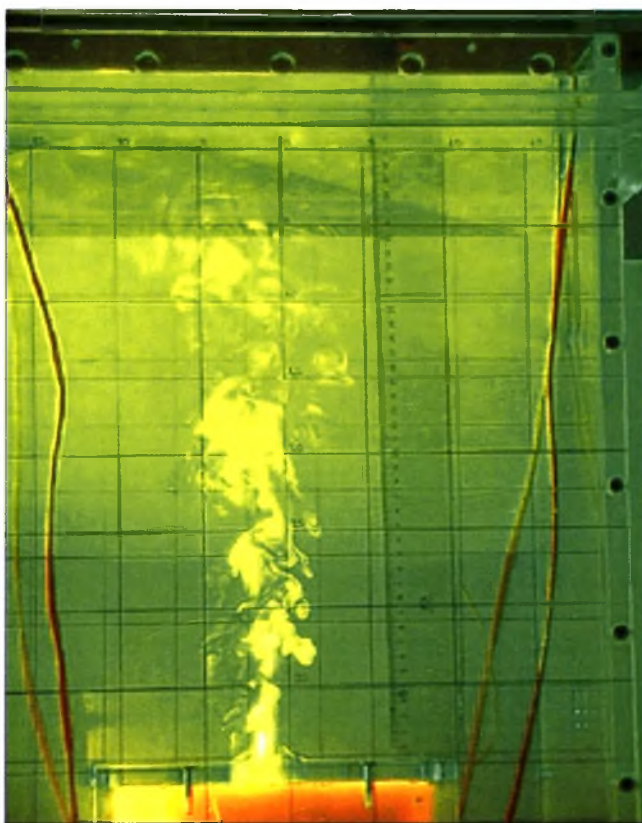
**Φωτογραφία 3.20** Λίγα δευτερόλεπτα αφού η διεπιφάνεια αγγίζει τα 5cm.



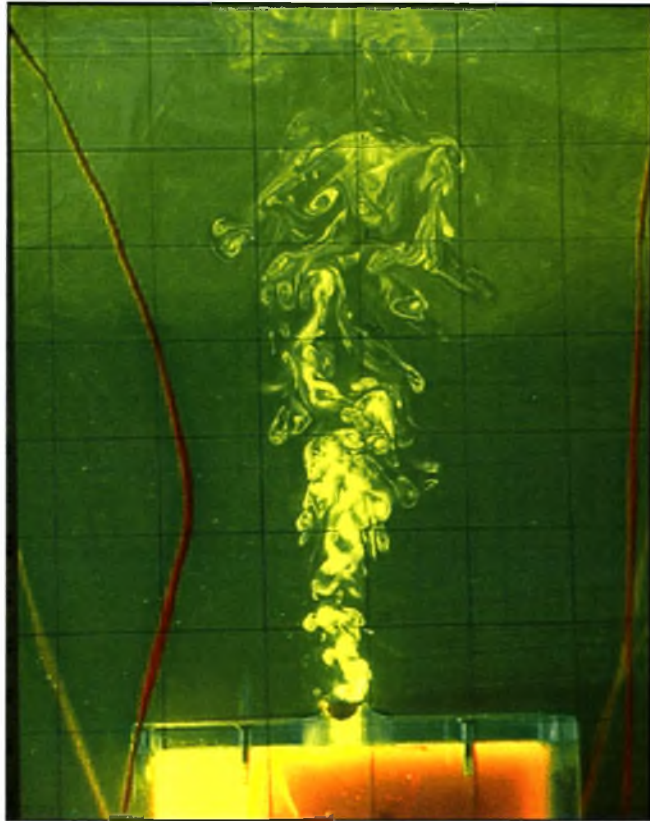
**Φωτογραφία 3.21** Η διεπιφάνεια έχει φθάσει στα 10cm.



**Φωτογραφία 3.22** Η διεπιφάνεια έχει φθάσει στα 15cm.



**Φωτογραφία 3.23** Η διεπιφάνεια έχει φθάσει στα 25cm.



**Φωτογραφία 3.24** Λεπτομέρεια της φλέβας στην έξοδο του ακροφυσίου.

Το παραπάνω πείραμα πραγματοποιήθηκε χρησιμοποιώντας διάμετρο  $D=1.5$  cm και  $\Delta\rho = 11.48$  gr/lit &  $18.65$  gr/lit και για  $D=1$  cm και  $\Delta\rho = 15.48$  gr/lit και καταγράψαμε το χρόνο καθόδου της διεπιφάνειας κάθε πέντε εκατοστά και προχωρήσαμε στην επεξεργασία των δεδομένων.

#### 4. ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ – ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΜΕΤΡΗΣΕΩΝ

##### 4.1 Πλούμια μη αναμειξίμων υγρών

Στα πειράματα που εκπονήθηκαν με μη αναμείξιμα υγρά (κηροζίνη και λάδι), καταγράφηκαν κυρίως γραμμικές παράμετροι καθώς επίσης και ο χρόνος εκκένωσης των δοχείων (jet plenum). Συγκεκριμένα επικεντρώσαμε τις μετρήσεις μας στον καθορισμό της απόστασης από το ακροφύσιο  $l_{bd}$ , το μήκος όπου σημειώνεται μετάβαση σε τύρβη δηλαδή η ροή 'σπάει' σε φυσαλίδες υγρού της φλέβας (breakdown), για κάθε μια από τις διαμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν. Οι αρχικές συνθήκες των πειραμάτων που εκπονήθηκαν και τα αποτελέσματα των μετρήσεων φαίνονται στους πίνακες που ακολουθούν.

**Πίνακας 4.1** Αρχικές συνθήκες και αποτελέσματα μετρήσεων (δοχείο 1 - κηροζίνη)

$\rho$ (gr/ml)	D (cm)	T (°C)	D <sub>δοχ</sub> (cm)	H <sub>δοχ</sub> (cm)	Ri	Re	$l_{bd}$ (cm)
0.7865	2.0	24	14.0	13.19	4.66	202	3.18
0.7865	2.5	26.8	14.0	13.19	3.20	438	3.18
0.7865	3.0	23.6	14.0	13.19	3.57	477	6.42

**Πίνακας 4.2** Αρχικές συνθήκες και αποτελέσματα μετρήσεων (δοχείο 2 – αραβοσιτέλαιο)

$\rho$ (gr/ml)	D (cm)	T (°C)	D <sub>δοχ</sub> (cm)	H <sub>δοχ</sub> (cm)	Ri	Re	$l_{bd}$ (cm)
0.907	2.5	28.2	11.0	10.10	4.61	7	13.41
0.907	3.0	28.2	11.0	10.10	4.87	9	13.61

Πρέπει να σημειωθεί ότι το πείραμα με αραβοσιτέλαιο για  $D=2.0\text{cm}$  κατέστη ανέφικτο, πιθανά λόγω του μεγέθους της επιφανειακής τάσης που δεν επέτρεπε την εξέλιξη της βαροκλινικής αστάθειας.

Από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του κάθε δοχείου, τη θερμοκρασία του ρευστού και το χρόνο εκκένωσης για κάθε πείραμα υπολογίσαμε τις εξής παραμέτρους:

- Παροχή  $Q$  (cc/sec) από την σχέση  $Q = \frac{V}{t}$  ( $V \dots$  όγκος του δοχείου)
- Μέση ταχύτητα εξόδου της φλέβας  $W = \frac{8Q}{\pi D^2}$  (υγρό φλέβας καταλαμβάνει τη μισή διατομή του ακροφυσίου)



- Κλίμακα μήκους  $L = \sqrt{\frac{Q}{W}}$
  - την ειδική ορμή  $M$  και την άνωση  $B$  από τις σχέσεις 1.2 και 1.3 αντίστοιχα
  - τα μεγέθη  $l_M$  και  $l_Q$  από τις σχέσεις 1.5 και 1.4 αντίστοιχα
  - και τέλος τους αριθμούς Reynolds  $Re$  και Richardson  $R_o$  από τις σχέσεις
- $$Re = \frac{WL}{\nu} \quad \text{και} \quad R_o = \frac{l_Q}{l_M}$$

Τα παραπάνω αποτελέσματα παρατίθενται στο ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β.

## 4.2 Αποτελέσματα και συγκρίσεις

Στο Σχήμα 4.1 που ακολουθεί σημειώνεται για κάθε ένα από τα πειράματα ο αρχικός αριθμός του Richardson της φλέβας  $R_o$  σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds  $Re$  στο ακροφύσιο. Για την κηροζίνη (υγρό με το μικρότερο ιξώδες) παρατηρούμε ότι όσο αυξάνεται ο αριθμός Reynolds της φλέβας στο ακροφύσιο, πράγμα που είναι συνέπεια του μεγέθους της διαμέτρου του ακροφυσίου που χρησιμοποιήθηκε, τόσο μειώνεται ο αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας  $R_o$ . Συγκεκριμένα για το εύρος των αριθμών Reynolds της φλέβας που επιτεύχθηκαν ( $180 < Re < 550$ ), ο αρχικός αριθμός Richardson μεταβάλλεται στην περιοχή  $4.5 > R_o > 3$  (μέση τιμή) αντίστοιχα. Παρατηρούμε επίσης ότι αν και τα δεδομένα έχουν μια κάποια σχετική διασπορά, υπάρχει πτωτική τάση του  $R_o$  όταν αυξάνεται ο αριθμός Reynolds (δηλαδή η διάμετρος του ακροφυσίου), με δεδομένο ότι η ροή δεν είναι εξαναγκασμένη (unforced). Σε περίπτωση που θα υπήρχε δυνατότητα αύξησης της διαμέτρου του ακροφυσίου σε ένα πείραμα μεγαλύτερης κλίμακας, πιστεύουμε ότι ο αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας  $R_o$  θα πρέπει να τείνει προς μια ασυμπτωτικά σταθερή τιμή. Αυτό σχετίζεται άμεσα με την επίδραση του ιξώδους ή της επιφανειακής τάσης πάνω στη φλέβα, η οποία μειώνεται με την αύξηση της διαμέτρου της.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειωθεί ότι μικρότεροι αριθμοί Reynolds δεν επιτεύχθηκαν στα πειράματα της κηροζίνης, επειδή η ροή για διάμετρο ακροφυσίου μικρότερη των 2cm κατέστη ανέφικτη, προφανώς επειδή η επιφανειακή τάση στη διεπιφάνεια κηροζίνης-νερού εμπόδιζε την εξέλιξη της βαροκλινικής, λόγω πυκνομετρικής διαφοράς, αστάθειας που θα προκαλούσε διείδυση νερού στο ακροφύσιο.

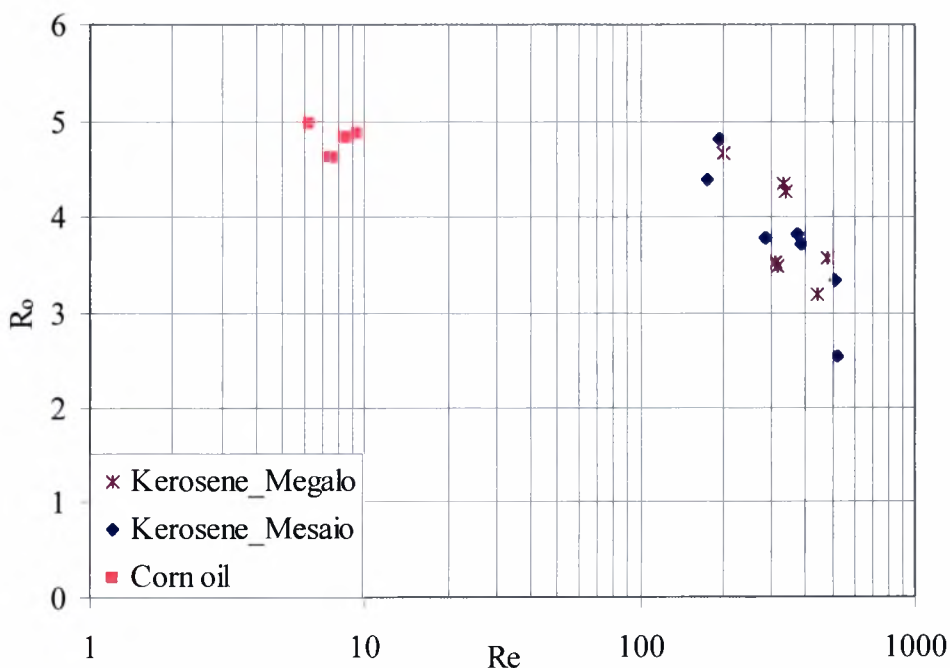
Στην περίπτωση του αραβοσιτέλαιου, του οποίου το ιξώδες είναι σημαντικά μεγαλύτερο απ' αυτό της κηροζίνης, παρατηρούμε ότι ο αριθμός Reynolds που επιτεύχθη στα πειράματά μας είναι πολύ χαμηλός ( $6 < Re < 10$ ), με αποτέλεσμα ο αριθμός Richardson της ροής να παραμένει αμετάβλητος ( $R_o \approx 5$ ). Για να επιτευχθούν μεγαλύτεροι αριθμοί Reynolds όταν το υγρό της φλέβας είναι το αραβοσιτέλαιο, είναι αναγκαίο να διεξαχθούν μεγαλύτερης κλίμακας πειράματα.

Στο διάγραμμα του Σχήματος 4.2 εμφανίζονται τα ζεύγη ( $Re$ ,  $R_o$ ) από τα πειράματα φλέβας κηροζίνης μαζί με τα αποτελέσματα της διείδυσης περιβάλλοντος ρευστού στο στόμιο μιας εξαναγκασμένης φλέβας-πλουμίου, (Σκανδάλης, 2005, Παπανικολάου,

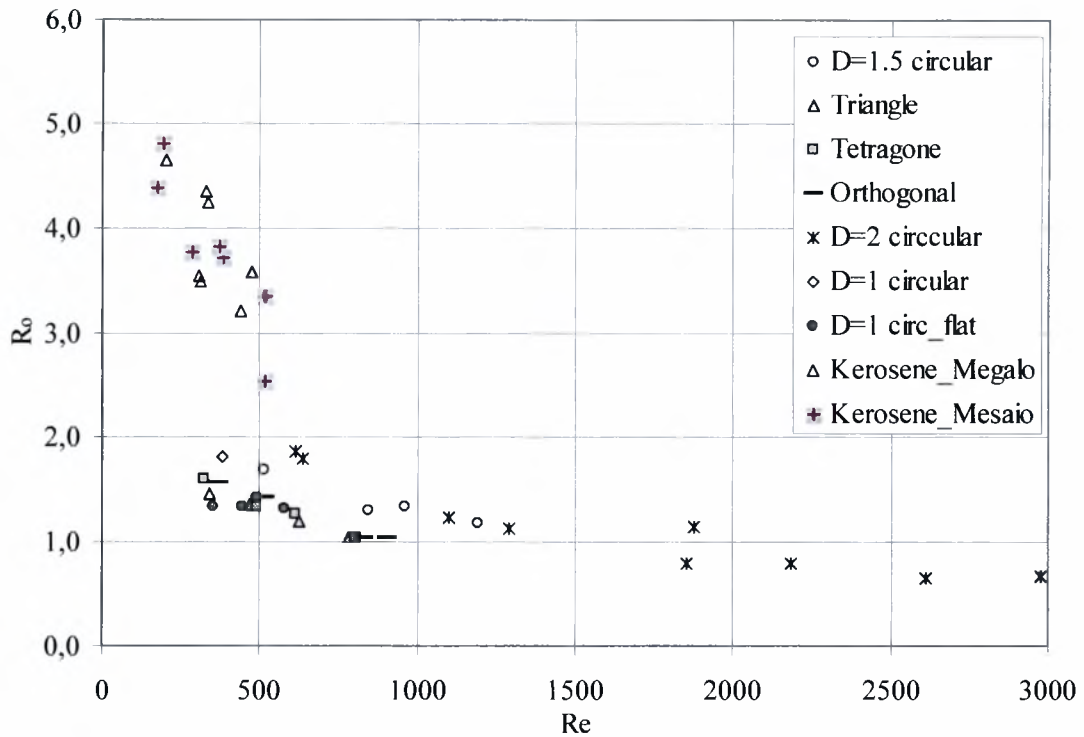
2006, Wilkinson, 1988). Οι δύο πρώτοι συγγραφείς μελέτησαν τις συνθήκες ροής όταν ξεκινά η διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού της φλέβας σε πλούμια αναμειξιμων ρευστών, για μικρούς αριθμούς Reynolds, ενώ ο Wilkinson (1988) μελέτησε το ίδιο φαινόμενο σε πείραμα μεγαλύτερης κλίμακας για αριθμούς Reynolds μεγαλύτερους από 10000. Στο διάγραμμα παρατηρούμε ότι ο αριθμός Richardson της ροής  $R_o$  για τον οποίο ξεκινά η διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στο στόμιο της φλέβας μειώνεται από  $R_o \approx 2$  για  $Re \approx 500$  έως  $R_o \approx 0.7$  για  $Re > 2500$ , που είναι και η ασυμπτωτική τιμή για μεγάλους αριθμούς Reynolds που προτείνει ο Wilkinson (1988). Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από το πείραμα του πλουμίου κηροζίνης, φαίνεται να αποτελούν προέκταση των αποτελεσμάτων διείσδυσης σε κυκλικά πλούμια για μικρούς αριθμούς Reynolds.

Στο ίδιο σχήμα φαίνονται και τα δεδομένα διείσδυσης περιβάλλοντος ρευστού αναμειξιμων υγρών σε μη αξονοσυμμετρικά στόμια (Σκανδάλης, 2005). Παρατηρούμε ότι στην περίπτωση μη αξονοσυμμετρικών στομιών σε πλούμια αναμειξιμων υγρών, η διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού στο στόμιο ξεκινά για σημαντικά μικρότερους αριθμούς Richardson, απ' ότι για τους αντίστοιχους αριθμούς Reynolds μη αναμειξιμων ρευστών, όπως στην προκειμένη περίπτωση είναι η κηροζίνη.

Εδώ θα πρέπει να σημειωθεί ότι ο αριθμός Richardson της ροής αναμειξιμων υγρών για τον οποίο ξεκινά (initiation) η διείσδυση περιβάλλοντος ρευστού (i) υπολογίζεται με βάση ολόκληρη τη διατομή του ακροφυσίου και (ii) η διείσδυση ξεκινά φυσικά, χωρίς να προκαλούμε την εξωτερικά αστάθεια της φλέβας. Όταν η φλέβα επηρεάζεται εξωτερικά, η αστάθεια για τον ίδιο αριθμό Reynolds συντηρείται σε μικρότερους αριθμούς Richardson, σε σχέση με αυτούς που παρατηρείται διείσδυση σε αδιατάρακτη φλέβα.

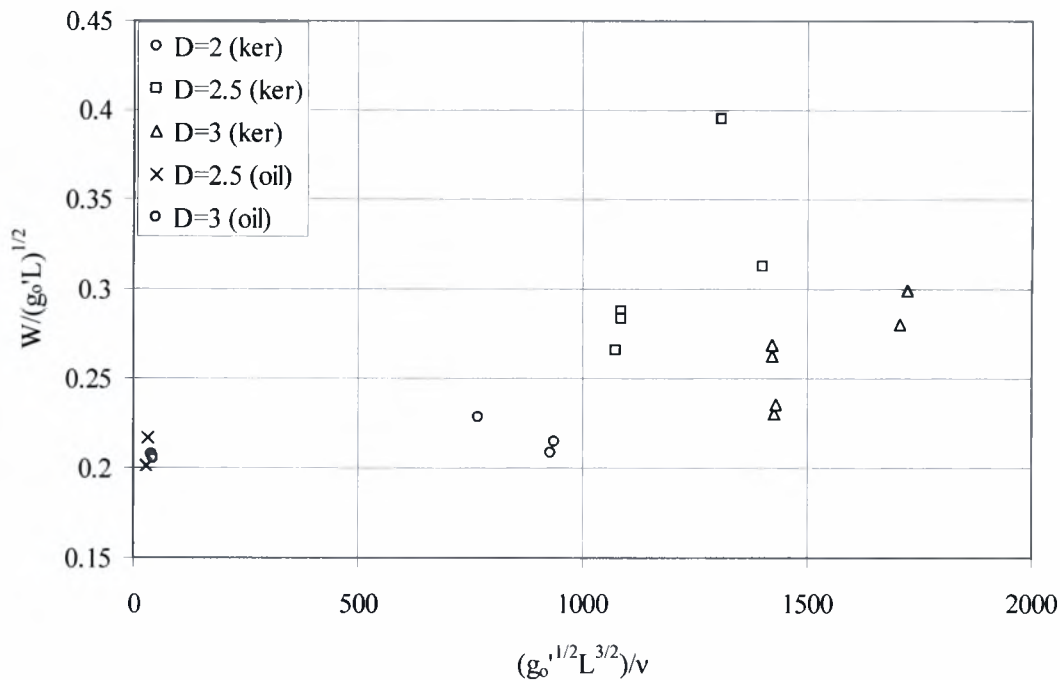


**Σχήμα 4.1** Μεταβολή του αριθμού Richardson  $R_o$  για το οποίο παραγματοποιείται εκκένωση του κυλινδρικού δοχείου σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds  $Re$  κατά την έξοδο της φλέβας.



**Σχήμα 4.2** Μεταβολή του αριθμού Richardson  $R_0$  σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds  $Re$  κατά την έξοδο της φλέβας σε σύγκριση με παλαιότερα αποτελέσματα (αναμειξίμων ρευστών).

Από τη διαστατική ανάλυση (ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β) και το χρόνο εκκένωσης προκύπτει ο αριθμός Reynolds συναρτήσει του πυκνομετρικού Froude. Αρχικά για την κηροζίνη που έχει το μικρότερο ιξώδες, παρατηρούμε ότι καθώς αυξάνεται ο αριθμός Reynolds, ο πυκνομετρικός αριθμός Froude λαμβάνει τιμές από 0.2 έως 0.35. Όσο για το λάδι, ο αριθμός Reynolds παραμένει σχεδόν σταθερός περίπου 0.2. Υποθέτουμε ότι εάν μελετούσαμε το ίδιο φαινόμενο σε μεγαλύτερη κλίμακα, και κατ' επέκταση μεγαλύτερους αριθμούς Reynolds, ο πυκνομετρικός Froude τείνει να λάβει μία σταθερή τιμή. Στο διάγραμμα παρατηρούμε ότι τα δεδομένα της κηροζίνης είναι συγκεντρωμένα εκτός από μία τιμή (0.4) που πιθανόν πραγματοποιήθηκε λάθος κατά τη διεξαγωγή του πειράματος.



**Σχήμα 4.3** Μεταβολή του αριθμού Froude  $Fr$  σαν συνάρτηση του αριθμού Reynolds  $Re$  κατά την έξοδο της φλέβας.

### 4.3 Πλούμια αναμειξιμών υγρών

Τα πειράματα που διεξήχθησαν σε αναμείξιμα υγρά αφορούν σε κατακόρυφα πλούμια νερού της βρύσης που διαχέονται σε δοχείο με αλατόνερο μεγαλύτερης πυκνότητας, όπου η πυκνομετρική διαφορά μεταξύ των ρευστών της φλέβας και του αποδέκτη δεν υπερβαίνει το 5%, δηλαδή  $\Delta\rho/\rho_0 < 0.05$  (πλούμια Boussinesq). Στην παρούσα περίπτωση η επιφανειακή τάση στη διεπιφάνεια νερού-αλατόνερου είναι αμελητέα, με αποτέλεσμα η διείδυση αλατόνερου μέσω του στομίου της φλέβας να μην επηρεάζεται (διείδωση αλατόνερου εμφανίζεται για όλες τις διαμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν).

Σκοπός αυτού του πειράματος είναι να δείξουμε έμμεσα ότι ο συντελεστής συμπαράσυρσης σε ένα απλό πλούμιο είναι αυτός που μετρήθηκε κατά το παρελθόν (βλ. για παράδειγμα Papanicolaou, 1984, Papanicolaou & List, 1988, Wang & Lau, 2002). Δεδομένου ότι η ροή ξεκινά από συνθήκες ηρεμίας, η τυρβώδης φλέβα συμπεριφέρεται εξ αρχής σαν απλό πλούμιο, όπου η αρχική ορμή  $M=0$ , ενώ η ανωστική επιτάχυνση  $g_0 = \Delta\rho_0 / \rho_0 g > 0$  και κατ' επέκταση η ειδική άνωση  $B = g_0 Q > 0$ .

Ο έλεγχος ισχύος του συντελεστή συμπαράσυρσης θα γίνει από τον υπολογισμό της παροχής σαν συνάρτηση της απόστασης από το νοητό σημείο εκροής της φλέβας (virtual origin). Συγκεκριμένα, σε δοχείο περιορισμένου όγκου με σταθερή οριζόντια διατομή  $A$ , η διεπιφάνεια ανάμεσα στο αναμειγμένο και μη αναμειγμένο ρευστό κατεβαίνει κατά  $dz$  σε χρόνο  $dt$ . Από την εξίσωση συνέχειας και για παροχή της φλέβας  $\mu(z)$  στη στάθμη  $z$  της διεπιφάνειας προκύπτει

$$A dz = \mu(z) dt \quad (4.1)$$

Η παροχή  $\mu(z)$  στη στάθμη  $z$  της διεπιφάνειας μπορεί να υπολογιστεί με βάση τη θεωρία των List & Imberger (1973) που παρουσιάζεται συνοπτικά στη συνέχεια.

**4.2.1 Θεωρία των List and Imberger.** Οι List & Imberger (1973) ανέπτυξαν μία γενική θεωρία όσον αναφορά στις κατακόρυφες φλέβες, για να προβλέψουν την ειδική παροχή και την ορμή της φλέβας σαν συνάρτηση της απόστασης  $z$  από την πηγή. Με βάση τη διαστατική ανάλυση και ασυμπτωτική θεωρία απλών φλεβών (jets) και πλουμίων, ο τοπικός αριθμός Richardson σε απόσταση  $z$  από την πηγή προκύπτει από τη σχέση

$$\frac{R(z)}{R_p} = \left(\frac{z}{z_o}\right) \left(\frac{R_o}{R_p}\right) \left\{ 1 + \left(\frac{R_o}{R_p}\right)^2 \left[ \left(\frac{z}{z_o}\right)^2 - 1 \right] \right\}^{-1/2} \quad (4.2)$$

όπου  $R_o$  είναι ο αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας ,  
 $R_p$  ο οριακός αριθμός Richardson του πλουμίου,  
 $z_o$  το νοητό κέντρο (virtual origin) της φλέβας

Από την παραπάνω σχέση η ογκομετρική παροχή της φλέβας  $\mu(z)$  σε απόσταση  $z$  από το  $z_o$  μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση

$$\frac{\mu}{Q} = \frac{z}{z_o} \left\{ 1 + \left(\frac{R_o}{R_p}\right)^2 \left[ \left(\frac{z}{z_o}\right)^2 - 1 \right] \right\}^{1/3} \quad (4.3)$$

όπου  $Q$  είναι η αρχική παροχή της φλέβας. Για μεγάλες τιμές της αδιαστατοποιημένης απόστασης  $z/l_M$  ( $z/l_M > 10$ ) η φλέβα σύμφωνα με τους Papanicolaou & List (1988) συμπεριφέρεται σαν πλούμιο. Εάν συμβαίνει η φλέβα να είναι εξ αρχής πλούμιο, δηλαδή εάν ισχύει ότι  $R_o/R_p=1$ , η σχέση (4.3) απλοποιείται ως

$$\mu = Q \left(\frac{z}{z_o}\right)^{5/3} . \quad (4.4)$$

Στα πειράματα που διεξήχθησαν δεν υπήρχε τρόπος προσδιορισμού της αρχικής παροχής  $Q$  του πλουμίου. Η εκτίμηση της απόστασης του νοητού κέντρου του πλουμίου  $z_o$  έγινε προσεγγιστικά με βάση την επεξεργασία των φωτογραφιών κάθε πειράματος. Η κλίση των εφαπτομένων στα όρια της της φλέβας διάχυσης παραμένει σταθερή χρονικά, η δε τομή των 'ευθύγραμμων' μέσων γραμμικών ορίων της φλέβας με τον άξονά της, θεωρούμε ότι προσδιορίζει επαρκώς την απόσταση του νοητού κέντρου  $z_o$ .

Ο προσδιορισμός της αρχικής παροχής  $Q$  της φλέβας έγινε από τη σχέση (4.4) ως εξής. Αφού για το εν λόγω πείραμα προσδιορίστηκε το νοητό κέντρο της φλέβας από το video tape του πειράματος, υπολογίσαμε την παροχή της φλέβας σε απόσταση  $z$  από το ακροφύσιο με βάση τη σχέση

$$A \Delta z = \mu(z) \Delta t . \quad (4.5)$$

όπου  $\Delta z$  είναι η απόσταση που κατέβηκε η διεπιφάνεια σε χρόνο  $\Delta t$  που μετρήσαμε (βλ. σκαρίφημα Σχήματος 4.3) και  $A$  το εμβαδόν της διατομής της δεξαμενής. Από τη σχέση (4.5) προσδιορίστηκε η παροχή  $\mu(z) = (\Delta z A) \Delta t$  σε γνωστή απόσταση  $z$  για  $\Delta t$  και  $\Delta z$

γνωστά από το πείραμα. Στη συνέχεια από τη σχέση (4.4) με γνωστά πλέον τα  $z$ ,  $z_0$  και  $\mu(z)$  προσδιορίστηκε η αρχική μέση παροχή  $Q$  της φλέβας στο νοητό κέντρο της, η οποία παραμένει σταθερή.

**4.2.2 Υπολογισμός παροχής σε απλές φλέβες και πλούμια.** Σε μία απλή φλέβα (jet,  $B=0$ ), η ογκομετρική παροχή είναι ανάλογη της απόστασης από το ακροφύσιο (Papanicolaou, 1984, Caulifield and Woods, 2002). Από την εξίσωση συνέχειας

$$\frac{d\mu}{dz} = 2\sqrt{2\pi} \alpha_j M^{1/2} \Rightarrow \mu(z) = Q + 2\sqrt{2\pi} \alpha_j M^{1/2} z \approx 2\sqrt{2\pi} \alpha_j M^{1/2} z \quad (4.6)$$

Για μεγάλες τιμές του  $z$ ,  $m(z)=M$ , και  $a=a_j$  είναι ο συντελεστής συμπαράσυρσης.

Σε ένα πλούμιο, η ογκομετρική παροχή σε απόσταση  $z$  είναι ανάλογη του  $z^{5/3}$  (Morton *et al.* 1956, Baines & Turner, 1968)

$$\begin{aligned} \mu(z) = \pi b^2 w_c &= \pi \left( \frac{6}{5} \alpha_p z \right)^2 \left\{ \frac{5}{6\alpha_p} \left( \frac{9(1+\lambda^2)}{5\pi} \alpha_p B \right)^{1/3} z^{-1/3} \right\} \\ &= \frac{6}{5} \pi \alpha_p \left( \frac{9(1+\lambda^2)}{5\pi} \alpha_p B \right)^{1/3} z^{1/3} \end{aligned} \quad (4.7)$$

όπου  $B=g_0'Q$  είναι αρχική άνωση του πλουμίου,  $\lambda$  ο λόγος του 1/e-πλάτους  $b_c$  της κατανομής μέσης συγκέντρωσης (ή πυκνομετρικής διαφοράς) προς το 1/e-πλάτος  $b_w$  της κατανομής μέσης ταχύτητας της φλέβας και  $\alpha_p$  ο συντελεστής συμπαράσυρσης του πλουμίου. Οι Papanicolaou & List (1988) προτείνουν τις ακόλουθες τιμές μετά από μετρήσεις που έκαναν σε ανωστικές φλέβες

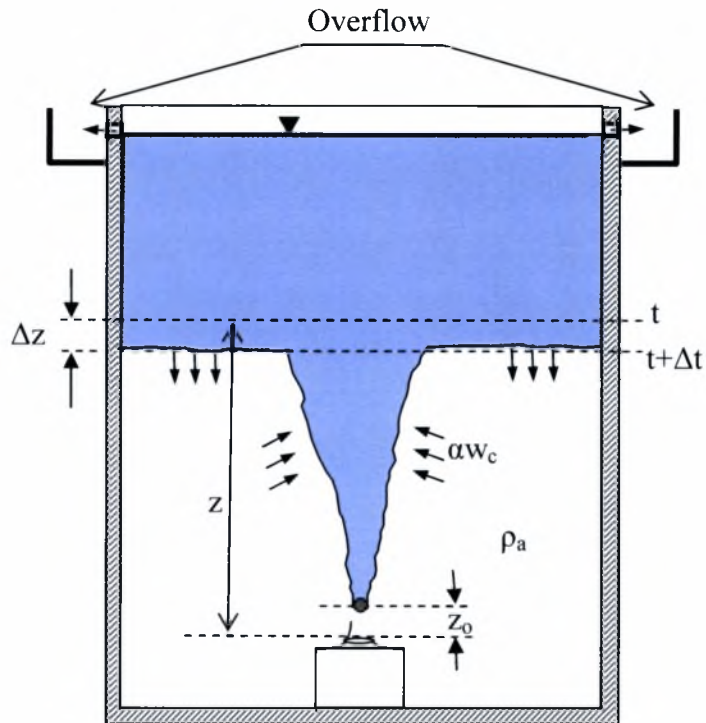
**Πίνακας 4.3** Τιμές των παραμέτρων  $\alpha$  και  $\lambda$

	Jets ( $z/l_M < 1$ )	Plumes ( $z/l_M > 10$ )
$\alpha$	$\alpha_j=0.0545$	$\alpha_p=0.0875$
$\lambda$	$\lambda_j=1.25$	$\lambda_p=1.067$

Στη συνέχεια, από τη σχέση (4.7), την υπολογισμένη ειδική άνωση  $B$  με βάση την εκτίμηση  $Q$  της αρχικής παροχής και τις τιμές των  $\lambda_p$  και  $\alpha_p$  από τον Πίνακα 4.4, μπορούμε να υπολογίσουμε την παροχή  $\mu(z)$  σε απόσταση  $z$  από το ακροφύσιο.

**4.2.3 Υπολογισμός θέσης της διεπιφάνειας στο χρόνο.** Δεδομένου ότι η ροή ξεκινά από ηρεμία, η κίνηση της φλέβας είναι άμεσα συνδεδεμένη με την πυκνομετρική διαφορά ανάμεσα στο δοχείο της φλέβας και το περιβάλλον. Η φλέβα επομένως μπορεί να χαρακτηριστεί σαν πλούμιο εξ αρχής. Στα πειράματα που εκπονήθηκαν καταγράψαμε το χρόνο που απαιτείται για να κατέλθει η διεπιφάνεια από θέση σε θέση και συγκεκριμένα ανά πέντε εκατοστά του κανάβου. Θεωρήσαμε σαν χρονική στιγμή μηδέν, τη στιγμή που η διεπιφάνεια έχει κατέλθει στα πέντε ή δέκα εκατοστά κανάβου (από την ελεύθερη επιφάνεια – υπερχειλίση) ανάλογα με το επίπεδο όπου ήταν

περισσότερο ευδιάκριτη. Κατ' αυτό τον τρόπο ορίζουμε τη χρονική στιγμή  $t=0$  για την κάθοδο της διεπιφάνειας, καθώς επίσης και για χρόνοι έναρξης του υπολογισμού της θέσης της διεπιφάνειας αναμειγμένου/περιβάλλοντος ρευστού. Ο υπολογισμός της θέσης της διεπιφάνειας σαν συνάρτηση του χρόνου περιγράφεται στις παραγράφους που ακολουθούν.



**Σχήμα 4.3** Σκαρίφημα στοιχειωδών αποστάσεων

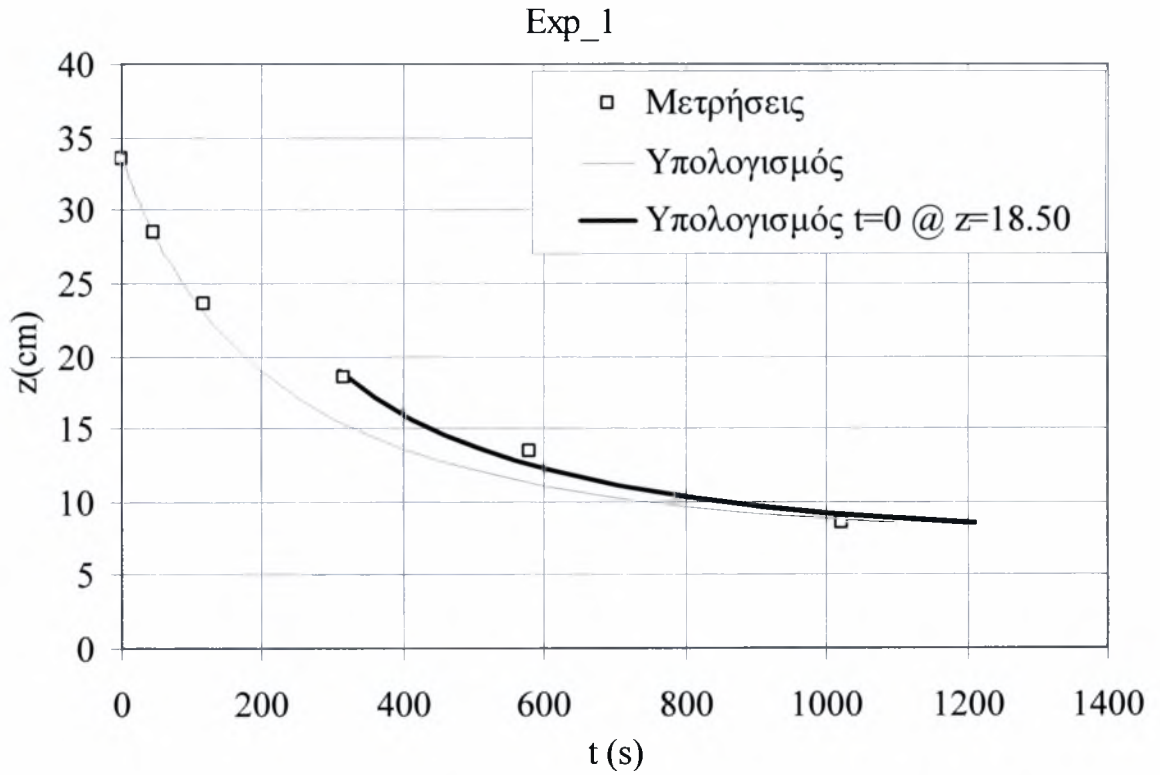
Κατ' αρχήν υπολογίζουμε την αρχική παροχή  $Q$  στο νοητό κέντρο του πλουμίου  $z_0$  όπως περιγράψαμε στο εδάφιο 4.2.1. Κατόπιν, με βάση την ανωστική επιτάχυνση  $g'$  που προκύπτει από την πυκνομετρική διαφορά φλέβας και περιβάλλοντος ρευστού υπολογίσαμε την ειδική άνωση  $B = g' \cdot Q$ . Η παροχή  $\mu(z)$  της φλέβας σε απόσταση  $z$  υπολογίζεται από τη σχέση (4.7) με γνωστή πλέον την ειδική άνωση  $B$  και τις παραμέτρους  $\alpha_p$  και  $\lambda_p$  (Βλ. Πίνακα 4.4).

Στη συνέχεια, για να κατέλθει η στάθμη της διεπιφάνειας από τη θέση  $z_1$  στη θέση  $z_2$  ( $\Delta z = z_1 - z_2$ ) δεδομένης της παροχής  $\mu(z)$ , χρειάζεται χρόνο  $\Delta t = (A \Delta z) / \mu(z)$ . Θεωρώντας λοιπόν χρονικό βήμα πέντε δευτερόλεπτα ( $\Delta t = 5s$ ) υπολογίζουμε την απόσταση  $\Delta z$  καθόδου της διεπιφάνειας, απ' όπου προκύπτει η νέα στάθμη  $z_2 = z_1 - \Delta z$ . Κατ' αυτόν τον τρόπο προσδιορίζουμε αριθμητικά τα ζεύγη  $(z, t)$  σε ένα φύλλο Excel.

Τα ως άνω αποτελέσματα για όλα τα πειράματα παρατίθενται στο ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β. Ενδεικτικά παρατίθενται οι μετρημένες και υπολογισμένες στάθμες της διεπιφάνειας για τρία πειράματα που έγιναν με χρωματισμένο το υγρό της φλέβας (Σχήματα 4.4, 4.5 και 4.6).

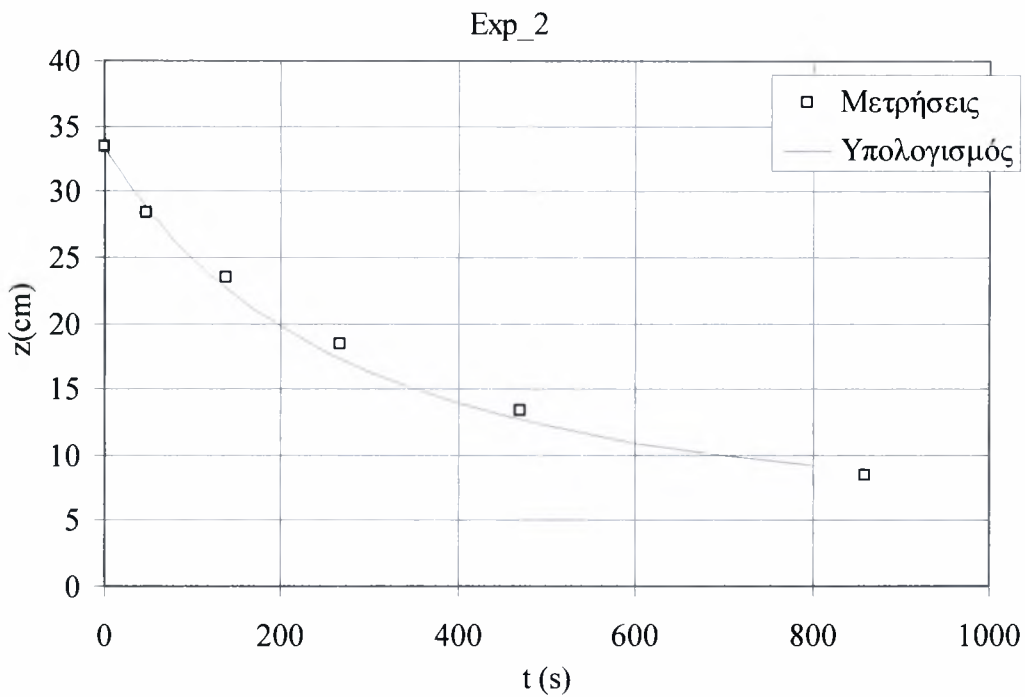
**Πίνακας 4.4** Αρχικές συνθήκες πειράματων με χρώμα.

EXP#	D (cm)	$\rho_j$ (gr/lt)	$\rho_a$ (gr/lt)	$\Delta\rho$	$T_a$ (°C)	$T_i$ (°C)	$g(\Delta\rho/\rho_a)$	$z_0$	Q	$z_0/D$
EXP#1	1	998,18	1012	13,82	15,5	15,5	13,582	5.997	11,25	6,00
EXP#2	1	998,18	1020	21,82	15,5	15,5	21,444	4	10,72	5,88
EXP#3	1	998,18	1047,5	49,32	15,5	15,5	48,471	4	25,19	8,92

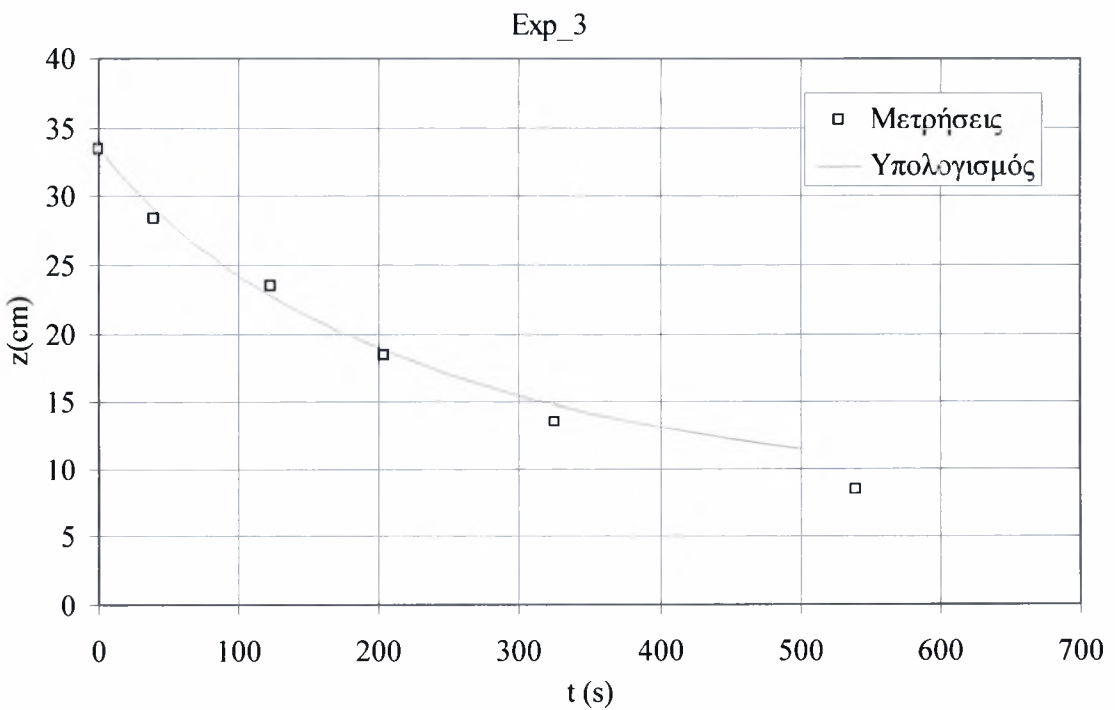


**Σχήμα 4.4** Μεταβολή της στάθμης  $z$  της διεπιφάνειας σαν συνάρτηση του χρόνου όπως προέκυψε από μετρήσεις και υπολογισμούς για τα δεδομένα του Exp\_1.





**Σχήμα 4.5** Μεταβολή της στάθμης  $z$  της διεπιφάνειας σαν συνάρτηση του χρόνου όπως προέκυψε από μετρήσεις και υπολογισμούς για τα δεδομένα του Exp\_2.



**Σχήμα 4.6** Μεταβολή της στάθμης  $z$  της διεπιφάνειας σαν συνάρτηση του χρόνου όπως προέκυψε από μετρήσεις και υπολογισμούς για τα δεδομένα του Exp\_3.

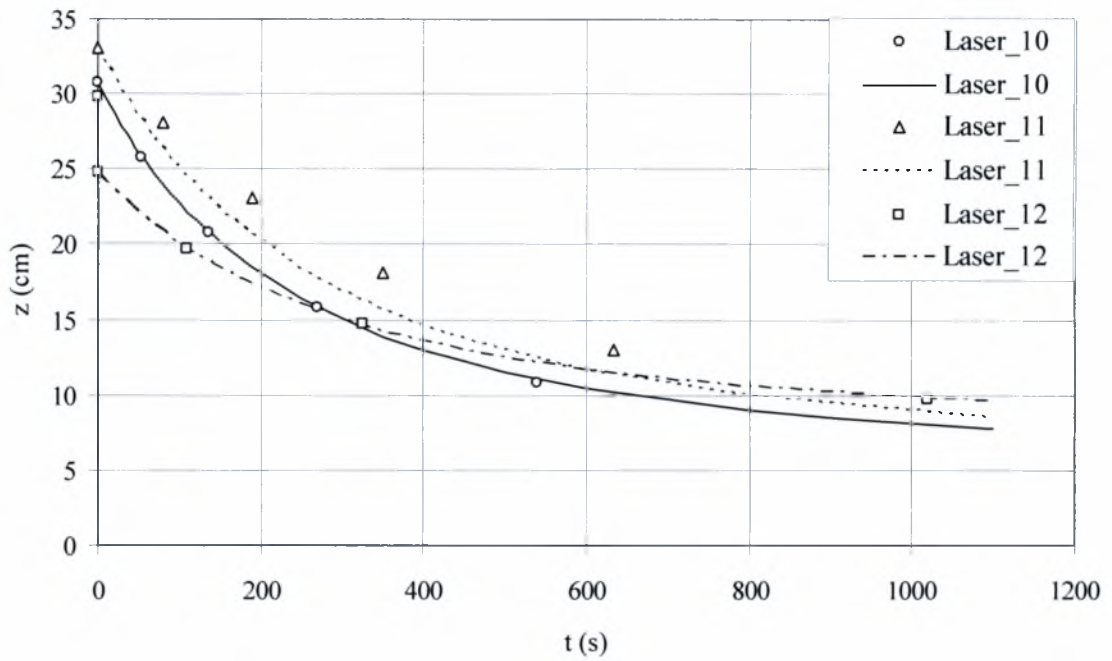
Σε όλα τα πειράματα παρατηρήσαμε κατά την έναρξή τους ότι η διεπιφάνεια δεν είχε σταθεροποιηθεί. Έπρεπε να κατέλθει περί τα 20cm κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια της δεξαμενής διάχυσης, για να μπορέσουμε να πάρουμε μια σωστή ένδειξη.

Από τα παραπάνω διαγράμματα και αυτά που παρατίθενται στο παράρτημα παρατηρούμε ότι χρησιμοποιώντας τις μετρημένες σταθερές  $\lambda_p$  και  $a_p$  και τη σχέση (4.7) πρόγνωσης της παροχής του πλουμίου σε απόσταση  $z$  από την πηγή, μπορούμε να προβλέψουμε την κάθοδο της διεπιφάνειας με καλή προσέγγιση. Βέβαια η διεπιφάνεια στα πειράματα με χρώμα δεν ήταν πολύ ευδιάκριτη, ιδιαίτερα στα ανώτερα επίπεδα, κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια της δεξαμενής διάχυσης. Επίσης, κατά την ανάμειξη στην ανώτερη στρώση της δεξαμενής, υπήρξαν περιοχές όπου στην ζώνη ανάμειξης περιλαμβάνονταν όγκοι περιβάλλοντος ρευστού που δεν είχε αναμειχθεί. Στις κατώτερες στρώσεις όπου όμως η διεπιφάνεια ήταν σταθερή (καλά ορισμένη, έτσι ώστε η φλέβα να την διαπερνά και η συμπαρασυρόμενη παροχή να την κατεβάζει), εφαρμογή της σχέσης υπολογισμού της παροχής προβλέπει την καθοδική πορεία της διεπιφάνειας με καλή ακρίβεια. Αυτό είναι εμφανές στο Σχήμα 4.4, όπου ξεκινήσαμε τους υπολογισμούς από τη στάθμη στο  $z=18.50\text{cm}$ .

**Πίνακας 4.5** Αρχικές συνθήκες πειράματων με χρήση Laser.

EXP#	D (cm)	$\rho_i$ (gr/lt)	$\rho_a$ (gr/lt)	$\Delta\rho$	$T_a$ (°C)	$T_i$ (°C)	$g(\Delta\rho/\rho_a)$	$z_0$	Q	$z_0/D$
Laser 10	1,5	999,85	1018,5	18,65	11	11	18,298	5	8,25	3,33
Laser 11	1,5	999,52	1011	11,48	12,2	12,2	11,267	2	4,89	1,33
Laser 12	1	999,52	1015	15,48	12,4	12,4	15,193	7	10,69	7,00

Η μεθοδολογία της τομογραφίας της ροής με ένα λεπτό φύλλο laser και χρήση της ροδαμίνης 6G για την οπτικοποίηση της ροής, έδωσε ακριβέστερα αποτελέσματα από αυτά που προέκυψαν από χρωματισμό της φλέβας. Στο Σχήμα 4.7 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα τριών πειραμάτων που διεξήχθησαν με την παραπάνω μεθοδολογία. Ο προσδιορισμός της στάθμης της διεπιφάνειας έγινε με πολύ μεγαλύτερη ακρίβεια, γιατί όπως προαναφέρθηκε δεν παρατηρούμε όλο το πεδίο ροής της φλέβας, αλλά μια 'φέτα' αυτής πάχους περίπου 1mm, σ'αντίθεση με την προηγούμενη μέθοδο (της χρωματισμένης φλέβας), όπου η διεπιφάνεια του τρισδιάστατου πεδίου ροής δεν είναι επίπεδη με αποτέλεσμα οι μετρήσεις που λαμβάνουμε να μην ανταποκρίνονται στην πραγματικότητα. Στην παρούσα περίπτωση οι προγνώσεις με την εφαρμογή του μοντέλου του πλουμίου είναι σαφώς καλύτερες.



**Σχήμα 4.7** Μεταβολή της στάθμης  $z$  της διεπιφάνειας σαν συνάρτηση του χρόνου όπως προέκυψε από μετρήσεις (σημεία) και υπολογισμούς (συνεχείς γραμμές) για τα δεδομένα των πειραμάτων Laser\_10, Laser\_11 και Laser\_12.

## 5. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

Ολοκληρώνοντας την εργασία καταλήγουμε στα εξής συμπεράσματα:

1. Όσο αναφορά στα μη αναμειξιμα υγρά έχουμε να παρατηρήσουμε ότι η κηροζίνη όταν διαχέεται από βυθισμένο δοχείο σε αποδέκτη μεγαλύτερης πυκνότητα, κατά την έξοδό της από κάποια οπή χωρίς αρχική ταχύτητα, ο αρχικός αριθμός Richardson της φλέβας  $R_0$  μειώνεται όσο αυξάνεται η χαρακτηριστική διάμετρος της οπής και κατά συνέπεια ο αριθμός Reynolds της φλέβας. Στα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν σε ένα εύρος των αριθμών Reynolds  $180 < Re < 550$ , ο αρχικός αριθμός Richardson μεταβάλλεται στην περιοχή  $3 < R_0 < 4.5$ . Είναι αναγκαία η διεξαγωγή πειραμάτων μεγαλύτερης κλίμακας για να προσδιορίσουμε τον οριακό αρχικό αριθμό του Richardson της φλέβας για μεγάλους αριθμούς Reynolds, έτσι ώστε να μπορούμε να υπολογίσουμε τον ακριβή χρόνο κένωσης του δοχείου λόγω βαροκλιτικής αστάθειας, (π.χ. το χρόνο εκκένωσης δεξαμενών καυσίμων που έχουν υποστεί ρωγμές κατά τη βύθιση πλοίων).
2. Ανάλογη συμπεριφορά παρατηρήθηκε και σε υγρά με ιξώδες περίπου δύο τάξεις μεγέθους μεγαλύτερο όπως είναι το αραβοσιτέλαιο. Η μόνη διαφορά είναι ότι εξαιτίας του μεγάλου κινηματικού ιξώδους του αραβοσιτέλαιου, οι αριθμοί Reynolds που επιτύχαμε στο εργαστήριο ήταν μικρότεροι του 10, με αποτέλεσμα τα συμπεράσματα να είναι οριακά, συγκρινόμενα με αυτά της κηροζίνης ( $Re < 550$ ). Σε πραγματικές συνθήκες βύθισης ενός σκάφους όπου η θερμοκρασία του περιβάλλοντος νερού είναι χαμηλότερη, θα ήταν ευκαίιο να μελετηθεί η εκκένωση δοχείων με κάποιο ιξώδες ανάμεσα σε αυτό της κηροζίνης και του αραβοσιτέλαιου.
3. Από τα παραπάνω δύο πειράματα όμως προέκυψε ότι εκτός από το ιξώδες και η επιφανειακή τάση επηρεάζει τη βαροκλιτική αστάθεια, με αποτέλεσμα να μην εμφανίζεται διαρροή καυσίμου ή υγρού με μεγαλύτερο ιξώδες από οπές μικρού μεγέθους, της τάξης των 2-3cm.
4. Στα πειράματα με κηροζίνη το πλούμιο εξελίσσεται σε πλούμιο σταγονιδίων σε απόσταση τεσσάρων διαμέτρων από το ακροφύσιο, ενώ σε αυτά με το αραβοσιτέλαιο σε απόσταση περίπου πέντε διαμέτρων. Ο αρχικός αριθμός Reynolds κατά την έξοδο από το ακροφύσιο δεν φαίνεται να επηρεάζει την απόσταση της μετάβασης του πλουμίου σε σταγονίδια (διφασική ροή).
5. Αναφορικά με τα αναμειξιμα υγρά όπου η επιφανειακή τάση δεν αποτελεί εμπόδιο στη διάχυση, παρατηρήσαμε ότι το πλούμιο του ελαφρύτερου ρευστού που εξέρχεται από μία οπή διατηρεί τα χαρακτηριστικά των πλουμίων όπως αυτά έχουν μετρηθεί στο εργαστήριο. Συγκεκριμένα, εάν χρησιμοποιηθεί ο μετρημένος συντελεστής συμπαράσυρσης του πλουμίου μπορεί να προβλεφθεί θεωρητικά η συμπεριφορά του, με πολλαπλές εφαρμογές σε γεωφυσικές ροές και σε θέματα παράκτιας υδραυλικής. Στα πειράματα που εκπονήθηκαν με τη μέθοδο της χρωματισμένης φλέβας και τομογραφίας με laser, μπορέσαμε να προβλέψουμε το ρυθμό ανάμειξης (αραιώσης), με βάση την θέση της

διεπιφάνειας αναμειγμένου – μη αναμειγμένου ρευστού σε περιορισμένο αποδέκτη (δοχείο διάχυσης). Αυτό έγινε με βάση τον υπολογισμό της παροχής σαν συνάρτηση της απόστασης από το νοητό σημείο εκροής της φλέβας (virtual origin) που προσδιορίστηκε από τις πειραματικές μετρήσεις.

6. Οι μετρήσεις στη διάχυση πλουμίων με μηδενική αρχική ορμή ήταν ακριβέστερες με τη μεθοδολογία τομογραφίας με laser, απ' ότι με την οπτικοποίηση της φλέβας με χρώμα.

Σε μελλοντική εργασία θα ήτανε σκόπιμο να εξετασθούν τα ακόλουθα:

- Η πραγματοποίηση πειράματων μεγαλύτερης κλίμακας για την επίτευξη μεγαλύτερων αρχικών αριθμών Reynolds ιδιαίτερα σε μη αναμείξιμα υγρά (όπως τα πειράματα του Wilkinson), για τον προσδιορισμό του οριακού αριθμού Richardson που μπορεί να επιτευχθεί στο στόμιο.
- Επίσης, θα πρέπει να εξετασθεί με λεπτομέρεια η επίδραση της επιφανειακής τάσης στη διεπιφάνεια των μη αναμειξιμων υγρών, όσον αφορά στην εκκίνηση της διείσδυσης βαρύτερου νερού και εξερχόμενης φλέβας από οπή θαλάμου που περιέχει μη αναμείξιμο ρευστό, καθώς επίσης και στην απόσταση από το ακροφύσιο όπου η φλέβα σπάει σε σταγονίδια.



## 6. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Νουτσόπουλος, Γ. – Χριστοδούλου, Γ., 1996. *Μαθήματα Μηχανικής Των Ρευστών*, Πανεπιστημικές Εκδόσεις ΕΜΠ.
- Παπανικολάου, Π., 2006. *Σημειώσεις Πειραματικής Υδραυλικής*, Πανεπιστημιακές εκδόσεις, Πανεπιστήμιο Θεσσαλίας, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών.
- Σκανδάλης, Π., 2005. *Κατακόρυφες φλέβες με θετική και αρνητική άνωση*. Διπλωματική εργασία, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών Πανεπιστημίου Θεσσαλίας.
- Baines W.D., & Turner J.S., 1968. *Turbulent buoyant convection from a source in a confined region*. J. Fluid Mech., **37**, 51–80.
- Caulfield, C.P. & Woods, A.W., 2002. *The mixing in a room by localized finite-mass-flux source of buoyancy*. J. Fluid Mech., **471**, 33-50.
- Chen, F., Yapa, P., 2004. *Modeling gas separation from a bent deepwater oil and gas jet/plume.*, Journal of Marine Systems, **45**, 189-203.
- Fischer, HB, List, EJ, Koh, RCY, Imberger, J, and Brooks, NH, 1979. *Mixing in inland and coastal waters*. Academic Press, New York.
- List, E.J. & Imberger, J., 1973. *Turbulent entrainment in buoyant jets and plumes*. ASCE J. Hyd. Div. **99** (9), 1461 - 1474.
- Morton B.R., Taylor G.I., Turner J.S., 1956. *Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources*. Proc. Roy. Soc., **A 234**, 1–23.
- Papanicolaou, P.N., 1984. *Mass and momentum transport in a turbulent buoyant vertical axisymmetric jet*. Rep. KH-R-46, W.M. Keck Laboratory of Hydraulics and Water Resources, California Inst. of Technology, Pasadena, California.
- Papanicolaou, P.N., and List, E.J., 1988. *Investigations of round vertical turbulent buoyant jets*. J. Fluid Mech., **195**, 341-391.
- Papanicolaou, P.N., 2006. *Personal communication – unpublished data*.
- Rye, H., Brandvik, P.J. and Reed, M.T. 1996. “Subsurface Oil Release Field Experiment-observations and Modeling of Subsurface Plume Behavior”, *Proceedings, 19<sup>th</sup> Arctic and Marine Oil Spill Program (AMOP) Technical Seminar*, **2**, 1417-1435.
- Rye, H., and Brandvik, P.J. (1997). “Verification of Subsurface Oil Spill Models”, *Proceedings, 1997 International Oil Spill Conference*, Fort Lauderdale, Florida, 551-557
- Wilkinson, D.L., 1984. *Seawater circulation in sewage outfall tunnels*. J. Hyd. Eng., ASCE, **111**(5), 846-858.
- Wilkinson, D.L., 1985. *Purging of saline wedges from ocean outfalls*. J. Hyd. Eng., ASCE, **110**(12), 1815-1829.
- Wilkinson, D.L., 1988. *Avoidance of seawater intrusion into ports of ocean outfalls.* J. Hyd. Eng., ASCE, **123**(1), 65-72.

Wolf, A., V., Brown, M., G., Prentiss, P., G., *Concentrative properties of aqueous solutions: Conversion tables*. CRC Handbook of Physics and Chemistry, 1986.

Zheng, L., Yapa, P., Chen, F., 2002. *A model for simulating deepwater oil and gas blowouts- Part 1: Theory and model formulation*. , J. Hyd. Res., **41**(4), 339-351.

Zheng, L., Yapa, P., 1997. *Modeling oil and gas releases from deep water: a review*. Spill Science & Technology Bulletin, **4**(4), 189-198.

Zheng, L., Yapa, P., 2002. *Modeling dissolution in deepwater oil/gas spills*. , J. Marine Systems, **31**, 299-309.



## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α. ΔΙΑΣΤΑΤΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Κάθε φυσική μεταβλητή χαρακτηρίζεται από το μέγεθος και τις διαστάσεις της. Οι θεμελιώδεις διαστάσεις στη Μηχανική είναι τρεις, το μήκος (L), η μάζα (M) και ο χρόνος (T). Κάθε άλλη ποσότητα μπορεί να περιγραφεί από την διαίρεση των άνω. Για την διαστατατική ανάλυση του φαινομένου που μελετάμε χρησιμοποιήσαμε το θεώρημα των Π του Buckingham.

Το θεώρημα μπορεί να διατυπωθεί σε δύο φράσεις :

- Όλα τα φυσικά φαινόμενα μπορούν να περιγραφούν με αδιάστατα μονώνυμα που αποτελούνται από μεταβλητές που το περιγράφουν.
- Ο αριθμός των φυσικών μεταβλητών υπερβαίνει τον αριθμό των ανεξάρτητων αδιάστατων μονωνύμων κατά ποσότητα, όση και ο αριθμός των θεμελιωδών διαστάσεων που εμφανίζονται στο φαινόμενο.

Δηλαδή, εάν σ' ένα φυσικό φαινόμενο υπεισέρχονται  $n$  μεταβλητές και εμφανίζονται  $m$  θεμελιώδεις διαστάσεις, τότε υπάρχουν  $n - m$  αδιάστατα μονώνυμα τα οποία μπορούν να το περιγράψουν.

Η εφαρμογή του θεωρήματος περιλαμβάνει τα εξής βήματα:

- Επιλογή των σχετικών με το πρόβλημα  $n$  μεταβλητών που συνδέονται με τη σχέση  $f(x_1, x_2, \dots, x_n) = 0$
- Επιλέγονται οι επαναλαμβανόμενες μεταβλητές, δηλαδή αυτές που εμφανίζονται σε κάθε μονώνυμο  $\Pi_i$ , που είναι και όσος ο αριθμός των  $m$  θεμελιωδών ποσοτήτων που υπεισέρχονται στις  $n$  μεταβλητές. Δεν ισχύει ακριβώς έτσι, αλλά  $m = r$ , όπου  $r$  είναι η τάξη του πίνακα των εκθετών των μεταβλητών.
- Ομαδοποιούνται οι μεταβλητές ανά  $m+1$  και διαμορφώνονται τα  $\Pi_i$ , ( $i=1, 2, \dots, n-m$ ). Κάθε μονώνυμο περιέχει τις  $m$  επαναλαμβανόμενες μεταβλητές και μια μεταβλητή με εκθέτη 1.
- Προσδιορίζονται οι εκθέτες των επαναλαμβανόμενων μεταβλητών στα μονώνυμα.
- Γράφεται η εξίσωση στη μορφή  $f(\Pi_1, \Pi_2, \dots, \Pi_{n-m}) = 0$ .

Η εξίσωση αυτή μπορεί να επιλυθεί συνήθως ως προς ένα από τα μονώνυμα.

Στο φαινόμενο που μελετάμε λοιπόν οι μεταβλητές που υπεσέρχονται είναι η πυκνομετρική διαφορά των δύο υγρών  $\Delta\rho$ , η πυκνότητα του ρευστού  $\rho_0$ , το κινηματικό ιξώδες  $\mu$ , η επιτάχυνση της βαρύτητας  $g$ , η διάμετρος του ακροφυσίου  $D$ , η ταχύτητα της φλέβας  $u$  και η επιφανειακή τάση  $\sigma$ , για τα μη αναμίξιμα υγρά μόνο.

Ορίζουμε και εδώ τον όρο  $\rho_0$ . Έτσι έχουμε τις εξής μεταβλητές:

$$[g_0] = LT^{-2}$$

$$[\rho_0] = ML^{-3}$$

$$[\mu] = ML^{-1}T^{-1}$$

$$[D] = L$$

$$[w] = LT^{-1}$$

$$[\sigma] = M T^{-2}$$

### A.1 Αναμίξιμα υγρά

Οι μεταβλητές και οι διαστάσεις που υπεισέρχονται στο φαινόμενο των μη αναμίξιμων υγρών είναι:

$$[g'_o] = LT^{-2}$$

$$[\rho_o] = ML^{-3}$$

$$[\mu] = ML^{-1}T^{-1}$$

$$[D] = L$$

$$[w] = LT^{-1}$$

	$\rho_o$	$\mu$	$D$	$u$	$g'_o$
<b>M</b>	1	1	0	0	0
<b>L</b>	-3	-1	1	1	1
<b>T</b>	0	-1	0	-1	-2

Η τάξη του πίνακα είναι ίση με αυτή της μεγαλύτερης μη μηδενικής ορίζουσας, είναι δηλαδή 3, υπάρχουν επομένως  $n-r=5-3=2$ , άρα δύο γραμμικά ανεξάρτητες λύσεις. Έδω πρέπει να θεωρήσουμε τρεις επαναλαμβανόμενες μεταβλητές με βάση τις οποίες θα δημιουργήσουμε δύο αδιάστατα μονώνυμα  $\Pi_i$ .

Έστω  $\rho_o$ ,  $g'_o$ ,  $D$  είναι οι επαναλαμβανόμενες μεταβλητές, τα μονώνυμα λοιπόν είναι τα εξής:

1ο μονώνυμο

$$\mu = (\rho_o)^\alpha (g'_o)^\beta (D)^\gamma$$

$$ML^{-1}T^{-1} = (ML^{-3})^\alpha (LT^{-2})^\beta (L)^\gamma$$

Λύνοντας το σύστημα προκύπτει  $\alpha=1$ ,  $\beta=1/2$ ,  $\gamma=1/3$ , συνεπώς  $\Pi_1 = \frac{\sqrt{g'_o} D^{3/2}}{\nu}$

όπου  $\nu = \frac{\mu}{\rho_o}$

2ο μονώνυμο

$$u = (\rho_o)^\alpha (g'_o)^\beta (D)^\gamma$$

$$L T^{-1} = (ML^{-3})^{\alpha} (LT^{-2})^{\beta} (L)^{\gamma}$$

Λύνοντας το σύστημα προκύπτει  $\alpha=0, \beta=1/2, \gamma=1/2$ , συνεπώς  $\Pi_2 = \frac{w}{\sqrt{g_o' D}} = F$

Άρα, λοιπόν προκύπτει ότι  $w = \sqrt{g_o' D} f\left(\frac{\sqrt{g_o' D}^{3/2}}{\nu}\right)$

## A.2 Μη αναμείξιμα υγρά

Οι μεταβλητές και οι διαστάσεις που υπεισέρχονται στο φαινόμενο των αναμειξιμων υγρών είναι:

$$[g_o'] = LT^{-2}$$

$$[\rho_o] = ML^{-3}$$

$$[\mu] = ML^{-1}T^{-1}$$

$$[D] = L$$

$$[w] = LT^{-1}$$

$$[\sigma] = M T^{-2}$$

	$\rho_o$	$\mu$	$D$	$w$	$g_o'$	$\sigma$
<b>M</b>	1	1	0	0	0	1
<b>L</b>	-3	-1	1	1	1	0
<b>T</b>	0	-1	0	-1	-2	-2

Ομοίως, η τάξη του πίνακα είναι ίση με αυτή της μεγαλύτερης μη μηδενικής ορίζουσας, είναι δηλαδή 3, υπάρχουν επομένως  $n-r=6-3=3$ , άρα τρεις γραμμικά ανεξάρτητες λύσεις. Έδω πρέπει να θεωρήσουμε τρεις επαναλαμβανόμενες μεταβλητές με βάση τις οποίες θα δημιουργήσουμε τρία αδιάστατα μονώνυμα  $\Pi_i$ .

Έστω  $\rho_o, g_o', D$  είναι οι επαναλάμβανομενες μεταβλητές, τα μονώνυμα λοιπόν είναι τα εξής:

1ο μονώνυμο

$$\mu = (\rho_o)^{\alpha} (g_o')^{\beta} (D)^{\gamma}$$

$$ML^{-1}T^{-1} = (ML^{-3})^{\alpha} (LT^{-2})^{\beta} (L)^{\gamma}$$

Λύνοντας το σύστημα προκύπτει  $\alpha=1, \beta=1/2, \gamma=1/3$ , συνεπώς  $\Pi_1 = \frac{\sqrt{g_o'} D^{3/2}}{\nu}$

2ο μονώνυμο

$$u = (\rho_o')^\alpha (g_o')^\beta (D)^\gamma$$

$$L T^{-1} = (ML^{-3})^\alpha (LT^{-2})^\beta (L)^\gamma$$

Λύνοντας το σύστημα προκύπτει  $\alpha=0, \beta=1/2, \gamma=1/2$ , συνεπώς  $\Pi_2 = \frac{w}{\sqrt{g_o' D}} = F$

3ο μονώνυμο

$$\sigma = (\rho_o')^\alpha (g_o')^\beta (D)^\gamma$$

$$M T^{-2} = (ML^{-3})^\alpha (L T^{-2})^\beta (L)^\gamma$$

Λύνοντας το σύστημα προκύπτει  $\alpha=1, \beta=1, \gamma=2$ , συνεπώς  $\Pi_3 = \frac{\sigma}{\rho g_o' D^2} = \frac{\sigma}{\gamma D^2}$

Τελικά, για τα μη αναμίξιμα υγρά προκύπτει  $w = \sqrt{g_o' D} f\left(\frac{\sqrt{g_o' D^{3/2}}}{\nu}, \frac{\sigma}{\gamma D^2}\right)$

Η κίνηση της φλέβας επηρεάζεται λοιπόν από την πυκνομετρική διαφορά των δύο ρευστών, το ιξώδες του ρευστού  $\rho_o$ , τη διάμετρο του ακροφυσίου  $D$  και την επιφανειακή τάση (μόνο για τα μη αναμίξιμα υγρά) που αναπτύσσεται μεταξύ των δύο ρευστών.

Αξίζει να σημειώσουμε εδώ ότι όσο πιο μικρή είναι η διάμετρος τόσο μεγαλύτερη η επιφανειακή τάση κάτι που εμποδίζει τη διείσδυση του ενός ρευστού στο άλλο, και στην περίπτωση αυτή δεν έχουμε ανταλλαγή ρευστών.

## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Β

### Β.1 Μη αναμείξιμα υγρά

**Πίνακας 1** Αποτελέσματα πειραμάτων κηροζίνης (δοχείο 1)

Q (cc/s)	W (cm/s)	L	$\rho_a$	$g'$	B	M	$l_q$	Im	$\nu$	Re	Ro
5,44	3,47	1,25	0,997	207,29	1128,39	18,86	1,25	0,27	0,02	201,56	4,65
13,81	5,63	1,57	0,996	206,72	2855,35	77,73	1,57	0,49	0,02	438,06	3,20
19,52	5,52	1,88	0,997	207,37	4048,54	107,85	1,88	0,53	0,02	477,01	3,57
12,75	5,19	1,57	0,999	208,48	2657,25	66,19	1,57	0,45	0,03	312,78	3,48
12,55	5,11	1,57	0,999	208,48	2617,11	64,21	1,57	0,44	0,03	308,06	3,53
16,09	4,55	1,88	0,999	208,49	3354,78	73,26	1,88	0,43	0,03	328,08	4,35
16,47	4,66	1,88	0,999	208,48	3433,28	76,74	1,88	0,44	0,03	336,77	4,25

**Πίνακας 2** Αποτελέσματα πειραμάτων κηροζίνης (δοχείο 2)

Q (cc/s)	W (cm/s)	L	$\rho_a$	$g'$	B	M	$l_q$	Im	niu_ker	Re	Ro
0,00	0,00										
5,27	3,36	1,25	0,997	207,37	1093,62	17,71	1,25	0,26	0,02	193,28	4,80
17,45	7,11	1,57	0,997	207,29	3617,54	124,09	1,57	0,62	0,02	516,96	2,53
20,87	5,90	1,88	0,997	207,29	4325,32	123,19	1,88	0,56	0,02	515,09	3,34
18,82	5,33	1,88	0,999	208,51	3924,66	100,24	1,88	0,51	0,03	382,66	3,72
18,34	5,19	1,88	0,999	208,51	3823,69	95,15	1,88	0,49	0,03	372,82	3,82
11,76	4,79	1,57	0,999	208,54	2453,37	56,39	1,57	0,42	0,03	285,33	3,77
5,80	3,69	1,25	0,999	208,54	1209,41	21,41	1,25	0,29	0,03	175,82	4,38

**Πίνακας 3** Αποτελέσματα πειραμάτων αραβοσιτελαίου (δοχείο 2)

Q (cc/s)	W (cm/s)	L	$\rho_a$	$g'$	B	M	$l_q$	Im	niu_oil	Re	Ro
5,61	2,29	1,57	0,997	82,71	464,26	12,84	1,57	0,31	0,58	6,20	4,98
9,14	2,59	1,88	0,997	82,73	756,29	23,64	1,88	0,39	0,58	8,35	4,82
6,23	2,54	1,57	0,996	87,75	546,89	15,83	1,57	0,34	0,53	7,48	4,62
9,32	2,64	1,88	0,996	87,75	817,69	24,57	1,88	0,39	0,53	9,31	4,87

## B.2 Αναμείξιμα υγρά

Αποτελέσματα πειραμάτων με τη χρήση χρώματος

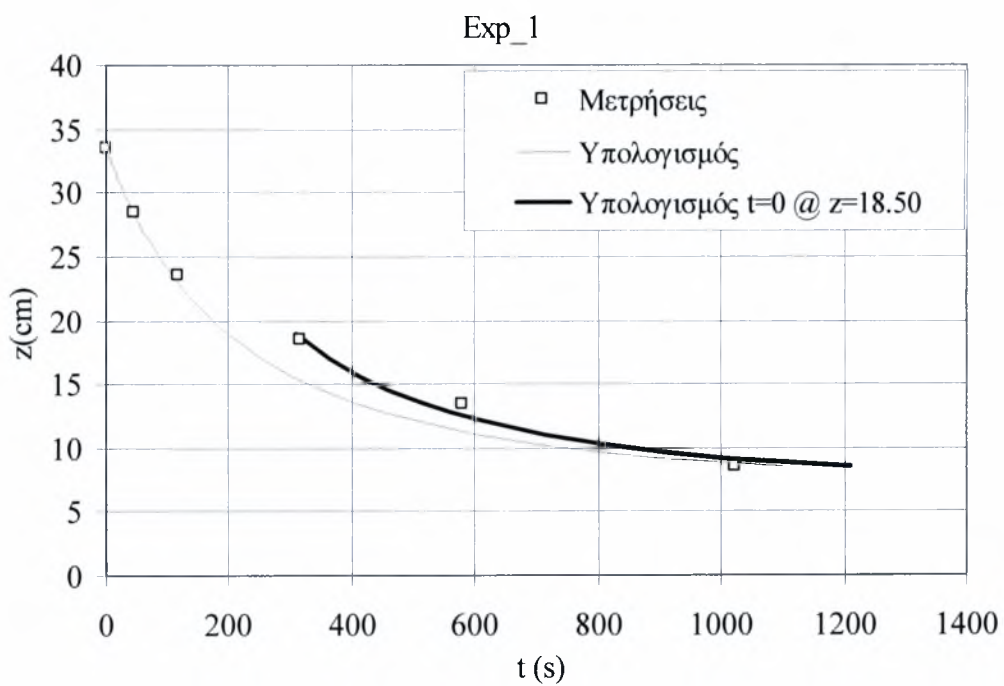
### EXP#1

$D=1.0$  cm,  $H_1= 52$  cm,  $H(\delta\epsilon\xi+\alpha\kappa\rho)=13.503$  cm,  $H_{\alpha\kappa\rho}=1.03$  cm,  $z_0=5.997$  cm

$z_i$ (cm)	$t_i$ (sec)	Q
33,5	0	
28,5	46	11,25
23,5	116	
18,5	315	
13,5	580	
8,5	1021	

$t$ (sec)	$z$ (cm)	Q	B	$\alpha_p$	$z^{5/3}$ (m)	$\mu(z)$	dt	dz	z
0	33,50	11,25	152,85	0,0875	250,59	209,94	5	0,66	33,50
5	32,84	11,25	152,85	0,0875	240,71	201,66	5	0,63	32,84
10	32,21	11,25	152,85	0,0875	231,36	193,84	5	0,61	32,21
15	31,61	11,25	152,85	0,0875	222,52	186,43	5	0,58	31,61
20	31,03	11,25	152,85	0,0875	214,15	179,42	5	0,56	31,03
25	30,46	11,25	152,85	0,0875	206,22	172,77	5	0,54	30,46
30	29,92	11,25	152,85	0,0875	198,69	166,46	5	0,52	29,92
35	29,40	11,25	152,85	0,0875	191,54	160,47	5	0,50	29,40
40	28,90	11,25	152,85	0,0875	184,75	154,78	5	0,48	28,90
45	28,42	11,25	152,85	0,0875	178,29	149,37	5	0,47	28,42
50	27,95	11,25	152,85	0,0875	172,15	144,23	5	0,45	27,95
55	27,50	11,25	152,85	0,0875	166,30	139,33	5	0,44	27,50
60	27,07	11,25	152,85	0,0875	160,73	134,66	10	0,84	27,07
70	26,22	11,25	152,85	0,0875	150,17	125,81	10	0,79	26,22
80	25,44	11,25	152,85	0,0875	140,57	117,77	10	0,74	25,44
90	24,70	11,25	152,85	0,0875	131,81	110,43	10	0,69	24,70
100	24,01	11,25	152,85	0,0875	123,81	103,72	10	0,65	24,01
110	23,36	11,25	152,85	0,0875	116,47	97,58	10	0,61	23,36
120	22,75	11,25	152,85	0,0875	109,73	91,93	10	0,57	22,75
130	22,18	11,25	152,85	0,0875	103,53	86,74	10	0,54	22,18
140	21,64	11,25	152,85	0,0875	97,82	81,95	10	0,51	21,64
150	21,13	11,25	152,85	0,0875	92,54	77,53	10	0,48	21,13
160	20,64	11,25	152,85	0,0875	87,65	73,43	10	0,46	20,64
170	20,18	11,25	152,85	0,0875	83,12	69,64	10	0,44	20,18
180	19,75	11,25	152,85	0,0875	78,91	66,11	10	0,41	19,75
190	19,33	11,25	152,85	0,0875	75,00	62,83	10	0,39	19,33
200	18,94	11,25	152,85	0,0875	71,36	59,78	50	1,87	18,94

250	17,07	11,25	152,85	0,0875	55,03	46,10	50	1,44	17,07
300	15,63	11,25	152,85	0,0875	43,62	36,55	50	1,14	15,63
350	14,49	11,25	152,85	0,0875	35,35	29,62	50	0,93	14,49
400	13,56	11,25	152,85	0,0875	29,17	24,44	50	0,76	13,56
450	12,80	11,25	152,85	0,0875	24,43	20,47	50	0,64	12,80
500	12,16	11,25	152,85	0,0875	20,72	17,36	100	1,09	12,16
600	11,08	11,25	152,85	0,0875	15,01	12,57	100	0,79	11,08
700	10,29	11,25	152,85	0,0875	11,34	9,50	100	0,59	10,29
800	9,70	11,25	152,85	0,0875	8,85	7,41	100	0,46	9,70
900	9,23	11,25	152,85	0,0875	7,08	5,93	100	0,37	9,23
1000	8,86	11,25	152,85	0,0875	5,78	4,84	100	0,30	8,86



**EXP#2**

D=1.0 cm, H1= 52 cm, H( $\delta\epsilon\xi+\alpha_{кр}$ )=13,625 cm, H $\alpha_{кр}$ =1.039 cm, z $_0$ = 4 cm

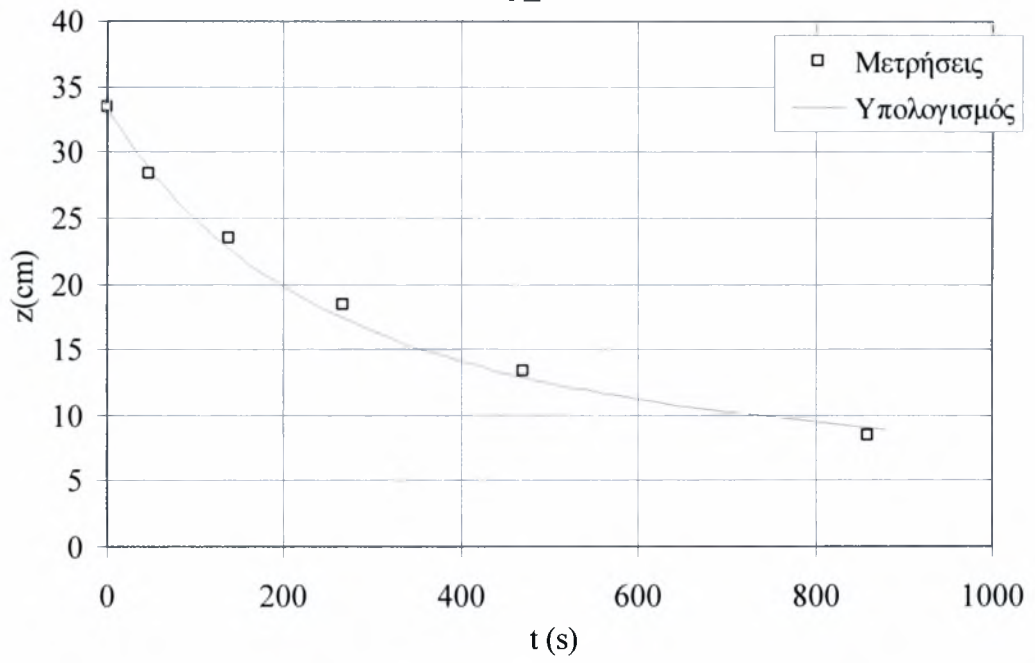
z (cm)	t (sec)	Q
33,375	0	
28,375	47	5,65
23,375	138	
18,375	268	
13,375	471	
8,375	860	

t (sec)	z (cm)	Q	B	$\alpha_p$	z <sup>5/3</sup> (m)	$\mu(z)$	dt	dz	z
0	33,38	4,88	66,28	0,0875	279,66	177,34	5	0,55	33,375
5	32,82	4,88	66,28	0,0875	270,92	171,80	5	0,54	32,821
10	32,28	4,88	66,28	0,0875	262,56	166,50	5	0,52	32,284
15	31,76	4,88	66,28	0,0875	254,56	161,43	5	0,50	31,764
20	31,26	4,88	66,28	0,0875	246,90	156,57	5	0,49	31,259
25	30,77	4,88	66,28	0,0875	239,56	151,91	5	0,47	30,770
30	30,30	4,88	66,28	0,0875	232,52	147,45	5	0,46	30,295
35	29,83	4,88	66,28	0,0875	225,77	143,17	5	0,45	29,834
40	29,39	4,88	66,28	0,0875	219,29	139,06	5	0,43	29,387
45	28,95	4,88	66,28	0,0875	213,07	135,12	5	0,42	28,952
50	28,53	4,88	66,28	0,0875	207,09	131,33	5	0,41	28,530
55	28,12	4,88	66,28	0,0875	201,35	127,68	5	0,40	28,120
60	27,72	4,88	66,28	0,0875	195,83	124,18	10	0,78	27,721
70	26,94	4,88	66,28	0,0875	185,27	117,49	10	0,73	26,945
80	26,21	4,88	66,28	0,0875	175,49	111,29	10	0,70	26,210
90	25,51	4,88	66,28	0,0875	166,43	105,54	10	0,66	25,515
100	24,86	4,88	66,28	0,0875	158,01	100,20	10	0,63	24,855
110	24,23	4,88	66,28	0,0875	150,18	95,24	10	0,60	24,229
120	23,63	4,88	66,28	0,0875	142,89	90,61	10	0,57	23,634
130	23,07	4,88	66,28	0,0875	136,09	86,30	10	0,54	23,067
140	22,53	4,88	66,28	0,0875	129,73	82,27	10	0,51	22,528
150	22,01	4,88	66,28	0,0875	123,79	78,50	10	0,49	22,014
160	21,52	4,88	66,28	0,0875	118,22	74,97	10	0,47	21,523
170	21,05	4,88	66,28	0,0875	113,00	71,66	10	0,45	21,055
180	20,61	4,88	66,28	0,0875	108,10	68,55	10	0,43	20,607
190	20,18	4,88	66,28	0,0875	103,49	65,63	10	0,41	20,178
200	19,77	4,88	66,28	0,0875	99,15	62,88	20	0,79	19,768
220	18,98	4,88	66,28	0,0875	91,05	57,74	20	0,72	18,982
240	18,26	4,88	66,28	0,0875	83,86	53,18	20	0,66	18,261
260	17,60	4,88	66,28	0,0875	77,45	49,11	20	0,61	17,596
280	16,98	4,88	66,28	0,0875	71,71	45,47	20	0,57	16,982



300	16,41	4,88	66,28	0,0875	66,55	42,20	20	0,53	16,413
320	15,89	4,88	66,28	0,0875	61,90	39,26	20	0,49	15,886
340	15,40	4,88	66,28	0,0875	57,70	36,59	20	0,46	15,395
360	14,94	4,88	66,28	0,0875	53,90	34,18	20	0,43	14,938
380	14,51	4,88	66,28	0,0875	50,43	31,98	20	0,40	14,511
400	14,11	4,88	66,28	0,0875	47,28	29,98	20	0,37	14,111
420	13,74	4,88	66,28	0,0875	44,39	28,15	20	0,35	13,736
440	13,38	4,88	66,28	0,0875	41,75	26,48	20	0,33	13,384
460	13,05	4,88	66,28	0,0875	39,33	24,94	20	0,31	13,053
480	12,74	4,88	66,28	0,0875	37,09	23,52	20	0,29	12,742
500	12,45	4,88	66,28	0,0875	35,04	22,22	20	0,28	12,448
520	12,17	4,88	66,28	0,0875	33,14	21,02	20	0,26	12,170
540	11,91	4,88	66,28	0,0875	31,38	19,90	20	0,25	11,907
560	11,66	4,88	66,28	0,0875	29,75	18,87	20	0,24	11,658
580	11,42	4,88	66,28	0,0875	28,24	17,91	20	0,22	11,422
600	11,20	4,88	66,28	0,0875	26,84	17,02	20	0,21	11,199
620	10,99	4,88	66,28	0,0875	25,53	16,19	20	0,20	10,986
640	10,78	4,88	66,28	0,0875	24,31	15,41	20	0,19	10,783
660	10,59	4,88	66,28	0,0875	23,17	14,69	20	0,18	10,591
680	10,41	4,88	66,28	0,0875	22,10	14,02	20	0,18	10,407
700	10,23	4,88	66,28	0,0875	21,10	13,38	20	0,17	10,232
720	10,06	4,88	66,28	0,0875	20,17	12,79	20	0,16	10,065
740	9,90	4,88	66,28	0,0875	19,29	12,23	20	0,15	9,905
760	9,75	4,88	66,28	0,0875	18,47	11,71	20	0,15	9,752
780	9,61	4,88	66,28	0,0875	17,69	11,22	20	0,14	9,606
800	9,47	4,88	66,28	0,0875	16,96	10,75	20	0,13	9,465
820	9,33	4,88	66,28	0,0875	16,27	10,32	20	0,13	9,331
840	9,20	4,88	66,28	0,0875	15,62	9,90	20	0,12	9,202
860	9,08	4,88	66,28	0,0875	15,00	9,51	20	0,12	9,078
880	8,96	4,88	66,28	0,0875	14,42	9,15	20	0,11	8,959

Exp\_2



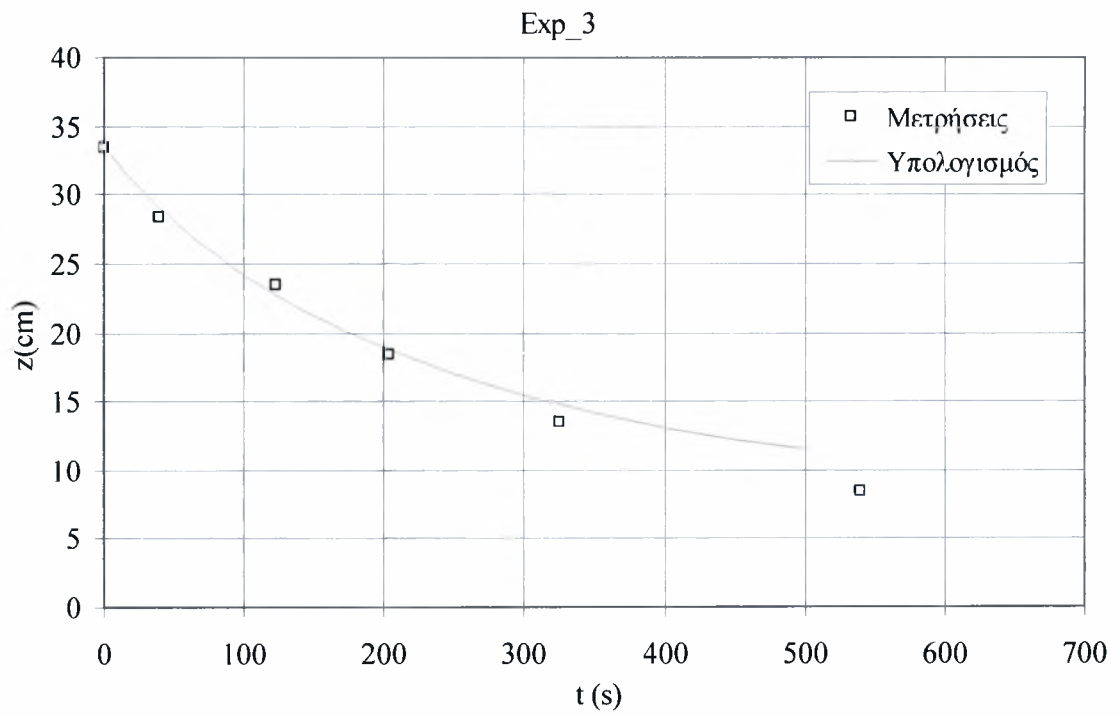
### EXP#3

D=1.0 cm, H<sub>1</sub>= 52 cm, H(δεξ+ακρ)=13,58 cm, H<sub>ακρ</sub>=1.023 cm, z<sub>0</sub>=4 cm

z (cm)	t (sec)	z βλέπω	z_bar (cm)	μ(z)	Q
33,42	0	5			
28,42	40	10	30,9	200,00	6,62
23,42	123	15	25,9	96,39	
18,42	204	20	20,9	98,77	
13,42	325	25	15,9	66,12	
8,42	540	30	10,9	37,21	

t (sec)	z (cm)	Q	B	α <sub>p</sub>	z <sup>5/3</sup> (m)	μ(z)	dt	dz	z
0	33,42	6,62	89,89	0,0875	280,37	196,80	5	0,61	33,42
5	32,81	6,62	89,89	0,0875	270,67	189,99	5	0,59	32,81
10	32,21	6,62	89,89	0,0875	261,44	183,51	5	0,57	32,21
15	31,64	6,62	89,89	0,0875	252,64	177,33	5	0,55	31,64
20	31,08	6,62	89,89	0,0875	244,26	171,45	5	0,54	31,08
25	30,55	6,62	89,89	0,0875	236,26	165,83	5	0,52	30,55
30	30,03	6,62	89,89	0,0875	228,62	160,47	5	0,50	30,03
35	29,53	6,62	89,89	0,0875	221,33	155,35	5	0,49	29,53
40	29,04	6,62	89,89	0,0875	214,36	150,46	5	0,47	29,04
45	28,57	6,62	89,89	0,0875	207,69	145,78	5	0,46	28,57
50	28,12	6,62	89,89	0,0875	201,31	141,30	5	0,44	28,12
55	27,68	6,62	89,89	0,0875	195,21	137,02	5	0,43	27,68
60	27,25	6,62	89,89	0,0875	189,36	132,91	10	0,83	27,25
70	26,42	6,62	89,89	0,0875	178,22	125,09	10	0,78	26,42
80	25,63	6,62	89,89	0,0875	167,98	117,91	10	0,74	25,63
90	24,90	6,62	89,89	0,0875	158,55	111,29	10	0,70	24,90
100	24,20	6,62	89,89	0,0875	149,85	105,18	10	0,66	24,20
110	23,54	6,62	89,89	0,0875	141,81	99,54	10	0,62	23,54
120	22,92	6,62	89,89	0,0875	134,37	94,32	10	0,59	22,92
130	22,33	6,62	89,89	0,0875	127,47	89,47	10	0,56	22,33
140	21,77	6,62	89,89	0,0875	121,05	84,97	10	0,53	21,77
150	21,24	6,62	89,89	0,0875	115,08	80,78	10	0,50	21,24
160	20,74	6,62	89,89	0,0875	109,52	76,88	10	0,48	20,74
170	20,26	6,62	89,89	0,0875	104,33	73,23	10	0,46	20,26
180	19,80	6,62	89,89	0,0875	99,48	69,83	10	0,44	19,80
190	19,36	6,62	89,89	0,0875	94,95	66,64	10	0,42	19,36
200	18,95	6,62	89,89	0,0875	90,70	63,66	50	1,99	18,95
250	16,96	6,62	89,89	0,0875	71,48	50,18	50	1,57	16,96
300	15,39	6,62	89,89	0,0875	57,66	40,47	50	1,26	15,39
350	14,12	6,62	89,89	0,0875	47,39	33,26	50	1,04	14,12
400	13,09	6,62	89,89	0,0875	39,56	27,77	50	0,87	13,09

450	12,22	6,62	89,89	0,0875	33,46	23,49	50	0,73	12,22
500	11,48	6,62	89,89	0,0875	28,63	20,10	100	1,26	11,48



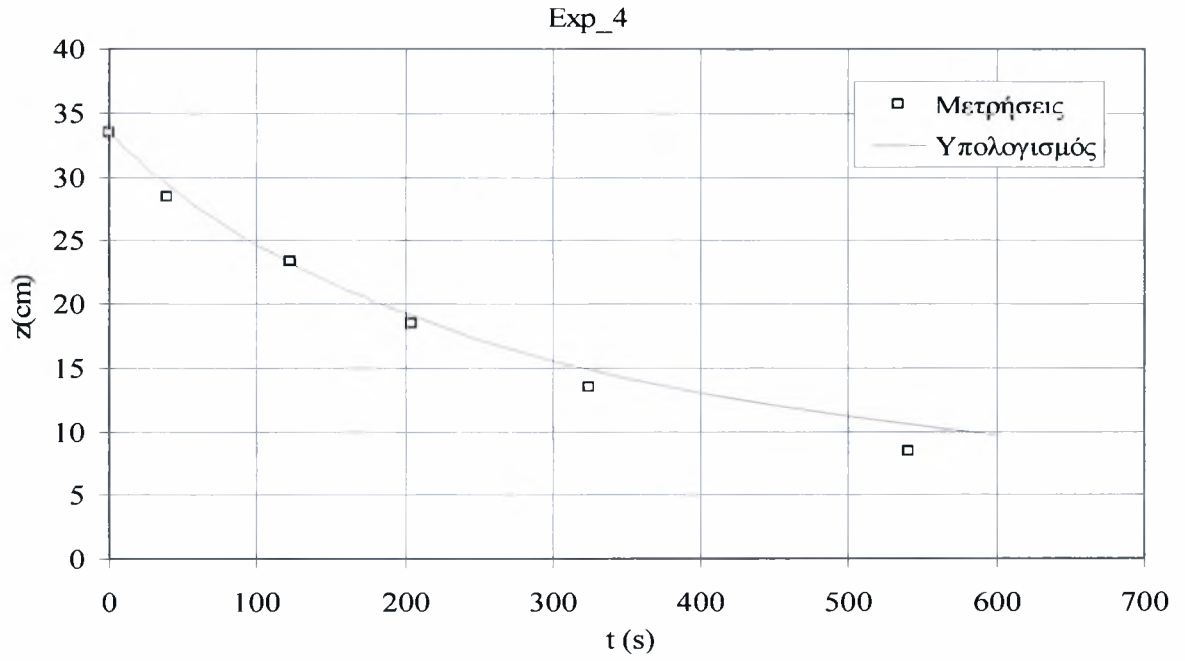
**EXP#4**

D=1.5 cm, H<sub>1</sub>= 52 cm, H(δεξ+ακρ)=13,56 cm, H<sub>ακρ</sub>=1.04 cm, z<sub>0</sub>= 1.94 cm

z (cm)	t (sec)	Q
33,42	0	
28,42	30	2,64
23,42	101	
18,42	222	
13,42	396	
8,42	700	

t (sec)	z (cm)	Q	B	α <sub>p</sub>	z <sup>5/3</sup> (m)	μ(z)	dt	dz	z
0	33,42	3,64	49,44	0,0875	313,85	180,50	5	0,56	33,42
5	32,856	3,64	49,44	0,0875	304,54	175,14	5	0,55	32,86
10	32,309	3,64	49,44	0,0875	295,60	170,00	5	0,53	32,31
15	31,777	3,64	49,44	0,0875	287,03	165,07	5	0,52	31,78
20	31,262	3,64	49,44	0,0875	278,81	160,34	5	0,50	31,26
25	30,760	3,64	49,44	0,0875	270,92	155,80	5	0,49	30,76
30	30,274	3,64	49,44	0,0875	263,33	151,44	5	0,47	30,27
35	29,800	3,64	49,44	0,0875	256,04	147,25	5	0,46	29,80
40	29,340	3,64	49,44	0,0875	249,03	143,22	5	0,45	29,34
45	28,893	3,64	49,44	0,0875	242,29	139,34	5	0,44	28,89
50	28,457	3,64	49,44	0,0875	235,80	135,61	5	0,42	28,46
55	28,033	3,64	49,44	0,0875	229,55	132,02	5	0,41	28,03
60	27,621	3,64	49,44	0,0875	223,54	128,56	10	0,80	27,62
70	26,817	3,64	49,44	0,0875	212,00	121,92	10	0,76	26,82
80	26,055	3,64	49,44	0,0875	201,29	115,76	10	0,72	26,06
90	25,332	3,64	49,44	0,0875	191,33	110,03	10	0,69	25,33
100	24,644	3,64	49,44	0,0875	182,04	104,69	10	0,65	24,64
110	23,990	3,64	49,44	0,0875	173,38	99,71	10	0,62	23,99
120	23,367	3,64	49,44	0,0875	165,29	95,06	10	0,59	23,37
130	22,772	3,64	49,44	0,0875	157,73	90,71	10	0,57	22,77
140	22,206	3,64	49,44	0,0875	150,64	86,63	10	0,54	22,21
150	21,664	3,64	49,44	0,0875	143,99	82,81	10	0,52	21,66
160	21,147	3,64	49,44	0,0875	137,75	79,22	10	0,50	21,15
170	20,651	3,64	49,44	0,0875	131,88	75,84	10	0,47	20,65
180	20,177	3,64	49,44	0,0875	126,36	72,67	10	0,45	20,18
190	19,723	3,64	49,44	0,0875	121,16	69,68	10	0,44	19,72
200	19,288	3,64	49,44	0,0875	116,25	66,86	50	2,09	19,29
250	17,198	3,64	49,44	0,0875	93,87	53,98	50	1,69	17,20
300	15,511	3,64	49,44	0,0875	77,22	44,41	50	1,39	15,51
350	14,124	3,64	49,44	0,0875	64,51	37,10	50	1,16	14,12
400	12,964	3,64	49,44	0,0875	54,61	31,40	50	0,98	12,96

450	11,983	3,64	49,44	0,0875	46,75	26,89	50	0,84	11,98
500	11,143	3,64	49,44	0,0875	40,41	23,24	100	1,45	11,14
600	9,690	3,64	49,44	0,0875	30,35	17,46	100	1,09	9,69



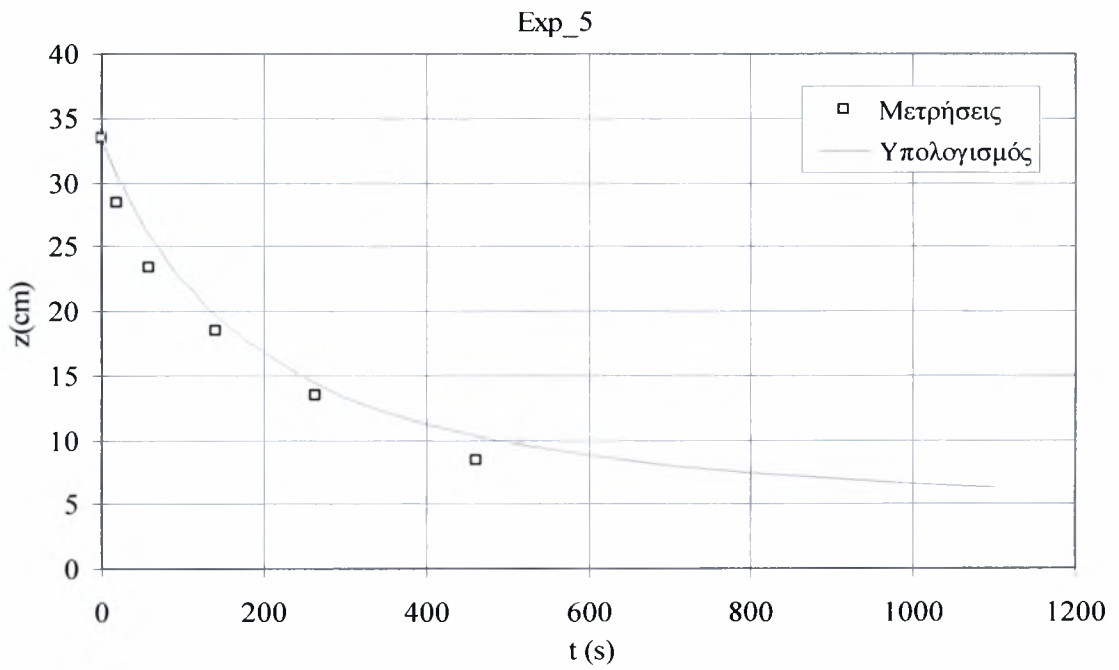
**EXP#5**

D=1.5 cm, H<sub>1</sub>= 52 cm, H(δεξ+ακρ) =13,59 cm, H<sub>ακρ</sub>=1.03 cm, z<sub>0</sub>= 4 cm

z (cm)	t (sec)	Q
33,41	0	
28,41	20	13,24
23,41	58	
18,41	142	
13,41	265	
8,41	462	

t (sec)	z (cm)	Q	B	α <sub>p</sub>	z <sup>5/3</sup> (m)	μ(z)	dt	dz	z
0	33,41	14,24	193,41	0,0875	280,22	253,92	5	0,79	33,41
5	32,616	14,24	193,41	0,0875	267,73	242,61	5	0,76	32,62
10	31,858	14,24	193,41	0,0875	256,01	231,99	5	0,72	31,86
15	31,133	14,24	193,41	0,0875	245,00	222,02	5	0,69	31,13
20	30,440	14,24	193,41	0,0875	234,65	212,64	5	0,66	30,44
25	29,775	14,24	193,41	0,0875	224,91	203,80	5	0,64	29,78
30	29,138	14,24	193,41	0,0875	215,72	195,48	5	0,61	29,14
35	28,527	14,24	193,41	0,0875	207,05	187,63	5	0,59	28,53
40	27,941	14,24	193,41	0,0875	198,87	180,21	5	0,56	27,94
45	27,378	14,24	193,41	0,0875	191,13	173,20	5	0,54	27,38
50	26,837	14,24	193,41	0,0875	183,82	166,57	5	0,52	26,84
55	26,316	14,24	193,41	0,0875	176,89	160,29	5	0,50	26,32
60	25,815	14,24	193,41	0,0875	170,32	154,34	10	0,96	25,82
70	24,850	14,24	193,41	0,0875	157,95	143,13	10	0,89	24,85
80	23,956	14,24	193,41	0,0875	146,82	133,05	10	0,83	23,96
90	23,124	14,24	193,41	0,0875	136,77	123,93	10	0,77	23,12
100	22,350	14,24	193,41	0,0875	127,66	115,68	10	0,72	22,35
110	21,627	14,24	193,41	0,0875	119,39	108,19	10	0,68	21,63
120	20,951	14,24	193,41	0,0875	111,85	101,36	10	0,63	20,95
130	20,317	14,24	193,41	0,0875	104,97	95,12	10	0,59	20,32
140	19,723	14,24	193,41	0,0875	98,68	89,42	10	0,56	19,72
150	19,164	14,24	193,41	0,0875	92,90	84,18	10	0,53	19,16
160	18,638	14,24	193,41	0,0875	87,59	79,37	10	0,50	18,64
170	18,142	14,24	193,41	0,0875	82,70	74,94	10	0,47	18,14
180	17,673	14,24	193,41	0,0875	78,18	70,85	10	0,44	17,67
190	17,230	14,24	193,41	0,0875	74,01	67,07	10	0,42	17,23
200	16,811	14,24	193,41	0,0875	70,14	63,56	50	1,99	16,81
250	14,825	14,24	193,41	0,0875	52,97	48,00	50	1,50	14,82
300	13,325	14,24	193,41	0,0875	41,31	37,44	50	1,17	13,32
350	12,155	14,24	193,41	0,0875	33,04	29,94	50	0,94	12,16
400	11,219	14,24	193,41	0,0875	26,97	24,44	50	0,76	11,22

450	10,456	14,24	193,41	0,0875	22,38	20,28	50	0,63	10,46
500	9,822	14,24	193,41	0,0875	18,84	17,07	100	1,07	9,82
600	8,755	14,24	193,41	0,0875	13,44	12,18	100	0,76	8,75
700	7,993	14,24	193,41	0,0875	10,05	9,11	100	0,57	7,99
800	7,424	14,24	193,41	0,0875	7,78	7,05	100	0,44	7,42
900	6,984	14,24	193,41	0,0875	6,18	5,60	100	0,35	6,98
1000	6,633	14,24	193,41	0,0875	5,02	4,55	100	0,28	6,63
1100	6,349	14,24	193,41	0,0875	4,15	3,76	100	0,24	6,35





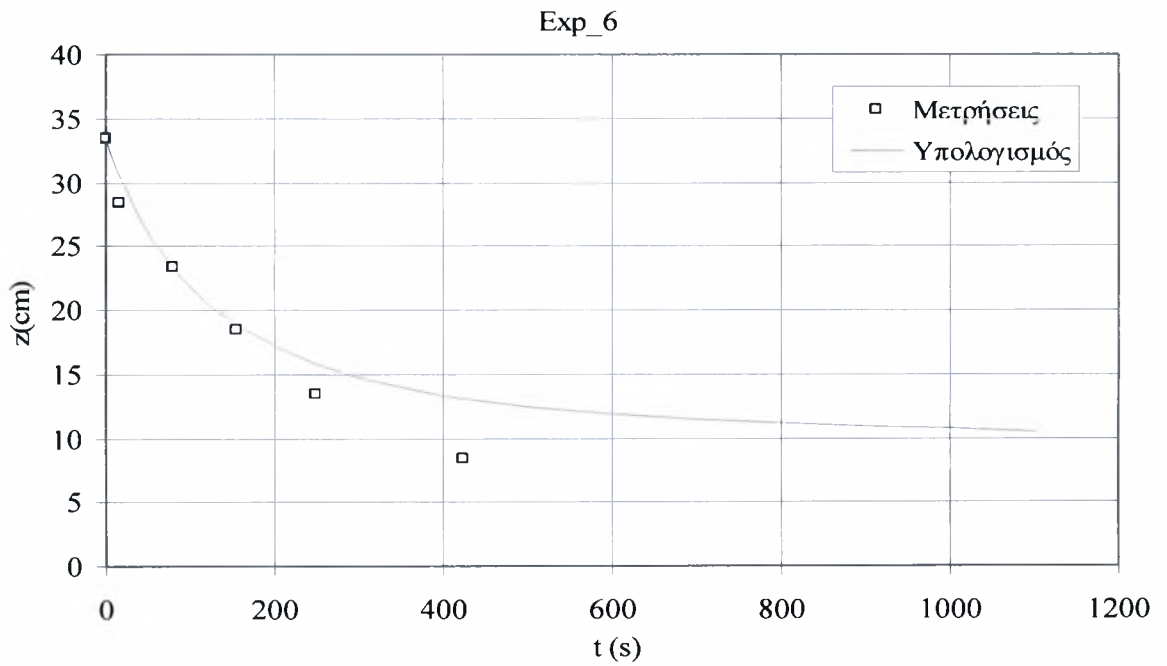
**EXP#6**

D=1.5 cm, H<sub>1</sub>= 52 cm, H(δεξ+ακρ)=13,6 cm, H<sub>ακρ</sub>=1 cm, z<sub>0</sub>= 9.4 cm

z (cm)	t (sec)	Q
33,4	0	
28,4	17	64,75
23,4	80,5	
18,4	156	
13,4	249	
8,4	424	

t <sub>i</sub> (sec)	z (cm)	Q	B	α <sub>p</sub>	z <sup>5/3</sup> (m)	μ(z)	dt	dz	z
0	33,4	68,75	933,77	0,0875	199,69	305,83	5	0,96	33,40
5	32,444	68,75	933,77	0,0875	186,61	285,81	5	0,89	32,44
10	31,551	68,75	933,77	0,0875	174,71	267,58	5	0,84	31,55
15	30,715	68,75	933,77	0,0875	163,86	250,96	5	0,78	30,71
20	29,931	68,75	933,77	0,0875	153,94	235,76	5	0,74	29,93
25	29,194	68,75	933,77	0,0875	144,84	221,83	5	0,69	29,19
30	28,501	68,75	933,77	0,0875	136,48	209,03	5	0,65	28,50
35	27,847	68,75	933,77	0,0875	128,79	197,26	5	0,62	27,85
40	27,231	68,75	933,77	0,0875	121,70	186,39	5	0,58	27,23
45	26,649	68,75	933,77	0,0875	115,15	176,36	5	0,55	26,65
50	26,097	68,75	933,77	0,0875	109,08	167,06	5	0,52	26,10
55	25,575	68,75	933,77	0,0875	103,46	158,45	5	0,50	25,58
60	25,080	68,75	933,77	0,0875	98,23	150,45	10	0,94	25,08
70	24,140	68,75	933,77	0,0875	88,61	135,71	10	0,85	24,14
80	23,292	68,75	933,77	0,0875	80,28	122,95	10	0,77	23,29
90	22,523	68,75	933,77	0,0875	73,01	111,82	10	0,70	22,52
100	21,824	68,75	933,77	0,0875	66,65	102,08	10	0,64	21,82
110	21,186	68,75	933,77	0,0875	61,04	93,49	10	0,58	21,19
120	20,602	68,75	933,77	0,0875	56,08	85,89	10	0,54	20,60
130	20,065	68,75	933,77	0,0875	51,68	79,14	10	0,49	20,07
140	19,571	68,75	933,77	0,0875	47,74	73,12	10	0,46	19,57
150	19,114	68,75	933,77	0,0875	44,22	67,73	10	0,42	19,11
160	18,690	68,75	933,77	0,0875	41,06	62,88	10	0,39	18,69
170	18,297	68,75	933,77	0,0875	38,20	58,51	10	0,37	18,30
180	17,932	68,75	933,77	0,0875	35,62	54,56	10	0,34	17,93
190	17,591	68,75	933,77	0,0875	33,28	50,97	10	0,32	17,59
200	17,272	68,75	933,77	0,0875	31,15	47,71	50	1,49	17,27
250	15,781	68,75	933,77	0,0875	21,95	33,62	50	1,05	15,78
300	14,730	68,75	933,77	0,0875	16,27	24,91	50	0,78	14,73
350	13,952	68,75	933,77	0,0875	12,50	19,15	50	0,60	13,95
400	13,354	68,75	933,77	0,0875	9,88	15,14	50	0,47	13,35

450	12,880	68,75	933,77	0,0875	7,99	12,24	50	0,38	12,88
500	12,498	68,75	933,77	0,0875	6,58	10,08	100	0,63	12,50
600	11,868	68,75	933,77	0,0875	4,51	6,90	100	0,43	11,87
700	11,436	68,75	933,77	0,0875	3,27	5,01	100	0,31	11,44
800	11,123	68,75	933,77	0,0875	2,48	3,79	100	0,24	11,12
900	10,886	68,75	933,77	0,0875	1,94	2,96	100	0,19	10,89
1000	10,701	68,75	933,77	0,0875	1,55	2,37	100	0,15	10,70
1100	10,552	68,75	933,77	0,0875	1,27	1,94	100	0,12	10,55



Αποτελέσματα πειραμάτων με τεχνικές laser (LIFF)

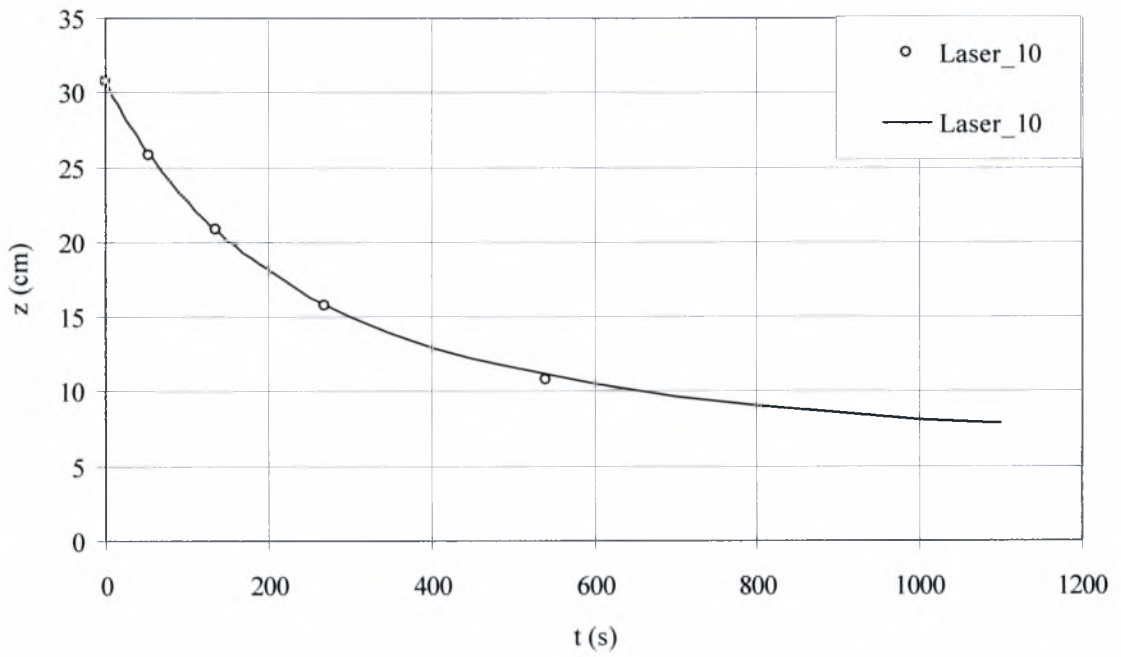
**Laser\_10**

$D=1.5$  cm,  $H_1= 54.5$  cm,  $H_{(\delta\epsilon\xi+\alpha\kappa\rho)}=13.72$  cm,  $H_{\alpha\kappa\rho}=0.96$  cm,  $z_0=5$  cm

z (cm)	t (sec)	Q
35,78	0	
30,78	0	
25,78	54	8,25
20,78	135	
15,78	269	
10,78	540	

t <sub>i</sub> (sec)	z (cm)	Q	B	$\alpha_p$	$z^{5/3}$ (m)	$\mu(z)$	dt	dz	z
0	30,78	8,50	115,45	0,0875	224,98	171,65	5	0,54	30,78
5	30,24	8,50	115,45	0,0875	217,23	165,74	5	0,52	30,24
10	29,73	8,50	115,45	0,0875	209,85	160,11	5	0,50	29,73
15	29,23	8,50	115,45	0,0875	202,82	154,75	5	0,48	29,23
20	28,74	8,50	115,45	0,0875	196,12	149,64	5	0,47	28,74
25	28,27	8,50	115,45	0,0875	189,72	144,76	5	0,45	28,27
30	27,82	8,50	115,45	0,0875	183,62	140,10	5	0,44	27,82
35	27,38	8,50	115,45	0,0875	177,78	135,65	5	0,42	27,38
40	26,96	8,50	115,45	0,0875	172,21	131,39	5	0,41	26,96
45	26,55	8,50	115,45	0,0875	166,88	127,32	5	0,40	26,55
50	26,15	8,50	115,45	0,0875	161,77	123,43	5	0,39	26,15
55	25,77	8,50	115,45	0,0875	156,88	119,70	5	0,37	25,77
60	25,39	8,50	115,45	0,0875	152,20	116,13	10	0,73	25,39
70	24,67	8,50	115,45	0,0875	143,28	109,32	10	0,68	24,67
80	23,98	8,50	115,45	0,0875	135,08	103,07	10	0,64	23,98
90	23,34	8,50	115,45	0,0875	127,53	97,30	10	0,61	23,34
100	22,73	8,50	115,45	0,0875	120,56	91,98	10	0,57	22,73
110	22,16	8,50	115,45	0,0875	114,11	87,07	10	0,54	22,16
120	21,61	8,50	115,45	0,0875	108,14	82,51	10	0,52	21,61
130	21,10	8,50	115,45	0,0875	102,61	78,29	10	0,49	21,10
140	20,61	8,50	115,45	0,0875	97,46	74,36	10	0,46	20,61
150	20,14	8,50	115,45	0,0875	92,67	70,71	10	0,44	20,14
160	19,70	8,50	115,45	0,0875	88,21	67,30	10	0,42	19,70
170	19,28	8,50	115,45	0,0875	84,04	64,12	10	0,40	19,28
180	18,88	8,50	115,45	0,0875	80,15	61,15	10	0,38	18,88
190	18,50	8,50	115,45	0,0875	76,50	58,37	10	0,36	18,50
200	18,13	8,50	115,45	0,0875	73,09	55,76	50	1,74	18,13
250	16,39	8,50	115,45	0,0875	57,65	43,98	50	1,37	16,39
300	15,01	8,50	115,45	0,0875	46,52	35,50	50	1,11	15,01
350	13,90	8,50	115,45	0,0875	38,26	29,19	50	0,91	13,90

400	12,99	8,50	115,45	0,0875	31,95	24,38	50	0,76	12,99
450	12,23	8,50	115,45	0,0875	27,04	20,63	50	0,64	12,23
500	11,59	8,50	115,45	0,0875	23,14	17,66	100	1,10	11,59
600	10,48	8,50	115,45	0,0875	17,05	13,01	100	0,81	10,48
700	9,67	8,50	115,45	0,0875	13,05	9,95	100	0,62	9,67
800	9,05	8,50	115,45	0,0875	10,28	7,84	100	0,49	9,05
900	8,56	8,50	115,45	0,0875	8,29	6,33	100	0,40	8,56
1000	8,16	8,50	115,45	0,0875	6,81	5,20	100	0,32	8,16
1100	7,84	8,50	115,45	0,0875	5,69	4,34	100	0,27	7,84



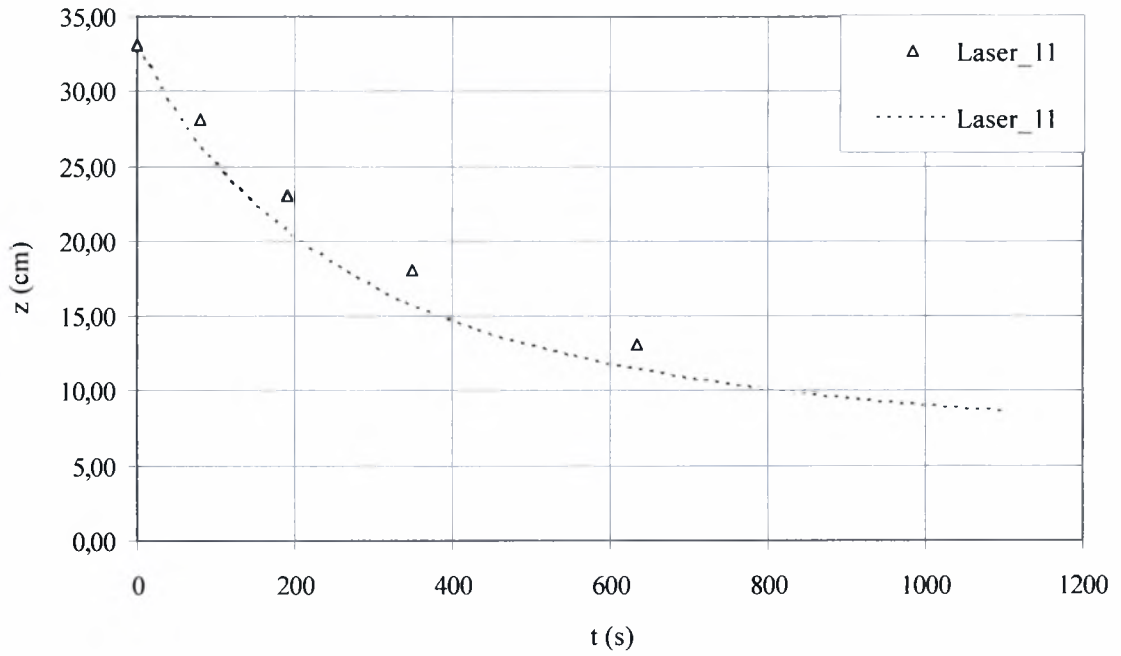
### Laser\_11

D=1.5 cm, H1= 56.7 cm, H( $\delta\epsilon\xi+\alpha_{кр}$ )=13.64 cm, H $\alpha_{кр}$ =1.05 cm, z<sub>0</sub>=5 cm

z (cm)	t (sec)	Q
38,06	0	4,89
33,06	0	
28,06	80	
23,06	190	
18,06	350	
13,06	634	

t <sub>i</sub> (sec)	z (cm)	Q	B	$\alpha_p$	z <sup>5/3</sup> (m)	$\mu(z)$	dt	dz	z
0	33,06	5,00	67,91	0,0875	259,11	165,65	5	0,52	33,06
5	32,54	5,00	67,91	0,0875	251,19	160,58	5	0,50	32,54
10	32,04	5,00	67,91	0,0875	243,61	155,74	5	0,49	32,04
15	31,55	5,00	67,91	0,0875	236,34	151,09	5	0,47	31,55
20	31,08	5,00	67,91	0,0875	229,38	146,64	5	0,46	31,08
25	30,62	5,00	67,91	0,0875	222,70	142,37	5	0,44	30,62
30	30,18	5,00	67,91	0,0875	216,30	138,28	5	0,43	30,18
35	29,75	5,00	67,91	0,0875	210,15	134,34	5	0,42	29,75
40	29,33	5,00	67,91	0,0875	204,24	130,57	5	0,41	29,33
45	28,92	5,00	67,91	0,0875	198,56	126,94	5	0,40	28,92
50	28,52	5,00	67,91	0,0875	193,10	123,45	5	0,39	28,52
55	28,14	5,00	67,91	0,0875	187,85	120,09	5	0,38	28,14
60	27,76	5,00	67,91	0,0875	182,80	116,86	10	0,73	27,76
70	27,03	5,00	67,91	0,0875	173,13	110,68	10	0,69	27,03
80	26,34	5,00	67,91	0,0875	164,16	104,95	10	0,66	26,34
90	25,68	5,00	67,91	0,0875	155,84	99,63	10	0,62	25,68
100	25,06	5,00	67,91	0,0875	148,10	94,68	10	0,59	25,06
110	24,47	5,00	67,91	0,0875	140,89	90,07	10	0,56	24,47
120	23,91	5,00	67,91	0,0875	134,17	85,77	10	0,54	23,91
130	23,37	5,00	67,91	0,0875	127,89	81,76	10	0,51	23,37
140	22,86	5,00	67,91	0,0875	122,01	78,00	10	0,49	22,86
150	22,37	5,00	67,91	0,0875	116,51	74,48	10	0,47	22,37
160	21,91	5,00	67,91	0,0875	111,35	71,19	10	0,44	21,91
170	21,46	5,00	67,91	0,0875	106,51	68,09	10	0,43	21,46
180	21,03	5,00	67,91	0,0875	101,96	65,18	10	0,41	21,03
190	20,63	5,00	67,91	0,0875	97,68	62,45	10	0,39	20,63
200	20,24	5,00	67,91	0,0875	93,65	59,87	50	1,87	20,24
250	18,37	5,00	67,91	0,0875	75,28	48,13	50	1,50	18,37
300	16,86	5,00	67,91	0,0875	61,70	39,44	50	1,23	16,86
350	15,63	5,00	67,91	0,0875	51,39	32,85	50	1,03	15,63
400	14,60	5,00	67,91	0,0875	43,39	27,74	50	0,87	14,60

450	13,74	5,00	67,91	0,0875	37,06	23,69	50	0,74	13,74
500	13,00	5,00	67,91	0,0875	31,97	20,44	100	1,28	13,00
600	11,72	5,00	67,91	0,0875	23,92	15,29	100	0,96	11,72
700	10,76	5,00	67,91	0,0875	18,52	11,84	100	0,74	10,76
800	10,02	5,00	67,91	0,0875	14,73	9,42	100	0,59	10,02
900	9,43	5,00	67,91	0,0875	11,97	7,65	100	0,48	9,43
1000	8,96	5,00	67,91	0,0875	9,89	6,33	100	0,40	8,96

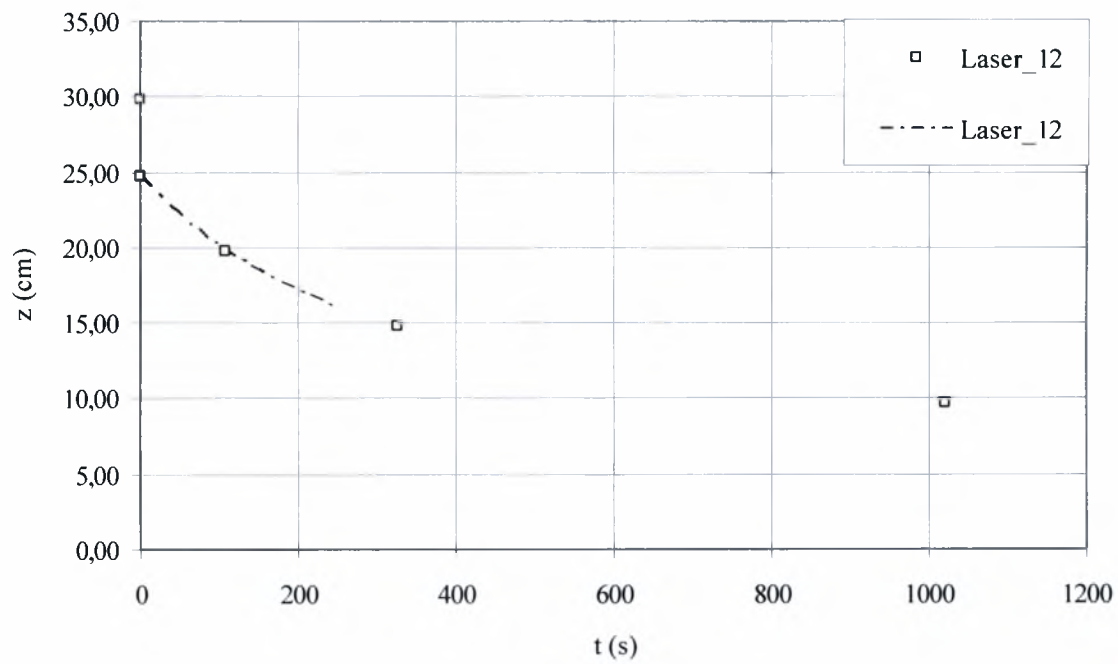


## Laser\_12

$D=1.0$  cm,  $H_1= 53.3$  cm,  $H(\delta\epsilon\xi+\alpha\rho)=13.56$  cm,  $H\alpha\rho=0.97$  cm,  $z_0=7$  cm

z (cm)	t (sec)	Q
34,74	0	
29,74	0	
24,74	0	
19,74	109	10,69
14,74	326	
9,74	1020	

$t_i$ (sec)	z (cm)	Q	B	$a_p$	$z^{5/3}$ (m)	$\mu(z)$	dt	dz	z
0	24,74	9,00	122,24	0,0875	120,67	93,84	5	0,29	24,74
5	24,45	9,00	122,24	0,0875	117,36	91,27	5	0,29	24,45
10	24,16	9,00	122,24	0,0875	114,18	88,79	5	0,28	24,16
15	23,88	9,00	122,24	0,0875	111,12	86,41	5	0,27	23,88
20	23,61	9,00	122,24	0,0875	108,17	84,12	5	0,26	23,61
25	23,35	9,00	122,24	0,0875	105,34	81,92	5	0,26	23,35
30	23,10	9,00	122,24	0,0875	102,60	79,79	5	0,25	23,10
35	22,85	9,00	122,24	0,0875	99,97	77,74	5	0,24	22,85
40	22,60	9,00	122,24	0,0875	97,43	75,76	5	0,24	22,60
45	22,37	9,00	122,24	0,0875	94,97	73,86	5	0,23	22,37
50	22,14	9,00	122,24	0,0875	92,61	72,02	5	0,23	22,14
55	21,91	9,00	122,24	0,0875	90,32	70,24	5	0,22	21,91
60	21,69	9,00	122,24	0,0875	88,12	68,53	10	0,43	21,69
70	21,26	9,00	122,24	0,0875	83,88	65,23	10	0,41	21,26
80	20,85	9,00	122,24	0,0875	79,92	62,15	10	0,39	20,85
90	20,47	9,00	122,24	0,0875	76,22	59,27	10	0,37	20,47
100	20,10	9,00	122,24	0,0875	72,76	56,58	10	0,35	20,10
110	19,74	9,00	122,24	0,0875	69,51	54,06	10	0,34	19,74
120	19,40	9,00	122,24	0,0875	66,47	51,69	10	0,32	19,40
130	19,08	9,00	122,24	0,0875	63,61	49,47	10	0,31	19,08
140	18,77	9,00	122,24	0,0875	60,92	47,37	10	0,30	18,77
150	18,48	9,00	122,24	0,0875	58,39	45,41	10	0,28	18,48
160	18,19	9,00	122,24	0,0875	56,00	43,55	10	0,27	18,19
170	17,92	9,00	122,24	0,0875	53,75	41,80	10	0,26	17,92
180	17,66	9,00	122,24	0,0875	51,62	40,15	10	0,25	17,66
190	17,41	9,00	122,24	0,0875	49,61	38,58	10	0,24	17,41
200	17,17	9,00	122,24	0,0875	47,71	37,10	50	1,16	17,17





ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ  
ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ



004000097213