



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΣ ΚΑΤΑΒΑΘΜΟΣ ΣΕ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΗ ΔΙΩΡΥΓΑ
ΜΕ ΥΠΕΡΚΡΙΣΙΜΗ ΡΟΗ ΑΝΑΝΤΗ

ΕΥΓΕΝΙΟΣ Δ. ΡΕΤΣΙΝΗΣ
ΠΟΛΙΤΙΚΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΟΣ Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2022

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΣ ΚΑΤΑΒΑΘΜΟΣ ΣΕ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΗ ΔΙΩΡΥΓΑ
ΜΕ ΥΠΕΡΚΡΙΣΙΜΗ ΡΟΗ ΑΝΑΝΤΗ

ΕΥΓΕΝΙΟΣ Δ. ΡΕΤΣΙΝΗΣ

ΠΟΛΙΤΙΚΟΣ ΜΗΧΑΝΙΚΟΣ Ε.Μ.Π.
Μ.Δ.Ε. "ΕΠΙΣΤΗΜΗ ΚΑΙ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ" Ε.Μ.Π.
Μ.Δ.Ε. "ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ ΚΑΙ ΑΝΑΠΤΥΞΗ" Ε.Μ.Π.
Μ.Δ.Ε. "ΤΕΧΝΟ-ΟΙΚΟΝΟΜΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ" Ε.Μ.Π.
Μ.Δ.Ε. "ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΗ ΠΡΟΤΥΠΟΠΟΙΗΣΗ ΣΕ ΣΥΓΧΡΟΝΕΣ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΕΣ
ΚΑΙ ΣΤΑ ΧΡΗΜΑΤΟΟΙΚΟΝΟΜΙΚΑ" Ε.Μ.Π.



Το έργο αυτό διατίθεται με άδεια Creative Commons
Αναφορά-Μη Εμπορική Χρήση-Όχι Παράγωγα Έργα (CC BY-NC-ND)

ΑΘΗΝΑ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2022

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΣ ΚΑΤΑΒΑΘΜΟΣ ΣΕ ΟΡΘΟΓΩΝΙΚΗ ΔΙΩΡΥΓΑ

ΜΕ ΥΠΕΡΚΡΙΣΙΜΗ ΡΟΗ ΑΝΑΝΤΗ

ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

**Π. ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ (ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ)
ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.**

**Γ. ΧΡΙΣΤΟΔΟΥΛΟΥ
ΟΜΟΤΙΜΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.**

**Α. ΝΑΝΟΥ
τ. ΕΠΙΚΟΥΡΗ ΚΑΘΗΓΗΤΡΙΑ Ε.Μ.Π.**

ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

**Π. ΠΑΠΑΝΙΚΟΛΑΟΥ (ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ)
ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.**

**Γ. ΧΡΙΣΤΟΔΟΥΛΟΥ
ΟΜΟΤΙΜΟΣ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.**

**Α. ΝΑΝΟΥ
τ. ΕΠΙΚΟΥΡΗ ΚΑΘΗΓΗΤΡΙΑ Ε.Μ.Π.**

**Α. ΣΤΑΜΟΥ
ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.**

**Δ. ΜΑΘΙΟΥΛΑΚΗΣ
ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.**

**Ε. ΚΕΡΑΜΑΡΗΣ
ΑΝ. ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Π.Θ.**

**Η. ΠΑΠΑΚΩΝΣΤΑΝΤΗΣ
ΛΕΚΤΟΡΑΣ Ε.Μ.Π.**

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η διδακτορική διατριβή με τίτλο "Βυθισμένος Καταβαθμός σε Ορθογωνική Διώρυγα με Υπερκρίσιμη Ροή Ανάντη" εκπονήθηκε στο Εργαστήριο Εφαρμοσμένης Υδραυλικής του Τομέα Υδατικών Πόρων και Περιβάλλοντος της Σχολής Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π.

Καταρχήν θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Επιβλέποντα Καθηγητή της διδακτορικής διατριβής και Δάσκαλό μου, κ. Π. Παπανικολάου, Καθηγητή Ε.Μ.Π., για την αμέριστη και την συνεχή υποστήριξή του στην ολοκλήρωση της διδακτορικής διατριβής καθόλη την διάρκεια εκπόνησής της.

Θερμές ευχαριστίες στα μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής επιτροπής κ. Γ. Χριστοδούλου, Ομότιμο Καθηγητή Ε.Μ.Π. και κα. Α. Νάνου, τέως Επίκουρη Καθηγήτρια Ε.Μ.Π. που ως διδάσκοντες προπτυχιακών και μεταπτυχιακών μαθημάτων της Σχολής Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π. μου μετέδωσαν πολύτιμες γνώσεις στο επιστημονικό πεδίο του Πολιτικού Μηχανικού καθώς και στα μέλη της επταμελούς εξεταστικής επιτροπής απαρτιζόμενης από τους κ.κ. Α. Στάμου, Καθηγητή Ε.Μ.Π, Δ. Μαθιουλάκη, Καθηγητή Ε.Μ.Π., Ε. Κεραμάρη, Αν. Καθηγητή Πανεπιστημίου Θεσσαλίας και Η. Παπακωνσταντή Λέκτορα Ε.Μ.Π.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Ε.Λ.Κ.Ε. του Ε.Μ.Π. για την χορήγηση υποτροφίας κατά την διάρκεια εκπόνησης της διδακτορικής διατριβής καθώς και την διοίκηση του Ιδρύματος Ευγένιου Ευγενίδου για την χρηματοδότηση του συνόλου των τεχνικών εργασιών τροποποίησης της εργαστηριακής διάταξης στην οποία εκπονήθηκε το πειραματικό σκέλος της διδακτορικής διατριβής, που δίχως αυτήν θα ήταν αδύνατο να ολοκληρωθούν οι τόσο εκτεταμένες εργασίες δεδομένων των δυσχερών οικονομικών συνθηκών της χώρας.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τον τεχνικό κ. Θ. Δαβίδα για την εκτέλεση των μηχανουργικών εργασιών τροποποίησης της πειραματικής διάταξης και τον τεχνικό του Εργαστηρίου κ. Ι. Πατσέλη.

Τέλος, ένα ευχαριστώ στους γονείς μου για την αμέριστη συμπαράσταση που μου έδειξαν από την έναρξη μέχρι την ολοκλήρωση της διδακτορικής διατριβής.

Αθήνα, Ιούλιος 2022

Ευγένιος Ρετσίνης

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ.....	IV
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ	V
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ.....	VIII
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΚΥΡΙΟΤΕΡΩΝ ΣΥΜΒΟΛΩΝ	XX
ΠΕΡΙΛΗΨΗ	XXV
EXTENDED ABSTRACT.....	XXX
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
1.1 Αντικείμενο-Στόχος-Μεθοδολογία Διδακτορικής Διατριβής	1
1.2 Δομή Διδακτορικής Διατριβής	9
1.3 Πρωτότυπα Στοιχεία Διδακτορικής Διατριβής.....	11
2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ.....	14
2.1 Οριζόντιος ή Κεκλιμένος Αγωγός με Καταβαθμό Οξείας ή Στρογγυλεμένης Αιχμής	15
2.2 Οριζόντιος Αγωγός με Καταβαθμό και Μεταβολή του Πλάτους Διατομής	47
2.3 Οριζόντιος Αγωγός με Καταβαθμό και Παρουσία Στοιχείων Τραχύτητας	49
2.4 Συμπεράσματα Βιβλιογραφικής Ανασκόπησης	54
3. ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ	61
3.1 Μαθηματική Περιγραφή της Ροής με Ελεύθερη Επιφάνεια	61
3.2 Χαρακτηρισμός ροής.....	62
3.3 Ειδική Ενέργεια - Ειδική Δύναμη	64
3.4 Διαστατική Ανάλυση.....	66
3.5 Μονοδιάστατη Ανάλυση Ροής σε Αγωγό με Βυθισμένο Καταβαθμό	69
4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ-ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ	77

4.1 Περιγραφή Πειραματικής Διάταξης	77
4.1.1 Σύστημα ανακυκλοφορίας-παρεμβάσεις στην διώρυγα	84
4.1.2 Βοηθητικές κατασκευές	88
4.2 Όργανα.....	94
4.2.1 Μέτρηση παροχής.....	94
4.2.2 Μέτρηση βάθους ροής	97
4.3 Πειραματική Διαδικασία - Προκαταρκτικές μετρήσεις	99
4.3.1 Μετρήσεις συζυγών βαθών και προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας υδραυλικού άλματος.....	99
4.3.2 Μετρήσεις βαθών και ύψους πίεσης στην περιοχή του καταβαθμού	100
4.3.3 Μετρήσεις ταχυτήτων PIV στην περιοχή εμφάνισης του υδραυλικού άλματος ...	102
5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ	124
5.1 Συζυγή βάθη και προφίλ ελεύθερης επιφάνειας υδραυλικού άλματος	124
5.2 Αποτελέσματα των μετρήσεων γραμμικών μεγεθών της TMP.....	127
5.2.1 Διαχωρισμός των τύπων ροής και συσχέτιση των βαθών ροής.....	127
5.2.2 Μονοδιάστατη εξίσωση ορμής	130
5.2.3 Μετρήσεις πίεσης στο μέτωπο του καταβαθμού	132
5.2.4 Μετρήσεις πίεσης στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού	143
5.2.5 Μονοδιάστατη εξίσωση ενέργειας.....	149
5.2.6 Σύγκριση αποτελεσμάτων με προηγούμενες εργασίες	150
5.3 Μετρήσεις ταχύτητας στην περιοχή του υδραυλικού άλματος.....	156
5.3.1 Ανάλυση ευαισθησίας στις μετρήσεις ταχύτητας.....	157
5.3.2 Μετρήσεις ταχύτητας.....	162
5.3.3 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave train	162

5.3.4 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave jump	171
5.3.5 Μετρήσεις ταχύτητας σε A jump.....	180
5.4 Υπολογισμός της Ελεύθερης Επιφάνειας σε minimum B Jump και A Jump	190
5.4.1 Εξισώσεις Boussinesq.....	190
5.4.2 Αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Boussinesq.....	193
5.4.3 Αποτελέσματα.....	203
6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ	221
6.1 Συμπεράσματα.....	221
6.2 Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα	224
ΑΝΑΦΟΡΕΣ	227
ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ.....	235
ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ-APPENDICES	238
A.1 Measurements of the classical hydraulic jump.....	239
A.2 Measurements of flow depths and pressure head of jumps in the region of the step ..	242
A.3 Two-dimensional velocity measurements with PIV technique	254
A.4 Numerical results from the solution of Boussinesq equations.....	264
A.5 Particle Image Velocimetry	269

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 2.1 Περιγραφή των κυριότερων συμβόλων της βιβλιογραφικής ανασκόπησης.	15
Πίνακας 2.2 Τύποι αλμάτων ανάλογα με το μέγεθος του σχετικού ύψους του καταβαθμού (Ohtsu and Yasuda, 1991).....	29
Πίνακας 2.3 Κύριες γεωμετρικές και υδραυλικές παράμετροι των εργασιών από την βιβλιογραφική διερεύνηση.....	52
Πίνακας 3.1 Διαστατική σχέση δυνάμεων (Παπανικολάου, 2017).	63
Πίνακας 4.1 Αρχικές συνθήκες υδραυλικών αλμάτων που διερευνήθηκαν με την τεχνική PIV.	122
Πίνακας 5.1 Κύριες γεωμετρικές και υδραυλικές παράμετροι της παρούσας και προηγούμενων εργασιών.....	152
Πίνακας 5.2 Πίνακας σχέσεων υπολογισμού στατιστικών μεταβλητών.	156
Πίνακας 5.3 Μετρημένες παράμετροι των υδραυλικών αλμάτων που διερευνήθηκαν.	204
Πίνακας 5.4 Σφάλμα στην διατήρηση της μάζας και απαιτούμενος αριθμός επαναλήψεων για την σύγκλιση του αλγορίθμου για όλες τις περιπτώσεις αλμάτων.	219

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ

Εικόνα 1.1 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, minimum B jump (υδραυλικό άλμα στον πόδα της πτώσης).	6
Εικόνα 1.2 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, B jump (βυθισμένο υδραυλικό άλμα).	6
Εικόνα 1.3 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, Wave train.	6
Εικόνα 1.4 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, Wave jump.	7
Εικόνα 1.5 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, A jump.	7
Εικόνα 1.6 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη και κατάντη του καταβαθμού.	7
Εικόνα 2.1 Για ίδιες υδραυλικές συνθήκες στην είσοδο της ροής (Sharp, 1974): σχηματισμός Wave jump σε καταβαθμό οξείας αιχμής (πάνω), μη σχηματισμός Wave jump σε καταβαθμό στρογγυλεμένης αιχμής (κάτω).	20
Εικόνα 4.1 Δεξαμενή νερού τροφοδοσίας της διώρυγας.	84
Εικόνα 4.2 Αντλία και αντικραδασμικός σύνδεσμος (αριστερά), αγωγός μεταφοράς νερού - είσοδος στη διώρυγα (δεξιά).	85
Εικόνα 4.3 Διάταξη εισόδου της ροής στη διώρυγα.	86
Εικόνα 4.4 Αντικατάσταση τμήματος του αδιαφανούς πυθμένα της διώρυγας με διαφανή και των παλαιών κατακόρυφων υαλοπινάκων της διώρυγας με νέους υαλοπίνακες εξαιρετικής καθαρότητας και αντοχής.....	86
Εικόνα 4.5 Καταβαθμός οξείας αιχμής μήκους 1 m και ύψους 10.3 cm όπου φαίνονται οι τρεις πιεζομετρικές οπές στο μέτωπο και οι σωλήνες από τα πιεζόμετρα στον πυθμένα της διώρυγας.	87
Εικόνα 4.6 Πίνακας πιεζομετρικών σωλήνων για την μέτρηση του ύψους πίεσης ανάντη, κατάντη και στο μέτωπο του καταβαθμού (κάλυψη περιοχής υδραυλικού άλματος).	88
Εικόνα 4.7 Διάταξη στήριξης laser και μονάδας ισχύος-ψύξης.....	89

Εικόνα 4.8 Καθρέπτης υψηλού ποσοστού ανάκλασης και διάταξη στήριξής του.....	91
Εικόνα 4.9 Σύστημα συσκότισης του τμήματος πειραματικών μετρήσεων της διώρυγας.	92
Εικόνα 4.10 Λεπτό κατακόρυφο θυρόφραγμα οξείας αιχμής ανάντη του καταβαθμού για τον έλεγχο των ανάντη συνθηκών ροής.	93
Εικόνα 4.11 Ορθογωνικός καθολικός υπερχειλιστής λεπτής στέψης κατάντη του καταβαθμού για τον έλεγχο των κατάντη συνθηκών ροής.	93
Εικόνα 4.12 Παροχόμετρο.....	95
Εικόνα 4.13 Σταθμήμετρο τύπου ακίδας.....	98
Εικόνα 4.14 Βοηθητική διάταξη και φύλλα χαρτιού με πορτοκαλί χρωματισμό για την ρύθμιση του φύλλου laser στην περιοχή των μετρήσεων.	105
Εικόνα 4.15 Βαθμονόμηση της κάμερας CCD με την χρήση κανόνα και της βοηθητικής διάταξης.....	107
Εικόνα 4.16 Περιβάλλον εργασίας για τον καθορισμό των παραμέτρων των διαφόρων τμημάτων του PIV για την λήψη των εικόνων.....	110
Εικόνα 4.17 Εικόνες απεικόνισης της θέσης των σωματιδίων σε χρόνο t (frame 1, αριστερά) και σε χρόνο $t+\Delta t$ (frame 2, δεξιά).....	111
Εικόνα 4.18 Έλεγχος ποιότητας εικόνας πριν την αποθήκευσή της στον υπολογιστή: Κριτήριο ελέγχου ιστογράμματος των τιμών των εικονοστοιχείων (αριστερά), Κριτήριο κανονικοποιημένου συντελεστή ετεροσυσχέτισης (δεξιά).	112
Εικόνα 4.19 Υπολογισμός μέσης εικόνας από το δείγμα των εικόνων.....	114
Εικόνα 4.20 (αριστερά) Ορισμός ψηφιακής μάσκας, (δεξιά) Εφαρμογή ψηφιακής μάσκας.....	114
Εικόνα 4.21 Περιβάλλον εργασίας για τον καθορισμό των παραμέτρων του αλγορίθμου Adaptive correlation: μέγεθος εξεταζόμενης περιοχής (αριστερά), ορισμός περιοχής εικόνας για την εφαρμογή του αλγορίθμου (δεξιά).....	115
Εικόνα 4.22 Περιβάλλον εργασίας για τον καθορισμό των παραμέτρων του αλγορίθμου Adaptive correlation: επιλογή τρόπου μετακίνησης δεύτερου παραθύρου στον χρόνο $t+\Delta t$ σε	

σχέση με το πρώτο παράθυρο στον χρόνο t (αριστερά), ορισμός κριτηρίου επικύρωσης και αντικατάστασης ταχυτήτων (δεξιά).	115
Εικόνα 4.23 Περιβάλλον εργασίας για την επικύρωση και διόρθωση των ταχυτήτων με βάση τον κινούμενο μέσο όρο τους σε μια περιοχή της εικόνας.	116
Εικόνα 4.24 Περιβάλλον εργασίας για την εφαρμογή των συναρτήσεων-φίλτρων τόσο στον φυσικό χώρο όσο και στον χώρο των συχνοτήτων.	118
Εικόνα 4.25 Αποτελέσματα του αλγορίθμου Adaptive correlation για το στιγμιαίο πεδίο ταχυτήτων την χρονική στιγμή $t=16.423$ s.....	119

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1 Κλασσικό υδραυλικό άλμα (μέσον), Διάγραμμα ειδικής ενέργειας (δεξιά), Διάγραμμα ειδικής δύναμης (αριστερά) από Chaudhry (2008).	2
Σχήμα 1.2 Ταχέως μεταβαλλόμενη ροή σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό με υπερκρίσιμες ανάντη και υποκρίσιμες κατάντη συνθήκες ροής.	5
Σχήμα 2.1 Οριοθέτηση περιοχών εμφάνισης αλμάτων (Hsu, 1950) ανάλογα με τις τιμές του κατάντη βάθους με παρουσία καταβαθμού (πάνω). Διάγραμμα για τον υπολογισμό του ύψους του καταβαθμού ανάλογα με τις συνθήκες στην είσοδο της ροής (κάτω).	16
Σχήμα 2.2 Τύποι υδραυλικών αλμάτων (Moore και Morgan, 1957) σε καταβαθμό (αριστερά). Περιοχή τιμών του λόγου y_2/y_1 για την εμφάνιση του A jump, Wave jump και B jump για $d/y_1=3$ (δεξιά).	18
Σχήμα 2.3 Πειραματικές μετρήσεις ταχυτήτων (Rajaratnam and Ortiz, 1977): B jump (αριστερά), Wave jump (δεξιά).	21
Σχήμα 2.4 Παραδοχή τριγωνικής κατανομής των πιέσεων στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού (Hager, 1985).	22
Σχήμα 2.5 Σύγκριση θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων (Hager και Bretz, 1986) σαν συνάρτηση του αριθμού Froude ανάντη του άλματος: (α) A jump, (β) minimum B jump.	24
Σχήμα 2.6 Σύγκριση θεωρητικών αποτελεσμάτων (κατακόρυφος άξονας) και πειραματικών αποτελεσμάτων (οριζόντιος άξονας) για τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης (Ohtsu και Yasuda, 1987).	25
Σχήμα 2.7 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του Wave jump (Kawagoshi και Hager, 1990).	26
Σχήμα 2.8 Τύποι αλμάτων σε καταβαθμό στρογγυλεμένης αιχμής (Hager και Kawagoshi, 1990).	28
Σχήμα 2.9 Σύγκριση αποτελεσμάτων εργασιών για την τιμή του λόγου βαθών κατάντη προς ανάντη του άλματος $Y_w=y_2/y_1$ σαν συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 και του σχετικού ύψους του καταβαθμού $s=d/y_1$ (Pagliara, 1992).	30

Σχήμα 2.10 Αδιάστατες απώλειες ενέργειας, $\Delta H/H_1$, σαν συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 και του σχετικού ύψους του καταβαθμού $S= d/y_1$, (Pagliara, 1992).....	31
Σχήμα 2.11 (a) A jump σε αναβαθμό, (b) B jump σε αναβαθμό, (c) A jump σε καταβαθμό, (d) B jump σε καταβαθμό, (Quraishi και Al-Brahim, 1992).	32
Σχήμα 2.12 Μετρήσεις συγκέντρωσης αέρα: (a) στον άξονα του αγωγού, (b) σε απόσταση 1.7 mm από τα κατακόρυφα τοιχώματα του αγωγού, (Chanson και Toombes, 1998).....	36
Σχήμα 2.13 Μεταβολή του αδιάστατου συντελεστή πίεσης, C_p' , σε συνάρτηση με την κατά μήκος απόσταση του αγωγού: (αριστερά) $Fr_1=6$, (κέντρο) $Fr_1=8$, (δεξιά) $Fr_1=9.5$ (Armenio et al., 2000).....	37
Σχήμα 2.14 Στιγμαίο πεδίο στροβιλότητας για τρεις διαφορετικές τιμές του πλήθους σωματιδίων στην περίπτωση του Wave jump (Padova et al., 2017).	45
Σχήμα 2.15 Αριθμητικά αποτελέσματα για το πεδίο ταχυτήτων για τις τέσσερις περιπτώσεις ροής (Uchida, 2018).....	47
Σχήμα 2.16 Σύγκριση θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για λόγο κατάντη προς ανάντη βάθος (Ram και Prasad, 1998).....	48
Σχήμα 3.1 Διάγραμμα ειδικής ενέργειας για σταθερή παροχή (Akan, 2006).	65
Σχήμα 3.2 Διάγραμμα ειδικής δύναμης για σταθερή παροχή (Akan, 2006).....	66
Σχήμα 3.3 Όγκος αναφοράς για την εφαρμογή των μονοδιάστατων εξισώσεων ποσότητας κίνησης και ενέργειας.	70
Σχήμα 4.1 Σχηματική διάταξη της διώρυγας και της τεχνικής PIV.....	78
Σχήμα 4.2 Κάτοψη της διώρυγας.	79
Σχήμα 4.3 Κατά μήκος τομή της διώρυγας.	80
Σχήμα 4.4 Εγκάρσια τομή της διώρυγας όπου φαίνεται η διάταξη του συστήματος PIV (laser, τροφοδοτικό, καθρέπτης επάργυρος στην μπροστινή επιφάνεια για την ανάκλαση του φύλλου laser) και οι τρεις πιεζομετρικές οπές K1, K2 και K3 για την μέτρηση του ύψους πίεσης στο μέτωπο του καταβαθμού.	81

Σχήμα 4.5 Κάτοψη τμήματος της διώρυγας όπου εμφανίζεται η θέση των πιεζομετρικών οπών με αρίθμηση 1 έως 47 στο οριζόντιο επίπεδο ανάντη του καταβαθμού και στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού για την μέτρηση του ύψους πίεσης.	82
Σχήμα 4.6 Λεπτομέρεια της διώρυγας στην περιοχή του καταβαθμού ύψους 10.3 cm, όπου εμφανίζεται η θέση των πιεζομετρικών οπών K1, K2, K3 για την μέτρηση του ύψους πίεσης στο κατακόρυφο επίπεδο.....	83
Σχήμα 4.7 Σύγκριση λειτουργίας κοινού καθρέπτη και καθρέπτη ανάκλασης πρόσθιας επιφάνειας (Abrisa Technologies).....	90
Σχήμα 4.8 Ποσοστό ανακλώμενης ενέργειας σε σχέση με το μήκος κύματος του φωτός και τον τύπο καθρέπτη (παρούσα περίπτωση: κόκκινη καμπύλη, Abrisa Technologies).....	90
Σχήμα 4.9 Ροή κάτω από λεπτό κατακόρυφο θυρόφραγμα οξείας αιχμής.	95
Σχήμα 4.10 Σύγκριση ενδείξεων οργάνου και θεωρητικών τιμών παροχής.	96
Σχήμα 4.11 Ιστόγραμμα σχετικού σφάλματος μεταξύ της ένδειξης του οργάνου και της θεωρητικής τιμής της παροχής.....	97
Σχήμα 4.12 Χαρακτηριστικά βάθη ροής στην περιοχή του πλήρους βυθισμένου καταβαθμού.	101
Σχήμα 4.13 Ενδεικτική θέση του πεδίου λήψης (FOV) στις μετρήσεις ταχύτητας με την τεχνική PIV στο Wave train.	121
Σχήμα 4.14 Ενδεικτική θέση του πεδίου λήψης (FOV) στις μετρήσεις ταχύτητας με την τεχνική PIV στο Wave jump.	121
Σχήμα 4.15 Ενδεικτική θέση του πεδίου λήψης (FOV) στις μετρήσεις ταχύτητας με την τεχνική PIV στο A jump.....	121
Σχήμα 5.1 Λόγος των συζυγών βαθών κλασσικού υδραυλικού άλματος y_2/y_1 σαν συνάρτηση του αριθμού Froude.....	124
Σχήμα 5.2 Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων μεταξύ της παρούσας εργασίας για αριθμούς Froude $Fr_1=2.91, 2.92$ και 3.06 και της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke, (1936), για	

Fr ₁ =2.92 για το αδιάστατο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του κλασσικού υδραυλικού άλματος.	125
Σχήμα 5.3 Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων μεταξύ της παρούσας εργασίας για αριθμούς Froude Fr ₁ =3.92, 3.94, 3.98, 4.03 και 4.23 και της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke, (1936), για Fr ₁ =4.09 για το αδιάστατο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του κλασσικού υδραυλικού άλματος.	126
Σχήμα 5.4 Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων μεταξύ της παρούσας εργασίας για αριθμούς Froude Fr ₁ =5.12, 5.13 και 5.38 και της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke, (1936), για Fr ₁ =5.53 για το αδιάστατο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του κλασσικού υδραυλικού άλματος.	126
Σχήμα 5.5 Διαχωρισμός των τύπων ροής.	128
Σχήμα 5.6 Συσχέτιση των μεταβλητών y ₁ , Fr ₁ , d, y _c και y ₂ για όλους τους τύπους ροής σε καταβαθμό.	129
Σχήμα 5.7 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k, από την μονοδιάστατη εξίσωση ορμής σαν συνάρτηση του λόγου (y ₁ +d)/y ₂	132
Σχήμα 5.8 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/ρg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για υπερκρίσιμη ροή κατάντη.	134
Σχήμα 5.9 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/ρg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το minimum B jump.	134
Σχήμα 5.10 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/ρg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το B jump.	135
Σχήμα 5.11 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/ρg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το Wave train.	135
Σχήμα 5.12 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/ρg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το Wave jump.	136
Σχήμα 5.13 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/ρg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν	

συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το A jump.	136
Σχήμα 5.14 Μεταβολή του αδιάστατου μετρημένου ύψους πίεσης, $(p/\rho g)/(p/\rho g)_{\max}$, που ασκείται επί του κατακόρυφου επιπέδου του καταβαθμού σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα, $y/(p/\rho g)_{\max}$, για όλους τους τύπους αλμάτων... 138	
Σχήμα 5.15 Σύγκριση ανάμεσα στα θεωρητικά και τα πειραματικά αποτελέσματα για την ανά μονάδα πλάτους δύναμη εκ πιέσεων στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού αδιαστατοποιημένη με την ελάχιστη ειδική δύναμη για όλους τους τύπους αλμάτων (αριστερά), Λόγος δύναμης από την εξίσωση ορμής προς την δύναμη από τις μετρήσεις πίεσης συναρτήσει της αδιαστατοποιημένης δύναμης από τις μετρήσεις πίεσης για όλους τους τύπους αλμάτων (δεξιά).....	139
Σχήμα 5.16 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{\exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το minimum B jump.	140
Σχήμα 5.17 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{\exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το B jump.....	141
Σχήμα 5.18 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{\exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το Wave train.....	141
Σχήμα 5.19 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{\exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το Wave jump.	142
Σχήμα 5.20 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{\exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το A jump.	142
Σχήμα 5.21 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/y_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το minimum B jump.	143
Σχήμα 5.22 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/y_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το B jump.....	144
Σχήμα 5.23 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/y_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το Wave train.	144

Σχήμα 5.24 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/y_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το Wave jump.	145
Σχήμα 5.25 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/y_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το A jump.....	145
Σχήμα 5.26 Ιστόγραμμα τιμών της οριζόντιας αδιάστατης απόστασης από τον καταβαθμό όπου εμφανίζεται η μέγιστη αδιάστατη πίεση στον πυθμένα για τα minimum B jump και B jump.	147
Σχήμα 5.27 Ιστόγραμμα τιμών της οριζόντιας αδιάστατης απόστασης από τον καταβαθμό όπου εμφανίζεται η μέγιστη αδιάστατη πίεση στον πυθμένα για τα Wave train, Wave jump και A jump.....	148
Σχήμα 5.28 Μεταβολή του αδιάστατου μετρημένου μέγιστου ύψους πίεσης $(p/\rho g)_{max}/y_2$ στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για όλους τους τύπους των αλμάτων.....	149
Σχήμα 5.29 Αδιάστατες απώλειες ενέργειας λόγω της παρουσίας του καταβαθμού, $\Delta H/y_c$ σαν συνάρτηση του τροποποιημένου αριθμού Froude, $Fr_1(y_c+d)/y_2$ για όλους τους τύπους των αλμάτων.....	150
Σχήμα 5.30 Σύγκριση του συντελεστή k σαν συνάρτηση του λόγου $(y_1+d)/y_2$ της παρούσας με προγενέστερες εργασίες.	152
Σχήμα 5.31 Σύγκριση του λόγου $y_2/[(y_c+d)Fr_1]$ σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/[(y_1+d)Fr_1]$, της παρούσας με προηγούμενες εργασίες.	153
Σχήμα 5.32 Σύγκριση των αδιάστατων απωλειών ενέργειας $\Delta H/y_c$ σαν συνάρτηση του λόγου $Fr_1(y_c+d)/y_2$, της παρούσας με προηγούμενες εργασίες.....	155
Σχήμα 5.33 Καθ' ύψος κατανομή της τυπικής απόκλισης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε οριζόντια απόσταση 100.57 mm από τον καταβαθμό, με διαφορετική χωρική ανάλυση.....	159
Σχήμα 5.34 Καθ' ύψος κατανομή της τυπικής απόκλισης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε οριζόντια απόσταση 232.85 mm από τον καταβαθμό, με διαφορετική χωρική	

ανάλυση.....	159
Σχήμα 5.35 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(100.57,50)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.	160
Σχήμα 5.36 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(100.57,150)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.	160
Σχήμα 5.37 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(232.85,50)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.	161
Σχήμα 5.38 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(232.85,150)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.	161
Σχήμα 5.39 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave train για $Fr_1=1.99$: (i) μέση ταχύτητα ροής (m/s), (ii) στροβιλότητα (s^{-1}), (iii) κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (iv) τυρβώδης κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (v) ένταση τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση (%), (vi) ένταση τύρβης στην κατακόρυφη διεύθυνση (%), (vii) τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds τ_{xy} (Nt/m^2), (η διακεκομμένη γραμμή στο ύψος του καταβαθμού).	165
Σχήμα 5.40 Κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$	166
Σχήμα 5.41 Κατανομή της αδιάστατης κατακόρυφης ταχύτητας v/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$	167
Σχήμα 5.42 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της οριζόντιας ταχύτητας u_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον	

καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$ 168

Σχήμα 5.43 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της κατακόρυφης ταχύτητας v_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$ 169

Σχήμα 5.44 Κατανομή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$ 170

Σχήμα 5.45 Μέγιστη αδιάστατη οριζόντια ταχύτητα στην διατομή u_{max}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης x/y_1 από τον καταβαθμό σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 171

Σχήμα 5.46 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave jump για $Fr_1=2.44$: (i) μέση ταχύτητα ροής (m/s), (ii) στροβιλότητα (s^{-1}), (iii) κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (iv) τυρβώδης κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (v) ένταση τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση (%), (vi) ένταση τύρβης στην κατακόρυφη διεύθυνση (%), (vii) τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds τ_{xy} (Nt/m^2), (η διακεκομμένη γραμμή στο ύψος του καταβαθμού). 174

Σχήμα 5.47 Κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$ 175

Σχήμα 5.48 Κατανομή της αδιάστατης κατακόρυφης ταχύτητας v/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$ 176

Σχήμα 5.49 Κατανομή της αδιάστατης έντασης της τύρβης της οριζόντιας ταχύτητας u_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον

καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$ 177

Σχήμα 5.50 Κατανομή της αδιάστατης έντασης της τύρβης της κατακόρυφης ταχύτητας v_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$ 178

Σχήμα 5.51 Κατανομή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds, $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$ 179

Σχήμα 5.52 Μεταβολή της αδιάστατης μέγιστης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στην διατομή u_{max}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό x/y_1 για το Wave jump και αριθμούς Froude, $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 και σύγκριση με τα πειράματα των Rajaratnam and Ortiz (1977) για $Fr_1=2.97$ 180

Σχήμα 5.53 Μετρήσεις ταχύτητας σε A jump για $Fr_1=2.96$: (i) μέση ταχύτητα ροής (m/s), (ii) στροβιλότητα (s^{-1}), (iii) κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (iv) τυρβώδης κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (v) ένταση τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση (%), (vi) ένταση τύρβης στην κατακόρυφη διεύθυνση (%), (vii) τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds τ_{xy} (Nt/m^2), (η διακεκομμένη γραμμή στο ύψος του καταβαθμού)..... 183

Σχήμα 5.54 Κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$ 184

Σχήμα 5.55 Κατανομή της αδιάστατης κατακόρυφης ταχύτητας v/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$ 185

Σχήμα 5.56 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της οριζόντιας ταχύτητας u_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για

αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$	186
Σχήμα 5.57 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της κατακόρυφης ταχύτητας v_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$	187
Σχήμα 5.58 Κατανομή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$	188
Σχήμα 5.59 Μεταβολή της αδιάστατης μέγιστης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{max}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης x/y_1 από τον καταβαθμό για το A jump και αριθμούς Froude, $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96	189
Σχήμα 5.60 Φυσικό και υπολογιστικό πεδίο της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής στην περιοχή πλήρως βυθισμένου καταβαθμού.....	194
Σχήμα 5.61 Χαρακτηριστικές καμπύλες στον καταβαθμό: (αριστερά) Υπερκρίσιμη ροή, (δεξιά) Υποκρίσιμη ροή.	200
Σχήμα 5.62 Πείραμα 1: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	207
Σχήμα 5.63 Πείραμα 2: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	208
Σχήμα 5.64 Πείραμα 3: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii)	

Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	209
Σχήμα 5.65 Πείραμα 5: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	210
Σχήμα 5.66 Πείραμα 8: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	211
Σχήμα 5.67 Πείραμα 9: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	212
Σχήμα 5.68 Πείραμα 10: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	213
Σχήμα 5.69 Πείραμα 11: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.	214
Σχήμα 5.70 Υπολογισμός της μέσης ταχύτητας κατά μήκος του αγωγού: (i) πείραμα 5, (ii) πείραμα 10.	216
Σχήμα 5.71 Χρονική εξέλιξη του σχηματισμού: (i) minimum B jump για το πείραμα 4 με το σχήμα Dissipative Two-Four, (ii) A jump για το πείραμα 8 με το σχήμα MacCormack.	217
Σχήμα 5.72 Απόλυτη τιμή της μεταβολής του βάθους ανά επανάληψη για: (i) το πείραμα 1 με	

το σχήμα Dissipative Two-Four, (ii) το πείραμα 9 με το σχήμα MacCormack..... 218

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΚΥΡΙΟΤΕΡΩΝ ΣΥΜΒΟΛΩΝ

<i>Σύμβολο</i>	<i>Περιγραφή</i>
b	πλάτος ορθογωνικής διατομής αγωγού
bit	στοιχειώδης μορφή πληροφορίας στο δυαδικό σύστημα αρίθμησης (0 ή 1)
c	σχετική ταχύτητα διάδοσης κυματισμού
d	ύψος καταβαθμού
d_a	εγκάρσιο βάθος ροής
d_p	διάμετρος στερεού σωματιδίου
d_{diff}	μικρότερη δυνατή διάμετρος του σωματιδίου στην εικόνα
d_{image}	διάμετρος στερεού σωματιδίου στην εικόνα
d_{tx}	πλάτος της μέγιστης τιμής της επιφάνειας της ετεροσυσχέτισης στην οριζόντια διεύθυνση x
d_{ty}	πλάτος της μέγιστης τιμής της επιφάνειας της ετεροσυσχέτισης στην κατακόρυφη διεύθυνση y
$\vec{d} = (x, y)$	διάνυσμα μέσης μετατόπισης σωματιδίων με ακρίβεια εικονοστοιχείου
$\vec{d}_o = (x_o, y_o)$	διάνυσμα μέσης μετατόπισης σωματιδίων με ακρίβεια υπό-εικονοστοιχείου
D_a	άνοιγμα φακού
E	ειδική ενέργεια διατομής ανά μονάδα βάρους ρέοντος ρευστού
$E(x,t)$	όρος Boussinesq
f	εστιακό μήκος φακού
$f\#$	αριθμός f-stop της κάμερας
Fr_1	αριθμός Froude στην ανάντη του άλματος διατομή (1) με υπερκρίσιμη ροή
Fr_2	αριθμός Froude στην κατάντη του άλματος διατομή (2) με υποκρίσιμη ροή
FFT	ταχυμετασχηματισμός Fourier
g	επιτάχυνση της βαρύτητας
H	μηχανική ενέργεια διατομής ανά μονάδα βάρους ρέοντος ρευστού
I_o	μέγιστη τιμή της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης
$I(m, n)$	φωτεινότητα του εικονοστοιχείου στην θέση (m,n) στην εικόνα 1 στον χρόνο t

Σύμβολο	Περιγραφή
$I'(m, n)$	φωτεινότητα του εικονοστοιχείου στην θέση (m,n) στην εικόνα 2 στον χρόνο $t+\Delta t$
J_0	κατά μήκος κλίση πυθμένα του αγωγού
k	συντελεστής διόρθωσης της πίεσης
k_{art}	συντελεστής τεχνητής συνεκτικότητας
k_x	πλάτος της μέγιστης τιμής της ετεροσυσχέτισης στην διεύθυνση x
k_y	πλάτος της μέγιστης τιμής της ετεροσυσχέτισης στην διεύθυνση y
k_{xy}	συντελεστής ελλειπτικότητας της αιχμής
m, n	γραμμή και στήλη του εικονοστοιχείου αντίστοιχα σε μια εικόνα
$M - F_s$	ειδική δύναμη ή συντελεστής μεγέθυνσης
p	στιγμιαία πίεση
\bar{p}	μέση χρονικά πίεση
p'	τυρβώδης απόκλιση πίεσης
pixel - p_x	εικονοστοιχείο
q	ειδική παροχή ανά μονάδα πλάτους πυθμένα
Q	παροχή
$R_{II}(x, y)$	τιμή ετεροσυσχέτισης χώρου στην θέση με συντεταγμένες (x,y)
S_{ij}	τανυστής παραμορφώσεων μέσης ροής
S_0	κατά μήκος κλίση του πυθμένα του αγωγού με την οριζόντια διεύθυνση
S_f	κλίση της γραμμής ενέργειας
t	χρόνος
$t_0 - t$	χρόνος λήψης της εικόνας 1
$t' - t+\Delta t$	χρόνος λήψης της εικόνας 2
T	χρονικό διάστημα λήψης μέσης τιμής στιγμιαίων υδροδυναμικών μεταβλητών
τ_{xy}	διατμητική τυρβώδης τάση Reynolds στο επίπεδο x-y
u_i	στιγμιαία ταχύτητα ροής στην διεύθυνση i ή το δείγμα i της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας
\bar{u}_i	μέση χρονικά ταχύτητα ροής στην διεύθυνση i
u'_i	τυρβώδης απόκλιση ταχύτητας ροής στην διεύθυνση i
\bar{U}_f	διάνυσμα ταχύτητας ρευστού σωματιδίου

<i>Σύμβολο</i>	<i>Περιγραφή</i>
\bar{U}_p	διάνυσμα ταχύτητας στερεού σωματιδίου
\bar{U}_s	διάνυσμα σχετικής ταχύτητας ρευστού-στερεού σωματιδίου
u	μέση χρονικά οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας
u_{rms}	τυπική απόκλιση της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας
v_i	δείγμα i της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας
v	μέση χρονικά κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας
v_{rms}	τυπική απόκλιση της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας
V	μέση χωρικά ταχύτητα ροής στην διατομή κατά την οριζόντια διεύθυνση
V_1	μέση χωρικά ταχύτητα ομοιόμορφης ροής στην διατομή (1) ανάντη του υδραυλικού άλματος
V_2	μέση χωρικά ταχύτητα ομοιόμορφης ροής στην διατομή (2) κατάντη του υδραυλικού άλματος
\vec{v}	στιγμιαίο διδιάστατο διάνυσμα ταχύτητας
x	κατά μήκος απόσταση ή τετμημένη του συστήματος συντεταγμένων
x_i	συντεταγμένη κατά μήκος του άξονα i
x, y	συνιστώσες της μέσης μετατόπισης των σωματιδίων με ακρίβεια εικονοστοιχείου
x_o, y_o	συνιστώσες της μέσης μετατόπισης των σωματιδίων με ακρίβεια υπό-εικονοστοιχείου
y	κατακόρυφο βάθος ροής ή κατακόρυφη απόσταση μετρημένη από τον πυθμένα της διώρυγας ή τεταγμένη του συστήματος συντεταγμένων
y_1	ομοιόμορφο βάθος ροής στη διατομή (1) ανάντη του υδραυλικού άλματος με υπερκρίσιμη ροή
y_2	ομοιόμορφο βάθος ροής στη διατομή (2) κατάντη του υδραυλικού άλματος με υποκρίσιμη ροή
y_c	κρίσιμο βάθος
\bar{y}	βάθος κέντρου βάρους υγρής διατομής
y_s	ύψος υδροστατικής πίεσης
z	υψόμετρο πυθμένα μετρούμενο από αυθαίρετο οριζόντιο επίπεδο
α	συντελεστής συνόρθωσης κινητικής ενέργειας
β	συντελεστής συνόρθωσης ποσότητας κίνησης

Σύμβολο	Περιγραφή
γ	ειδικό βάρος του νερού
Δt	χρονικό διάστημα ανάμεσα στους δύο παλμούς φωτός laser
ΔH	απώλειες μηχανικής ενέργειας ανά μονάδα βάρους ρέοντος ρευστού
θ	γωνία κλίσης του πυθμένα του αγωγού με την οριζόντια διεύθυνση
λ	μήκος κύματος εκπεμπόμενης ακτινοβολίας από το laser
μ	μοριακή συνεκτικότητα του νερού
μ_t	τυρβώδης συνεκτικότητα
$\rho - \rho_f$	πυκνότητα του νερού

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα διδακτορική διατριβή μελετήθηκε η ταχέως μεταβαλλόμενη ροή με την εμφάνιση υδραυλικού άλματος στην περιοχή πλήρως βυθισμένου, κατακόρυφου, καταβαθμού οξείας αιχμής ύψους 10.3 cm με υπερκρίσιμες συνθήκες ροής ανάντη και υποκρίσιμες κατάντη σε οριζόντια διώρυγα ορθογωνικής διατομής. Ο αριθμός Froude της υπερκρίσιμης ροής ήταν στην περιοχή $1.88 < Fr_1 < 5.82$, ο λόγος του ύψους του καταβαθμού προς το βάθος στην διατομή ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή ήταν στην περιοχή 2.86-7.36 ενώ το βάθος υποκρίσιμης ροής κατάντη του καταβαθμού ήταν ίδιας τάξης μεγέθους με το πλάτος της διώρυγας. Διατηρώντας σταθερό το βάθος ανάντη του καταβαθμού και την παροχή, εμφανίζονται πέντε διαφορετικοί τύποι υδραυλικού άλματος με την διαδοχική αύξηση του κατάντη βάθους οι οποίοι είναι: (i) minimum B jump, (ii) B jump, (iii) Wave train, (iv) Wave jump και (v) A jump. Η ανάντη φλέβα νερού με υπερκρίσιμη ροή καθώς εκρέει από το χείλος του καταβαθμού έχει πτωτική διεύθυνση προς τον πυθμένα του αγωγού όταν η ροή είναι τύπου minimum B jump και B jump ενώ για ροή τύπου Wave train, Wave jump και A jump η φλέβα παρέμεινε επιφανειακή.

Για την αδιαστατοποίηση ορίστηκε μια χαρακτηριστική κλίμακα μήκους η οποία εμπεριέχει πληροφορία για τις γεωμετρικές και τις υδραυλικές παραμέτρους της ροής και είναι το άθροισμα του κρίσιμου βάθους και του ύψους του καταβαθμού. Το ύψος του καταβαθμού εμπεριέχει πληροφορία για την δυναμική ενέργεια της ροής ενώ το κρίσιμο βάθος εμπεριέχει πληροφορία για την ελάχιστη ειδική ενέργεια και την ειδική παροχή ανά μονάδα πλάτους της ορθογωνικής διατομής. Από την ανάλυση των πειραματικών μετρήσεων για τα βάθη ανάντη και κατάντη, παρουσιάστηκε διάγραμμα για την οριοθέτηση δύο περιοχών, μιας περιοχής όπου εμφανίζονται τα άλματα minimum B jump και B jump στα οποία η ανάντη φλέβα νερού με υπερκρίσιμη ροή έχει καθοδική διεύθυνση και μιας περιοχής όπου εμφανίζονται τα άλματα Wave train, Wave jump και A jump στα οποία η φλέβα νερού ήταν επιφανειακή. Η οριοθέτηση γίνεται με βάση την εμπειρική ευθεία που προέκυψε από τις πειραματικές μετρήσεις και είναι συνάρτηση του αριθμού Froude της υπερκρίσιμης ροής, του κρίσιμου βάθους και του υποκρίσιμου βάθους κατάντη του καταβαθμού.

Η μονοδιάστατη εξίσωση ποσότητας κίνησης διορθώνεται με την προσθήκη ενός συντελεστή

διόρθωσης της δύναμης k θεωρώντας υδροστατική κατανομή πιέσεων που ασκείται στο μέτωπο του καταβαθμού. Η διόρθωση αυτή οφείλεται στην καμπύλωση των γραμμών ροής στην περιοχή του καταβαθμού έχοντας ως αποτέλεσμα την μη υδροστατική κατανομή της πίεσης στο μέτωπο. Ο συντελεστής είναι $k=1$ στην περίπτωση του A jump και $k\sim 0.5$ στην περίπτωση του minimum B jump, ενώ είναι $k>1$ στη ροή όπου η υπερκρίσιμη φλέβα νερού κινείται επιφανειακά (Wave train, Wave jump). Στην περίπτωση του βυθισμένου άλματος B jump $0.5<k<1.5$.

Από τις μετρήσεις του ύψους πίεσης με τρία πιεζόμετρα στο μέτωπο του καταβαθμού βρέθηκε ότι στην περίπτωση που η ροή είναι υπερκρίσιμη κατάντη του καταβαθμού και στην περίπτωση εμφάνισης του minimum B jump, τμήμα του μετώπου του καταβαθμού βρισκόταν υπό αρνητική πίεση. Στην περίπτωση του B jump, η πίεση μπορεί να είναι θετική σε όλο το πρόσωπο του καταβαθμού ή αρνητική σε τμήμα του όταν το κατάντη βάθος είναι μικρό. Στα άλματα τύπου Wave train, Wave jump και A jump, η πίεση είναι θετική σε όλο το μέτωπο του καταβαθμού.

Το ύψος πίεσης στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού μετρήθηκε σε 21 πιεζόμετρα. Το αδιαστατοποιημένο ύψος πίεσης με το κατάντη βάθος σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από τον καταβαθμό εμφάνισε αιχμή μεγαλύτερη της μονάδας στις ροές για τις οποίες η φλέβα νερού ήταν καθοδική (minimum B jump, B jump), ενώ όπου παρέμενε επιφανειακή (Wave train, Wave jump, A jump) βρέθηκε μικρότερο της μονάδας μέχρι 1.50 φορές την απόσταση που προσκρούει ελεύθερη υπερκρίσιμη φλέβα νερού στον πυθμένα. Το μέγιστο ύψος πίεσης στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού βρέθηκε ότι είναι μεγαλύτερο του υποκρίσιμου βάθους κατάντη για το minimum B jump και το B jump όταν το βάθος κατάντη προς τη χαρακτηριστική κλίμακα μήκους είναι μικρότερο του 1.07 και μικρότερο του υποκρίσιμου βάθους κατάντη για τους υπόλοιπους τύπους αλμάτων όταν είναι μεγαλύτερο του 1.07.

Η μονοδιάστατη εξίσωση ενέργειας εξετάστηκε με βάση τις πειραματικές μετρήσεις των βαθών ανάντη και κατάντη του άλματος. Οι αδιαστατοποιημένες με το κρίσιμο βάθος απώλειες ενέργειας προέκυψαν ότι είναι συνάρτηση δευτέρου βαθμού ενός τροποποιημένου αριθμού Froude της υπερκρίσιμης ροής ανάντη για όλους τους τύπους αλμάτων. Η συνάρτηση αυτή

είναι χρήσιμη για τον υπολογισμό των απωλειών ενέργειας εάν είναι γνωστά η παροχή Q , τα βάθη ροής ανάντη και κατάντη του καταβαθμού y_1 και y_2 αντίστοιχα και το ύψος του καταβαθμού d .

Πραγματοποιήθηκαν εργαστηριακές μετρήσεις του διανύσματος της στιγμιαίας ταχύτητας με την τεχνική Particle Image Velocimetry (PIV) σε κατακόρυφο αξονικό επίπεδο της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού, σε ροές τύπου Wave train, Wave jump και A jump για αριθμούς Froude ανάντη 1 έως 3. Στις ροές τύπου minimum B jump και B jump δεν πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις ταχύτητας λόγω της έντονης παρουσίας αέρα που μπορούσε να οδηγήσει σε καταστροφή της κάμερας που αποτελεί τμήμα του συστήματος PIV. Οι μετρήσεις έδειξαν μια σημαντική περιοχή ανακυκλοφορίας στην περιοχή κατάντη του καταβαθμού ενώ στην έξοδο της ανάντη φλέβας νερού με υπερκρίσιμη ροή περίπου στο ύψος του καταβαθμού και κατάντη αυτού η στροβιλότητα εμφάνισε την μέγιστη τιμή της και για τους τρεις τύπους άλματος. Η ένταση της τύρβης της οριζόντιας ταχύτητας ήταν μεγαλύτερη από αυτή της κατακόρυφης και στην περίπτωση του A jump προσεγγίζει την τιμή 40% στην περιοχή διάτμησης κοντά στο χείλος του καταβαθμού. Τέλος από τα αποτελέσματα για την αδιάστατη καθ' ύψος κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας και κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας προέκυψε ότι η αδιάστατη οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας σε διάφορες θέσεις κατά την έννοια του μήκους της διώρυγας και κατάντη του καταβαθμού είναι σημαντικά μεγαλύτερη από την αδιάστατη κατακόρυφη συνιστώσα για τους αριθμούς Froude και τους τρεις τύπους αλμάτων που διερευνήθηκαν.

Οι εξισώσεις Boussinesq που περιγράφουν την μη μόνιμη, μονοδιάστατη ροή σε ανοικτό πρισματικό αγωγό με την υπόθεση μη υδροστατικής κατανομής της πίεσης στην διατομή επιλύθηκαν αριθμητικά με συνδυασμό της μεθόδου των πεπερασμένων διαφορών και των χαρακτηριστικών καμπυλών, για τον προσδιορισμό της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και της θέσης εμφάνισης των minimum B jump και A jump για διάφορους αριθμούς Froude της υπερκρίσιμης ροής ανάντη. Πειράματα που αφορούσαν στο minimum B jump και στο A jump μοντελοποιήθηκαν αριθμητικά με βάση τον προτεινόμενο αλγόριθμο για τις ίδιες υδραυλικές πειραματικές συνθήκες. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι τα δύο αριθμητικά σχήματα παράγουν σχεδόν πανομοιότυπα αποτελέσματα όσον αφορά στην στάθμη του νερού, ενώ οι όροι

Boussinesq προέκυψαν σημαντικοί εντός του υδραυλικού άλματος λόγω της έντονης καμπύλωσης των γραμμών ροής και μηδενικοί εκτός του άλματος στην περιοχή παράλληλης ροής (υδροστατική κατανομή πίεσης) όπως αναμένονταν. Η σύγκριση μεταξύ των αριθμητικών και των πειραματικών αποτελεσμάτων που αφορά στη στάθμη του νερού καθώς επίσης και ο έλεγχος της εξίσωσης συνέχειας έδειξαν ότι οι εξισώσεις Boussinesq και ο προτεινόμενος αλγόριθμος μπορούν να μοντελοποιήσουν τα βασικά χαρακτηριστικά αυτών των αλμάτων για τον σχεδιασμό των λεκάνων καταστροφής ενέργειας με αποδεκτή ακρίβεια.

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

EXTENDED ABSTRACT

1 Introduction

Stilling basins are designed to dissipate the kinetic energy of the flow by means of hydraulic jumps formed in them. In several cases an abrupt forward facing (negative) step is introduced to stabilize the jump, so that it is not swept away from the basin. The transition from supercritical to subcritical flow at an abrupt negative step affects the design and construction of a stilling basin. The design usually includes determination of the step height, the required tailwater water depth, an adequate basin length and all necessary structures in it such as blocks, end sill, etc. Submerged negative steps are also met in river training works, in canals conveying water as well as in natural streams. Engineers and scientists have been studying the flow of submerged steps in the laboratory for a long time, measuring mainly the flow depths and pressure distribution at the bottom and the step face, and trying to correlate the flow parameters to energy and momentum conservation equations, as well as to the various profiles of the hydraulic jumps that appear there.

In laboratory experiments the flow is usually controlled by a sluice gate upstream, and a sharp crested overflow downstream of the step. Five different rapidly varying flow profiles have been observed around a submerged step with supercritical flow upstream and subcritical downstream (Moore and Morgan, 1957, Ohtsu and Yasuda, 1991, Mossa et al. 2003), namely minimum B-jump, B-jump, wave-train, wave-jump and A-jump (Figure 1). Minimum B-jump (Figure 1 i) is the hydraulic jump at the toe of the step, B-jump (Figure 1 ii) is the submerged jump downstream of the step, wave-train (Figure 1 iii) is the surface jet-type flow without formation of a hydraulic jump, wave-jump (Figure 1 iv) is the flow of an ascending jet forming a standing wave downstream of the step, before it dives and results in a submerged hydraulic jump, and A-jump (Figure 1 v) is the flow where the hydraulic jump is formed upstream of the step. These profiles appear with the above sequence if one increases the downstream tailwater depth continuously.

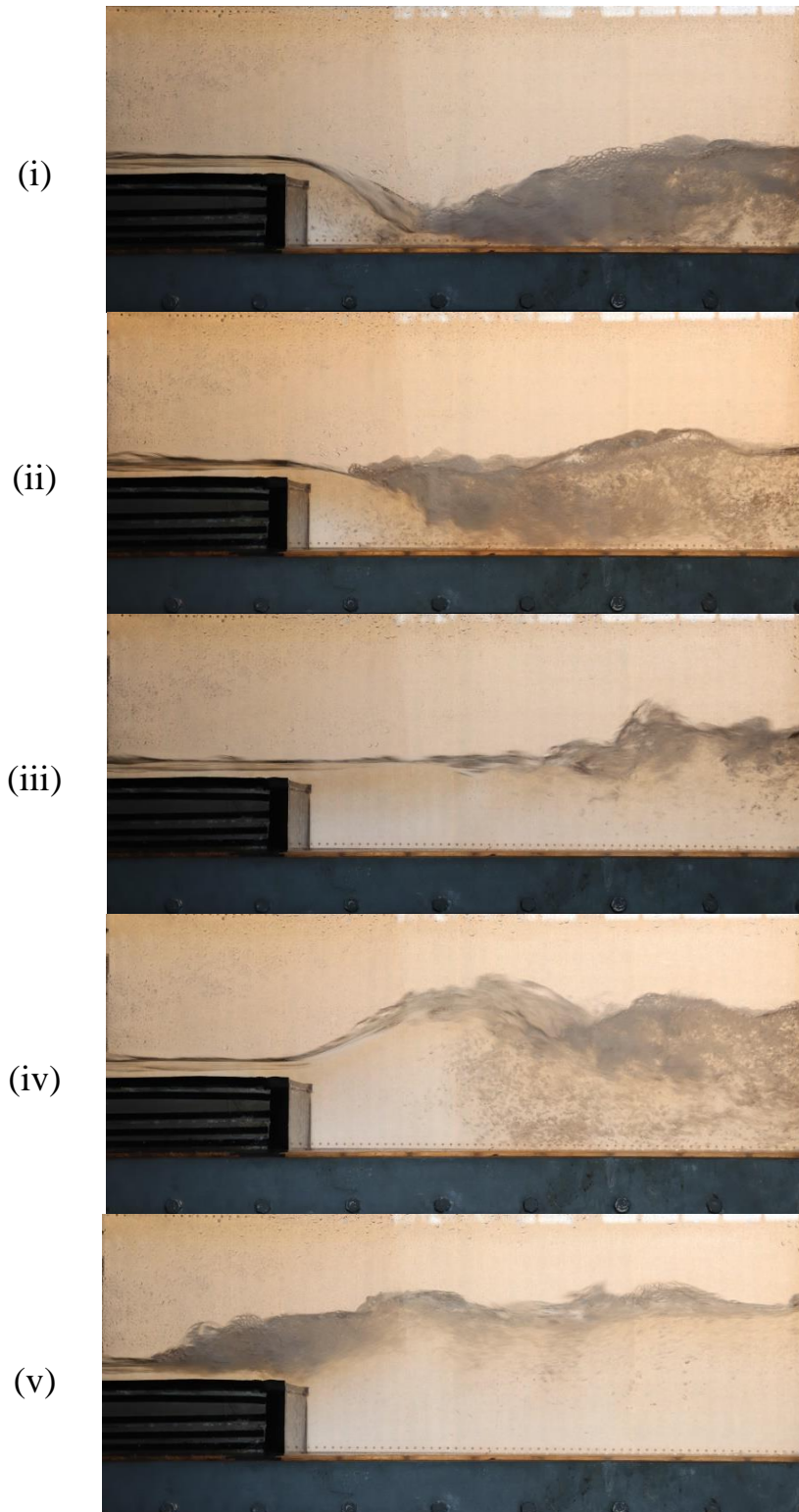


Figure 1 Transition from supercritical to subcritical flow around a vertical step, (i) minimum B-jump, (ii) B-jump, (iii) wave-train, (iv) wave-jump and (v) A-jump.

Several researchers in the past have studied the transition from supercritical to subcritical flow over a fully submerged negative (abrupt or rounded) step by experiments (Moore and Morgan, 1957, Ohtsu and Yasuda, 1991, Mossa et al. 2003, Hager, 1985, Hager and Bretz, 1986, Pagliara, 1992a, Ohtsu and Yasuda, 1987, Pagliara, 1992b, Negm, 1998, Giudice et al., 2008). They have investigated the influence of the pressure distribution at the face of the step of different jump types, in order to obtain closure of the one-dimensional momentum equation. Velocity and shear stress distribution was measured (Rajaratnam and Ortiz, 1977), at the channel bottom using a Preston tube. At some cases the flow type alternated between B-jump, wave-train and wave-jump every once in a while (Mossa, 1999, Mossa et al. 2003, Sunik, 2009), thus resulting in varying velocity and pressure fields. Standard deviation of pressure fluctuations at the channel bottom axis was measured by Armenio et al. (2000), while published experimental results of jumps at an abrupt drop with subcritical and supercritical flow conditions upstream have also been reported (Matziounis and Papanicolaou, 2005). The presence of roughness elements inside a channel with an abrupt drop reduced the pressure forces on the bottom axis of the channel (Esfahani and Bajestan, 2012, Riazi and Bejestan, 2014), if compared to the developed pressure either from the classical hydraulic jump or inside a smooth channel with a drop. For upstream Froude number greater than eight, the relative height of the step to upstream depth d/y_1 does not seem to affect the energy loss (Hager, 1985), while the energy dissipation of the jump (Hager and Bretz, 1986) is higher in the case of a channel with a negative step, if compared to the energy loss in a channel with a positive step. The wave-jump type flow was found to be more energy dissipative efficient than the classical hydraulic jump (Pagliara, 1992, Kawagoshi and Hager, 1990), while inclined channels under the presence of negative or positive steps with sharp crested B-jumps resulted in higher energy dissipation than A-jumps (Quraishi and Al-Brahim, 1992). The different flow profiles developed in sloping rectangular open channels with an abrupt drop have also been investigated (Ohtsu and Yasuda, 1993), while the highest energy loss was observed in a B-jump, if compared to the minimum B-jump and the A-jump (Larson, 2004). The energy loss was reported (Papanicolaou and Matziounis, 2006) in dimensionless form, while jumps formed at a negative step are more stable, energy dissipative efficient, and more compact (Bakhti and Hazzab, 2010), if compared

to the jumps appearing in positive steps.

Regarding numerical modeling of the flow in the presence of an abrupt, vertical step the B-jump was studied (Simsek et al., 2015) in an open channel 0.4 m wide with a 9.7 cm high abrupt drop for upstream Froude numbers 1.21 and 1.4. The Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) equations were solved using the ANSYS-FLUENT commercial software with the finite volume method and the free surface profile and the time-averaged velocity field were computed. The B-jump, wave-jump and A-jump in an open channel 2 m long and 0.4 m wide with abrupt drops 3.20 and 6.52 cm high, for Froude number in the range 2.8-3.9 have been studied (Padova et al., 2017) using Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) to discretize the Navier-Stokes equations along with k- ϵ turbulence model. The results regarded the computation of the instantaneous velocity and vorticity fields.

Aim of the present work is to investigate the rapidly varying flow in a horizontal rectangular open channel with the presence of a fully submerged abrupt negative step, with supercritical flow upstream and subcritical flow downstream. To obtain it we performed measurements of the linear flow characteristics as well as the pressure at the bottom and the face of the step, for supercritical flow upstream with Froude number up to about 6. From these measurements the conditions under which different flow patterns appear, other aspects of the flow and the closure of the one-dimensional momentum and energy equations will be investigated and the results will be presented in dimensionless form. The measurement of the two-dimensional velocity field in the region of the jump near the drop using Particle Image Velocimetry (PIV) technique will result in the better understanding of the internal flow and turbulent flow characteristics of these jumps. The Saint Venant equations including Boussinesq terms will be solved in one dimension to evaluate some of the experimental findings.

2 Novel Aspects

The novel aspects of the present work to the study of rapidly varied flow in the region of a fully submerged, abrupt, negative step with supercritical flow upstream are the following:

1. Measurement of the instantaneous two-dimensional velocity field in the region of the

hydraulic jump near a fully submerged abrupt negative step using PIV, with the maximum possible temporal and spatial resolution and accuracy allowed by the technique.

2. Systematic measurement of the upstream and downstream depths of the hydraulic jump appearing in the region of a fully submerged abrupt negative step with supercritical flow upstream.
3. Systematic measurement of the pressure head along the bottom of the channel and the vertical step face in the region of the hydraulic jump using piezometers.
4. Investigation of the one-dimensional momentum and energy balance equations and correlation with the experimental measurements of water depth and pressure head to better understand the flow under investigation.
5. Presentation of the measurements obtained at an open channel at the Laboratory of Applied Hydraulics in dimensionless parameters and comparison to the results of previous investigations.
6. Presentation of a finite difference algorithm for the numerical solution of one-dimensional Boussinesq equations using the assumption of non-hydrostatic pressure distribution, along with the method of characteristic curves for the numerical modeling of the free surface for the cases of minimum B jump and A jump in a prismatic open channel with the presence of an abrupt negative step with supercritical flow upstream.

3 Theory

The flow under investigation around a vertical forward facing (negative) step is shown in Figure 2. The parameters involved are the flow rate per unit width q , the step height d , the upstream and downstream depths y_1 and y_2 and mean velocities V_1 and V_2 , respectively. Two parameters that are important in the description of the flow are the critical depth $y_c=(q^2/g)^{1/3}$ and the Froude number of the supercritical flow upstream of the step $Fr_1=V_1/(gy_1)^{1/2}$, g being the gravitational acceleration.

We assume that (i) the velocity distribution at cross sections (1) and (2) is uniform (momentum

correction coefficients $\beta_1=\beta_2=1$), and (ii) ignore the friction force at the walls and the bottom of the channel. Then the one-dimensional momentum equation along the main flow direction in the volume between cross sections (1) and (2) with depths y_1 and y_2 respectively is written as

$$\frac{1}{2}\gamma y_1^2 + F_s - \frac{1}{2}\gamma y_2^2 = \rho q(V_2 - V_1) \quad (1)$$

where ρ is the density and γ the specific weight of water, q is the discharge per unit width, V_1 and V_2 the average velocities at cross sections (1) and (2) respectively and F_s is the pressure force per unit width of the channel at the face of the step.

To estimate the pressure force F_s at the step face we have assumed hydrostatic pressure distribution and a correction factor k to make equation (1) valid. The correction coefficient is defined as the ratio of the actual pressure force F_s to the assumed hydrostatic pressure force F_p $k=F_s/F_p$, representing the correction that is necessary due to the curvature of the streamlines near the the step (Ohtsu and Yasuda, 1991). Thus, for the cases of minimum B jump, B jump, Wave train and Wave jump $F_s=k\gamma d(y_1+d/2)$, while for an A jump $F_s=k\gamma d(y_2-d/2)$.

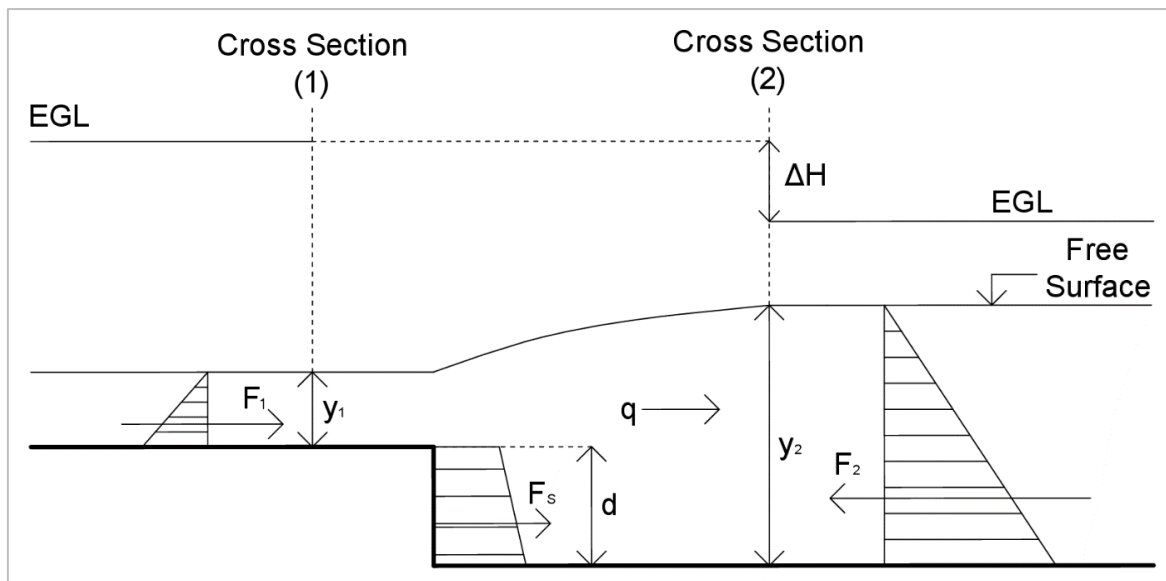


Figure 2 Control volume for the one-dimensional momentum and the energy equations.

Solving equation (1) for k:

$$k = \frac{q(V_2 - V_1) - 0.5g(y_1^2 - y_2^2)}{gd\left(y_1 + \frac{d}{2}\right)}, \quad \text{for all types of jumps except for the A jump} \quad (2a)$$

$$k = \frac{q(V_2 - V_1) - 0.5g(y_1^2 - y_2^2)}{gd\left(y_2 - \frac{d}{2}\right)}, \quad \text{for the A jump} \quad (2b)$$

The one-dimensional energy conservation equation between cross sections (1) and (2) provides a formula for the calculation of the energy losses ΔH from the presence of the negative step. We have also assumed that the energy correction coefficient α at cross sections (1) and (2) is one ($\alpha_1=\alpha_2=1$) yielding the following relationship:

$$\Delta H = H_1 - H_2 = d + y_1 + V_1^2/2g - y_2 - V_2^2/2g \quad (3)$$

where H_1 and H_2 are the energy heads at cross sections (1) and (2) respectively.

4 Experiments

4.1 Setup

Experiments were carried out at the Laboratory of Applied Hydraulics of the School of Civil Engineering at the National Technical University of Athens, Greece. The open channel used is 10.50 m long with rectangular cross section 0.255 m wide and 0.50 m deep is shown in Figure 3, and was equipped with a sluice gate upstream and a thin crested weir at downstream end. The section of the channel where measurements were taken has been modified to accommodate the experiments. The steel, nontransparent bottom has been replaced with Lucite with a row of piezometers attached to it, and the vertical side glass walls were replaced with new ones with improved optical properties.

The water supply was obtained via a recirculation system that consists of a 3 kW pump with variable speed motor and maximum discharge capacity of 40 L/s at 5 m head, which is

connected to a 2.65 m³ water tank at the downstream end of the channel. Water was pumped to the upstream end of the channel through a PVC pipe of nominal diameter 0.2 m. The flowrate was measured with an ultrasonic flow meter of 2-5% accuracy, attached in the horizontal PVC pipe that flowed full about 10 pipe diameters downstream of the pump. A screen system at the entrance of the water in the channel was used to dissipate the kinetic energy of the inflow and reduce waves from agitation, upstream of the sluice gate.

A downstream facing vertical step 10.3 cm high and 1 m long made of Lucite was placed 4.85 m upstream of the channel end. The vertical sluice gate was positioned 0.35 m upstream of the step face, in order to control the flow from upstream. Ten piezometers were placed in the middle of the step and three along the middle of the step face, (Figure 4). Twenty-one piezometers were placed along the middle of the Lucite bottom downstream of the step. The piezometers were de-aerated during the course of the experiment, once the step was submerged in the flow. Flow depths were measured with a point gauge and bottom and step face pressures with piezometers.

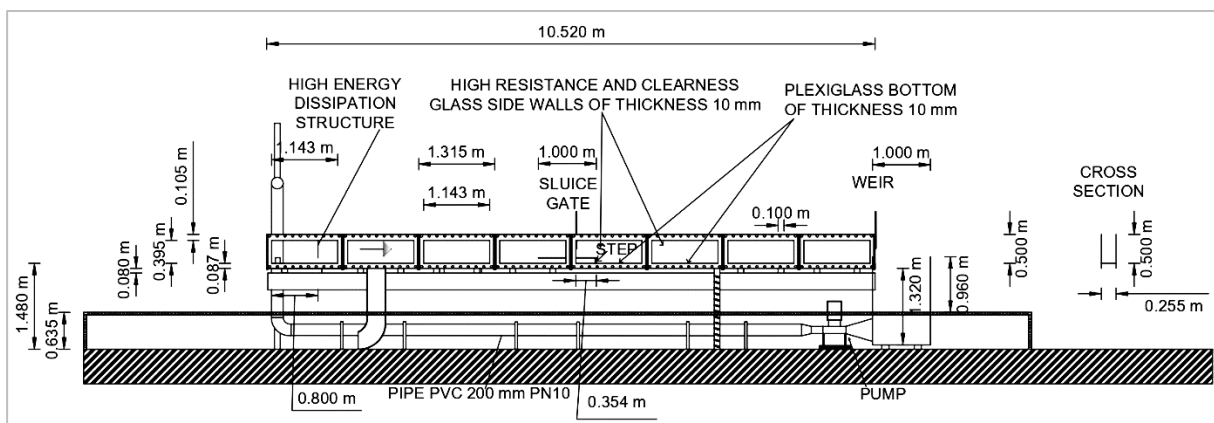


Figure 3 Side view of the open channel.

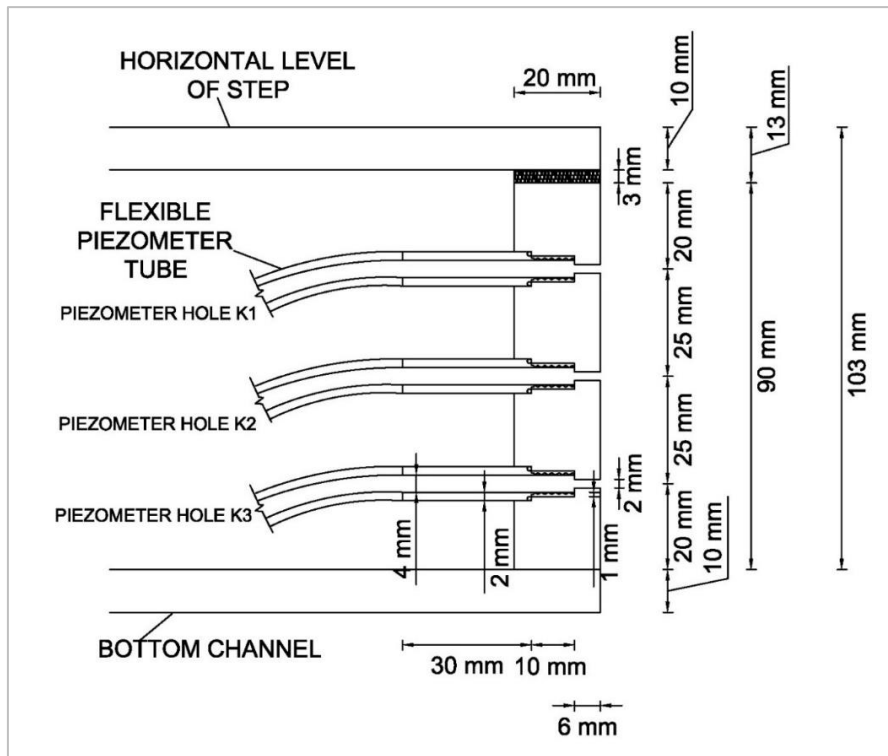


Figure 4 Piezometer holes K1, K2, and K3 at the face of the step.

4.2 Velocity measurements

Velocity was measured using a PIV (particle image velocimetry) instrument in two dimensions manufactured by Dantec. The system consisted of a double-cavity Nd-YAG laser with maximum energy 135 mJ and maximum emission frequency of two pairs of radiation pulses at 15 Hz, a CCD camera with spatial resolution 2048 x 2048 pixels and maximum recording frequency at 15 Hz and a synchronization device for the operation of the laser and the camera with precision of 1 ns. The PIV system was controlled by a specially designed computer which was also used for processing of the images.

4.3 Procedure

The flow was controlled with the vertical sluice gate and supercritical flow was obtained on the step surface at the desired Froude number upstream from the drop. Downstream, the flow was controlled with a vertical sharp crested weir at the end of the channel, and the depth was

adjusted to the desired level. Once the supercritical flow conditions were set upstream of the drop, the rapidly varying flow around it was adjusted by the tailwater depth. The depth of flow was measured using the point gauge and the piezometers far downstream of the step, where the flow was parallel to the bottom. In total, the following three series of experiments were implemented.

The first series was implemented prior to the installation of the negative step in the open channel, and was deemed necessary to check the proper operation of both the open channel and the measuring instruments. For this, measurements of a classical hydraulic jump were made for various Froude numbers. More specifically, the conjugate depths upstream and downstream and the free surface profile of the jump were measured. The set of experimental measurements are shown in Appendix A.1.

The second series was implemented after the installation of the negative step at the open channel as follows. The pump was set to the desired flow rate adjusted by the variable speed motor and measured with the ultrasonic flow meter and the channel was filled with water above the step, keeping the end weir at the appropriate elevation. The piezometers were de-aerated and the supercritical flow upstream was adjusted to the desired Froude number varying the sluice gate opening. The flow conditions downstream of the submerged step were adjusted with the end weir to the desired type of flow. Increasing the weir height gradually, the flow was set from minimum B-jump to B-jump, to wave-train, to (standing) wave-jump, to A-jump. The flow depths were measured with a point gauge with accuracy ± 0.0001 m. The supercritical flow depth y_1 was measured at a distance $3y_1$ upstream of the step, while the subcritical, tailwater depth y_2 was measured at a distance 2.5 m downstream of the step (Figure 2), where the flow was almost uniform. About three hundred (291) different jump and pressure measurements for various upstream and downstream conditions have been performed. The range of the main flow parameters is $Q=6.46$ to 17.50 L/s ($q=25.32$ to 68.67 L/s/m), $y_1=1.4$ to 3.6 cm, $y_2=25.8$ to 26.8 cm, $Fr_1=1.88$ to 5.82 , $Re=23000$ to 63000 (supercritical flow). The set of the experimental measurements are presented in Appendix A.2.

The third series regards the measurement of the two-dimensional velocity field using PIV in the region of the jump. The following procedure was used to obtain the velocity field:

-
- Positioning of the vertical laser light sheet to the desired measurement location
 - Calibration of the CCD camera
 - Seeding the flow with particles
 - Acquisition of images
 - Pre-processing of images to improve the quality
 - Mathematical processing of the images with cross-correlation
 - Post-processing and visualization of the instantaneous two-dimensional velocity field

Nine (9) different experiments regarding the measurement of the velocity field of a Wave train, a Wave jump and an A jump were performed. The high air concentration in the minimum B jump and the B jump prevented the measurement of the velocity field. The measurement of two-dimensional velocity took place at the vertical plane on the axis of the open channel, downstream of the step in the region of the jump. In Table 1 we present the hydraulic conditions of these experiments, i.e. the step height d , the type of jump, the discharge Q , the upstream and downstream depths y_1 and y_2 respectively, the average over cross-section velocities V_1 and V_2 upstream and downstream respectively and the Froude number Fr_1 of the supercritical flow. In the Table 2 we present the PIV system parameters used in each experiment such as the time interval Δt between the two laser pulses the sampling frequency, the power of the flashlamps as a percentage of the maximum power of the laser, the camera f-stop, the dimensions of the field of view in the horizontal and the vertical direction for each experiment and the range of the horizontal and vertical distances x and y measured from the toe of the step and the bottom channel respectively in which velocity measurements took place.

Table 1 Initial hydraulic conditions of experiments for velocity measurement with PIV.

Experiment	d (cm)	Type of jump	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁
1	10.3	Wave train	14.21	4.30	21.50	1.30	0.26	1.99
2	10.3	Wave train	18.17	4.30	22.96	1.66	0.31	2.55
3	10.3	Wave train	21.26	4.30	24.23	1.94	0.34	2.99
4	10.3	Wave jump	13.96	4.30	21.43	1.27	0.26	1.96
5	10.3	Wave jump	17.39	4.30	23.18	1.59	0.29	2.44
6	10.3	Wave jump	21.31	4.30	26.08	1.94	0.32	2.99
7	10.3	A jump	14.35	4.30	22.09	1.31	0.25	2.02
8	10.3	A jump	18.13	4.30	25.38	1.65	0.28	2.55
9	10.3	A jump	21.07	4.30	27.26	1.92	0.30	2.96

Table 2 Parameters of the PIV system used in experiments.

Experiment	Δt (μs)	Frequency (Hz)	Laser energy (%)	f#	FOV (length x height) (mm ²)	x (cm)	y (cm)
1	50	10.29	80	2.4	281.6x281.6	2.95≤x≤31.11	0.06≤y≤16.12
2	50	10.29	80	2.4	281.7x281.7	2.35≤x≤30.52	0.01≤y≤15.20
3	50	10.29	80	2.4	281.7x281.7	2.35≤x≤30.52	0.01≤y≤15.20
4	50	10.29	80	2.4	282.3x282.3	2.85≤x≤31.08	0.15≤y≤15.59
5	50	10.29	80	2.4	282.2x282.2	3.45≤x≤31.67	0.16≤y≤16.69
6	50	10.29	80	2.4	282.3x282.3	2.85≤x≤31.08	0.16≤y≤15.60
7	50	10.29	80	2.4	282.0x282.0	2.45≤x≤30.65	0.07≤y≤14.17
8	50	10.29	80	2.4	281.8x281.8	2.75≤x≤31.10	0.11≤y≤14.20
9	50	10.29	80	2.4	281.4x281.4	2.85≤x≤30.99	0.06≤y≤16.12

5 Numerical Modeling

Boussinesq equations have been used to model the steady one-dimensional rapidly varied open channel flow (Chaudhry, 2008) and simulate the minimum B jump and A jump. These include additional terms (if compared to Saint Venant equations) to model the non-hydrostatic pressure distribution that results from the curved streamlines. The channel is assumed to be prismatic

with rectangular cross section, rigid bottom and sides and no lateral flow. The assumptions made are the following: (1) the vertical velocity is zero at the channel bottom and maximum at free surface, (2) the streamwise velocity is uniformly distributed over the depth, (3) the lateral velocity is zero, (4) the fluid is incompressible, (5) the bottom slope is small, and (6) the formula for energy friction slope of uniform flow is used for the gradually varying flow. The one-dimensional Boussinesq equations for mass and momentum conservation in vector form are

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = S, \quad (5)$$

where

$$G = \begin{bmatrix} y \\ Vy \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} Vy \\ V^2y + \left(\frac{1}{2}\right)gy^2 - \left(\frac{1}{3}\right)y^3E \end{bmatrix}, \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ gy(S_o - S_f) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

$$E = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} + V \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2, \quad (7)$$

In equations above, x is the longitudinal distance along the channel measured from the sluice gate, t is the time, $y=y(x,t)$ and $V=V(x,t)$ are the unknown depth and average over the cross section velocity in the main flow direction respectively, S_f the energy grade slope, S_o the longitudinal bottom slope, g the gravitational acceleration and $E=E(x,t)$ the Boussinesq term. The energy slope computed from Manning formula in SI units is $S_f=n_f^2V^2/R^{4/3}$, n_f being the Manning friction coefficient, V the mean over the wetted cross-section velocity and R the hydraulic radius.

The system of equations can only be solved numerically. The Dissipative Two-Four (Gotlieb and Turkel, 1976) and the MacCormack (MacCormack, 1969) finite difference schemes were applied for the discretization of the mass and momentum conservation equations, using the appropriate initial and boundary conditions. The first scheme is fourth order accurate in space and second order accurate in time, while the second is second order accurate both in space and time, both allowing for the proper simulation of the Boussinesq terms as well as the free surface of the hydraulic jump. Iterations continue until the depth difference between two successive iterations is less than a threshold, then the minimum B jump or the A jump form as part of the steady state solution. Implementation of the numerical schemes used for the solution of equation (5) is presented in publication 1 mentioned in publications list.

The input data for the developed algorithm include the geometry of the channel, the flow depths y_{up} and y_{do} as well as the flow rate Q . The algorithm has been programmed in house using the Matlab[®] computational environment.

6 Results

6.1 Classical hydraulic jump

The results for the conjugate depth ratio y_2/y_1 of the classical hydraulic jump as a function of the Froude number Fr_1 of supercritical flow are shown in Figure 5 along with equation (8) of Belanger (1828). Comparison between the experiments and theory is good.

$$\frac{y_2}{y_1} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{1 + 8Fr_1^2} - 1 \right) \quad (8)$$

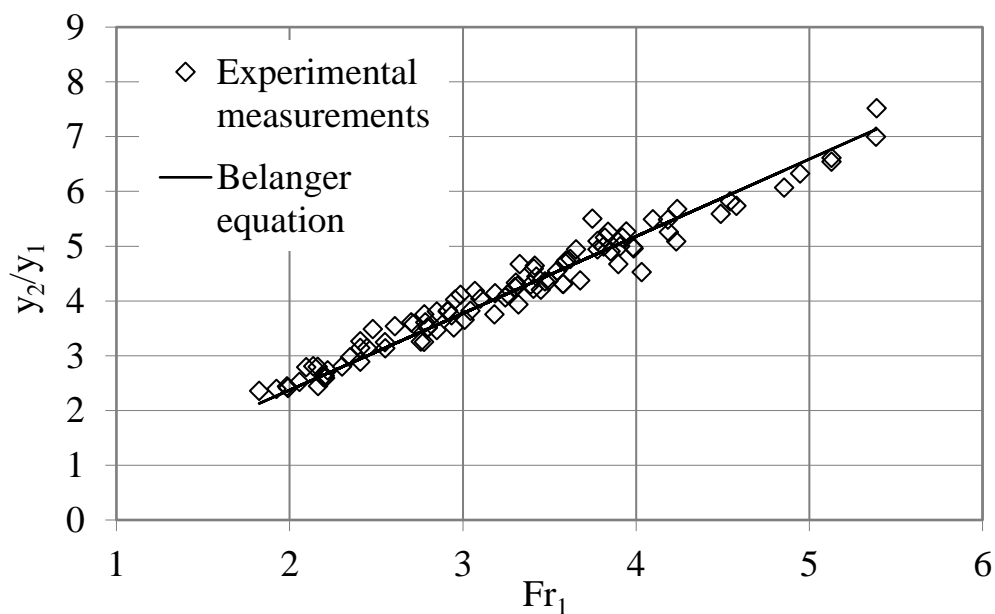


Figure 5 Comparison between experiments and theory for the conjugate depth ratio y_2/y_1 of the classical hydraulic jump versus Froude number of supercritical flow.

The dimensionless free surface profiles of the hydraulic jump around Froude numbers 3, 4 and 5 have been plotted in Figures 6, 7 and 8 respectively, and compare well to those measured by Bakhmeteff-Matzke (1936). More specifically the dimensionless elevation y/h_j ($h_j=y_2-y_1$) is plotted against the dimensionless longitudinal distance measured from the beginning of the jump x/h_j .

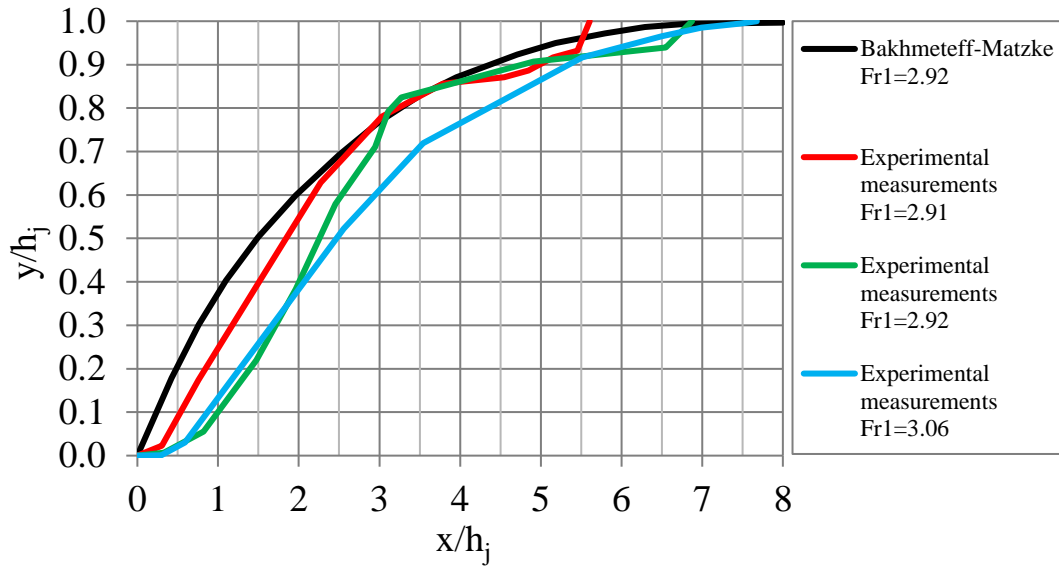


Figure 6 Comparison of the normalized hydraulic jump profile of present experiment with $Fr_1=2.91, 2.92$ and 3.06 and that of Bakhmeteff-Matzke (1936) for $Fr_1=2.92$.

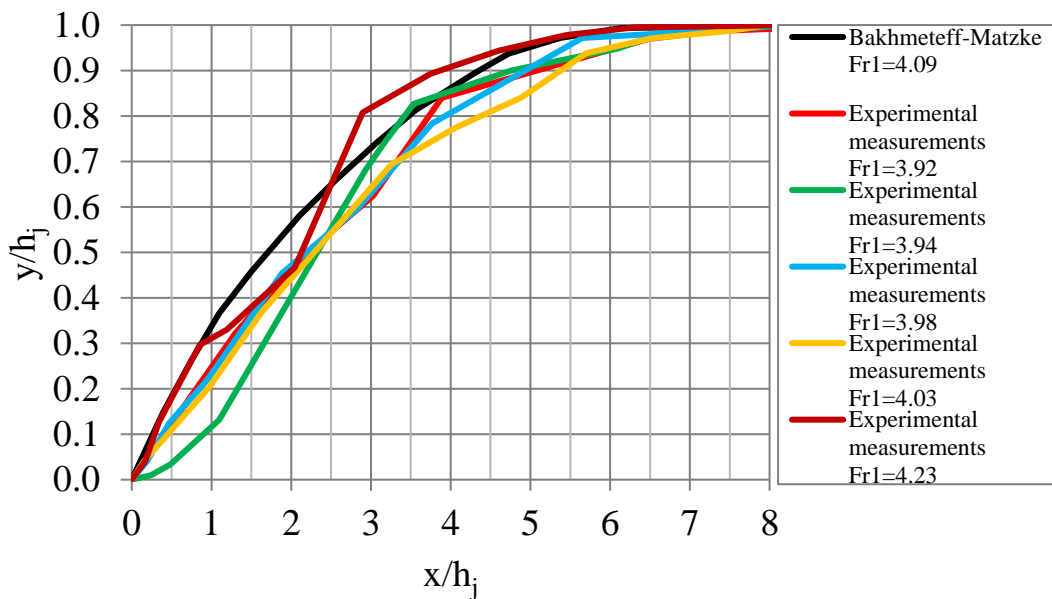


Figure 7 Comparison of the normalized hydraulic jump profile of present experiment with $Fr_1=3.92, 3.94, 3.98, 4.03$ and 4.23 and that of Bakhmeteff-Matzke (1936) for $Fr_1=4.09$.

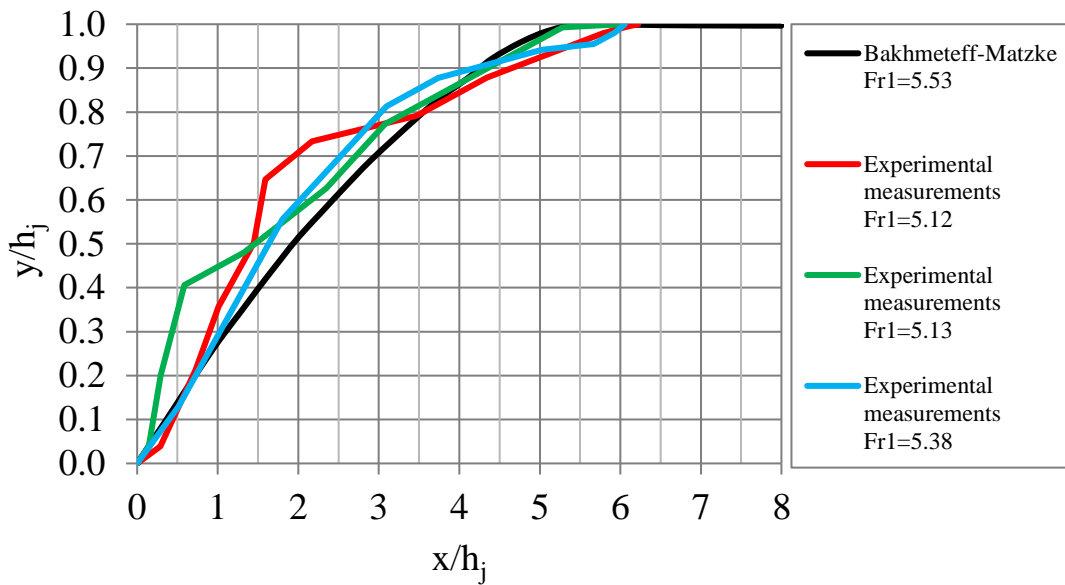


Figure 8 Comparison of the normalized hydraulic jump profile of present experiment with $Fr_1=5.12, 5.13$ and 5.38 and that of Bakhmeteff-Matzke (1936) for $Fr_1=5.53$.

6.2 Hydraulic jump in the region of the abrupt negative step (linear characteristics and pressure measurements)

In an orthogonal channel with a vertical negative step a characteristic length scale is the sum y_c+d , where information is involved regarding the flow rate q in terms of the critical depth, and the potential energy of the flow in terms of the step height. This length scale is always greater than y_1+d , and asymptotically is the maximum water surface elevation upstream of the drop.

In an effort to distinguish the flow regimes of the different jump types the normalized depth $Fr_1(y_c+d)/y_2$ is plotted as a function of the Froude number Fr_1 upstream in Figure 9. The triangles corresponding to wave-train separate the two flow regimes, one for which the flow impinges at the bottom near the toe of the step followed by a hydraulic jump that can either be submerged or not, and the other where the flow remains at the surface downstream of the drop. A ‘line’ separating the two regimes has an equation of the form $y=0.71x+0.43$.

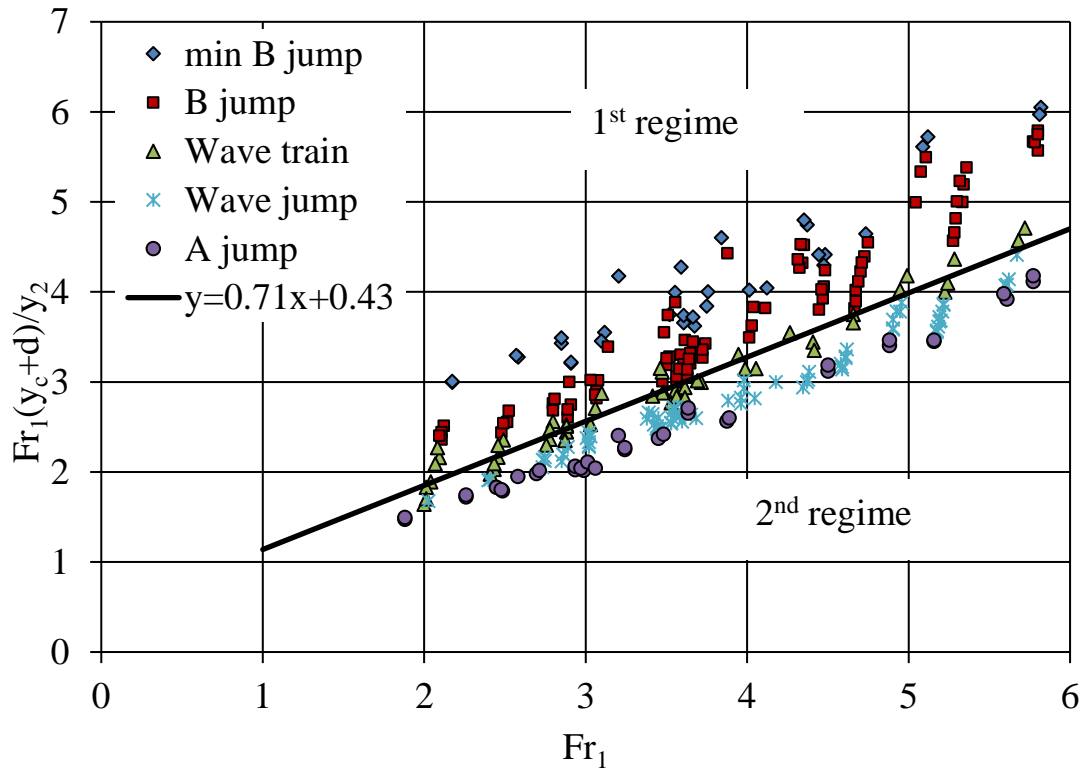


Figure 9 Distinction of the different flow regimes.

The energy loss computed from the one-dimensional energy equation (3) where uniform velocity distribution is assumed is normalized by y_c and plotted versus the normalized length $Fr_1(y_c+d)/y_2$ for all different types of flow in Figure 10. All the data collapse on the 2nd order polynomial:

$$y = -0.047x^2 + 1.38x - 2.10 \quad (9)$$

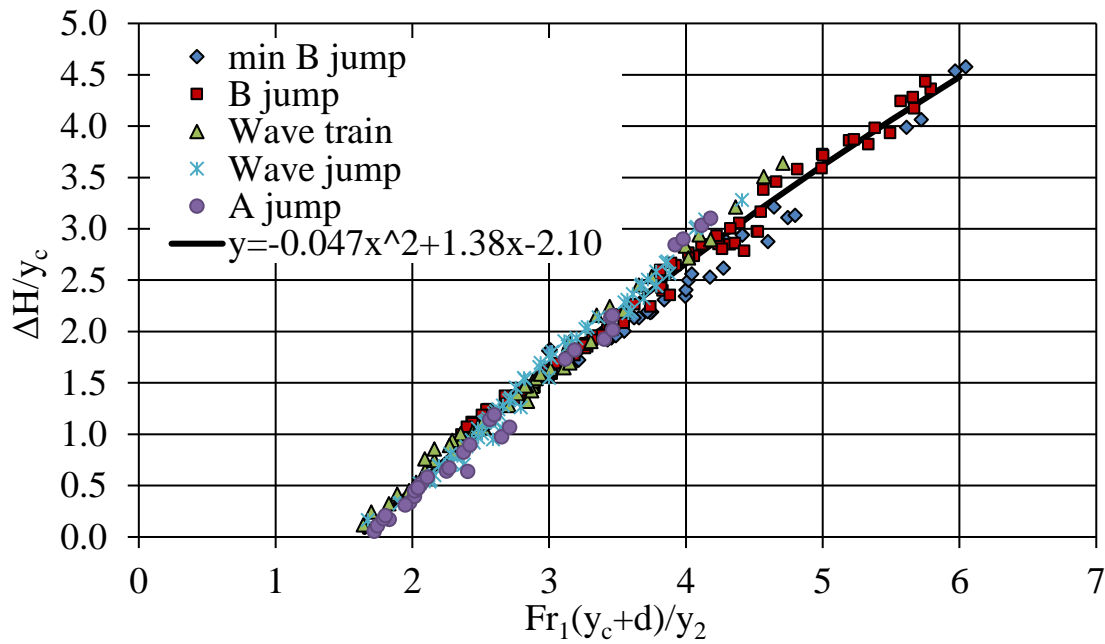


Figure 10 Normalized energy loss $\Delta H/y_c$ versus $Fr_1(y_c+d)/y_2$.

The pressure force at the face of the step is corrected using a pressure correction coefficient k computed from equations (2a) and (2b). Assuming uniform streamwise velocity and hydrostatic pressure distribution, k is computed using depth y_2 at the step face for the A-jump type of flow and y_1 for all other types of flow considered. Neglecting the momentum loss due to friction, the computed k is plotted against the dimensionless length $(y_1+d)/y_2$ in Figure 11. It is evident that only a few data regarding minimum B-jump are found in the regime $(y_1+d)/y_2 > 1$, while the majority of the measurements are in the regime $(y_1+d)/y_2 < 1$. The pressure correction coefficient k takes a value around 0.5 when the flow type is minimum B-jump and 1 for A-jump. When the hydraulic jump is submerged (B-jump) $0.5 < k < 1.5$ for $0.6 < (y_1+d)/y_2 < 1$. If the flow does not impinge at the bottom, in other words if surface flow is observed downstream of the step face, then $1 < k < 2$ for $0.55 < (y_1+d)/y_2 < 0.9$ (wave-train) and $k > 1.5$ for $0.5 < (y_1+d)/y_2 < 0.7$ (wave-jump).

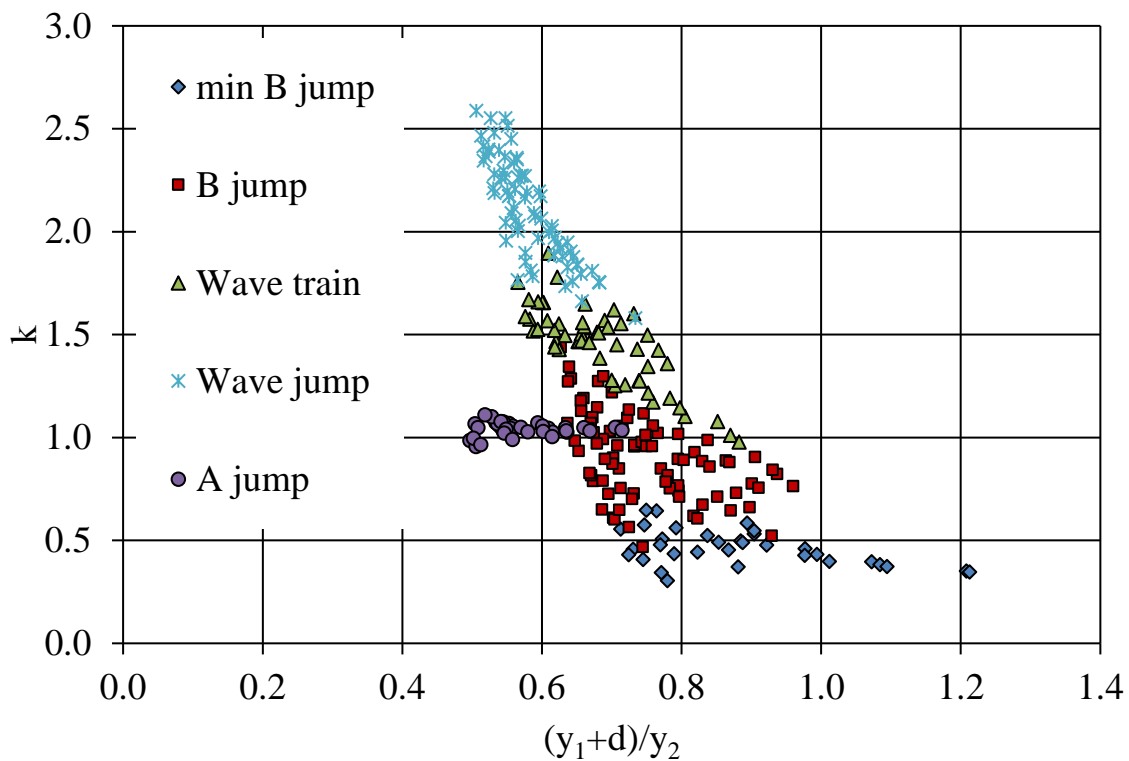
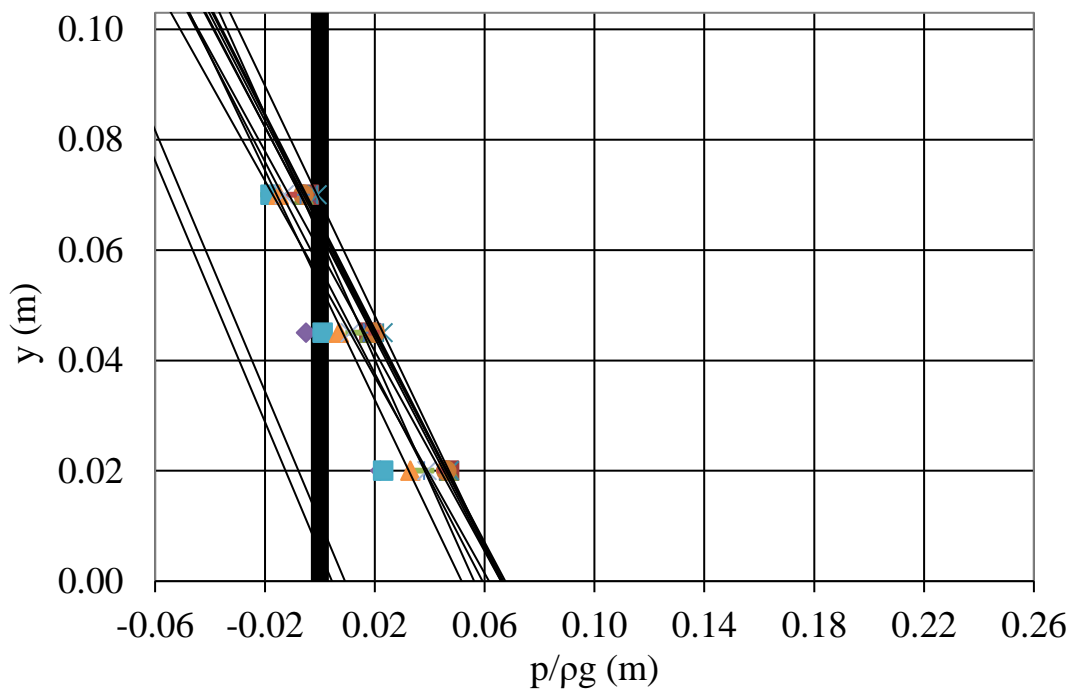
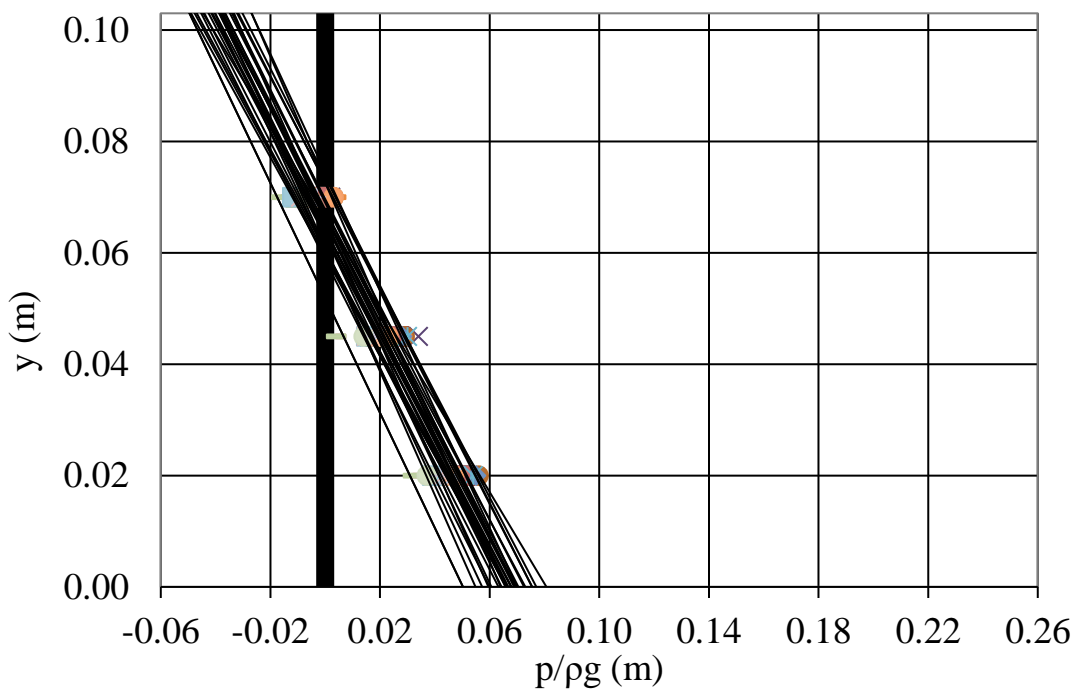


Figure 11 Correction coefficient k to balance the momentum equation versus $(y_1+d)/y_2$.

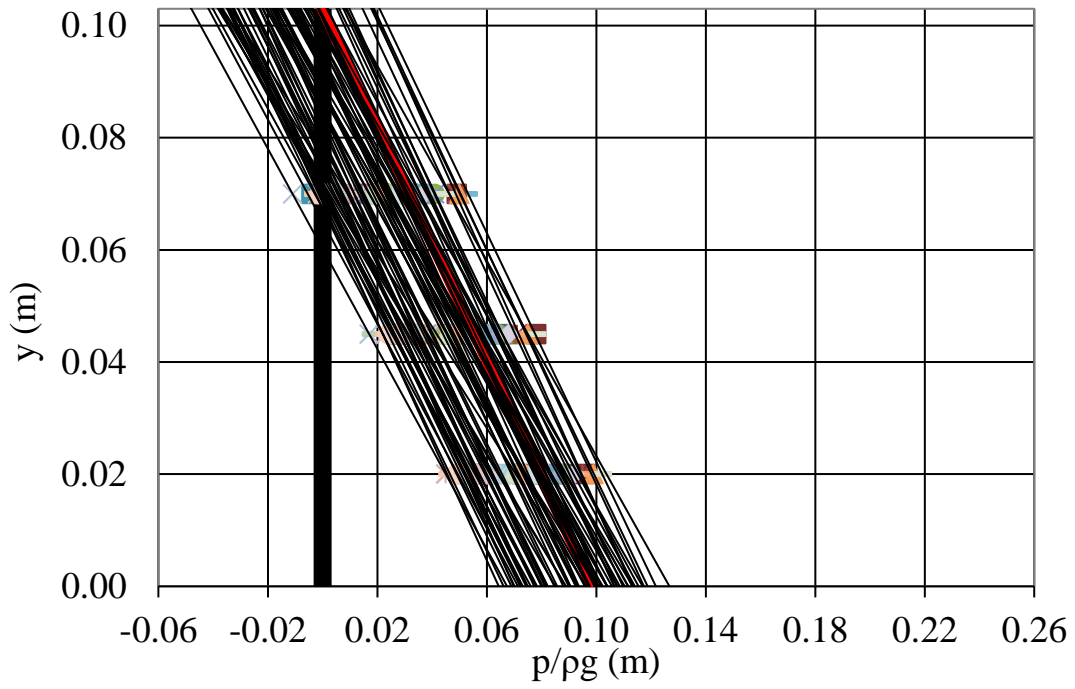
The pressure head measurements along the axis of the step face measured with three piezometers 2.0, 4.5 and 7.0 cm above the channel bottom are plotted in Figure 12 for all different types of flow. The lines plotted are linear fits to measured pressure heads extended to the top of the step and the bottom channel, with correlation coefficients greater than 0.99. The red line is that with zero pressure at the top of the step. When the flow is supercritical or the minimum B-jump appears downstream, part of the step face appears to have negative pressure. When the flow type is B-jump, i.e. when the hydraulic jump is submerged, the pressure may be positive all over the face of the step, or negative in part of it, when the tailwater depth is low. For the case of the wave-train the pressure at the face of the step is marginally positive, depending upon the transient characteristic of the flow (Mossa, 1999, Mossa et al., 2003), while it is positive all over for the wave-jump and the A-jump.



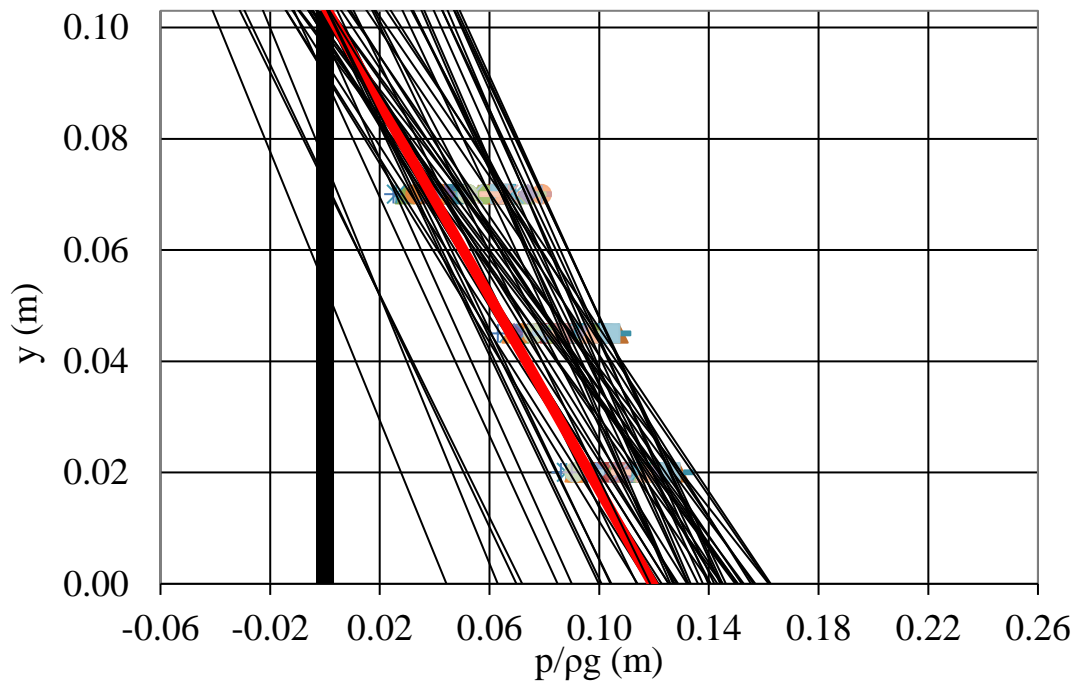
(i) supercritical flow



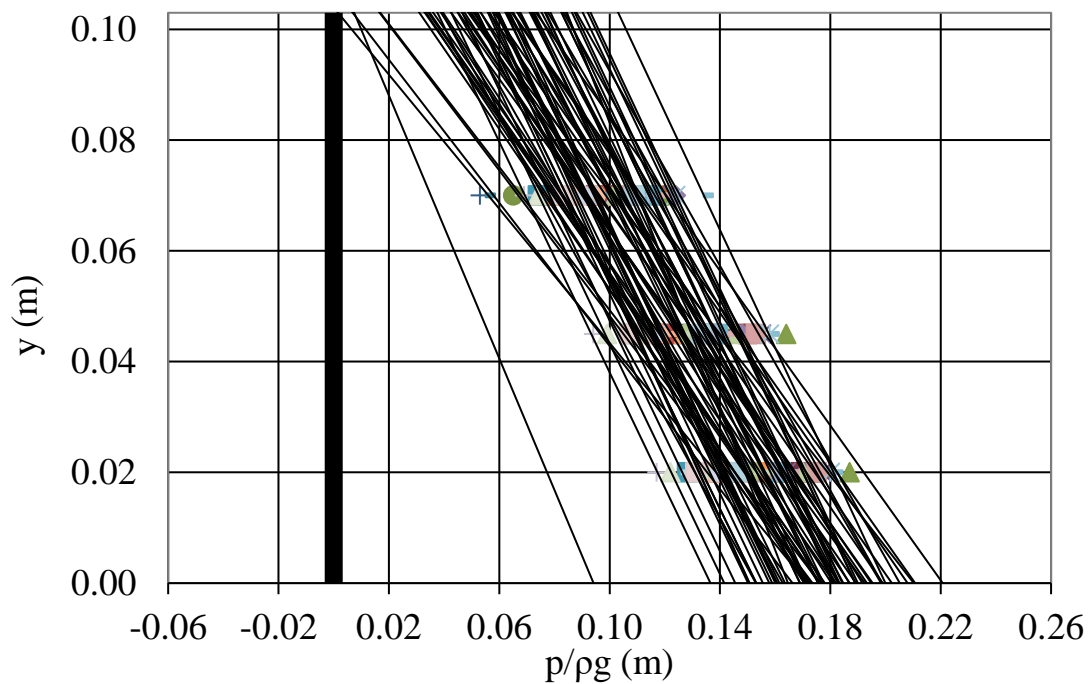
(ii) min B jump



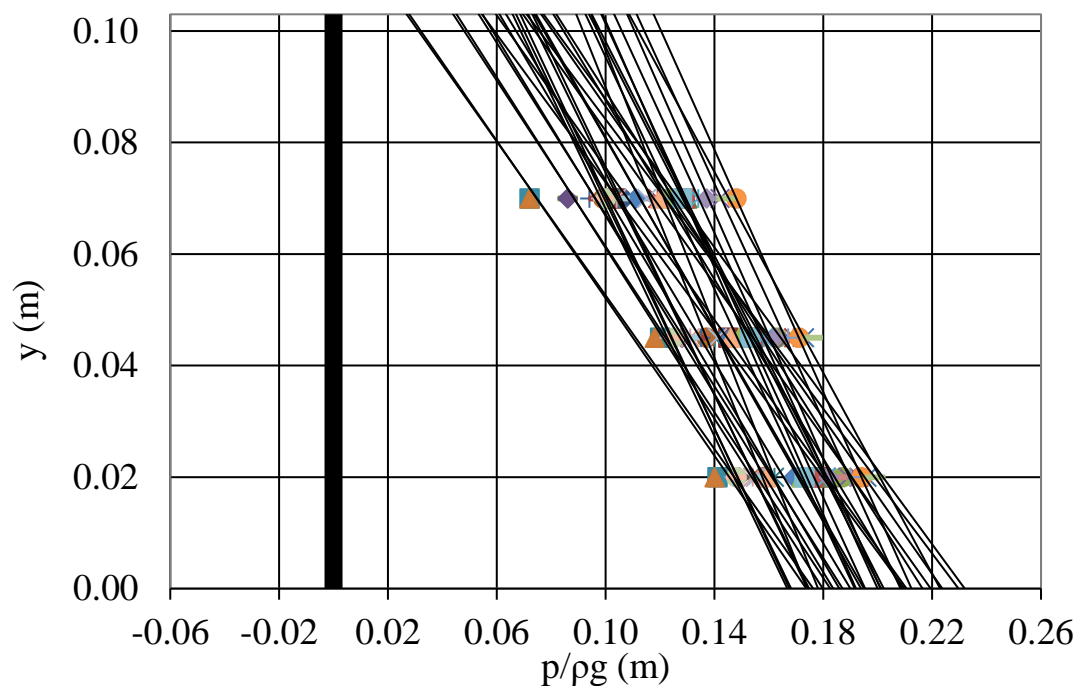
(iii) B jump



(iv) Wave train



(v) Wave jump



(vi) A jump

Figure 12 Distribution of the measured pressure head at the face of step with three piezometers, extended linearly to the top and the bottom channel: (i) supercritical flow, (ii) min B jump, (iii) B jump, (iv) Wave train, (v) Wave jump, (vi) A jump.

At this point it would be evident to compare the pressure force on the step face that is estimated from the one-dimensional momentum equation, with the force computed from the linear pressure distribution that is measured by the three piezometers and is extrapolated to the top and bottom of the step. Hence, the force estimated from the momentum equation is computed as the difference between pressure force and inertial force at sections (1) and (2) in Figure 2, assuming uniform velocity and hydrostatic pressure distribution, while the measured force is computed by integrating the assumed ‘linear’ pressure distribution over the step height. Both forces are normalized by the minimum force obtained for critical depth. The normalized estimated force is plotted versus the measured one in Figure 13, and found to be bigger as expected. Apparently, this difference results from negligence of the friction force from the walls and the bottom of the channel, as well as from the hypothesis of linear pressure distribution at the face of the step.

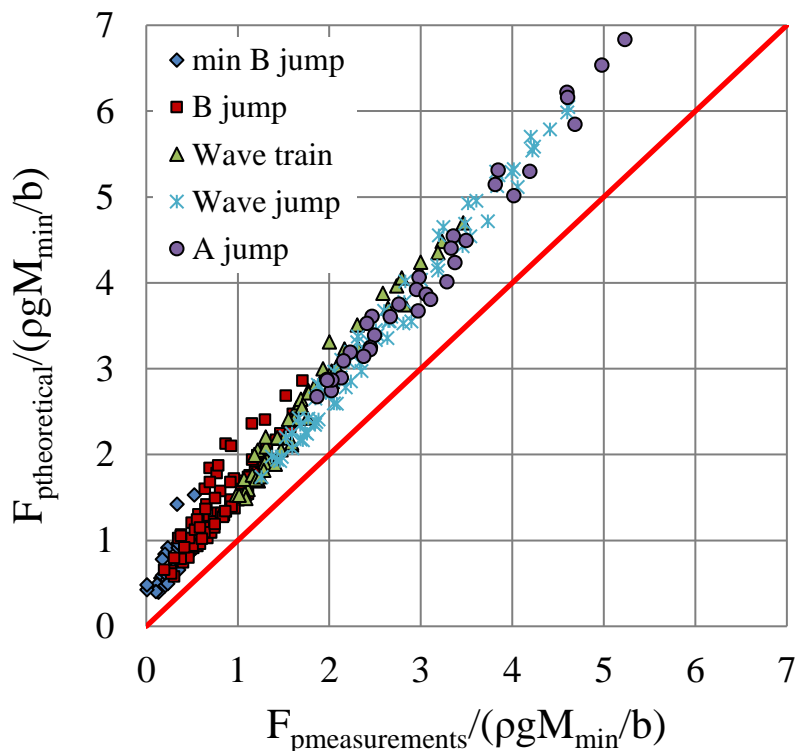
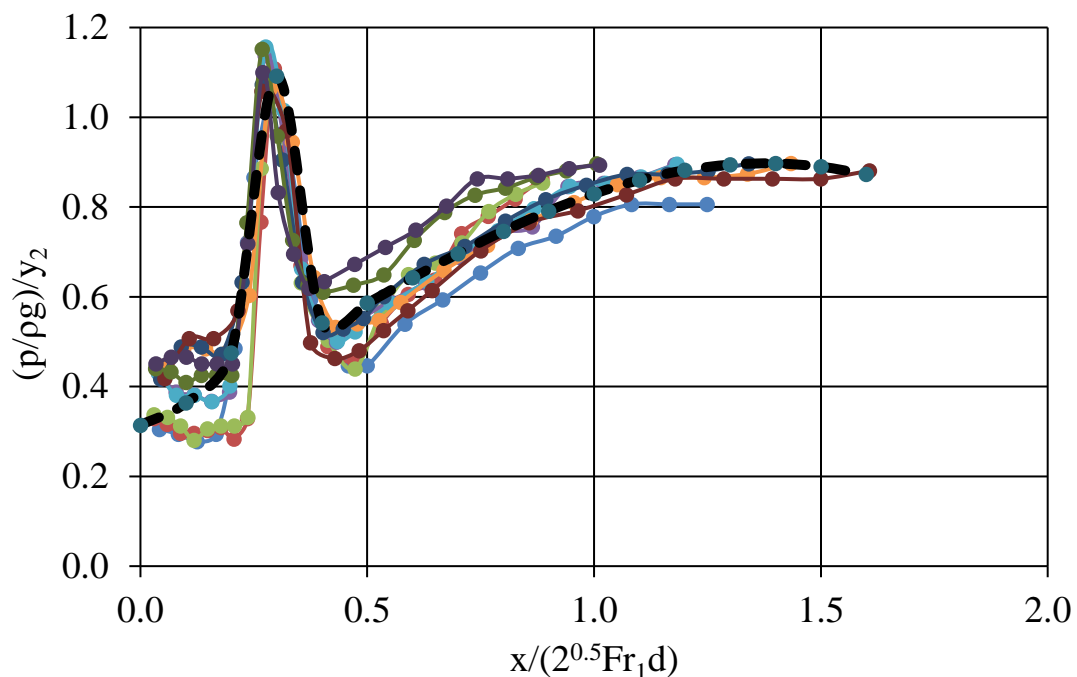
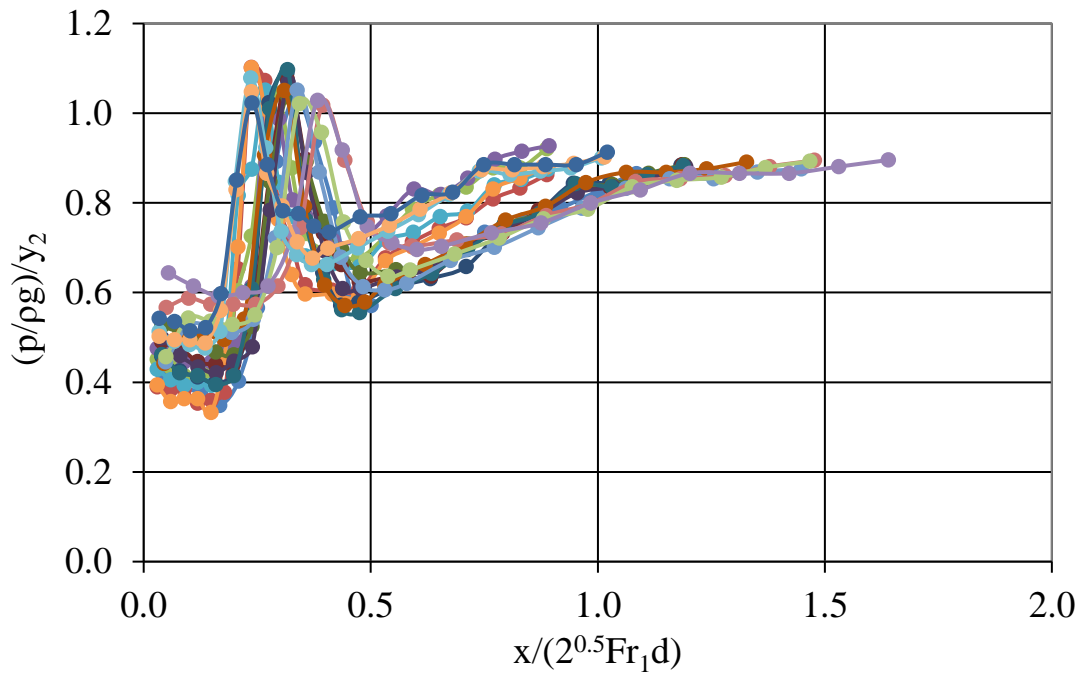


Figure 13 Comparison between the theoretical and the experimental results for the dimensionless pressure force at the face of the step, for all types of jumps.

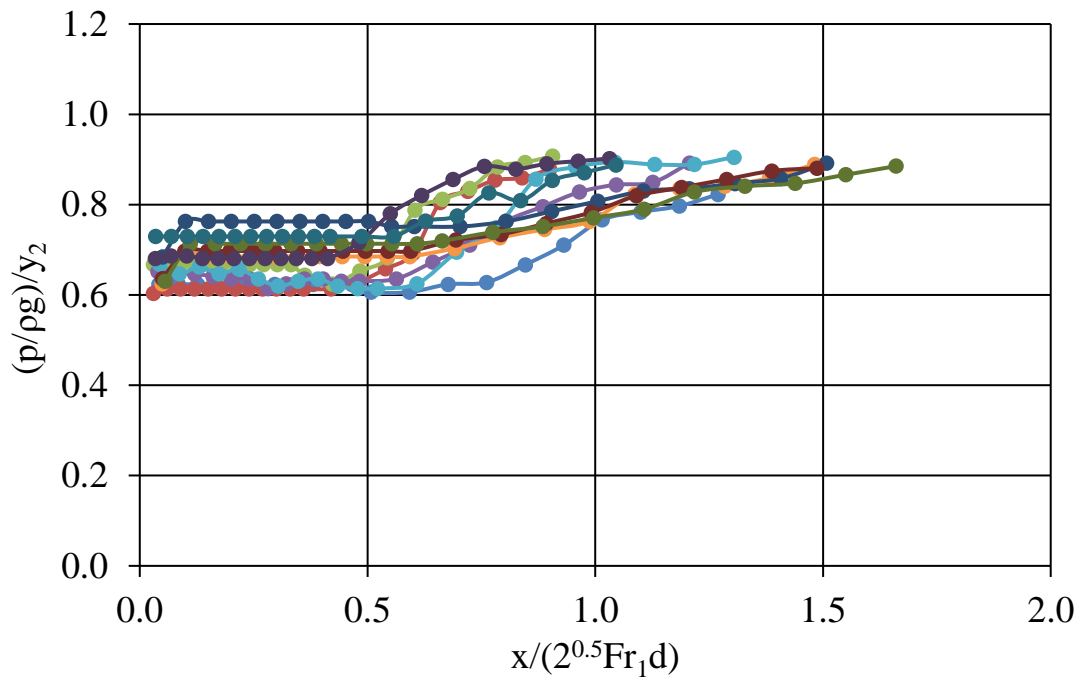
We also present the pressure head measurements were implemented with twenty-one piezometers along the middle of the channel bottom downstream of the step. The horizontal distance x from the toe of the step has been normalized using the distance where the free water jet atop the step with velocity V_1 would impinge at the bottom, namely $2^{1/2}dFr_1$. The pressure head at the bottom downstream from the step normalized by y_2 is plotted versus the dimensionless distance $x/(2^{1/2}dFr_1)$ in Figure 14 for all different types of jumps. It is evident that when the water jet impinges at the bottom (minimum B-jump and B jump), there is a peak pressure at some distance from the step that is due to stagnation, as a result of the vertical velocity component. For the case of the minimum B-jump the peak pressure occurred around $x/(2^{1/2}dFr_1)=0.3$. Furthermore, the pressure upstream and downstream of the maximum is less than the hydrostatic one for the previous two types of the flow, result that is due to the curved streamlines of the water jet. When the flow runs on the surface (wave-train, wave-jump, A-jump) the peak disappears, the pressure is lower than hydrostatic up to about $x/(2^{1/2}dFr_1)=1.5$ and it is attributed to the ‘suction’ developed from the fast water jet at the top of the step (Bernoulli).



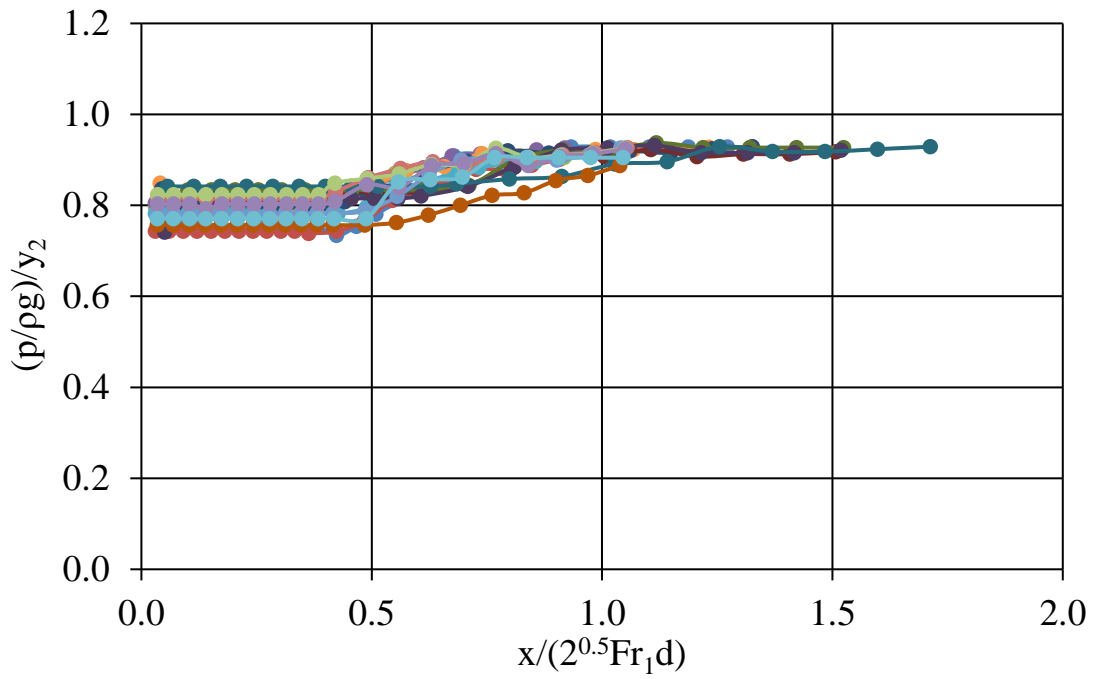
(i) min B jump



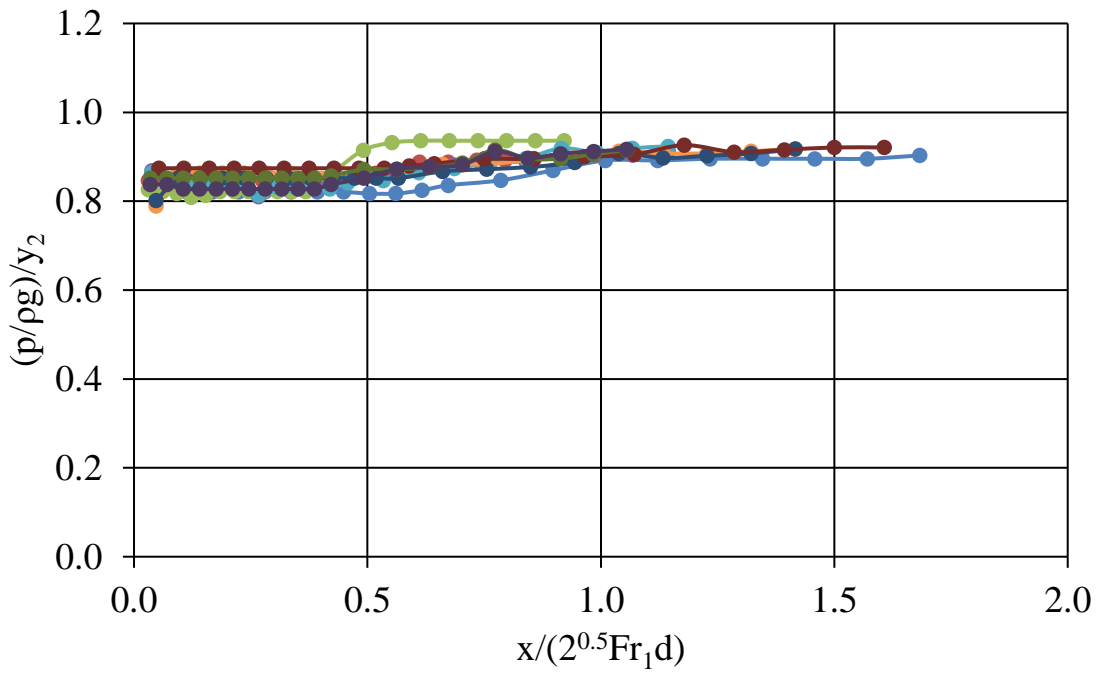
(ii) B jump



(iii) Wave train



(iv) Wave jump



(v) A jump

Figure 14 Normalized pressure head distribution along the bottom of the channel downstream of the step versus the dimensionless distance $x/(2^{1/2}dFr_1d)$: (i) min B jump, (ii) B jump, (iii) Wave train, (iv) Wave jump, (v) A jump.

Next, the maximum pressure head $p_{\max}/\rho g$ measured at the bottom of the channel downstream of the step normalized by tailwater depth y_2 , is plotted versus $y_2/(y_c+d)$ for all types of jumps in Figure 15. Two groups of points appear in this figure, the first group from measurements of the minimum B-jump and B-jump types of flow where $(p_{\max}/\rho g)/y_2 > 1$, while the second group from measurements of the wave-train, the wave-jump and the A-jump types of flow where $(p_{\max}/\rho g)/y_2 < 1$. This discontinuity is sharp and occurs at $y_2/(y_c+d) \sim 1.07$ where the flow type is the wave-train, i.e. when the flow is a surface jet with a very long recirculation regime downstream of the step. Apparently, the flow is not hydrostatic in both regimes, in the left because the piezometer measures the dynamic pressure that is due to the vertical velocity component besides the hydrostatic pressure mentioned earlier, while in the right where the fast surface flow ‘sucks’ the underlying slow recirculating fluid (Bernoulli).

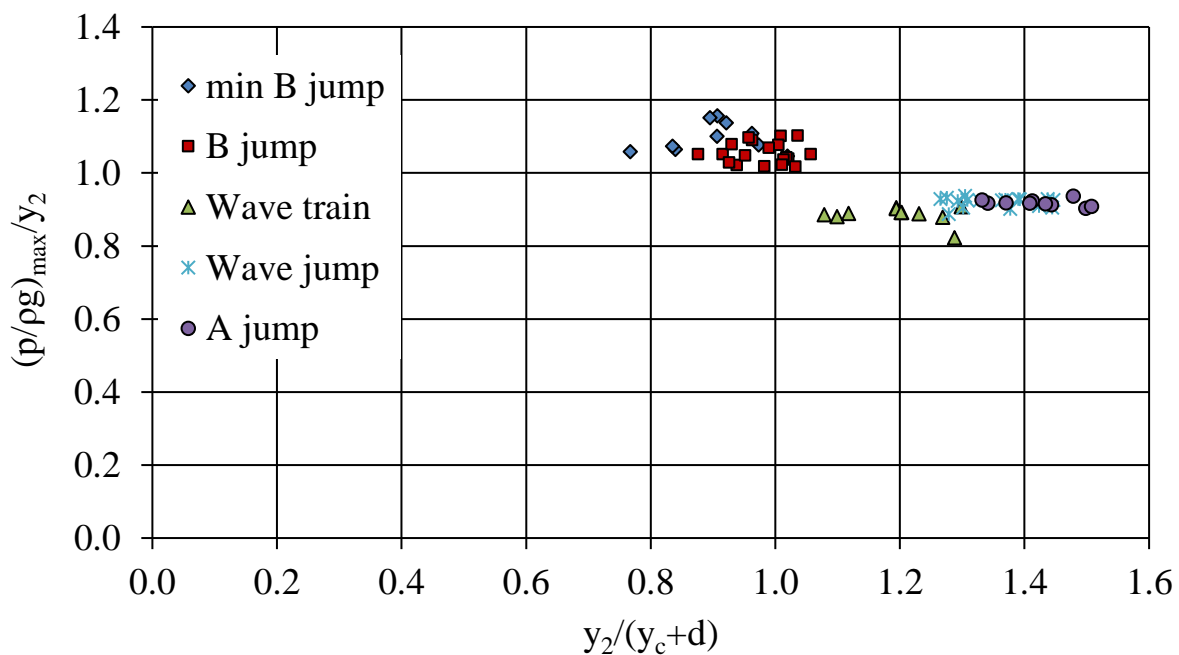


Figure 15 Dimensionless maximum pressure head at the bottom of the channel downstream of the step, versus $y_2/(y_c+d)$ for all types of jumps.

6.3 Two-dimensional velocity measurements using PIV

The mean velocity and vorticity field, the mean flow kinetic energy, the turbulent flow kinetic

energy, the turbulence intensity in the horizontal and vertical direction as well as the Reynolds turbulent shear stresses under a Wave train with Froude number $Fr_1=1.99$ (Experiment 1 of Table 1) are plotted in Figure 16 (i)-(vii). The dotted line shows the height of the step. The results from the rest of the experiments in Table 1 can be found in Appendix A.3. From this figure a flow recirculation region is observed, where the highest time averaged velocity occurs at elevations higher than the step height. The other variables (vorticity, kinetic energy of mean flow, turbulent kinetic energy, horizontal and vertical turbulence intensity and turbulent Reynolds shear stresses) show highest values at elevations higher than the step. At the supercritical water jet downstream of the step face the vorticity magnitude is significant. The kinetic energy of the mean flow is greater than the turbulent kinetic energy and the intensity of turbulence in the horizontal direction is much higher than that in the vertical direction. Similar conclusions emerge from the remaining experiments.

In Figures 17 (i)-(iii) to 21 (i)-(iii) we present the results of flow parameters in a Wave jump for Froude numbers $Fr_1=1.96, 2.44$ and 2.99 , at three normalized horizontal distances from the step $x/(y_c+d)=0.20, 0.98$ and 1.60 . More specifically, presents the distribution of the normalized horizontal velocity component u/V_1 as a function of the normalized vertical distance from the bottom $y/(y_c+d)$ is shown in Figure 17c(i)-(iii), the distribution of the dimensionless vertical velocity component v/V_1 is shown in Figure 18 (i)-(iii), the distribution of the dimensionless rms horizontal velocity u_{rms}/V_1 is shown in Figure 19 (i)-(iii), the distribution of the dimensionless rms vertical velocity v_{rms}/V_1 is shown in Figure 20 (i)-(iii), and the distribution of the dimensionless Reynolds shear stresses $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ is shown in Figure 21 (i)-(iii). Finally, the distribution of the normalized maximum horizontal velocity component u_{max}/V_1 in a wave jump versus the dimensionless horizontal distance from the step x/y_1 for Froude numbers $Fr_1=1.96, 2.44$ and 2.99 is shown in Figure 22.

It can be noted from Figure 16 (i) - (iii) that at the most upstream location and for normalized distance from the bottom $y/(y_c+d)<0.18$, the dimensionless horizontal velocity is positive for Froude number $Fr_1=2.99$, while at downstream the dimensionless horizontal velocity component is negative for $y/(y_c+d)<0.18$ for all three Froude numbers. Also at the most upstream location for $y/(y_c+d)>0.6$ an increment in the Froude number leads to an increase in

the dimensionless horizontal velocity. From Figure 18 (i) - (iii) it is evident that the dimensionless vertical velocity is smaller than the horizontal one at all three locations for all Froude numbers. In addition, there is an almost linear change in the vertical velocity with dimensionless vertical distance from the bottom when $y/(y_c+d)<0.2$, at the intermediate and downstream locations for all Froude numbers. The dimensionless vertical velocity component remains constant for $0.05<y/(y_c+d)<0.4$ in the upstream location for all Froude numbers. From Figures 19 (i) - (iii) and 20 (i) - (iii) it is evident that the dimensionless rms horizontal velocity u_{rms}/V_1 is generally greater than the dimensionless rms vertical one v_{rms}/V_1 for all three locations and Froude numbers. Moreover, in the upstream location the dimensionless rms horizontal velocity remains almost constant for $y/(y_c+d)<0.4$ for all Froude numbers. In the middle location an increase in Froude number results in an increase of the intensity of the turbulence in the horizontal direction for $y/(y_c+d)<0.3$. In Figure 21 (i) - (iii), one may observe that the dimensionless turbulent Reynolds stress $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ is constant near the step when $y/(y_c+d)<0.5$ for all Froude numbers. The maximum horizontal velocity u_{max}/V_1 is reduced monotonically with distance from the step up to the value $x/y_1=3.5$ as shown in Figure 22 for all Froude numbers. This has been also observed in experiments by Rajaratnam and Ortiz (1977) for Froude number 2.97 where measurements were obtained with a Pitot tube. For $x/y_1>3.5$ the maximum horizontal velocity u_{max}/V_1 could not be measured in the aerated region of the jump, and does not decrease monotonically as in Rajaratnam and Ortiz (1977). This deviation may also be attributed either to incorrect velocity measurements with the Pitot tube in areas of high air concentration in the jump or due to the fact that velocity measurements of present work tool place in areas of low air concentration due to PIV constraints.

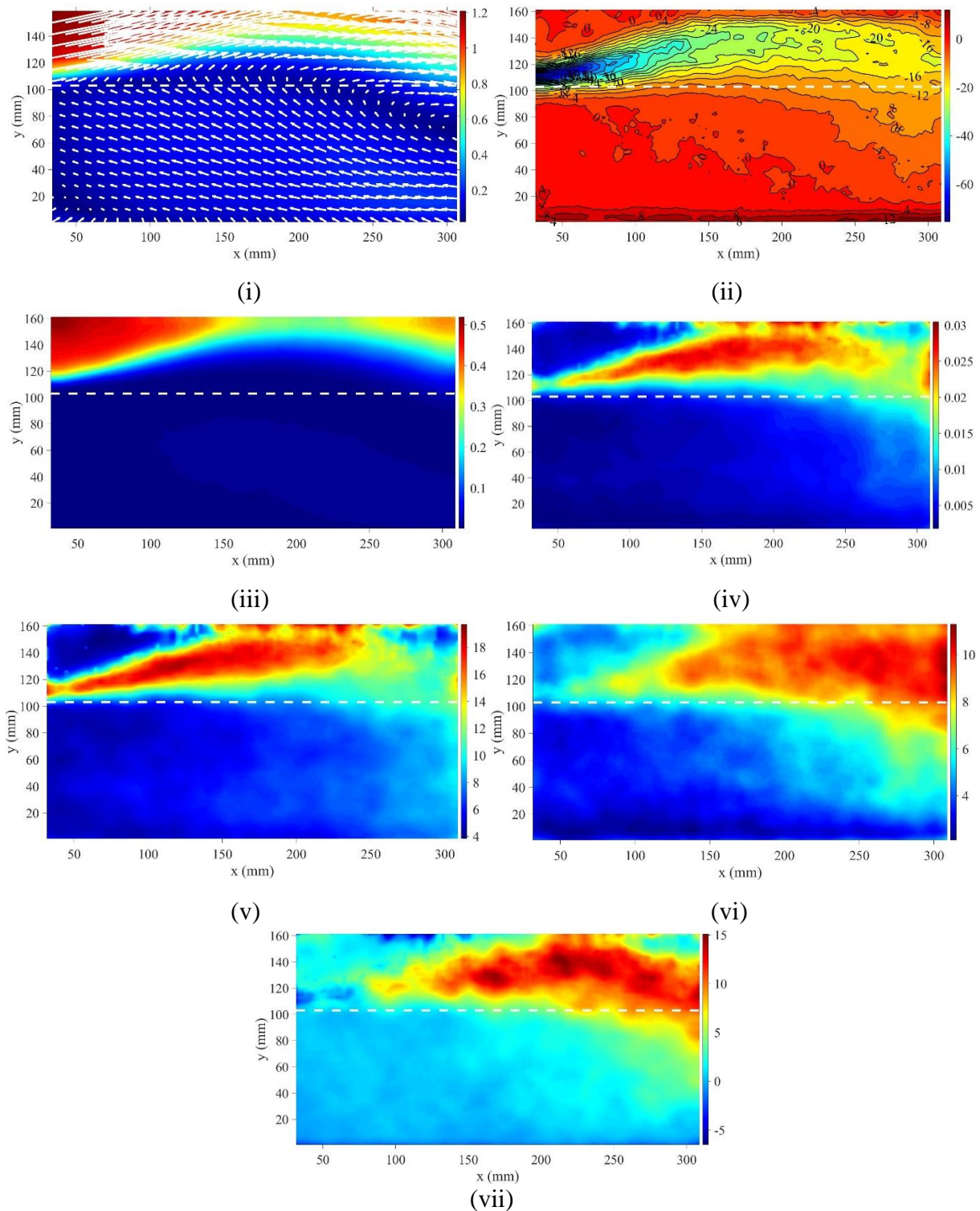


Figure 16 Results regarding a Wave train at $Fr_1=1.99$: (i) mean velocity (m/s), (ii) vorticity (s^{-1}), (iii) kinetic energy of mean flow (m^2/s^2), (iv) turbulent kinetic energy (m^2/s^2), (v) turbulence intensity along the horizontal (%), (vi) turbulence intensity along the vertical (%), (vii) Reynolds shear stresses (Nt/m^2), (dotted line shows schematically the step height).

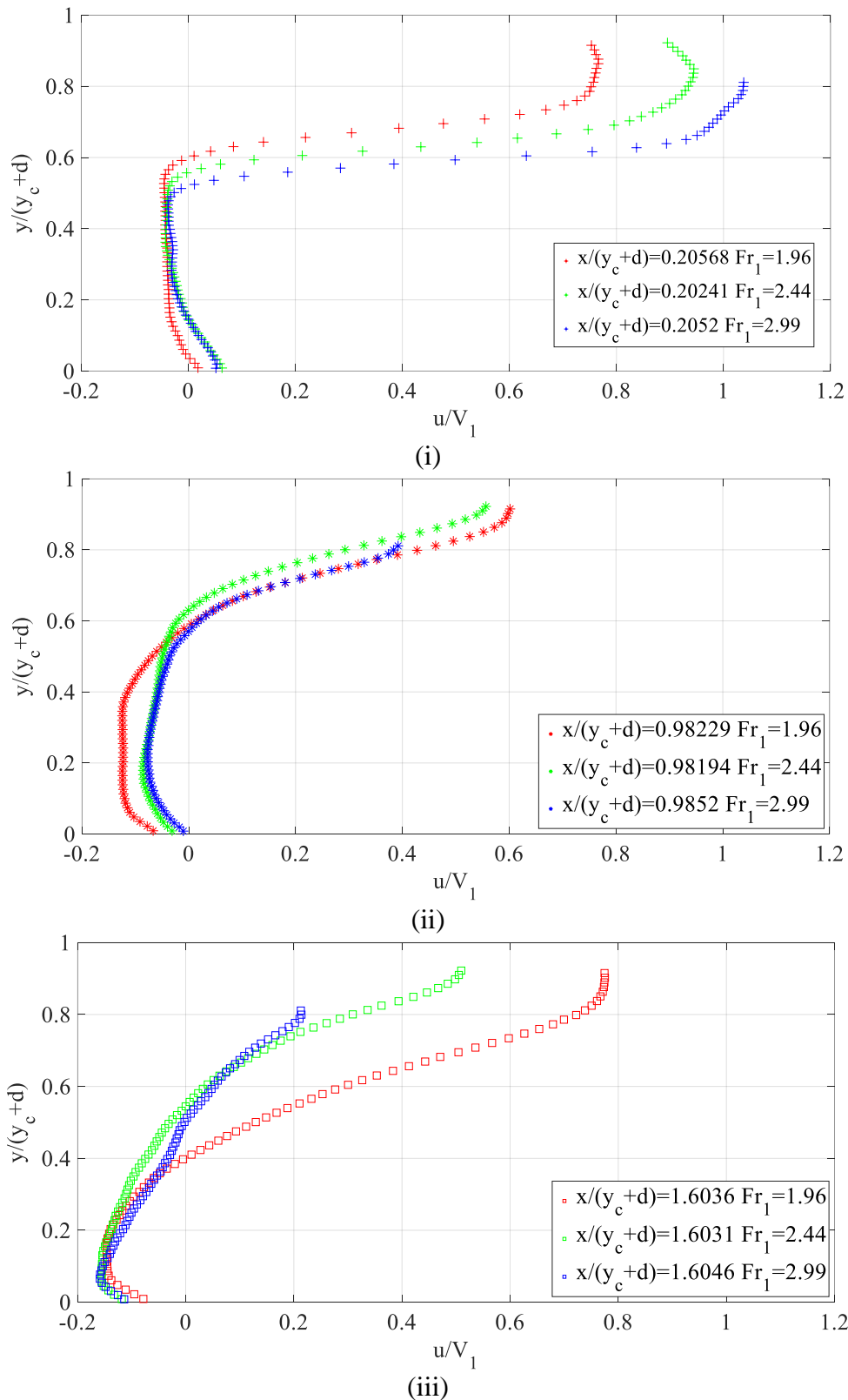


Figure 17 Distribution of dimensionless horizontal velocity component u/V_1 as a function of the dimensionless vertical distance from the bottom $y/(y_c+d)$ in a Wave jump for Froude numbers $Fr_1=1.96$, 2.44 and 2.99, at three locations at dimensionless horizontal distance $x/(y_c+d)$ from the step (i) 0.20, (ii) 0.98 and (iii) 1.60.

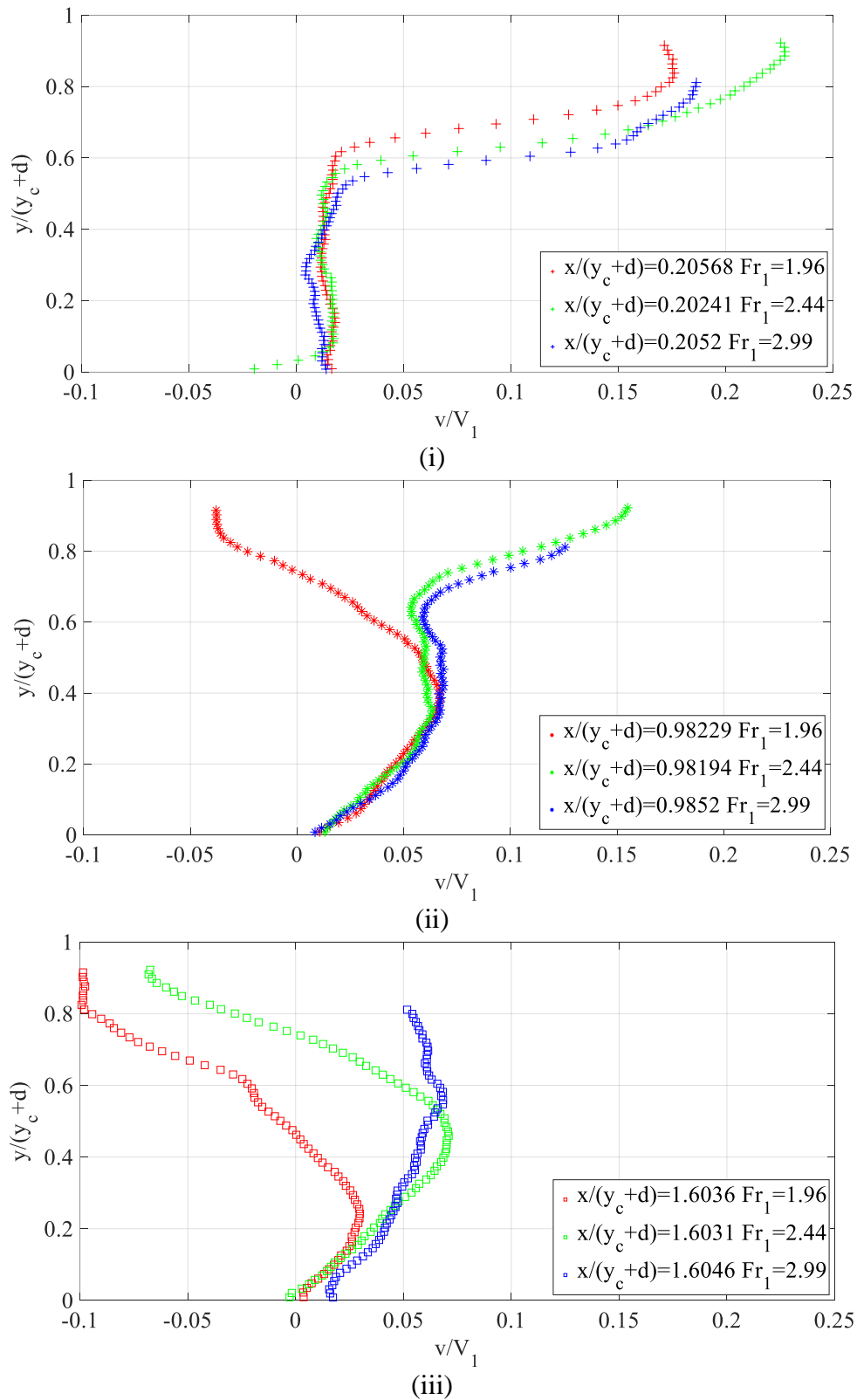


Figure 18 Distribution of dimensionless vertical velocity component v/V_1 as a function of the dimensionless vertical distance from the bottom $y/(y_c+d)$ in a Wave jump for Froude numbers $Fr_1=1.96$, 2.44 and 2.99, at three locations at dimensionless horizontal distance $x/(y_c+d)$ from the step (i) 0.20, (ii) 0.98 and (iii) 1.60.

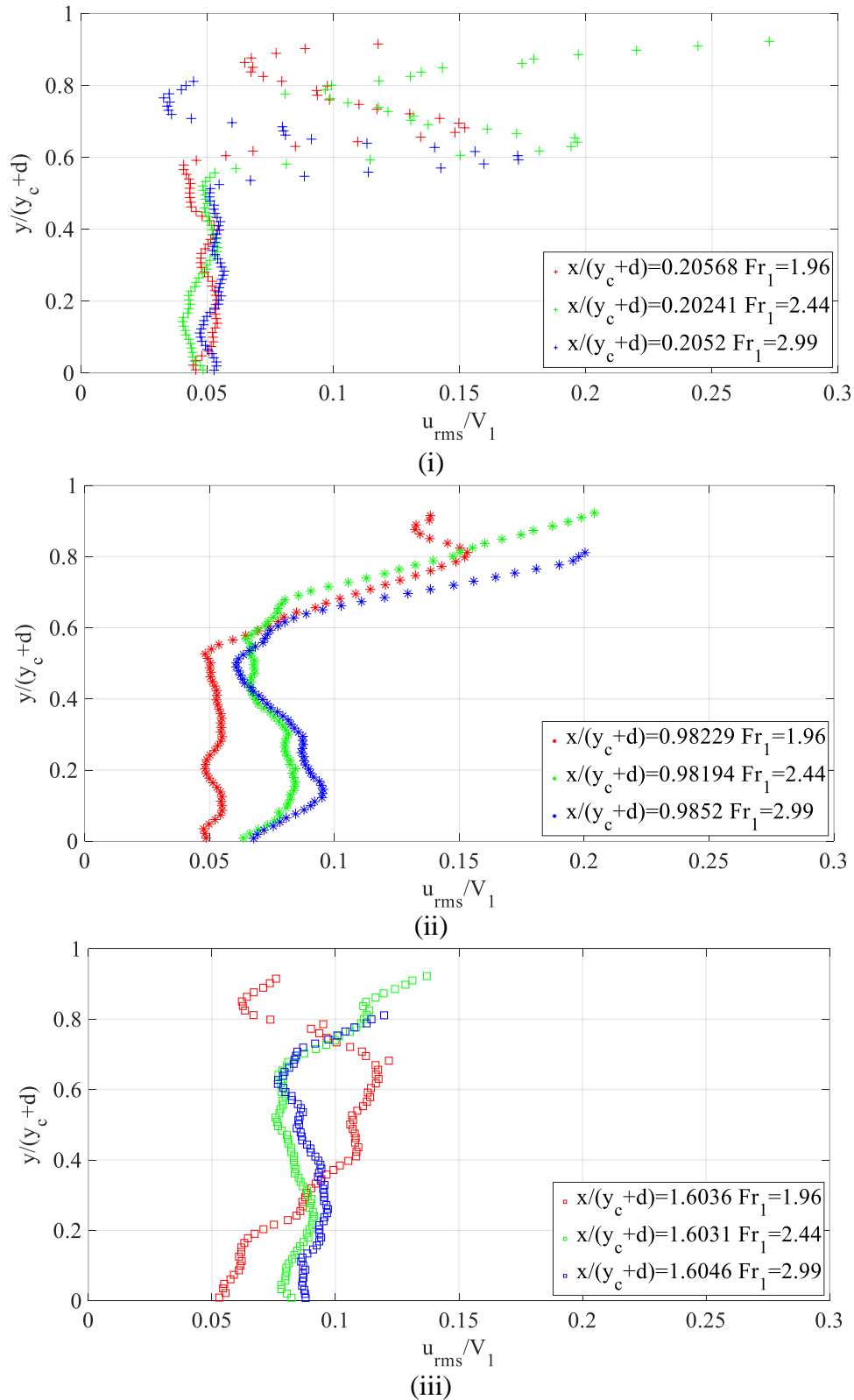


Figure 19 Distribution of dimensionless horizontal rms velocity u_{rms}/V_1 as a function of the dimensionless vertical distance from the bottom $y/(y_c+d)$ in a Wave jump for Froude numbers $Fr_1=1.96$, 2.44 and 2.99 , at three locations at dimensionless horizontal distance $x/(y_c+d)$ from the step (i) 0.20 , (ii) 0.98 and (iii) 1.60 .

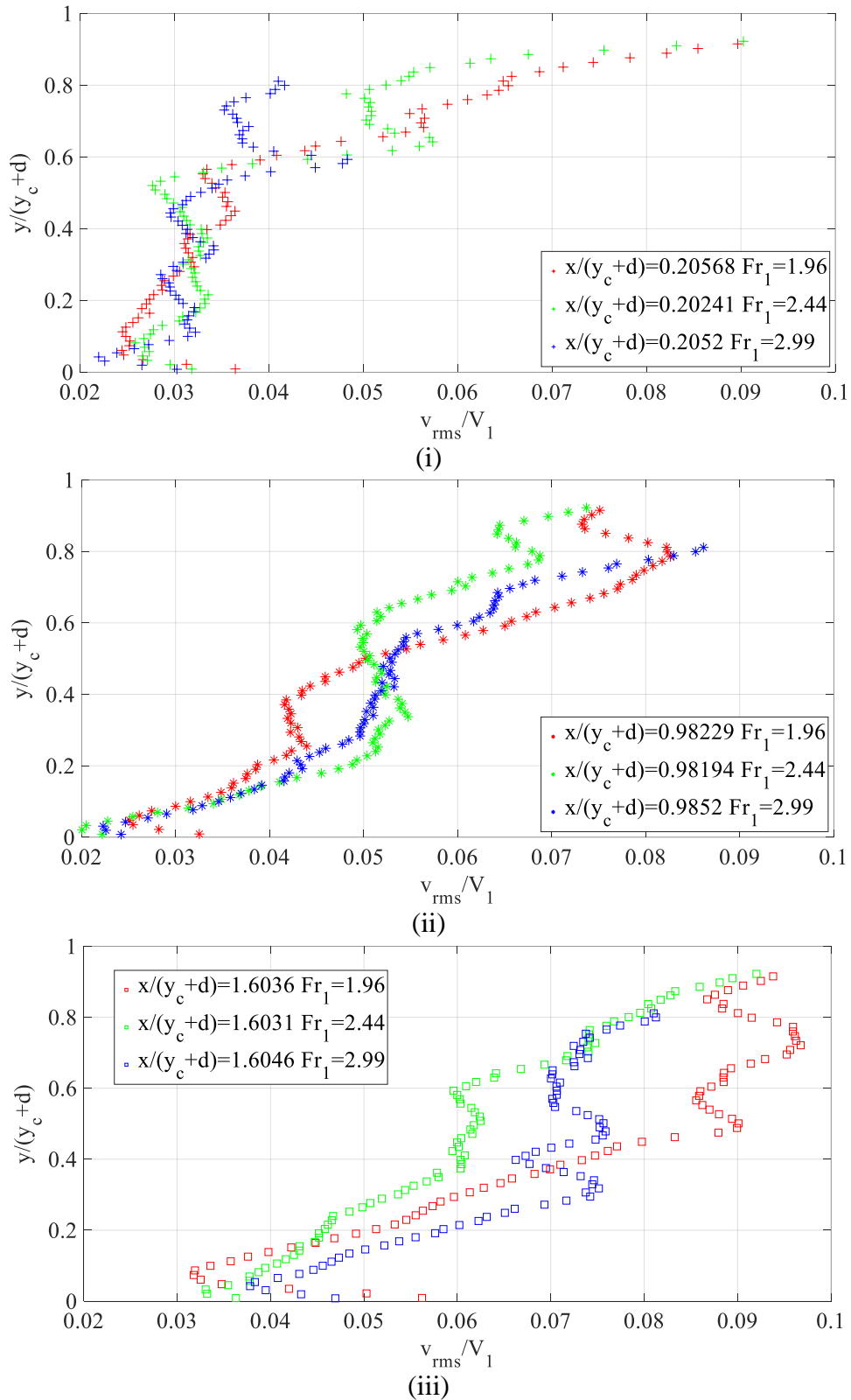


Figure 20 Distribution of dimensionless vertical rms velocity v_{rms}/V_1 as a function of the dimensionless vertical distance from the bottom $y/(y_c+d)$ in a Wave jump for Froude numbers $Fr_1=1.96$, 2.44 and 2.99, at three locations at dimensionless horizontal distance $x/(y_c+d)$ from the step (i) 0.20, (ii) 0.98 and (iii) 1.60.

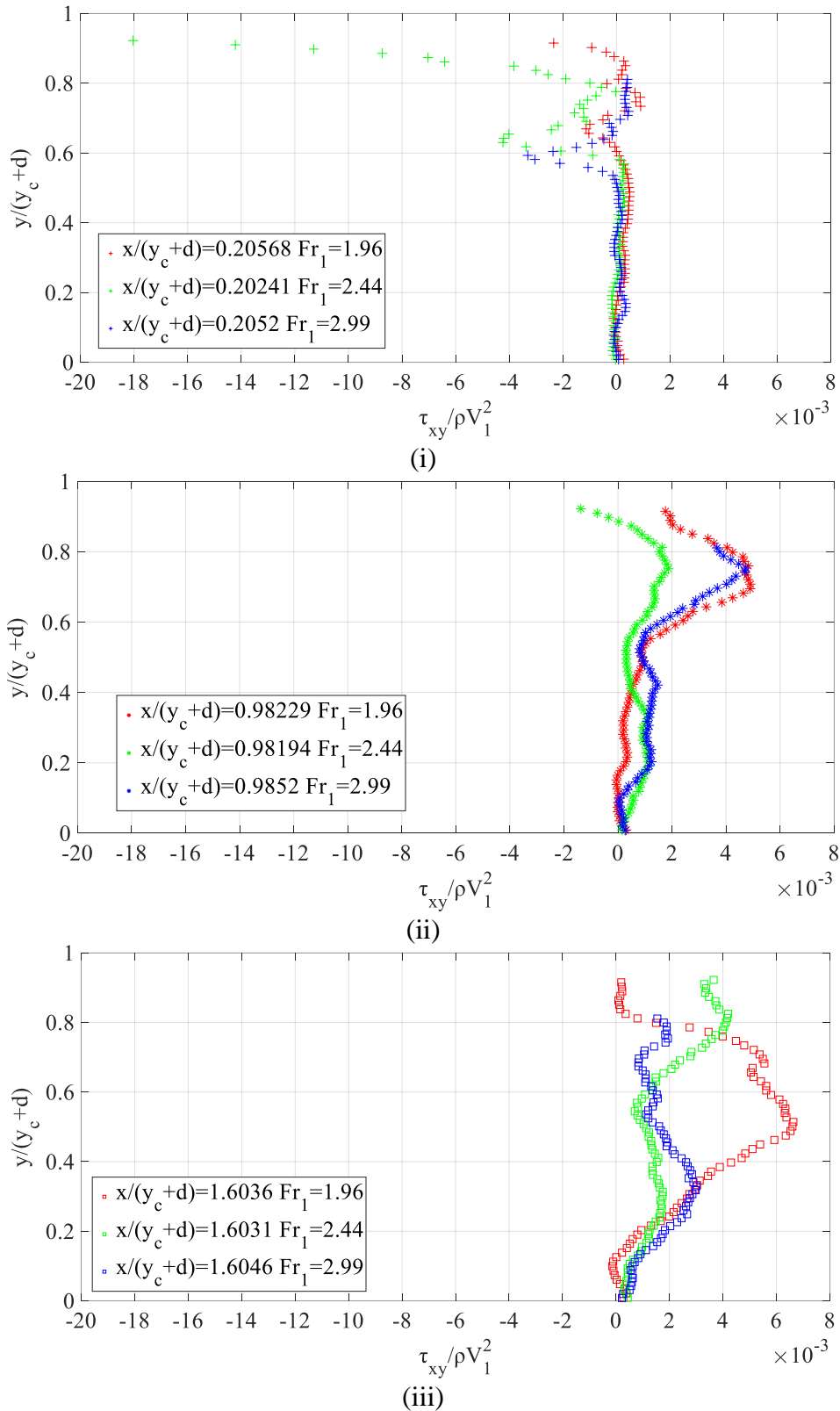


Figure 21 Distribution of dimensionless Reynolds shear stresses $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ as a function of the dimensionless vertical distance from the bottom $y/(y_c+d)$ in a Wave jump for Froude numbers $Fr_1=1.96$, 2.44 and 2.99 , at three locations at dimensionless horizontal distance $x/(y_c+d)$ from the step (i) 0.20 , (ii) 0.98 and (iii) 1.60 .

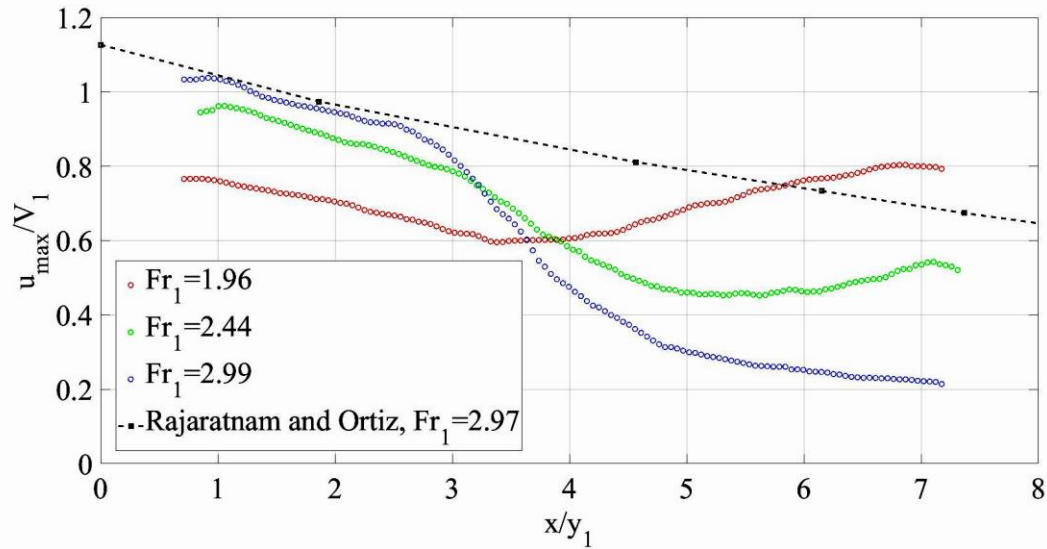


Figure 22 Normalized maximum cross-sectional horizontal velocity component u_{\max}/V_1 versus the dimensionless horizontal distance from step x/y_1 in a Wave jump for Froude numbers $Fr_1=1.96, 2.44$ and 2.99 , compared to experiments of Rajaratnam and Ortiz (1977) for $Fr_1=2.97$.

6.4 Numerical results

Four experiments have been selected, two regarding formation of the minimum B-jump and two of the A-jump shown in Table 3. The flow rate Q , the Froude number and depth y_{up} at the vena contracta upstream, as well as the depth y_{do} downstream for each jump have been considered to be the initial conditions for the computations.

Table 3 Measured parameters for modeling of the hydraulic jumps.

Test case/Experiment	Q (L/s)	Fr	y_{up} (m)	y_{do} (m)	Type of jump
1	8.11	3.59	0.0200	0.1259	minimum B
2	9.88	4.37	0.0200	0.1442	minimum B
3	6.70	3.20	0.0190	0.1922	A jump
4	9.41	4.50	0.0190	0.2234	A jump

The spatial step was 0.025 m resulting in 201 nodes for all test cases. The time interval in each iteration was variable for stability purposes, subject to Courant-Friedrichs-Lewy condition. Artificial viscosity has been added to the numerical schemes to reduce oscillations in the regime

of the jump. The dissipation parameter used has been set to 0.012 after trial and error, and was applied to all cases. The computed flow depth difference in all nodes between two successive iterations did not exceed 10^{-4} m for convergence.

The numerical results are compared to experiments for test cases 1 (min B-jump) and 3 (A-jump) in Figures 23 and 24 respectively. In the same figures we have plotted the computed Boussinesq terms, using the two different schemes for comparison. From these figures it is evident that Boussinesq term takes the highest values in the region of the jump due to the non-parallel streamlines, while it vanishes everywhere else. The jump location is in agreement with measurements, especially for the case of the A-jump (Figure 24 top), while the jump shape cannot be predicted numerically, as expected. The measured pressure head at the bottom of the channel is also plotted upstream and downstream of the step for comparison. It is asymptotically congruent to the computed depth in the uniform (parallel) flow sections upstream and downstream of the hydraulic jump for both cases, while the hydrostatic pressure distribution is confirmed outside the region of the jump, where the value of the Boussinesq term is almost zero, as expected.

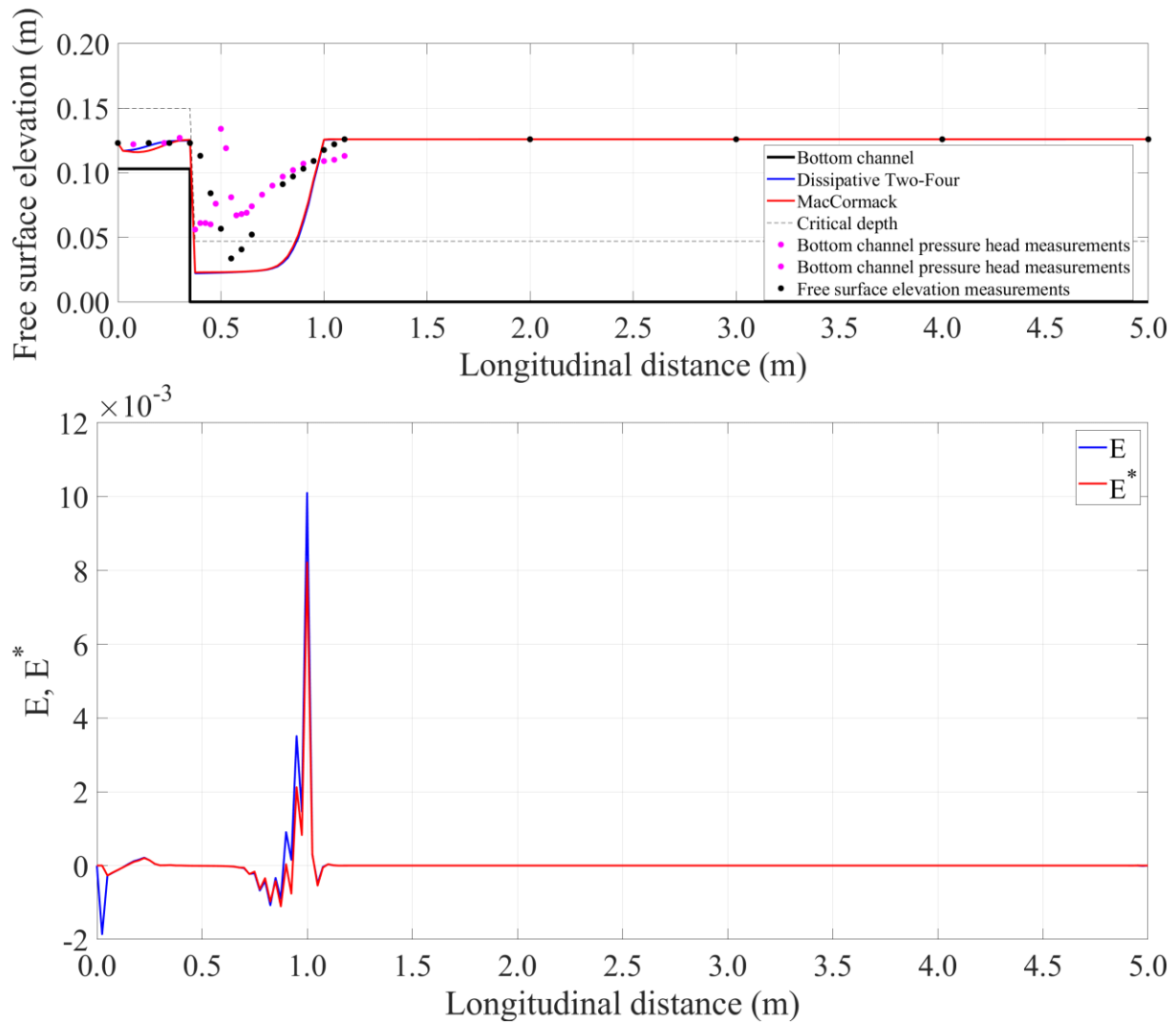


Figure 23 Test case 1: Top: Comparison between the computed free surface profile and the experiment (point gauge and pressure head measurements). Bottom: Boussinesq term along the channel for the Dissipative Two-Four scheme, (predictor and corrector step).

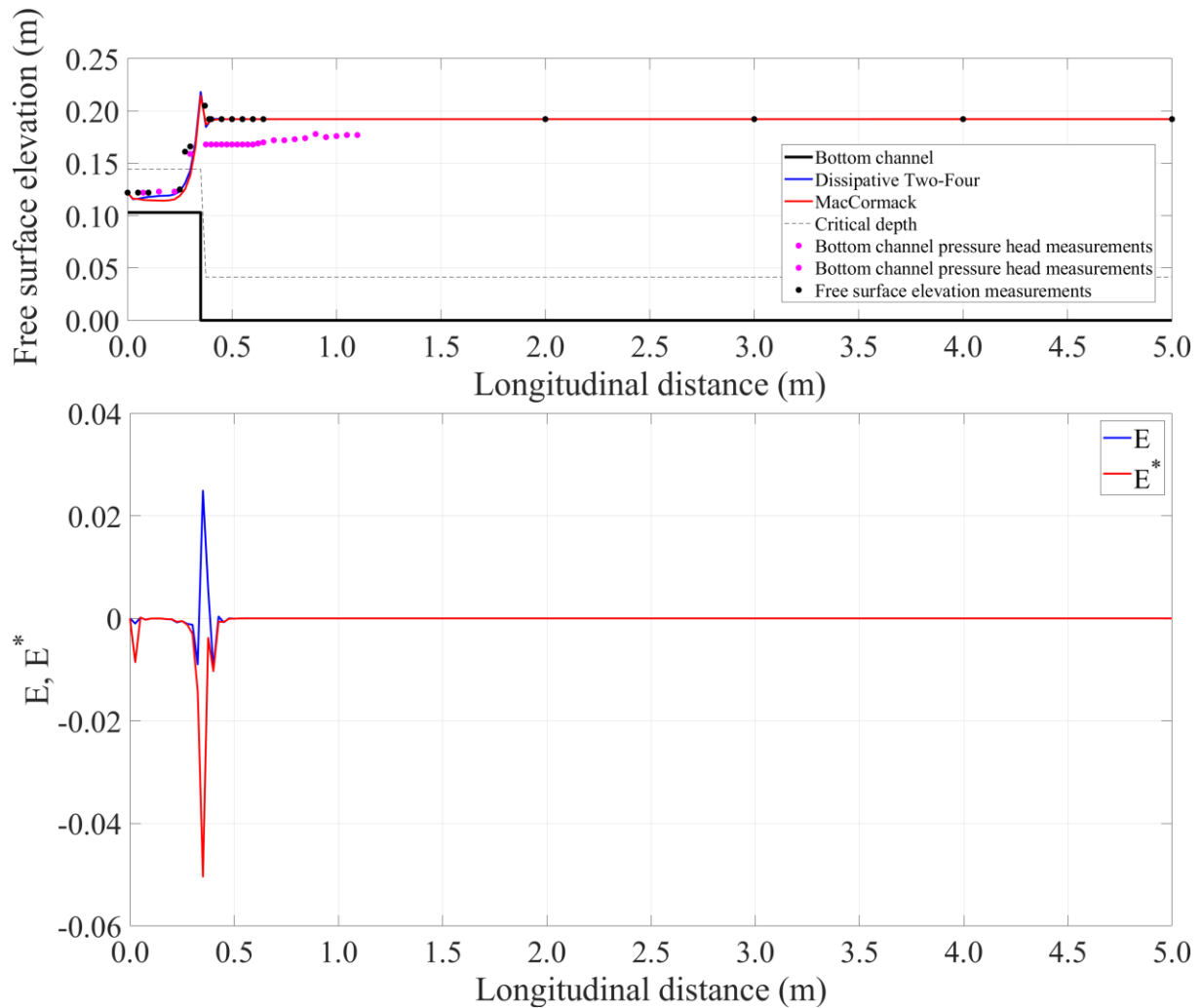


Figure 24 Test case 3: Top: Comparison between the computed free surface profile and the experiment (point gauge and pressure head measurements). Bottom: Numerical results for the Boussinesq term along the channel length for the MacCormack scheme, (predictor and corrector step).

The computed mean velocity over the cross section along the channel is plotted for test cases 1 and 3 in Figure 25, and for both computational schemes is not different. The MacCormack scheme overestimates slightly the velocity at the upstream end of the channel, while the two numerical schemes produce almost identical results downstream. The "computational pseudo-time" evolution of the hydraulic jump, until steady state is obtained, is shown in Figure 26 for test cases 2 (min B-jump) and 4 (A-jump), using the Dissipative Two-Four and the MacCormack scheme respectively. In these figures the free surface profile is also shown at time $t=0$, resulting from the initial condition, while it can be noted that the jump moves upstream

until it is stabilized in its final location. Similar numerical results have been produced for the rest test cases.

The required iterations for the algorithm to reach steady state and the maximum percentage error regarding mass conservation are shown in Table 4 for all test cases and both numerical schemes. The computed depth of flow and mean velocity were used to compute the flow rate. It is evident that the mass conservation error from the MacCormack scheme is smaller if compared to that of the Dissipative Two-Four scheme, except for case 4, while the algorithm reaches steady state solution faster if the MacCormack scheme is used, requiring smaller number of iterations except for test cases 2 and 4.

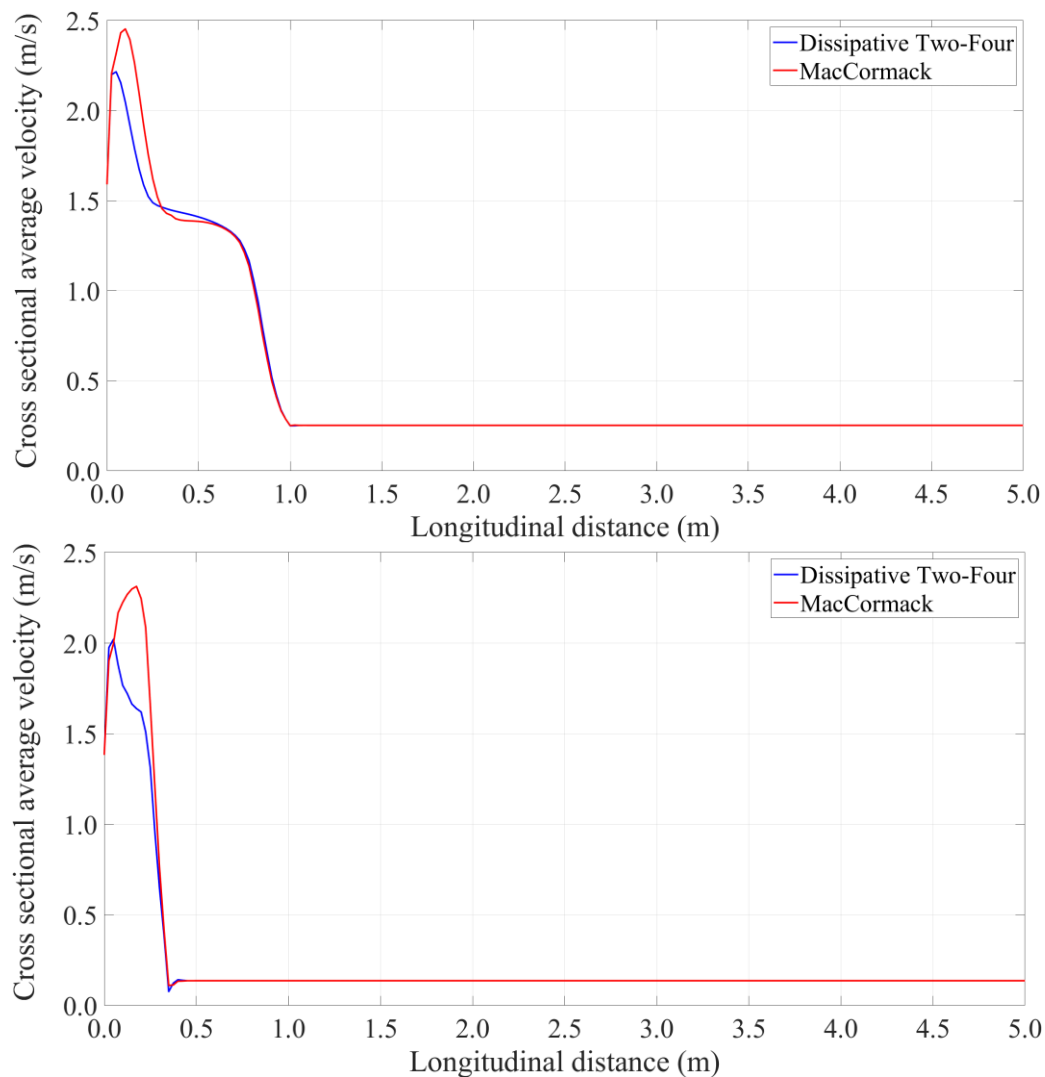


Figure 25 Numerical results for the mean stream-wise velocity along the channel length: Test case 1 (top), and test case 3 (bottom).

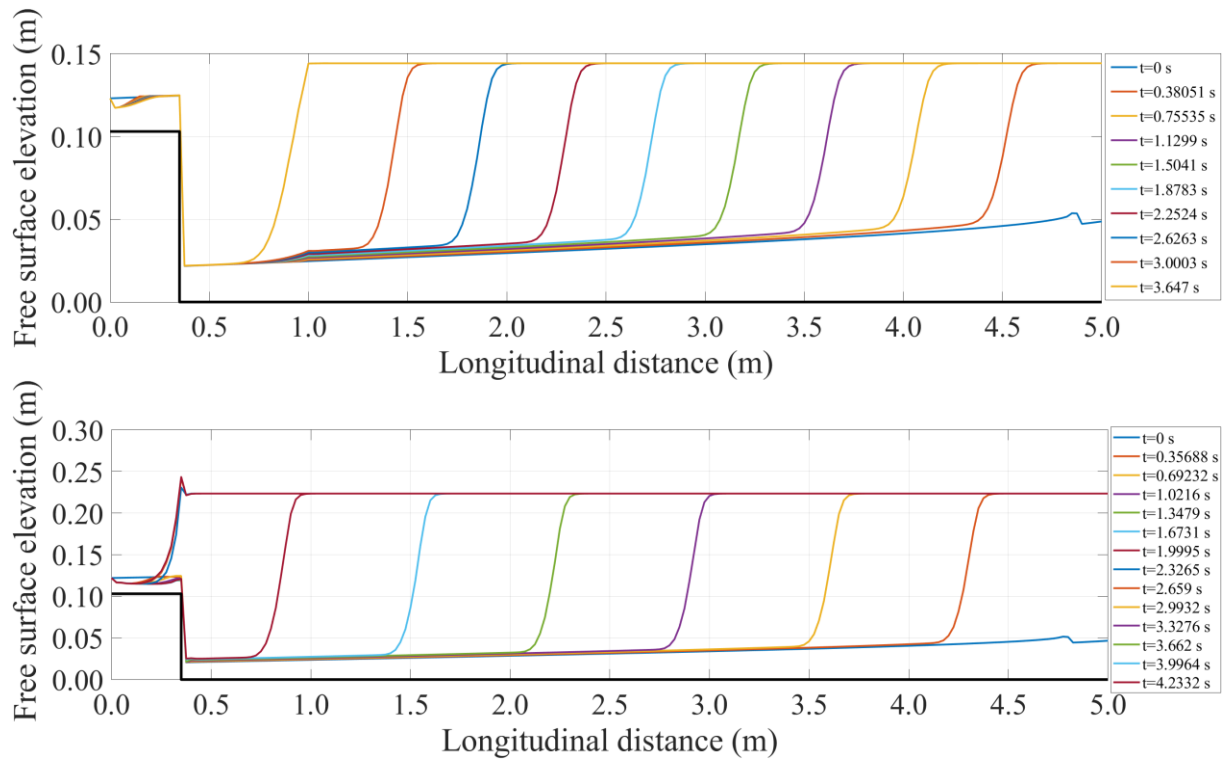


Figure 26 Numerical results for the temporal evolution of the jump: Test case 2 (top) for the Dissipative Two-Four scheme, and test case 4 (bottom) for the MacCormack scheme.

Table 4 Mass balance error and number of iterations for convergence.

Test case/Experiment	Numerical scheme	Maximum Mass	
		Conservation Error (%)	Iterations
1	Dissipative Two-Four	4.01	6117
	MacCormack	3.59	5779
2	Dissipative Two-Four	4.07	4866
	MacCormack	3.64	5067
3	Dissipative Two-Four	2.45	5474
	MacCormack	2.13	4934
4	Dissipative Two-Four	3.92	5965
	MacCormack	4.09	6355

7 Conclusions

The presence of a fully submerged step in an orthogonal channel with supercritical flow upstream and subcritical downstream allows the form of five major types of rapidly varying

flow. These types of flow in an order of appearance for increasing tailwater depth are the following: (i) minimum B-jump, (ii) B-jump, (iii) wave-train, (iv) wave-jump, and (v) A-jump. For the first two types of jumps the supercritical water jet impinges at the bottom, while for the other types the water jet moves at the surface.

A characteristic length scale used for the description of the flow and to normalize the measured lengths, was found to be the sum of the step height and critical depth $d+y_c$, regarding the potential energy height and the minimum energy (critical) depth of the flow. To apply momentum equation in the flow direction, the assumption of the hydrostatic pressure distribution at the face of the step had to be reevaluated, and closure was obtained with use of a pressure correction coefficient k . The one-dimensional momentum equation has led to an equation for the theoretical calculation of k as a function of measured flow depths y_1 and y_2 , the step height d , and the discharge per unit width q . The coefficient k for the case of the downward moving water jet (minimum B-jump and B-jump) was found to be less than one, while for the case of a surface water jet (wave-train, wave-jump and A-jump) was found greater than one. Note that in some measurements regarding B-jump k was greater than the unity, that is possibly due to the alternating flow characteristics between B-jump and Wave-train, something that has been also observed earlier (Mossa, 1999).

The normalized energy loss with critical depth $\Delta H/y_c$ computed from the one-dimensional energy equation is a quadratic function of the dimensionless parameter $Fr_1(y_c+d)/y_2$, and can be estimated if the flowrate, step height, Froude number and tailwater depth are given.

Measurements of the pressure head at the step face and downstream of the toe have been performed by piezometers installed along the middle of the channel cross section. The pressure head at the face of the step measured at three points was found to vary linearly with distance from bottom. The pressure was extrapolated linearly to the top and bottom of the step, and part of it was found to be negative near the top for the cases of supercritical flow, minimum B-jump and B-jump, while it was positive on the face of the step for the wave-train, wave jump and A-jump.

The pressure head at the bottom downstream of the step has shown a maximum that is greater

than tailwater depth, and occurred at normalized distance $x/(2^{1/2}Fr_1d) \sim 0.25$ from the step for the minimum B-jump and B-jump, while the pressure head was lower everywhere else up to $x/(2^{1/2}Fr_1d) \sim 2$. For the types of flow wave-train, wave-jump and A-jump the pressure was lower than hydrostatic up to about $x/(2^{1/2}Fr_1d) \sim 1.50$, meaning that the water jet creates a surface flow that sucks the fluid from recirculation zone below it. The normalized maximum pressure head $(p/\rho g)_{\max}/y_2$ at the bottom of the channel downstream of the step was found greater than 1.0 for $y_2/(y_c+d) < 1.07$ for min B-jump and B-jump, and lower than 1.0 for $y_2/(y_c+d) > 1.07$ for all other types of flow. Hence, one may observe that the water jet flows at the surface once the tailwater depth for $y_2 > 1.07(y_c+d)$. Finally, the normalized force at the face of the step computed from the pressure distribution was found lower than the estimated one from closure of the momentum equation, result that is expected since the friction force was neglected in theoretical analysis, and the pressure distribution at the step was assumed to be linear.

From the processing of the instantaneous measurement of two-dimensional velocity field in the region of a Wave train, Wave jump and A jump, it emerged that for all three types of jumps there was a significant recirculation area downstream, under the top of the step. In the case of the Wave train the recirculation area was extended very far from the step. In all experiments the maximum values of the mean velocity occurred at elevations higher than the step height, while the highest vorticity was observed at the elevation near step height where the supercritical water jet entered the regime downstream of the step. The mean velocity turbulence intensity in the horizontal direction was much greater than that in the vertical one, while the turbulence intensity in the case of an A jump of the horizontal velocity reached 40% near the face of the step.

Regarding the numerical modeling of the free surface and the location of the minimum B jump and A jump, the Boussinesq equations were discretized with two finite difference schemes, the Dissipative Two-Four scheme and the MacCormack scheme. Apparently, the RANS equations combined with a turbulence closure model or SPH can capture the turbulent structure of a steady hydraulic jump but the computational cost is high, since at high Reynolds numbers the computational time required for a decent computer is very long. For practical civil engineering applications shallow water modeling is much simpler to use, while the one-dimensional shallow

water equations can capture the basic characteristics of a hydraulic jump with acceptable accuracy. Computations of the flow depth and the average cross-sectional velocity at the downstream boundary node and at the step were done using the method of characteristics and an iterative convergence algorithm for the flow depth between two successive iterations. Experiment and numerical results regarding the free surface elevation were in agreement, thus validating the numerical algorithm. In the four test cases examined the MacCormack scheme has shown smaller error in mass conservation.

PUBLICATIONS

PUBLICATIONS IN INTERNATIONAL SCIENTIFIC JOURNALS AND INTERNATIONAL CONGRESSES FROM THE DOCTORAL THESIS

1. Eugene Retsinis and Panos Papanicolaou, (2022). Supercritical Flow over a Submerged Vertical Negative Step, *Hydrology, Special Issue: Advances in Flow Modeling for Water Resources and Hydrological Engineering*, MDPI, Vol. 9, Issue 5, 74, April 2022, pp. 1-33, <https://doi.org/10.3390/hydrology9050074>.
2. Eugene Retsinis and Panayiotis Papanicolaou, (2020). Numerical and Experimental Study of Classical Hydraulic Jump, *Water, Special Issue: Shallow Water Equations in Hydraulics: Modeling, Numerics and Applications*, MDPI, Vol. 12, Issue 6, 1766, June 2020, pp. 1-16, <https://doi.org/10.3390/w12061766>.
3. Eugene Retsinis and Panos Papanicolaou, (2022). Velocity Measurements in Transient Flow Downstream of a Submerged Vertical Drop, *7th IAHR Europe Congress, Innovative Water Management in a Changing Climate*, September 7th-9th, Athens, Greece, (accepted for oral presentation).

PUBLICATIONS IN INTERNATIONAL SCIENTIFIC JOURNALS AND INTERNATIONAL CONGRESSES IN WIDER RESEARCH FIELD

1. Eugene Retsinis and Panos Papanicolaou, (2021). A Comparison Between Finite Volume and Finite Difference Method for Lid Driven Cavity Flow, *10th GRACM International Congress on Computational Mechanics*, July 5-7, Athens, Greece, orally presented.
2. Eugene Retsinis, Erna Daskalaki and Panayiotis Papanicolaou, (2020). Dynamic Flood Wave Routing in Prismatic Channels with Hydraulic and Hydrologic Methods, *Journal of Water Supply: Research and Technology-AQUA*, IWA Publishing, Vol. 69, Issue 3, May 2020, pp. 276-287, <https://doi.org/10.2166/aqua.2019.091>.

-
3. Eugene Retsinis, Erna Daskalaki and Panayiotis Papanicolaou, (2018). Hydraulic and Hydrologic Analysis of Unsteady Flow in Prismatic Open Channel Flow, *Journal of Proceedings*, MDPI, Vol. 2, Issue 11, 571, August 2018, pp. 1-11, <https://doi.org/10.3390/proceedings2110571>.
 4. Eugene Retsinis, Erna Daskalaki and Panayiotis Papanicolaou, (2018). Hydraulic and Hydrologic Analysis of Unsteady Flow in Prismatic Open Channel Flow, *3rd International Conference EWaS Insights on the Water-Energy-Food Nexus*, June 27-30, Lefkada Island, Greece, orally presented. (same with the publication 3)

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

1.1 Αντικείμενο-Στόχος-Μεθοδολογία Διδακτορικής Διατριβής

Οι ταχέως μεταβαλλόμενες ροές στους αγωγούς με ελεύθερη επιφάνεια είναι εκείνες στις οποίες το βάθος ροής μεταβάλλεται σημαντικά σε μικρή απόσταση μετρούμενη κατά την διεύθυνση της κύριας ροής, με συνέπεια να παρατηρείται έντονη καμπυλότητα στις γραμμές ροής. Η καμπυλότητα αυτή οδηγεί σε σημαντική κεντρομόλο επιτάχυνση με αποτέλεσμα η κατανομή της πίεσης να μην μπορεί να θεωρηθεί πλέον υδροστατική όπως συμβαίνει στην ομοιόμορφη ή στην βαθμιαία μεταβαλλόμενη ροή. Επιπλέον, εξαιτίας της εμφάνισης φαινομένων αποκόλλησης και στροβίλων ανάστροφης ροής οι απώλειες ενέργειας δεν μπορούν να αγνοηθούν, παρόλο που λόγω του μικρού μήκους που εξελίσσεται μια τέτοια ροή οι διαμητικές τάσεις των στερεών ορίων μπορούν να αμεληθούν.

Το υδραυλικό άλμα αποτελεί περίπτωση ροής με τα ανωτέρω χαρακτηριστικά στην οποία πραγματοποιείται έντονη μεταβολή του βάθους ροής με την κατά μήκος απόσταση σε αγωγό (Chaudhry, 2008). Το υδραυλικό άλμα είναι φαινόμενο μόνιμης, ταχέως μεταβαλλόμενης ροής με έντονα τυρβώδη χαρακτηριστικά και εμφανίζεται όταν υπερκρίσιμες συνθήκες ροής ακολουθούνται από υποκρίσιμες, με αποτέλεσμα την σημαντική υπερύψωση της ελεύθερης επιφάνειας του νερού σε μικρή απόσταση και την εμφάνιση επιφανειακού στροβίλου ανάστροφης ροής εντός του οποίου προκαλούνται σημαντικές απώλειες ενέργειας. Εντός του άλματος γίνεται και συμπαράσυρση αέρα με αποτέλεσμα αυτό να μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως φυσικός μηχανισμός μίξης, αερισμού της ροής ή καταστροφής της ενέργειας. Το υδραυλικό άλμα συναντάται στην έξοδο της ροής μετά από θυρόφραγμα, στο πόδι υπερχειλιστή ή όταν μετά από υπερκρίσιμη κλίση ακολουθεί υποκρίσιμη κλίση.

Ο συνηθέστερος τύπος άλματος είναι το κλασσικό υδραυλικό άλμα που πραγματοποιείται σε οριζόντιο, πρισματικό αγωγό, σταθερής μορφής διατομής, Σχήμα 1.1 (μέσον). Τα σημαντικότερα μεγέθη σε μια τέτοια περίπτωση είναι το ανάντη βάθος ροής y_1 με υπερκρίσιμη ροή και το κατάντη βάθος y_2 όπου η ροή είναι υποκρίσιμη. Τα βάθη y_1 και y_2 ονομάζονται συζυγή, η ειδική δύναμη F_s είναι ίδια εκατέρωθεν όπως φαίνεται και στο Σχήμα 1.1 (αριστερά),

Εξαιτίας της μεγάλης κινητικής ενέργειας της υπερκρίσιμης ροής στην αρχή του άλματος, είναι επιθυμητό η πλεονάζουσα ενέργεια να καταστραφεί για να μην προκαλέσει διάβρωση στα κατάντη υδραυλικά έργα λόγω των υψηλών ταχυτήτων ροής και των αναπτυσσόμενων διατμητικών τάσεων στα στερεά όρια του αγωγού. Η καταστροφή της ενέργειας επιτυγχάνεται μέσω του ενεργειακού καταρράκτη κατά τον οποίο η τυρβώδης κινητική ενέργεια των μεγάλων στροβίλων μεταφέρεται στους μικρότερους μέχρις ότου μέσω της επίδρασης του ιξώδους του νερού αποσβεστεί εντελώς, με τελικό επακόλουθο την αύξηση της θερμοκρασίας του νερού, η οποία όμως είναι αμελητέα.

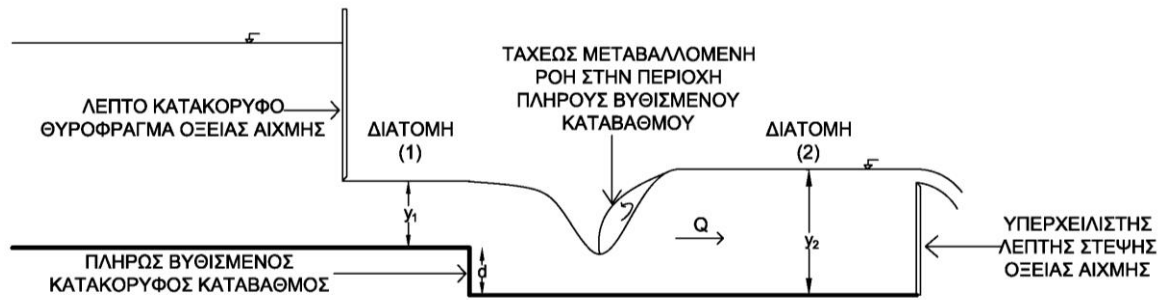
Η όλη διαδικασία καταστροφής της ενέργειας πραγματοποιείται συνήθως εντός συγκεκριμένου χώρου ο οποίος ονομάζεται λεκάνη ηρεμίσεως ή λεκάνη καταστροφής ενέργειας. Το άλμα για λόγους ασφαλείας των κατάντη κατασκευών πρέπει να σταθεροποιείται εντός της λεκάνης ηρεμίσεως για όλες τις υδραυλικές συνθήκες λειτουργίας του έργου. Τα κυριότερα μεγέθη που απαιτούνται για τον σχεδιασμό είναι το ύψος και το μήκος της λεκάνης τα οποία εξαρτώνται από το συζυγές βάθος και το μήκος του άλματος αντίστοιχα για την παροχή σχεδιασμού. Επίσης, για τον έλεγχο ενός υδραυλικού άλματος μπορούν να χρησιμοποιηθούν απλές ή πιο σύνθετες τυποποιημένες υδραυλικές κατασκευές όπως (Νουτσόπουλος κ.α., 2007):

- υπερχειλιστής λεπτής στέψης
- υπερχειλιστής ευρείας στέψης
- ανύψωση του πυθμένα του αγωγού (αναβαθμός)
- ταπείνωση του πυθμένα του αγωγού (καταβαθμός).

Αρκετές φορές στα υδραυλικά έργα χρησιμοποιείται η ταπείνωση του πυθμένα του αγωγού με σκοπό την απόσβεση της υψηλής κινητικής ενέργειας και τη σταθεροποίηση του άλματος. Επίσης, καταβαθμοί σε ανοικτούς αγωγούς απαντώνται συχνά τόσο σε φυσικά, διευθετημένα ή όχι, υδατορρέυματα όσο και σε τεχνητές διώρυγες. Οι φυσικοί καταβαθμοί σχηματίζονται από την διάβρωση των ποταμών, ενώ οι τεχνητοί καταβαθμοί αποτελούν συνήθη πρακτική σε υδραυλικά έργα αφού χρησιμοποιούνται κυρίως για την μείωση της κλίσης των καναλιών, τη μετάβαση από μια στάθμη πυθμένα σε μια χαμηλότερη, στη διαμόρφωση βαθμωτών υπερχειλιστών και σε έργα καταστροφής ενέργειας.

Η ροή στην περιοχή του καταβαθμού είναι τυρβώδης, μόνιμη, ταχέως μεταβαλλόμενη και εξαρτάται κυρίως από το κατάντη βάθος ροής, τις συνθήκες ροής στα ανάντη και το ύψος του καταβαθμού. Χαρακτηριστική περίπτωση ταχέως μεταβαλλόμενης ροής στην περιοχή καταβαθμού αποτελεί ο πλήρως βυθισμένος, κατακόρυφος καταβαθμός οξείας αιχμής, δηλαδή η περίπτωση κατά την οποία ολόκληρο το κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού βρίσκεται υπό θετική ή αρνητική πίεση από το νερό. Η περίπτωση αυτή καταβαθμού με ταυτόχρονη ύπαρξη υπερκρίσιμων συνθηκών ροής στα ανάντη αυτού και υποκρίσιμων συνθηκών στα κατάντη αποτελεί το αντικείμενο μελέτης της παρούσας διδακτορικής διατριβής.

Για την αρχική τοποθέτηση και την ποιοτική περιγραφή του φαινομένου που θα μελετηθεί στην παρούσα διδακτορική διατριβή, θεωρούμε έναν οριζόντιο ορθογωνικό ανοικτό αγωγό, (Σχήμα 1.2), όπου υπάρχει κατακόρυφη πτώση του επιπέδου του πυθμένα του αγωγού ύψους d . Στα ανάντη αυτού υπάρχει λεπτό κατακόρυφο θυρόφραγμα οξείας αιχμής για τον έλεγχο των υπερκρίσιμων συνθηκών ροής ενώ στα κατάντη του καταβαθμού υπάρχει καθολικός υπερχειλιστής λεπτής στέψης οξείας αιχμής, για την ρύθμιση των υποκρίσιμων συνθηκών ροής. Στα ανάντη του καταβαθμού οξείας αιχμής η ροή είναι υπερκρίσιμη με βάθος y_1 , που ελέγχεται από το θυρόφραγμα. Ανάλογα με το βάθος ροής y_2 στην διατομή (2) ομοιόμορφης, υποκρίσιμης ροής κατάντη που ρυθμίζεται από τον υπερχειλιστή, διατηρώντας σταθερές τις υδραυλικές συνθήκες ροής στα ανάντη (παροχή Q , βάθος y_1 και αντίστοιχο αριθμό Froude Fr_1), εμφανίζονται πέντε διαφορετικές μορφές της ελεύθερης επιφάνειας που συνοδεύονται από πέντε διαφορετικούς τύπους υδραυλικών αλμάτων, (Moore and Morgan 1957, Ohtsu and Yasuda 1991, Mossa et al. 2003). Οι διαφορετικοί τύποι υδραυλικού άλματος που εμφανίζονται στην περιοχή του καταβαθμού με διαδοχική αύξηση του κατάντη βάθους ροής y_2 , φωτογραφίες των οποίων παρατίθεται στις Εικόνες 1.1 έως 1.6 είναι οι παρακάτω.



Σχήμα 1.2 Ταχέως μεταβαλλόμενη ροή σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό με υπερκρίσιμες ανάντη και υποκρίσιμες κατάντη συνθήκες ροής.

- 1) Αβύθιστο υδραυλικό άλμα στον πόδα της πτώσης minimum B jump, του οποίου η αρχή του ορίζεται εκεί που οι γραμμές ροής γίνονται παράλληλες στον πυθμένα του αγωγού κατάντη του καταβαθμού, στο οποίο η επιφανειακή φλέβα (jet) του νερού είναι πτωτική, (Εικόνα 1.1).
- 2) Βυθισμένο υδραυλικό άλμα B jump ή maximum B jump, με την αρχή του να τοποθετείται στην περιοχή του καταβαθμού, στο οποίο η επιφανειακή φλέβα του νερού είναι επίσης πτωτική, (Εικόνα 1.2).
- 3) Το Wave train είναι η ροή στην οποία συμβαίνει διάδοση κατάντη κυματισμών χωρίς όμως την εμφάνιση υδραυλικού άλματος στην οποία η ανάντη φλέβα νερού παραμένει επιφανειακή, (Εικόνα 1.3).
- 4) Υδραυλικό άλμα Wave jump, το οποίο ορίζεται ως ένα στάσιμο κύμα σημαντικού ύψους στο οποίο η ανοδική επιφανειακή φλέβα του νερού βρίσκεται πάνω από τον στρόβιλο ανάστροφης ροής στην περιοχή του καταβαθμού, προσκρούει στον πυθμένα και στην συνέχεια βυθίζεται κάτω από περιοχή ανάστροφης ροής με παράλληλη αναρρόφηση αέρα ακριβώς κατάντη, (Εικόνα 1.4).
- 5) Υδραυλικό άλμα A jump, στο οποίο η εμφάνιση του στρόβιλου ανάστροφης ροής και η άνοδος της επιφανειακής φλέβας πραγματοποιούνται ανάντη του καταβαθμού, (Εικόνα 1.5).
- 6) Υπερκρίσιμη ροή κατάντη του καταβαθμού, περίπτωση κατά την οποία δεν υφίσταται κανένας έλεγχος της ροής από τα κατάντη, (Εικόνα 1.6).



Εικόνα 1.1 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, minimum B jump (υδραυλικό άλμα στον πόδα της πτώσης).



Εικόνα 1.2 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, B jump (βυθισμένο υδραυλικό άλμα).



Εικόνα 1.3 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, Wave train.



Εικόνα 1.4 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, Wave jump.



Εικόνα 1.5 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη, υποκρίσιμη ροή κατάντη, A jump.



Εικόνα 1.6 Υπερκρίσιμη ροή ανάντη και κατάντη του καταβαθμού.

Αντικείμενο της διδακτορικής διατριβής είναι η μελέτη της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής στην περιοχή πλήρως βυθισμένου, κατακόρυφου καταβαθμού οξείας αιχμής, με υπερκρίσιμες συνθήκες ροής στα ανάντη και υποκρίσιμες στα κατόντη, σε οριζόντιο αγωγό ορθογωνικής διατομής.

Στόχος της διδακτορικής διατριβής είναι η μέτρηση των βαθών ανάντη και κατόντη του υδραυλικού άλματος που εμφανίζεται στην περιοχή του καταβαθμού, η μέτρηση του ύψους πίεσης στο στερεό όριο στην περιοχή του καταβαθμού όπου εμφανίζεται το υδραυλικό άλμα και η μέτρηση της ταχύτητας του νερού σε δύο διαστάσεις. Η συστηματική διερεύνηση της μονοδιάστατης εξίσωσης ποσότητας κίνησης με βάση τις μετρήσεις των βαθών ανάντη και κατόντη του άλματος καθώς και η επεξεργασία των μετρήσεων της πίεσης, θα συμβάλουν στην εξαγωγή συμπερασμάτων για την επίδραση της πίεσης στην διαμόρφωση των διαφορετικών μορφών της ελεύθερης επιφάνειας και επομένως του τύπου του άλματος, ενώ η συστηματική διερεύνηση της μονοδιάστατης εξίσωσης ενέργειας θα συμβάλει στον καθορισμό της ενεργειακής απόσβεσης των αλμάτων που θα μελετηθούν στην διδακτορική διατριβή. Οι μετρήσεις του πεδίου ταχυτήτων θα συμβάλλουν στην περαιτέρω κατανόηση της εσωτερικής δομής και των τυρβωδών χαρακτηριστικών της ροής (υπολογισμός πεδίου ταχυτήτων μέσης ροής, υπολογισμός του πεδίου στροβιλότητας, υπολογισμός του πεδίου των τυρβωδών διαμητικών τάσεων Reynolds, υπολογισμός της έντασης της τύρβης, υπολογισμός της τυρβώδους κινητικής ενέργειας κ.α.).

Η διδακτορική διατριβή περιλαμβάνει το πειραματικό σκέλος για το οποίο οι πειραματικές μετρήσεις διεξήχθησαν σε υφιστάμενη οριζόντια διώρυγα του Εργαστηρίου Εφαρμοσμένης Υδραυλικής της Σχολής Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π. Το μήκος της διώρυγας είναι 10.50 m και οι διαστάσεις της ορθογωνικής διατομής πλάτος 0.255 m και ύψος 0.50 m. Οι πειραματικές μετρήσεις του διδιάστατου πεδίου ταχυτήτων ροής έγιναν με την οπτική πειραματική τεχνική Particle Image Velocimetry (PIV), λεπτομέρειες για την οποία αναφέρονται στα κεφάλαια 4 και Α.5 του Παραρτήματος. Τα ύψη πιέσεων κατά μήκος του πυθμένα της διώρυγας και του μετώπου του καταβαθμού μετρήθηκαν με 29 πιεζόμετρα, τρία από τα οποία ήταν εγκατεστημένα στο μέτωπο του καταβαθμού. Τα βάθη ροής μετρήθηκαν με σταθμήμετρο.

Η διδακτορική διατριβή περιλαμβάνει και υπολογιστικό σκέλος. Στο σκέλος αυτό

παρουσιάζεται η αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Boussinesq που περιγράφουν την μη μόνιμη μονοδιάστατη ροή σε πρισματικό ανοικτό αγωγό με θεώρηση μη υδροστατικής κατανομής για την πίεση. Λόγω του γεγονότος ότι οι εξισώσεις αυτές δεν επιλύονται αναλυτικά, παρουσιάζεται αλγόριθμος για την αριθμητική επίλυσή τους με συνδυασμό δύο διβηματικών αριθμητικών σχημάτων πεπερασμένων διαφορών και της μεθόδου των χαρακτηριστικών καμπυλών, για τον προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας και της θέσης των αλμάτων minimum B jump και A jump για διάφορους αριθμούς Froude στην ανάντη διατομή με υπερκρίσιμη ροή, έχοντας ως δεδομένα για τις αρχικές και τις συνοριακές συνθήκες του προβλήματος τμήμα των πειραματικών μετρήσεων.

1.2 Δομή Διδακτορικής Διατριβής

Η Διδακτορική Διατριβή αποτελείται από τα παρακάτω έξι κεφάλαια όπου σε κάθε κεφάλαιο αναφέρεται συνοπτικά το περιεχόμενό του:

Κεφάλαιο 1^ο-Εισαγωγή

Το Κεφάλαιο 1 αποτελεί την εισαγωγή της διδακτορικής διατριβής. Ειδικότερα αναφέρεται το αντικείμενο, οι στόχοι, η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε και τα πρωτότυπα στοιχεία που συμβάλλουν στην έρευνα της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής στην περιοχή πλήρως βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής με ανάντη υπερκρίσιμες συνθήκες ροής και κατάντη υποκρίσιμες συνθήκες.

Κεφάλαιο 2^ο-Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

Στο Κεφάλαιο 2 πραγματοποιείται η βιβλιογραφική ανασκόπηση του θέματος της διατριβής. Από την βιβλιογραφική διερεύνηση προέκυψε ότι η μελέτη του προβλήματος της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής με παρουσία πλήρους βυθισμένου καταβαθμού με υπερκρίσιμες συνθήκες στα ανάντη και υποκρίσιμες συνθήκες στα κατάντη του καταβαθμού έχει απασχολήσει αρκετούς ερευνητές στο παρελθόν. Από την μελέτη αυτών των εργασιών

προκύπτει ότι: (i) δεν υπεισέρχονται στην διερεύνηση της εσωτερικής δομής και των τυρβωδών χαρακτηριστικών των ροών αυτών με σύγχρονες πειραματικές τεχνικές και (ii) δεν προκύπτει συστηματική μέτρηση, μελέτη και σύνδεση των ασκούμενων πιέσεων στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού και στον πυθμένα της διώρυγας με τα βάθη ανάντη και κατάντη των αλμάτων για την εξαγωγή συμπερασμάτων για την διαμόρφωση του τύπου άλματος. Και τα δύο γεγονότα αποδεικνύουν την σπουδαιότητα και την πρωτοτυπία του αντικειμένου της παρούσας διδακτορικής διατριβής.

Κεφάλαιο 3^ο-Θεωρητική Ανάλυση

Στο Κεφάλαιο 3 αναφέρονται συνοπτικά οι γενικές υδροδυναμικές εξισώσεις που περιλαμβάνουν την εξίσωση συνέχειας και την εξίσωση ορμής (ποσότητας της κίνησης) που περιγράφουν μαθηματικά την τυρβώδη ροή ασυμπίεστου, νευτώνειου και συνεκτικού ρευστού. Επίσης παρουσιάζεται η θεωρητική ανάλυση της ροής του θέματος της διδακτορικής διατριβής η οποία περιλαμβάνει διαστατική ανάλυση του προβλήματος και εφαρμογή της μονοδιάστατης ανάλυσης.

Κεφάλαιο 4^ο-Πειραματική Διάταξη-Πειραματική Διαδικασία

Στο Κεφάλαιο 4 περιγράφεται η διαδικασία σχεδιασμού και τροποποίησης της υφιστάμενης διώρυγας του Εργαστηρίου Εφαρμοσμένης Υδραυλικής στη Σχολή Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π. ώστε να γίνει δυνατή η υλοποίηση της τεχνικής PIV, ενώ αναφέρονται και τα μετρητικά όργανα που χρησιμοποιήθηκαν κατά την εκτέλεση της πειραματικής διαδικασίας. Τέλος περιγράφεται η διαδικασία που υιοθετήθηκε για τη λήψη των πειραματικών μετρήσεων που αφορούν: (i) στις προκαταρκτικές μετρήσεις ελέγχου ορθής λειτουργίας της διώρυγας, (ii) στα βάθη ανάντη και κατάντη των υδραυλικών αλμάτων στην περιοχή του καταβαθμού και στο ύψος πίεσης στο στερεό όριο εντός της περιοχής εμφάνισης του υδραυλικού άλματος και (iii) στις μετρήσεις ταχύτητας εντός της περιοχής εμφάνισης του υδραυλικού άλματος με την τεχνική PIV.

Κεφάλαιο 5^ο-Αποτελέσματα

Στο Κεφάλαιο 5 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της διδακτορικής διατριβής. Στο πρώτο υποκεφάλαιο παρουσιάζεται η επεξεργασία και η ανάλυση των προκαταρκτικών μετρήσεων του κλασσικού υδραυλικού άλματος. Στο δεύτερο υποκεφάλαιο παρουσιάζεται η επεξεργασία και η ανάλυση των πειραματικών μετρήσεων για τα βάθη ανάντη και κατόντη των υδραυλικών αλμάτων στην περιοχή του καταβαθμού καθώς και η επεξεργασία και η ανάλυση των μετρήσεων του ύψους πίεσης στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού και στον πυθμένα της διώρυγας κατόντη του καταβαθμού. Στο τρίτο υποκεφάλαιο παρουσιάζεται η επεξεργασία και η ανάλυση των πειραματικών μετρήσεων για τις ταχύτητες που ελήφθησαν από την πειραματική τεχνική PIV. Στο τέταρτο υποκεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Boussinesq που περιγράφουν την μη μόνιμη ροή σε ανοικτό πρισματικό αγωγό με την υπόθεση μη υδροστατικής κατανομής των πιέσεων στην διατομή. Τα αποτελέσματα αυτά αφορούν στον υπολογισμό της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας του νερού και της θέσης του άλματος στην περίπτωση εμφάνισης των αλμάτων minimum B jump και A jump για διάφορες ανάντη και κατόντη συνθήκες.

Κεφάλαιο 6^ο-Συμπεράσματα

Στο Κεφάλαιο 6 παρουσιάζονται τα συμπεράσματα της διδακτορικής διατριβής και οι προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

1.3 Πρωτότυπα Στοιχεία Διδακτορικής Διατριβής

Τα πρωτότυπα στοιχεία της διατριβής τα οποία συμβάλλουν στην έρευνα της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής στην περιοχή πλήρους βυθισμένου, κατακόρυφου, καταβαθμού οξείας αιχμής με υπερκρίσιμη ροή στα ανάντη είναι τα παρακάτω:

- 1) Μέτρηση του στιγμιαίου χρονικά διδιάστατου πεδίου ταχυτήτων ροής του νερού με την σύγχρονη πειραματική τεχνική PIV στην περιοχή εμφάνισης του υδραυλικού άλματος κοντά στον καταβαθμό. Η μέτρηση των ταχυτήτων πραγματοποιήθηκε με τη μέγιστη δυνατή

χωρική και χρονική ανάλυση και ακρίβεια που επιτρέπει η τεχνική PIV.

- 2) Συστηματική μέτρηση των βαθών ανάντη και κατάντη του υδραυλικού άλματος που σχηματίζεται στην περιοχή πλήρους βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής με υπερκρίσιμη ροή στα ανάντη.
- 3) Συστηματική μέτρηση του ύψους πίεσης που ασκείται κατά μήκος του πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού και κατά μήκος του οριζοντίου και του κατακορύφου επιπέδου του καταβαθμού στην περιοχή εμφάνισης του υδραυλικού άλματος με την χρήση πιεζομέτρων.
- 4) Συστηματική διερεύνηση των μονοδιάστατων εξισώσεων ορμής (ποσότητας της κίνησης) και ενέργειας και συσχετίσή τους με τις πειραματικές μετρήσεις των ταχυτήτων ροής του νερού και της πίεσης ώστε να προκύψουν συμπεράσματα ικανά για την καλύτερη κατανόηση του φαινομένου που εξετάζει η διδακτορική διατριβή.
- 5) Παρουσίαση και επεξεργασία των πειραματικών μετρήσεων που ελήφθησαν από την υπόψη διώρυγα του Εργαστηρίου Εφαρμοσμένης Υδραυλικής σχετικές με το θέμα της διδακτορικής διατριβής και η σύγκρισή τους με τα αποτελέσματα άλλων επιστημονικών δημοσιεύσεων όπως προέκυψαν κατά την βιβλιογραφική διερεύνηση του θέματος σε αδιάστατους όρους.
- 6) Παρουσίαση αλγορίθμου για την αριθμητική επίλυση των μονοδιάστατων εξισώσεων Boussinesq με την υπόθεση της μη υδροστατικής κατανομής της πίεσης βασισμένο στην μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών και στην μέθοδο των χαρακτηριστικών καμπυλών για τον προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας στην περίπτωση εμφάνισης των αλμάτων minimum B jump και A jump εντός ανοικτού πρισματικού αγωγού με παρουσία καταβαθμού και υπερκρίσιμες συνθήκες ροής ανάντη.

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

2. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Η μετάβαση από υπερκρίσιμη σε υποκρίσιμη ροή σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό έχει απασχολήσει κατά το παρελθόν πολλούς ερευνητές αφού αποτελεί κρίσιμο στοιχείο σχεδιασμού των έργων καταστροφής ενέργειας. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζεται η βιβλιογραφική ανασκόπηση των εργασιών που είναι σχετικές με το θέμα της διατριβής. Για το σκοπό αυτό αναζητήθηκαν συστηματικά βιβλιογραφικές πηγές σε άρθρα διεθνών επιστημονικών περιοδικών, δημοσιεύσεις σε πρακτικά πανελληνίων και διεθνών συνεδρίων, έγινε αναζήτηση στην Κεντρική Βιβλιοθήκη του Ε.Μ.Π. και στη Βιβλιοθήκη του Τεχνικού Επιμελητηρίου Ελλάδας καθώς και διαδικτυακή αναζήτηση σε άλλες επιστημονικές βάσεις δεδομένων.

Η βιβλιογραφική ανασκόπηση ομαδοποιείται σε τρεις κατηγορίες ανάλογα με την πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε κατά την εκτέλεση της πειραματικής διαδικασίας. Στην πρώτη κατηγορία παρουσιάζονται όλες οι εργασίες οι οποίες αφορούν σε αγωγούς οριζόντιους ή κεκλιμένους ως προς την οριζόντια, με μόνη την παρουσία πλήρως βυθισμένου καταβαθμού οξείας ή στρογγυλευμένης αιχμής. Στην κατηγορία αυτή συμπεριλαμβάνονται και εργασίες οι οποίες περιλαμβάνουν τη σύγκριση αποτελεσμάτων από μετρήσεις τόσο σε αγωγό με παρουσία καταβαθμού όσο και σε αγωγό με αναβαθμό. Στην δεύτερη κατηγορία παρουσιάζονται όλες οι εργασίες οι οποίες αφορούν σε οριζόντιους μη πρισματικούς αγωγούς με παρουσία πλήρους βυθισμένου καταβαθμού και ταυτόχρονη μεταβολή του πλάτους του αγωγού. Στην τρίτη κατηγορία παρουσιάζονται όλες οι εργασίες οι οποίες αφορούν σε οριζόντιους αγωγούς με παρουσία πλήρους βυθισμένου καταβαθμού και ταυτόχρονη παρουσία στοιχείων τραχύτητας. Κάθε κατηγορία περιλαμβάνει εργασίες με διαφοροποίηση των υδραυλικών συνθηκών που επικρατούσαν ανάντη και κατόντη του καταβαθμού κατά την εκτέλεση των πειραματικών μετρήσεων.

Παρακάτω παρουσιάζονται κατά χρονολογική σειρά τα κυριότερα συμπεράσματα επιστημονικών εργασιών σχετικών με το θέμα της διδακτορικής διατριβής. Στον Πίνακα 2.1 παρουσιάζονται τα κυριότερα σύμβολα που αναφέρονται στις διάφορες εργασίες και η περιγραφή τους.

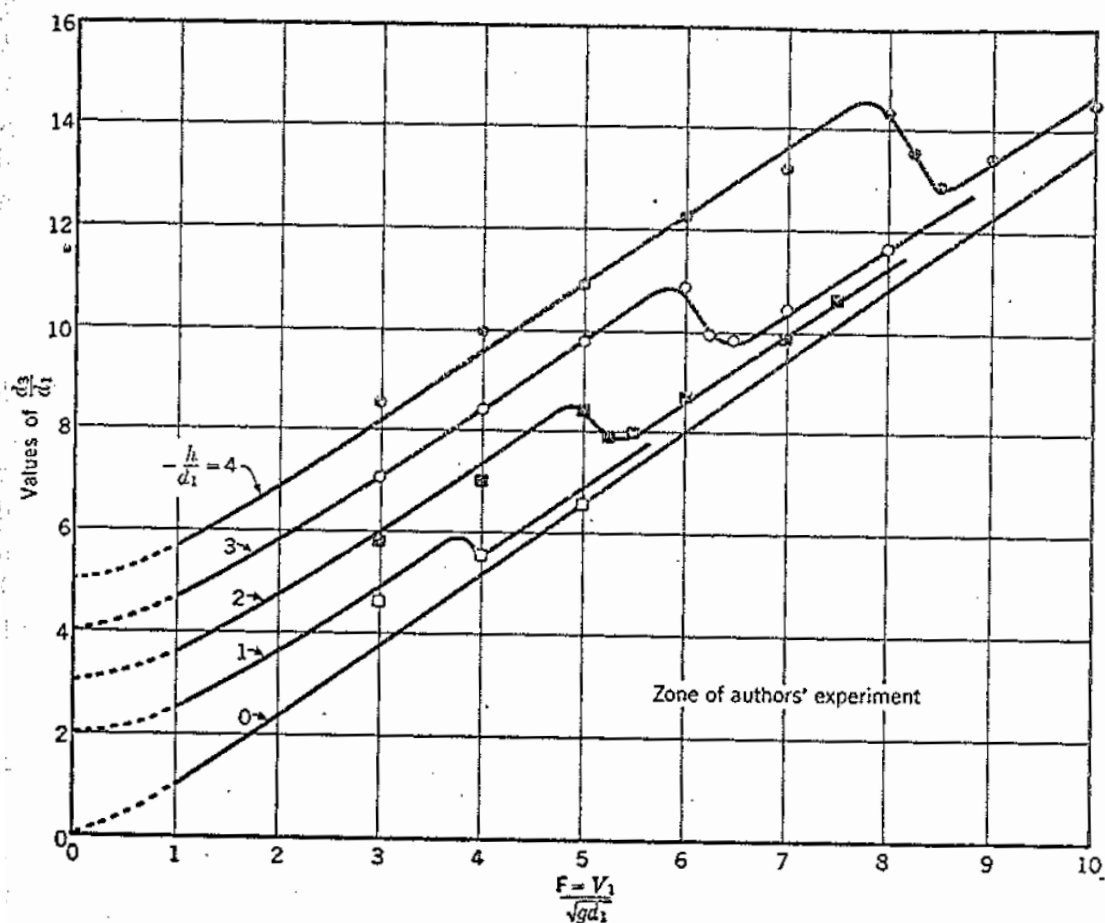
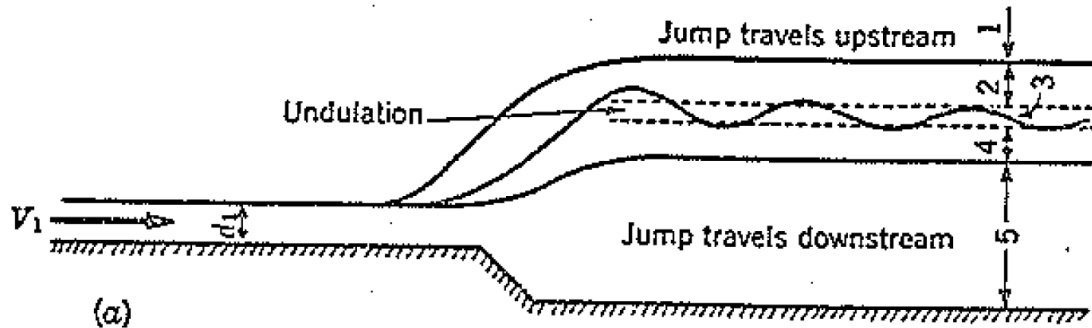
Πίνακας 2.1 Περιγραφή των κυριότερων συμβόλων της βιβλιογραφικής ανασκόπησης.

Σύμβολο	Περιγραφή
b	πλάτος ορθογωνικής διατομής
d - h - s - Δz_0	ύψος καταβαθμού
$y_1 - h_1$	κατακόρυφο βάθος ανάντη του άλματος
$y_2 - h_2$	κατακόρυφο βάθος κατάντη του άλματος
d_1	εγκάρσιο βάθος ανάντη του άλματος
d_2	εγκάρσιο βάθος κατάντη του άλματος
Q	παροχή
q	ειδική παροχή ανά μονάδα πλάτους πυθμένα
Fr_1	αριθμός Froude στην ανάντη διατομή με υπερκρίσιμη ροή

2.1 Οριζόντιος ή Κεκλιμένος Αγωγός με Καταβαθμό Οξείας ή Στρογγυλευμένης Αιχμής

Από τις πρώτες εργασίες που μελέτησαν την ροή σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό οξείας αιχμής με υπερκρίσιμη ροή ανάντη και υποκρίσιμη ροή κατάντη ήταν αυτή του Hsu (1950). Αναφέρει ότι για δεδομένο αριθμό Froude Fr_1 ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή, το κανάντη βάθος μπορεί να λάβει τιμές σε πέντε διαφορετικές περιοχές, (Σχήμα 2.1, αριστερά). Το κάτω όριο της περιοχής 1 είναι το βάθος για το οποίο το άλμα θα μετακινηθεί ανάντη του καταβαθμού ενώ το άνω όριο της περιοχής 5 είναι το βάθος για το οποίο το άλμα θα μετακινηθεί κατάντη του καταβαθμού. Επομένως, σε αυτές τις δύο περιοχές ο καταβαθμός δεν μπορεί να ελέγξει την θέση του άλματος ενώ αντίθετα στις περιοχές 2 και 4 μπορεί ο καταβαθμός να σταθεροποιήσει το άλμα. Στην περιοχή 3 εμφανίζεται κυματοειδές άλμα. Για τις περιπτώσεις αλμάτων που το κατάντη βάθος βρίσκεται στις περιοχές 2 και 4 εφαρμόστηκε η μονοδιάστατη εξίσωση διατήρησης της ορμής (ποσότητας της κίνησης) σε όγκο αναφοράς που οριοθετούνταν από τις διατομές ομοιόμορφης ροής ανάντη και κατάντη του καταβαθμού. Σε συνδυασμό με την εξίσωση συνέχειας κατέληξε σε μια θεωρητική σχέση μεταξύ του λόγου βαθών y_2 κατάντη προς y_1 ανάντη του άλματος, του σχετικού ύψους h/y_1 του καταβαθμού και του αριθμού Froude Fr_1 για κάθε περιοχή χωριστά. Και στις δύο περιπτώσεις η κατανομή της πίεσης επί του κατακόρυφου μετώπου του καταβαθμού θεωρήθηκε υδροστατική. Για την επαλήθευση των θεωρητικών αποτελεσμάτων πραγματοποίησε πειραματικές μετρήσεις σε οριζόντιο αγωγό ορθογωνικής διατομής πλάτους 0.305 m με την παρουσία καταβαθμού ύψους h για σχετικό ύψος $h/y_1=1$ έως 4 και $Fr_1 < 10$. Η σύγκριση μεταξύ θεωρητικών και πειραματικών

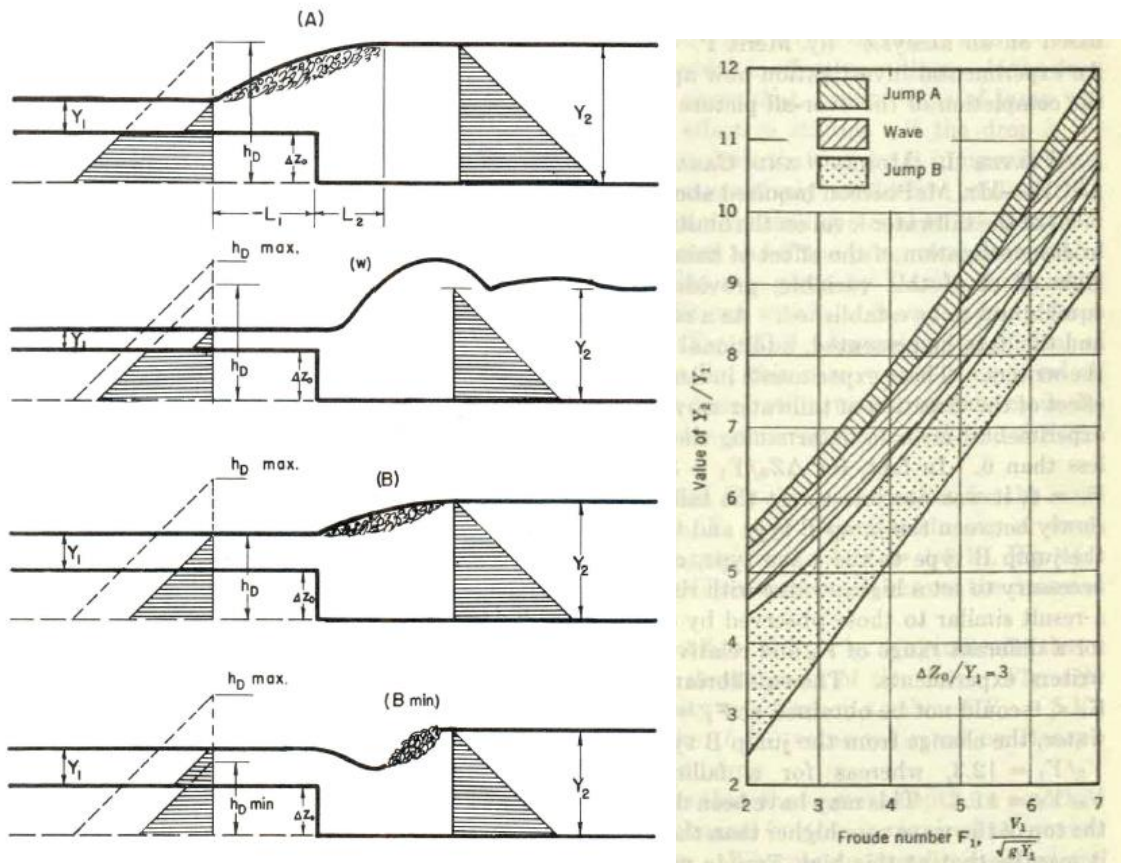
αποτελεσμάτων ήταν ικανοποιητική ενώ δημοσίευσε το διάγραμμα (Σχήμα 2.1, δεξιά) που χρησιμεύει για τον υπολογισμό του ύψους του καταβαθμού για οποιοδήποτε συνδυασμό παροχής, ανάντη και κατάντη βάθους.



Σχήμα 2.1 Οριοθέτηση περιοχών εμφάνισης αλμάτων (Hsu, 1950) ανάλογα με τις τιμές του κατάντη βάθους με παρουσία καταβαθμού (πάνω). Διάγραμμα για τον υπολογισμό του ύψους του καταβαθμού ανάλογα με τις συνθήκες στην είσοδο της ροής (κάτω).

Οι Moore και Morgan (1957) μελέτησαν πειραματικά τα άλματα A jump, Wave jump, B jump

και minimum B jump (Σχήμα 2.2, αριστερά) που σχηματίζονται σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.90 m με υπερκρίσιμη, με αριθμό Froude ανάντη του καταβαθμού οξείας αιχμής στην περιοχή $2 \leq Fr_1 \leq 8$ και σχετικό ύψος καταβαθμού $d/y_1 = 2, 3$ και 4. Από την εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ποσότητας κίνησης και με την υπόθεση της υδροστατικής κατανομής της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού, προέκυψε μια εξίσωση για τον υπολογισμό του λόγου του υποκρίσιμου βάθους κατάντη προς το υπερκρίσιμο βάθος ανάντη y_2/y_1 συναρτήσεως του υπερκρίσιμου αριθμού Froude του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 και του λόγου του πιεζομετρικού φορτίου h_d προς το ανάντη βάθος ροής y_1 . Επίσης ο ίδιος λόγος προέκυψε από τις πειραματικές μετρήσεις των βαθών ανάντη και κατάντη του άλματος. Οι πιέσεις μετρήθηκαν με πιεζόμετρα σε κατάλληλες θέσεις επί του κατακόρυφου μετώπου του καταβαθμού. Από την σύγκριση ανάμεσα στα θεωρητικά και τα πειραματικά αποτελέσματα προέκυψε ικανοποιητική συμφωνία για τον λόγο βαθών y_2/y_1 . Επιπλέον παρουσιάζονται διαγράμματα σε όρους y_2/y_1 σαν συνάρτηση του Fr_1 και παράμετρο τον λόγο d/y_1 για την οριοθέτηση των περιοχών εμφάνισης των διαφορετικών τύπων αλμάτων, ανάλογα με τη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας (Σχήμα 2.2, δεξιά). Από τις μετρήσεις ταχυτήτων με σωληνίσκο Prandtl προέκυψε ότι οι τιμές της ταχύτητας στον πυθμένα είναι μεγαλύτερες στην περίπτωση εμφάνισης του B jump έναντι των A jump και Wave jump. Δίνεται ως πιθανή εξήγηση για το B jump όπου η καθοδική φλέβα νερού προς τον πυθμένα έχει αρκετή ορμή κατά την πρόσκρουσή της ώστε να προκαλεί και αύξηση της ταχύτητας εκεί, σε αντίθεση με το A jump και το Wave jump όπου η ανοδική φλέβα νερού δεν προσκρούει στον πυθμένα με αποτέλεσμα την εμφάνιση μικρότερων ταχυτήτων.



Σχήμα 2.2 Τύποι υδραυλικών αλμάτων (Moore και Morgan, 1957) σε καταβαθμό (αριστερά). Περιοχή τιμών του λόγου y_2/y_1 για την εμφάνιση του A jump, Wave jump και B jump για $d/y_1=3$ (δεξιά).

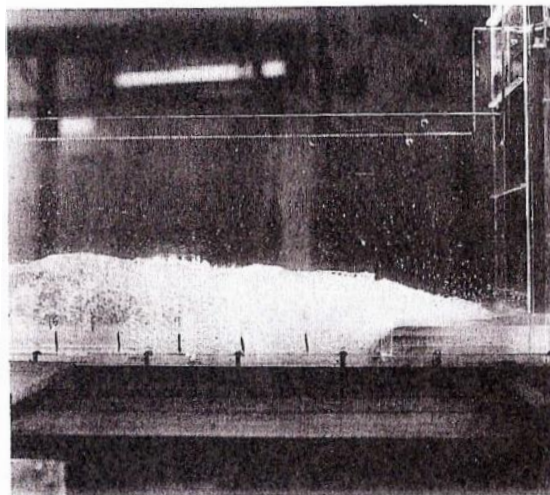
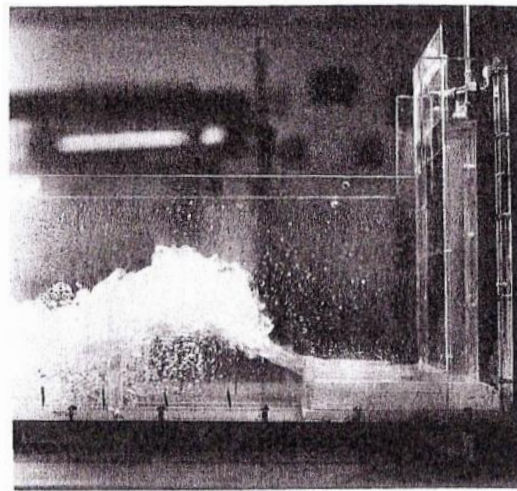
Οι Moore and Morgan (1959) δημοσίευσαν επιπλέον συμπεράσματα σε σχέση με τον σχολιασμό της εργασίας τους από τους McPherson and Forster (1959) επισημαίνοντας τα εξής:

(i) Σε σχέση με τον σχολιασμό του McPherson (1959) για την επίδραση που έχει ο τρόπος μεταβολής του κατάντη βάθους (διαδοχική αύξηση ή μείωση) στον λόγο του κατάντη προς το ανάντη βάθος για τον ίδιο τύπο άλματος και για ίδιες υδραυλικές συνθήκες ανάντη (ανάντη βάθος y_1 και αριθμός Froude Fr_1), οι Moore and Morgan, (1959) ανέφεραν ότι η επίδραση αυτή είναι αμελητέα, υπό την προϋπόθεση ότι μεσολαβούσε αρκετός χρόνος για την αποκατάσταση μόνιμων συνθηκών ροής. Για την καλύτερη υποστήριξη του επιχειρήματος πραγματοποίησαν επιπλέον πειραματικές μετρήσεις, από τις οποίες προέκυψε ότι για αριθμό $Fr_1 < 6$ ανάντη του καταβαθμού δεν υπήρξε καμιά διαφοροποίηση στον λόγο βαθών για τον ίδιο τύπο άλματος και ίδιες ανάντη συνθήκες ροής, είτε με αύξηση ή με μείωση του κατάντη βάθους. Όμως για μεγαλύτερες τιμές του αριθμού Froude προέκυψαν διαφορετικοί λόγοι βαθών ($y_2/y_1=12.3$ με αύξηση του κατάντη βάθους και $y_2/y_1=11.4$ με μείωσή του για το Wave jump) που κατά τον

McPherson αποδίδονται στην εμφάνιση φαινομένων υστέρησης. (ii) Ο Forster (1959) υποστήριξε ότι ο τύπος του άλματος που εμφανίζεται επηρεάζει το μέγεθος της ταχύτητας που αναπτύσσεται στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού και εντός του άλματος. Σύμφωνα με αυτόν το A jump και το Wave jump παρουσιάζουν τις μικρότερες ταχύτητες σε σχέση με το B jump προστατεύοντας έτσι τον αγωγό από διάβρωση. Οι Moore and Morgan, (1959), υποστηρίζουν ότι το συμπέρασμα αυτό δεν είναι απολύτως ακριβές ιδιαίτερα για τα άλματα τύπου Wave jump που εμφανίζονται σε αγωγούς με καταβαθμούς μεγάλου ύψους. Από μετρήσεις ταχύτητας αναφέρουν ότι η μέση ταχύτητα στον πυθμένα κοντά στην περιοχή του καταβαθμού μπορεί να είναι έως και τριπλάσια της ταχύτητας ομοιόμορφης ροής κατάντη του άλματος για σχετικό ύψος καταβαθμού $d/y_1=3$ και τετραπλάσια της κατάντης ταχύτητας για σχετικό ύψος καταβαθμού $d/y_1=4$ για αριθμό Froude $Fr_1=4$. Είναι αξιοσημείωτο ότι από τις ίδιες μετρήσεις στο Wave jump για μεγαλύτερο αριθμό Froude $Fr_1=6$ ή 8, προκύπτουν μικρότερες ταχύτητες στον πυθμένα στην περιοχή του άλματος γεγονός που αποδίδεται στην πολύπλοκη φύση της ροής, καθώς και στο ότι η φλέβα του νερού για μεγάλες τιμές του αριθμού Froude δεν έχει σημαντική ορμή κατά την πρόσκρουσή της στον πυθμένα.

Ο Sharp (1974) μελέτησε πειραματικά την επίδραση που είχε καταβαθμός με στρογγυλευμένη αιχμή στο σχηματισμό των διαφορετικών τύπων αλμάτων σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.20 m, με υπερκρίσιμη ροή και αριθμό Froude ανάντη στην περιοχή $2 \leq Fr_1 \leq 11.9$ με σχετικό ύψος καταβαθμού $d/y_1=2, 3$ και 4. Σε στρογγυλεμένο καταβαθμό με ακτίνα καμπυλότητας ίση με το ύψος του καταβαθμού, η επιφανειακή φλέβα νερού δεν ανυψώνονταν σημαντικά έτσι ώστε να μην είναι εφικτή τελικά η εμφάνιση του Wave jump. Η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας ήταν ομαλότερη στην περίπτωση του στρογγυλεμένου καταβαθμού σε σχέση με αυτή σε αγωγό με παρουσία μη στρογγυλεμένου καταβαθμού και για ίδιες υδραυλικές συνθήκες ανάντη. Η στρογγύλευση είχε σαν αποτέλεσμα η επιφανειακή φλέβα του νερού να έχει καθοδική κατεύθυνση προς τον πυθμένα δίχως να παρτηρείται σημαντική άνοδος της ελεύθερης επιφάνειας με αποτέλεσμα να μην ευνοείται ο σχηματισμός του Wave jump, (Εικόνα 2.1). Τέλος στην εργασία αυτή δίνονται διαγράμματα οριοθέτησης των περιοχών εμφάνισης των διαφορετικών τύπων αλμάτων ανάλογα με τη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας σε όρους y_2/y_1 σαν συνάρτηση του Fr_1 και παράμετρο τον λόγο d/y_1 . Επιπλέον παρουσιάζονται

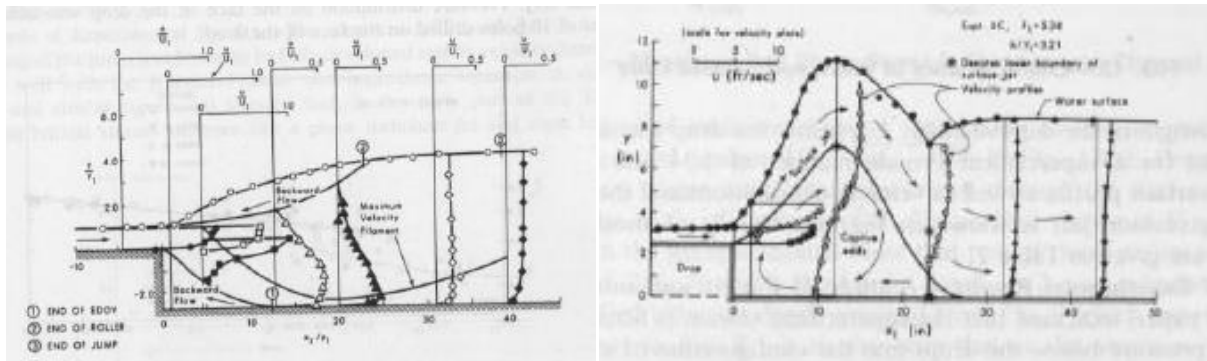
μετρήσεις ταχυτήτων με μολύσκο των οποίων οι μέγιστες τιμές παρατηρήθηκαν πολύ κοντά στην περιοχή του καταβαθμού.



Εικόνα 2.1 Για ίδιες υδραυλικές συνθήκες στην είσοδο της ροής (Sharp, 1974): σχηματισμός Wave jump σε καταβαθμό οξείας αιχμής (πάνω), μη σχηματισμός Wave jump σε καταβαθμό στρογγυλευμένης αιχμής (κάτω).

Οι Rajaratnam and Ortiz (1977) μελέτησαν πειραματικά το B jump σε ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.41 m, με αριθμό Froude ανάντη του καταβαθμού στην περιοχή $3.14 \leq Fr_1 \leq 10.55$ και σχετικό ύψος καταβαθμού οξείας αιχμής $d/y_1 = 1.26 - 5.68$. Επίσης, μελέτησαν το Wave jump σε αγωγό του ίδιου πλάτους, με αριθμό Froude Fr_1 στην περιοχή $3 \leq Fr_1 \leq 8$ και εύρος σχετικού ύψους καταβαθμού $1 \leq d/y_1 \leq 4$ σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό. Και στις δύο περιπτώσεις παρουσιάζουν μετρήσεις ταχυτήτων με τη βοήθεια του σωληνίσκου Prandtl (Σχήμα 2.3) και μετρήσεις διατμητικών τάσεων με τη μέθοδο Preston. Επιπλέον, παρουσιάζουν διαγράμματα

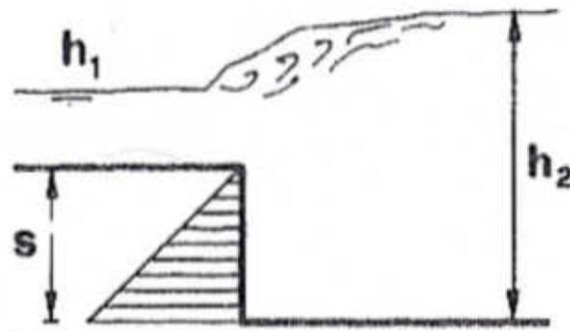
για τα γραμμικά μεγέθη των αλμάτων (μορφή ελεύθερης επιφάνειας Wave jump, μήκος στρόβιλου ανάστροφης ροής και άλματος σαν συνάρτηση της ισχύος του άλματος). Ειδικότερα αναφέρεται ότι το B jump αποτελείται από μία καθοδική φλέβα νερού που ρέει ανάμεσα σε έναν στάσιμο στρόβιλο του πυθμένα και στον επιφανειακό στρόβιλο, ενώ το Wave jump περιγράφεται ως μια επιφανειακή ανοδική φλέβα νερού η οποία προσκρούει στον πυθμένα του αγωγού και βυθίζεται κάτω από τον επιφανειακό στρόβιλο ανάστροφης ροής. Από τα αποτελέσματα μετρήσεων ταχυτήτων και διατμητικών τάσεων προκύπτει το γεγονός ότι το Wave jump παρουσιάζει μικρότερες τιμές ταχυτήτων και διατμητικών τάσεων στον πυθμένα σε σχέση με το B jump, ενώ αντίθετα παρουσιάζει σημαντική αύξηση του βάθους ροής που επιδρά σημαντικά στον σχεδιασμό της λεκάνης καταστροφής ενέργειας.



Σχήμα 2.3 Πειραματικές μετρήσεις ταχυτήτων (Rajaratnam and Ortiz, 1977): B jump (αριστερά), Wave jump (δεξιά).

Ο Hager (1985) διερεύνησε θεωρητικά τον τύπο άλματος B jump που σχηματίζεται σε βυθισμένο καταβαθμό οξείας αιχμής σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό με αριθμό Froude ανάντη του καταβαθμού $2 \leq Fr_1 \leq 10.5$ και σχετικό ύψος καταβαθμού $d/y_1 = 2, 4, 6, 8$ και 10 . Συγκεκριμένα παρουσιάστηκαν διαγράμματα του λόγου y_2/y_1 του βάθους κατάντη με υποκρίσιμη ροή προς το βάθος ανάντη με υπερκρίσιμη ροή καθώς και των απωλειών ενέργειας συναρτήσει της ισχύος του άλματος και του σχετικού ύψους του βυθισμένου καταβαθμού. Επιπλέον, επιχειρήθηκε μια θεωρητική ανάλυση της πρόβλεψης του λόγου των βαθών y_2/y_1 με την παραδοχή διαφορετικής κατανομής πιέσεων στο μέτωπο του καταβαθμού σε σχέση με την κλασική υπόθεση της υδροστατικής κατανομής της πίεσης. Στην περίπτωση αυτή η τιμή της πίεσης στην αιχμή του καταβαθμού θεωρήθηκε μηδενική, με αποτέλεσμα η κατανομή της

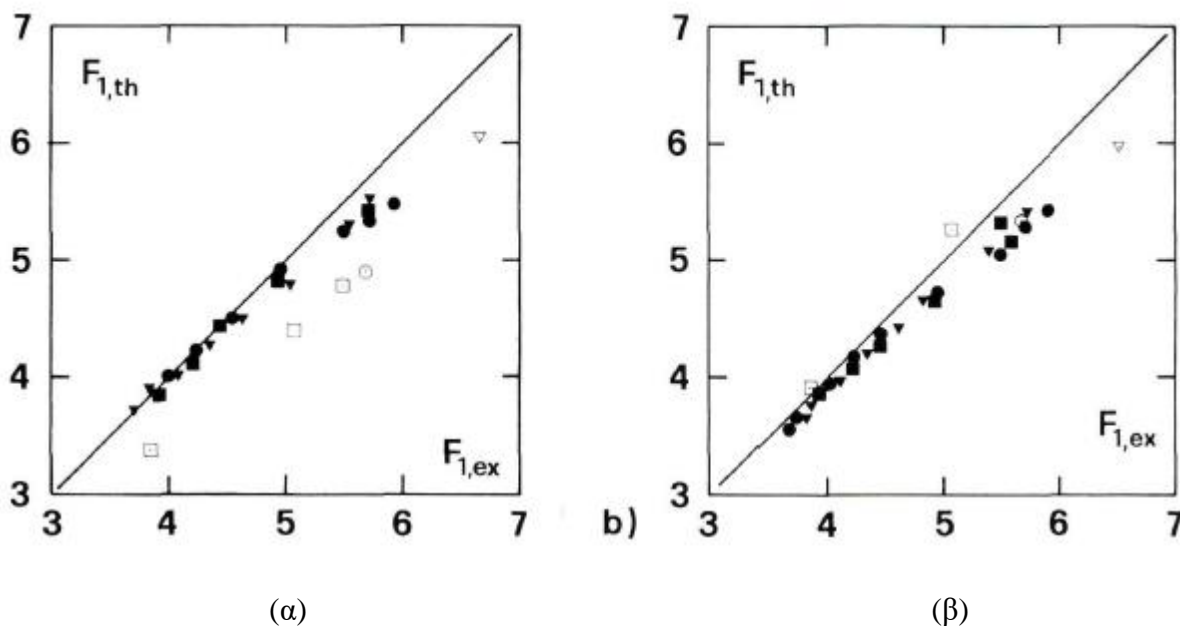
πίεσης να είναι τριγωνικής μορφής, (Σχήμα 2.4). Για ίδιες υδραυλικές συνθήκες στη διατομή ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή (βάθος ροής y_1 και αριθμός Froude Fr_1) και ίδιο σχετικό ύψος καταβαθμού d/y_1 , προκύπτει μικρότερο κατάντη βάθος y_2 στην περίπτωση της τριγωνικής κατανομής της πίεσης σε σχέση με το αντίστοιχο βάθος που προκύπτει με βάση την κλασσική παραδοχή της τραπεζοειδούς κατανομής των πιέσεων. Σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα για τον λόγο των βαθών y_2/y_1 που παρουσιάζονται στις εργασίες των Moore και Morgan (1957) και Rajaratnam και Ortiz (1977), υπάρχει ικανοποιητική συμφωνία με τα θεωρητικά αποτελέσματα που προέκυψαν από την τριγωνική κατανομή της πίεσης, ενώ σε σχέση με την τραπεζοειδή κατανομή παρατηρείται μεγαλύτερη απόκλιση. Επιπρόσθετα, στην ίδια εργασία αναφέρεται ότι ο λόγος d/y_1 δεν επηρεάζει τις απώλειες ενέργειας για $Fr_1 > 8$, γεγονός όμως που δεν ισχύει για τιμή του αριθμού Froude $Fr_1 \leq 8$ αφού πρέπει να ληφθεί υπόψη και το σχετικό ύψος του καταβαθμού σε αυτή την περίπτωση.



Σχήμα 2.4 Παραδοχή τριγωνικής κατανομής των πιέσεων στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού (Hager, 1985).

Οι Hager και Bretz (1986) διερεύνησαν πειραματικά τον λόγο βαθών y_2/y_1 κατάντη και ανάντη, το μήκος του στροβίλου αναστροφής ροής και τις απώλειες ενέργειας των αλμάτων A jump και minimum B jump σε ορθογωνικό οριζόντιο αγωγό πλάτους 0.50 m, με αριθμό Froude ανάντη $1 < Fr_1 \leq 6.5$ και ύψη καταβαθμού οξείας αιχμής 5.1 cm και 7.6 cm. Στη συνέχεια συνέκριναν τα αποτελέσματα με αντίστοιχα αποτελέσματα αλμάτων που εμφανίζονταν σε αγωγό με παρουσία αναβαθμού. Αναφέρουν ότι η κατανομή της πίεσης στο μέτωπο του καταβαθμού παίζει σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση της μορφής της ελεύθερης επιφάνειας και επομένως στον τύπο του άλματος. Η κατανομή της πίεσης στον καταβαθμό θεωρήθηκε υδροστατική για το A jump και το minimum B jump, ενώ από την εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης διατήρησης της ορμής στις δύο περιπτώσεις αλμάτων που μελετήθηκαν, προέκυψαν

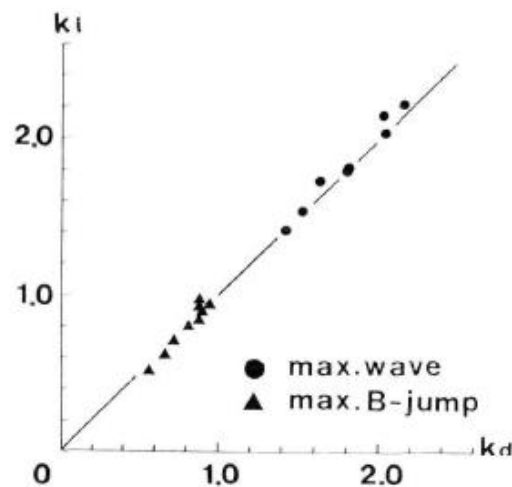
αντίστοιχες εξισώσεις για τον υπολογισμό του λόγου βαθών y_2/y_1 συναρτήσει του υπερκρίσιμου αριθμού Froude και του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 . Για την περίπτωση του minimum B jump αναφέρουν ότι η υπόθεση μηδενισμού της πίεσης στο άνω χείλος του κατακόρυφου μετώπου του καταβαθμού (τριγωνική κατανομή) δίνει ορθότερα αποτελέσματα για τον λόγο των βαθών που είχε ήδη δημοσιεύσει ο Hager (1985). Τα θεωρητικά αποτελέσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή της εξίσωσης ορμής για το λόγο των βαθών y_2/y_1 συγκρίνονται ικανοποιητικά με τα αντίστοιχα πειραματικά αποτελέσματα (Σχήμα 2.5). Επίσης, στη συγκεκριμένη δημοσίευση αναφέρεται ότι για το σχηματισμό του Wave jump υπάρχει ένα άνω όριο σχετικού ύψους καταβαθμού $d/y_1=1.25$, πάνω από το οποίο δεν σχηματίζεται ο συγκεκριμένος τύπος άλματος. Το συμπέρασμα αυτό είναι ανάλογο με αυτό της εργασίας του Sharp (1974) όπου σε στρογγυλευμένο καταβαθμό με ακτίνα καμπυλότητας ίση με το ύψος του βρέθηκε ότι δεν εμφανίζεται άλμα τύπου Wave jump, διότι η επιφανειακή φλέβα νερού δεν ανυψώνεται σημαντικά. Από τον έλεγχο ευστάθειας αυτών των αλμάτων προκύπτει ότι τα άλματα σε καταβαθμό είναι περισσότερο ευσταθή από αυτά σε αναβαθμό, αφού το κατάντη βάθος έχει ευρύτερο πεδίο μεταβολής, διατηρώντας σταθερά το βάθος y_1 και τον αριθμό Froude Fr_1 ανάντη του καταβαθμού, για το οποίο το άλμα περιορίζεται εντός της λεκάνης καταστροφής ενέργειας. Επιπλέον επιβεβαιώνεται το συμπέρασμα της εργασίας του Hager (1985) ότι ο λόγος d/y_1 δεν επηρεάζει τις απώλειες ενέργειας για $Fr_1 > 8$ κάτι που όμως που δεν ισχύει όταν $Fr_1 < 8$, ενώ τέλος όσον αφορά στις διαστάσεις της λεκάνης καταστροφής ενέργειας, τα άλματα σε αναβαθμό πλεονεκτούν έναντι αυτών σε καταβαθμό παρουσιάζοντας μικρότερες απαιτήσεις διαστάσεων.



Σχήμα 2.5 Σύγκριση θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων (Hager και Bretz, 1986) σαν συνάρτηση του αριθμού Froude ανάντη του άλματος: (α) A jump, (β) minimum B jump.

Οι Ohtsu και Yasuda (1987) σχολιάζοντας την εργασία των Hager και Bretz (1986) μελέτησαν τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού οξείας αιχμής, όπου ως k ορίζεται ο λόγος της πραγματικής πίεσης προς την αντίστοιχη υδροστατική. Τον συντελεστή k μελέτησαν τόσο πειραματικά όσο και θεωρητικά για δύο τύπους αλμάτων το Wave jump και το B jump, με αριθμό Froude $2 \leq Fr_1 \leq 6$ και σχετικό ύψος καταβαθμού $d/y_1 = 2, 3, 4, 5$ και 6 . Πειραματικά υπολόγισαν τον συντελεστή k με απευθείας μέτρηση της πίεσης πάνω στον καταβαθμό ως το λόγο της πραγματικής μετρηθείσας πίεσης προς την αντίστοιχη υδροστατική. Επιπλέον, με εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ορμής κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής και με υπόθεση υδροστατικής κατανομής των πιέσεων κατέληξαν σε θεωρητική σχέση για τον υπολογισμό του συντελεστή k συναρτήσει του αριθμού Froude Fr_1 στην διατομή ανάντη με υπερκρίσιμη ροή και του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 . Η σύγκριση μεταξύ των πειραματικών και των θεωρητικών αποτελεσμάτων για τον συντελεστή k ήταν ικανοποιητική όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.6. Από την ανάλυση των πειραματικών μετρήσεων της πίεσης προέκυψαν εμπειρικές σχέσεις υπολογισμού για τον συντελεστή k τόσο για το Wave jump όσο και για το B jump. Οι Ohtsu και Yasuda (1987) παρουσίασαν επίσης διαγράμματα για το αδιάστατο μήκος του στροβίλου ανάστροφης ροής και το αδιάστατο μήκος

του άλματος σαν συνάρτηση των απωλειών ενέργειας.

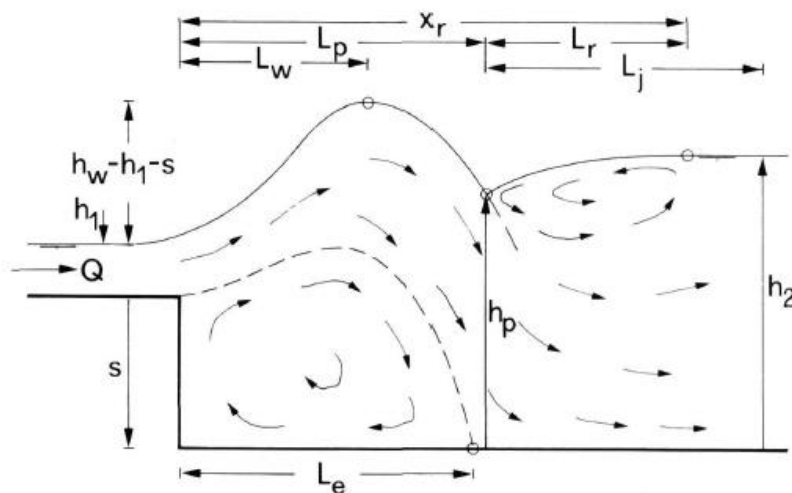


Σχήμα 2.6 Σύγκριση θεωρητικών αποτελεσμάτων (κατακόρυφος άξονας) και πειραματικών αποτελεσμάτων (οριζόντιος άξονας) για τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης (Ohtsu και Yasuda, 1987).

Οι Hager and Bretz, (1987) σχολιάζοντας το άρθρο των Ohtsu and Yasuda, (1987), παρουσίασαν επιπλέον σχέσεις υπολογισμού για τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης σχετικά με το A jump, το B jump και το minimum B jump. Από αυτές τις σχέσεις προέκυψε ότι για το A jump ο συντελεστής είναι συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 και του σχετικού ύψους του καταβαθμού, για το B jump εξαρτάται μόνο από το σχετικό ύψος του καταβαθμού ενώ για το minimum B jump προκύπτει μηδενικός διορθωτικός συντελεστής. Όλες οι προηγούμενες σχέσεις προκύπτουν από θεωρητική ανάλυση με εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης διατήρησης της ποσότητας κίνησης σε όγκο αναφοράς που περιλαμβάνει την ανάντη διατομή με υπερκρίσιμη ομοιόμορφη ροή και την κατάντη διατομή με υποκρίσιμη ομοιόμορφη ροή. Σε διάγραμμα συσχετίζουν το λόγο βαθών κατάντη προς ανάντη y_2/y_1 με τον αριθμό Froude, έχοντας ως παράμετρο το σχετικό ύψος του καταβαθμού d/y_1 . Από αυτό το διάγραμμα είναι δυνατό να προσδιορισθεί ο τύπος του άλματος έχοντας γνωστές τις υδραυλικές συνθήκες που επικρατούν ανάντη και κατάντη καθώς και το ύψος του καταβαθμού. Τέλος παρουσιάζουν σχέσεις για τον προσδιορισμό του μήκους του στρόβιλου αναστροφής ροής για το A jump και το minimum B jump κατάλληλα αδιαστατοποιημένο με το κατάντη υποκρίσιμο βάθος ως συνάρτηση του αριθμού Froude.

Οι Kawagoshi και Hager (1990) επικεντρώθηκαν αποκλειστικά στην πειραματική μελέτη του

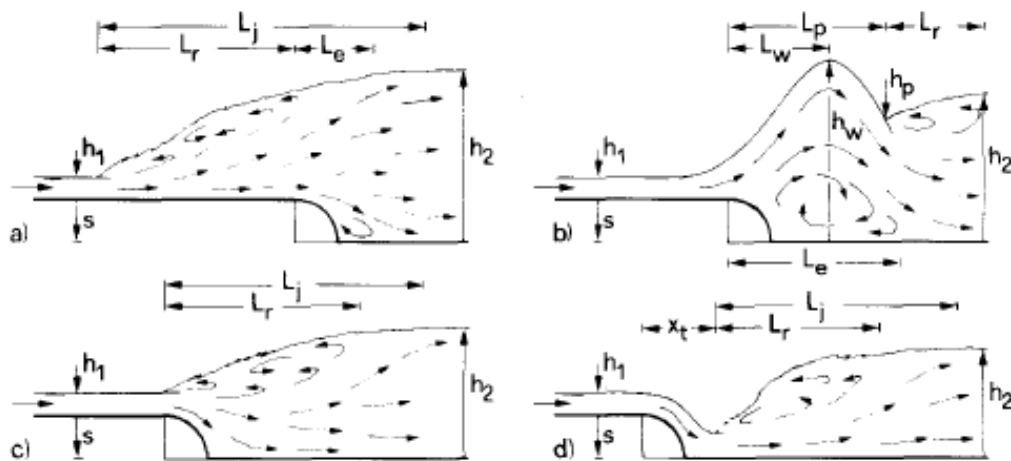
Wave jump σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.50 m, με αριθμό Froude $1 < Fr_1 \leq 13.75$ και ύψη καταβαθμού οξείας αιχμής 5 cm και 7.7 cm. Από τη μελέτη του Wave jump κατέληξαν ότι πρόκειται για μια ανοδική επιφανειακή φλέβα νερού πάνω από έναν στρόβιλο ανάστροφης ροής στην περιοχή του καταβαθμού, που στη συνέχεια βυθίζεται κάτω από τον επιφανειακό στρόβιλο (Σχήμα 2.7). Παρουσίασαν διαγράμματα για τον προσδιορισμό του λόγου βαθών y_2/y_1 και υπολογισμού των γραμμικών μεγεθών που αφορούν στην γεωμετρία της φλέβας, του μήκους του στρόβιλου ανάστροφης ροής και του μήκους του άλματος, σαν συνάρτηση του αριθμού Froude πτώσης $F_d = [h_1/(h_2-s)]^{0.5} Fr_1$, που εισήγαγαν στην εργασία τους οι Rajaratnam and Ortiz (1977) και του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 . Στην εργασία αυτή δεν επαληθεύεται ο ισχυρισμός του Sharp (1974) ότι για στρογγυλεμένο καταβαθμό με ακτίνα καμπυλότητας ίση με το ύψος του δεν ευνοούνταν ο σχηματισμός του Wave jump. Οι συγγραφείς υποστηρίζουν ότι το συμπέρασμα του Sharp δεν έχει καθολική ισχύ λόγω του γεγονότος ότι οι πειραματικές μετρήσεις διεξήχθησαν σε αγωγό περιορισμένων διαστάσεων. Στην εργασία επίσης αναφέρεται ότι το Wave jump παρουσιάζει μικρότερο κατάντη βάθος y_2 και μεγαλύτερη απόσβεση ενέργειας σε σχέση με τα αντίστοιχα μεγέθη του κλασσικού υδραυλικού άλματος για ίδια τιμή του αριθμού Froude Fr_1 στην υπερκρίσιμη διατομή εισόδου της ροής.



Σχήμα 2.7 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του Wave jump (Kawagoshi και Hager, 1990).

Οι Hager και Kawagoshi (1990) μελέτησαν πειραματικά την επίδραση που έχει ο στρογγυλεμένος καταβαθμός (Σχήμα 2.8) με ύψη 2.55 cm και 5 cm στη διαμόρφωση των

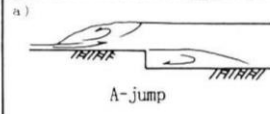
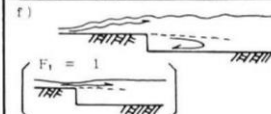
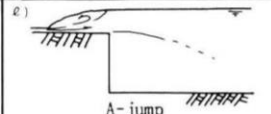

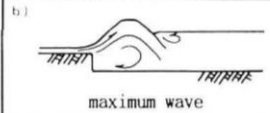
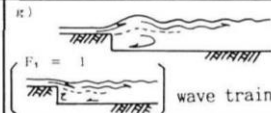
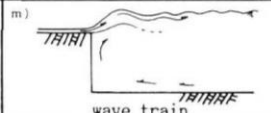
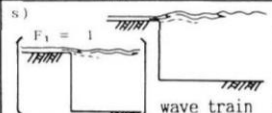
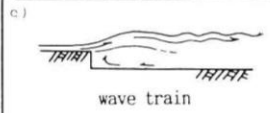
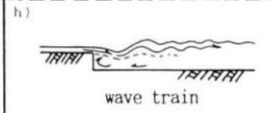
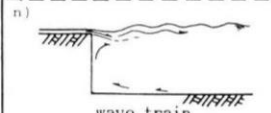
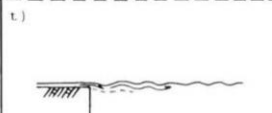
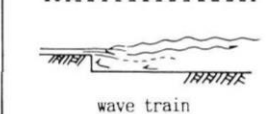
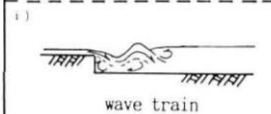
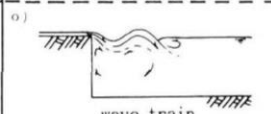
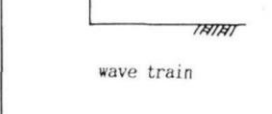
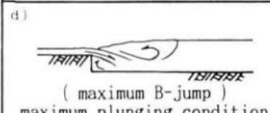
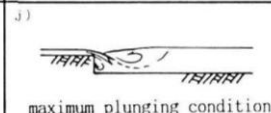
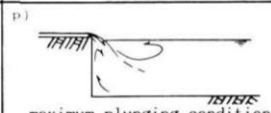
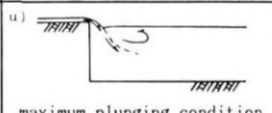
διαφόρων μορφών της ελεύθερης επιφάνειας σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό μήκους 10 m, πλάτους 0.50 m και ύψους 0.7 m, για αριθμούς Froude $2 \leq Fr_1 \leq 14$. Αρχικά παραθέτουν φωτογραφικό υλικό απεικόνισης όλων των τύπων αλμάτων που παρατηρήθηκαν, ενώ προέκυψε το συμπέρασμα ότι πρόκειται για τους ίδιους τύπους αλμάτων που παρατηρούνται και στην περίπτωση ροής σε αγωγό με καταβαθμό οξείας αιχμής. Στην εργασία αυτή θεωρούν ότι ο λόγος του υποκρίσιμου βάθους κατάντη προς το υπερκρίσιμο βάθος ανάντη $Y = h_2/h_1$ αποτελείται από δύο όρους, ο πρώτος όρος Y^* περιλαμβάνει τον λόγο των συζυγών βαθών όπως προκύπτει από την εξίσωση διατήρησης της ορμής κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής στο κλασσικό υδραυλικό άλμα και ο δεύτερος όρος ΔY περιλαμβάνει την επιρροή του καταβαθμού στο λόγο των βαθών κατάντη προς ανάντη, καταλήγοντας σε μια σχέση της μορφής $Y = Y^* + \Delta Y$. Από τα διαγράμματα του ΔY σαν συνάρτηση του Fr_1 και του τύπου του άλματος, προκύπτει γραμμική μείωση του όρου ΔY με το Fr_1 , ενώ οι ευθείες όλων των τύπων αλμάτων εκτός αυτών που αναφέρονται στο minimum B jump τέμνονται στο σημείο με τετμημένη $Fr_1 = 1$. Παρουσιάζουν αποτελέσματα για το μήκος του στροβίλου ανάστροφης ροής και το μήκος του άλματος σαν συνάρτηση του αριθμού Froude, από τα οποία προκύπτει γραμμική αύξηση αυτών των μηκών με το Fr_1 . Επίσης παρουσιάζουν μια σχέση υπολογισμού του ελάχιστου αριθμού Froude για τον μη σχηματισμό του Wave jump, ως συνάρτηση του σχετικού ύψους του καταβαθμού h/y_1 , ενώ σε σχέση με την εργασία του Sharp (1974) η τελευταία βρέθηκε να υποεκτιμά τον αντίστοιχο κρίσιμο αριθμό Froude κατά 60%. Τέλος αναφέρουν για πρακτικούς λόγους σχεδιασμού ότι το άνω όριο για το σχετικό ύψος του καταβαθμού είναι η τιμή 2 για αριθμό Froude $Fr_1 < 4$ για την μη εμφάνιση του Wave jump.



Σχήμα 2.8 Τύποι αλμάτων σε καταβαθμό στρογγυλευμένης αιχμής (Hager και Kawagoshi, 1990).

Οι Ohtsu and Yasuda, (1991), μελέτησαν πειραματικά και θεωρητικά τον συντελεστή διόρθωσης πιέσεων k και το μήκος των αλμάτων σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.80 m, με αριθμό Froude Fr_1 ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή στην περιοχή $1 \leq Fr_1 \leq 5$ και σχετικό ύψος καταβαθμού οξείας αιχμής $d/y_1 = 0.45$ έως 20. Μέτρησαν την πίεση με την τοποθέτηση πιεζομέτρων στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού. Στη συγκεκριμένη εργασία γίνεται διαχωρισμός του τύπου του καταβαθμού σε χαμηλό εάν είναι $0.45 \leq d/y_1 \leq 8-9$ και σε υψηλό εάν είναι $d/y_1 \geq 15-16$ (Πίνακας 2.2). Επιπλέον με εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ορμής προσπαθούν να ερμηνεύσουν την μορφή της ελεύθερης επιφάνειας και κατά συνέπεια τον τύπο του άλματος, με διερεύνηση της τιμής του συντελεστή k . Από τις μετρήσεις των πιέσεων στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού προέκυψε ότι στην περίπτωση της ανοδικής επιφανειακής φλέβας νερού (Wave jump) ο συντελεστής k διόρθωσης της πίεσης σε σχέση με την υδροστατική είναι μεγαλύτερος της μονάδας ($k > 1$), δηλαδή ότι η κατανομή της πίεσης είναι μεγαλύτερη από την υδροστατική, ενώ στην περίπτωση της καθοδικής επιφανειακής φλέβας νερού (B jump, minimum B jump) βρέθηκε μικρότερος της μονάδας ($k < 1$), δηλαδή ότι η κατανομή της πίεσης είναι μικρότερη από την αντίστοιχη υδροστατική. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων για τον συντελεστή k όπως αυτός προέκυψε πειραματικά και από την θεωρητική ανάλυση έδειξε ικανοποιητική συμφωνία. Επιπλέον παρουσίασαν μετρήσεις σχετικές με το μήκος του άλματος συναρτήσει των απωλειών ενέργειας και της συνολικής ενέργειας της ροής στην είσοδο ανάντη του καταβαθμού.

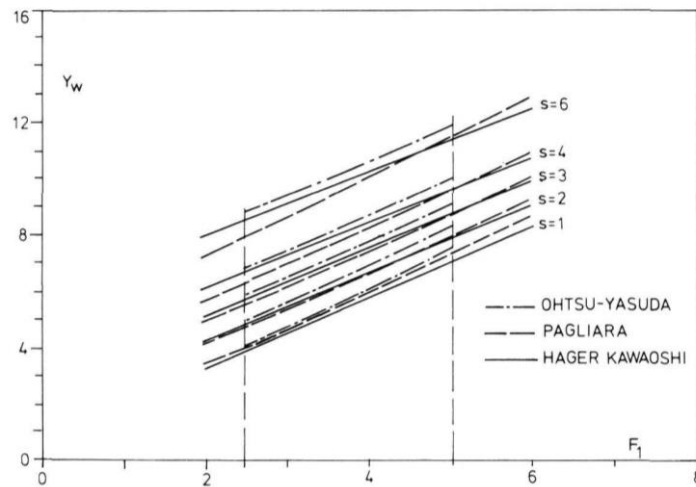
Πίνακας 2.2 Τύποι αλμάτων ανάλογα με το μέγεθος του σχετικού ύψους του καταβαθμού (Ohtsu and Yasuda, 1991).

Low drop ($0.5 \sim 1.5 \leq s/h_1 \leq 8.0 \sim 9.0$)		High drop ($s/h_1 \geq 15 \sim 16$)	
$Fr_1 \geq 2.5 \sim 3.0$	$1.0 \leq Fr_1 \leq 2.5 \sim 3.0$	$Fr_1 \geq 2.5 \sim 3.0$	$1.0 \leq Fr_1 \leq 2.5 \sim 3.0$
a)  A-jump	f)  A-jump	g)  A-jump	r)  A-jump
b)  maximum wave	h)  wave train	m)  wave train	s)  wave train
c)  wave train	i)  wave train	n)  wave train	t)  wave train
d)  (maximum B-jump) maximum plunging condition	j)  maximum plunging condition	p)  maximum plunging condition	u)  maximum plunging condition
e)  (minimum B-jump) limited jump	k)  limited jump	q)  limited jump	v)  limited jump

Ο Pagliara (1992) σχολίασε την παραπάνω εργασία των Ohtsu και Yasuda (1991), από την οποία προκύπτει ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ των δύο εργασιών για το Wave jump για τον λόγο του βάθους κατόντη προς το βάθος ανάντη y_2/y_1 και για σχετικό ύψος καταβαθμού $d/y_1 < 4$ (Σχήμα 2.9). Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν εντός οριζοντίου ορθογωνικού αγωγού με ύψη καταβαθμών οξείας αιχμής 5.1 cm και 8.45 cm και για αριθμούς Froude στην περιοχή $2.28 \leq Fr_1 \leq 6.08$. Επίσης δημοσιεύονται εμπειρικές σχέσεις προσδιορισμού του συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k επί του κατακορύφου μετώπου του καταβαθμού, έχοντας ως δεδομένα πειραματικές μετρήσεις πίεσης, ενώ επιπλέον παρουσιάζει σχέση για τον καθορισμό των υδραυλικών συνθηκών που ευνοούν τον σχηματισμό του Wave jump.

Για την παραπάνω δημοσίευση του Pagliara (1992), οι Ohtsu και Yasuda (1992) αναφέρουν την πραγματοποίηση πρόσθετων πειραματικών μετρήσεων για αριθμούς Froude $4 \leq Fr_1 \leq 7$ και σχετικό ύψος καταβαθμού στο εύρος $d/y_1 = 4$ έως 20, επεκτείνοντας έτσι την ισχύ των σχέσεων

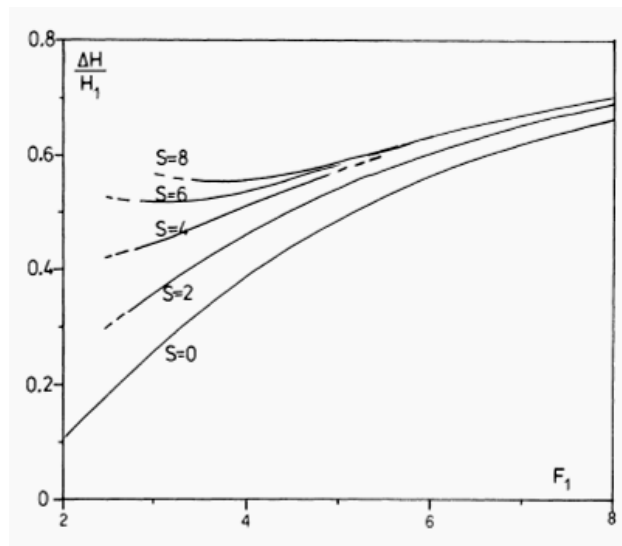
που δημοσίευσαν στην εργασία τους το 1991 για αριθμούς Froude $Fr_1 < 7$.



Σχήμα 2.9 Σύγκριση αποτελεσμάτων εργασιών για την τιμή του λόγου βαθών κατάντη προς ανάντη του άλματος $Y_w = y_2/y_1$ σαν συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 και του σχετικού ύψους του καταβαθμού $s = d/y_1$ (Pagliara, 1992).

Ο Pagliara (1992) μελέτησε θεωρητικά και πειραματικά τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης που ασκείται στο κατακόρυφο μέτωπο καταβαθμού οξείας αιχμής με τρία διαφορετικά ύψη 3.72 cm, 5.1 cm και 8.43 cm, τις απώλειες ενέργειας και τα βασικά χαρακτηριστικά της ελεύθερης επιφάνειας του νερού στο Wave jump. Οι πειραματικές μετρήσεις διεξήχθησαν σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό μήκους 9 m, πλάτους 0.5 m και ύψους 0.6 m ενώ ο αριθμός Froude Fr_1 εκτεινόταν στην περιοχή $1.85 \leq Fr_1 \leq 6.59$. Η πίεση μετρήθηκε με πιεζόμετρα εγκατεστημένα στον καταβαθμό ενώ από την εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης διατήρησης της ορμής κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής προέκυψε μια θεωρητική σχέση για τον υπολογισμό του συντελεστή k συναρτήσει του λόγου των βαθών κατάντη προς ανάντη του άλματος, του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 και του αριθμού Froude Fr_1 . Τα θεωρητικά με τα πειραματικά αποτελέσματα συσχετίστηκαν ικανοποιητικά ενώ η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων κατέληξε σε εμπειρικές σχέσεις μεταξύ y_2/y_1 , d/y_1 και Fr_1 . Επιπλέον από την εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης διατήρησης της ενέργειας κατέληξε σε σχέση υπολογισμού των απωλειών ενέργειας αδιαστατοποιημένων όμως με την ειδική ενέργεια της υπερκρίσιμης ροής πριν τον καταβαθμό σαν συνάρτηση του αριθμού Fr_1 και του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 (Σχήμα 2.10). Συμπερασματικά, ότι η καταστροφή της πλεονάζουσας ενέργειας σε αγωγούς με παρουσία καταβαθμού βρέθηκε ότι είναι μεγαλύτερη

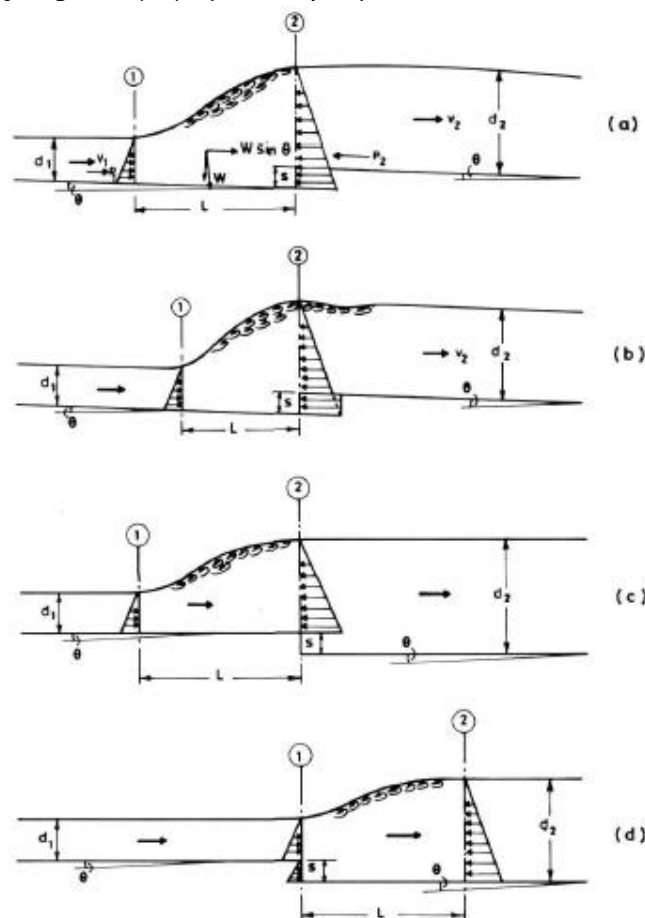
σε σχέση με το κλασσικό υδραυλικό άλμα, ενώ όσο μεγαλώνει το σχετικό ύψος του καταβαθμού τόσο μεγαλώνει και το ύψος των απωλειών ενέργειας. Επιπλέον ο Pagliara (1992) αναφέρει ότι το Wave jump είναι πιο αποδοτικό ενεργειακά σε σχέση με το κλασσικό υδραυλικό άλμα. Για τιμές $Fr_1 > 7$ βρέθηκε ότι το ύψος του καταβαθμού δεν επηρεάζει τις απώλειες ενέργειας. Πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις για προσδιορισμό της γεωμετρίας του Wave jump με έμφαση στο μέγιστο ύψος του στάσιμου κύματος και στη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας. Παρουσιάστηκαν αδιάστατα διαγράμματα αυτών των γεωμετρικών παραμέτρων σαν συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 . Το συμπέρασμα που προέκυψε είναι ότι το κυριότερο μειονέκτημα αυτού του τύπου ροής είναι η σημαντική υπερύψωση της ελεύθερης επιφάνειας οδηγώντας σε μεγάλα απαιτούμενα ύψη της λεκάνης καταστροφής ενέργειας. Επίσης πραγματοποίησε μετρήσεις σε στρογγυλεμένο καταβαθμό ακτίνας καμπυλότητας ίσης με το ύψος του καταβαθμού.



Σχήμα 2.10 Αδιάστατες απώλειες ενέργειας, $\Delta H/H_1$, σαν συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 και του σχετικού ύψους του καταβαθμού $S = d/y_1$, (Pagliara, 1992).

Οι Quraishi και Al-Brahim (1992) ερεύνησαν θεωρητικά και πειραματικά τον σχηματισμό αλμάτων αποκλειστικά σε κεκλιμένο αγωγό με πλάτος αγωγού 1.37 m, με κατά μήκος κλίσεις πυθμένα αγωγού 2.5%-5%-7.5% και την παρουσία καταβαθμού και αναβαθμού με οξείας αιχμής τέσσερα διαφορετικά ύψη 0 cm, 5 cm, 7.5 cm και 10 cm με αριθμό Froude ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή στο εύρος, $3 \leq Fr_1 \leq 12$, (Σχήμα 2.11). Τα θεωρητικά αποτελέσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή της εξίσωσης διατήρησης της ορμής κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής αφού ληφθεί υπόψη και η συνιστώσα του βάρους του όγκου

αναφοράς, οδηγούν στην διαμόρφωση μιας εξίσωσης για τον λόγο του βάθους κατάντη με υποκρίσιμη ροή προς το βάθος ανάντη με υπερκρίσιμη ροή. Η όλη ανάλυση βασίζεται στην υιοθέτηση ενός τροποποιημένου αριθμού Froude που λαμβάνει υπόψη και την συνιστώσα του βάρους μέσω της κατά μήκος κλίσης του αγωγού. Τα θεωρητικά αποτελέσματα συγκρίνονται ικανοποιητικά με τα αντίστοιχα πειραματικά για τον λόγο των βαθών κατάντη προς ανάντη. Από την άποψη των διαστάσεων της λεκάνης καταστροφής ενέργειας υπερτερούν τα άλματα τύπου B έναντι των αλμάτων τύπου A (σε καταβαθμό και αναβαθμό) και ειδικότερα είναι με σειρά από το χειρότερο προς το καλύτερο: A σε αναβαθμό-A σε καταβαθμό-B σε καταβαθμό-B σε αναβαθμό. Το αποτέλεσμα αυτό συμφωνεί με αυτό της εργασίας των Hager και Bretz (1986) μόνο ως προς το σκέλος που αφορά στο άλμα τύπου B σε αναβαθμό. Από την άποψη των απωλειών ενέργειας βρέθηκε ότι το B jump είναι πιο αποδοτικό από το A jump σε αγωγό τόσο με καταβαθμό όσο και με αναβαθμό, ενώ παρόμοιας τάξης απόσβεση της ενέργειας παρουσιάζουν το B jump σε αγωγό με καταβαθμό και το κλασικό υδραυλικό άλμα.



Σχήμα 2.11 (a) A jump σε αναβαθμό, (b) B jump σε αναβαθμό, (c) A jump σε καταβαθμό, (d) B jump σε καταβαθμό, (Quraishi και Al-Brahim, 1992).

Οι Ohtsu και Yasuda (1993) σχολιάζοντας την εργασία των Quraishi και Al-Brahim (1992) δημοσίευσαν πειραματικά αποτελέσματα του λόγου των βαθών κατάντη προς ανάντη του καταβαθμού και για τους πέντε διαφορετικούς τύπους ροής (minimum B jump, B jump, Wave train, Wave jump, A jump) με παρουσία καταβαθμού ως συνάρτηση του αδιάστατου ύψους του. Ο αγωγός ήταν κεκλιμένος με κατά μήκος κλίση πυθμένα αγωγού 0.075 και οι πειραματικές μετρήσεις είχαν αριθμούς Froude ανάντη του καταβαθμού $Fr_1=3, 5$ και 7.

Οι Husain et al. (1994) μελέτησαν πειραματικά τους διάφορους τύπους ροής που εμφανίζονται σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό και αναβαθμό οξείας αιχμής σε κεκλιμένο ορθογωνικό αγωγό, με ύψη καταβαθμού 0 cm, 5 cm, 7.5 cm, 10 cm και σχετικό ύψος d/y_1 στην περιοχή $1 \leq d/y_1 \leq 10$. Ο αγωγός είχε μήκος 15 m, πλάτος 1.37 m και ύψος 0.62 m και η κατά μήκος κλίση του πυθμένα ήταν 2.5%, 5% και 7.5%. Η παροχή μεταβάλλονταν στο εύρος 0.03-0.19 m³/s, το ανάντη υπερκρίσιμο βάθος ροής y_1 στο διάστημα $0.85 \leq y_1 \leq 5.29$ cm και ο αριθμός Froude στην περιοχή $4 \leq Fr_1 \leq 12$. Μετά από την εφαρμογή πολλαπλής γραμμικής παλινδρόμησης (συντελεστής συσχέτισης $R^2=0.90$ και μέγιστο σφάλμα 7%) προέκυψαν εξισώσεις υπολογισμού του λόγου του βάθους κατάντη με υποκρίσιμη ροή προς το βάθος ανάντη με υπερκρίσιμη ροή και του λόγου του μήκους του άλματος προς το κατάντη βάθος y_2 συναρτήσει: (i) του αδιάστατου λόγου d/y_1 , (ii) ενός διορθωτικού συντελεστή που οφείλεται στην μορφή της ελεύθερης επιφάνειας, (iii) της κατά μήκος γωνίας κλίσης του πυθμένα του αγωγού και (iv) της ισχύος του άλματος. Επίσης παρουσίασαν πειραματικά αποτελέσματα χωρίς την ύπαρξη τοπικής πτώσης στον πυθμένα. Το συμπέρασμα που προέκυψε είναι ότι η παρουσία καταβαθμού ευνοεί την εμφάνιση αλμάτων με μικρότερα γεωμετρικά χαρακτηριστικά σε σχέση με τα άλματα που δημιουργούνται σε αγωγό με την ύπαρξη αναβαθμού.

Ο Negm (1996) επεχείρησε με μονοδιάστατο μοντέλο να προσδιορίσει με την εξίσωση ορμής το λόγο του υποκρίσιμου βάθους κατάντη προς το υπερκρίσιμο βάθος ανάντη σαν συνάρτηση: (i) της κατά μήκος κλίσης πυθμένα του αγωγού και (ii) του ύψους του καταβαθμού ή αναβαθμού οξείας αιχμής. Επιπλέον για να επιβεβαιώσει το θεωρητικό μοντέλο διεξήγαγε πειραματικές μετρήσεις σε κεκλιμένο ορθογωνικό αγωγό με κλίσεις πυθμένα αγωγού 2.5%, 5% και 7.5%, πλάτους 1.37 m και με παρουσία τόσο καταβαθμού όσο και αναβαθμού με ύψη 5 cm, 7.5 cm, 10 cm και αριθμό Froude ανάντη στην περιοχή $3.5 \leq Fr_1 \leq 12$. Από τη σύγκριση

των θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων υπήρξε ικανοποιητική συμφωνία.

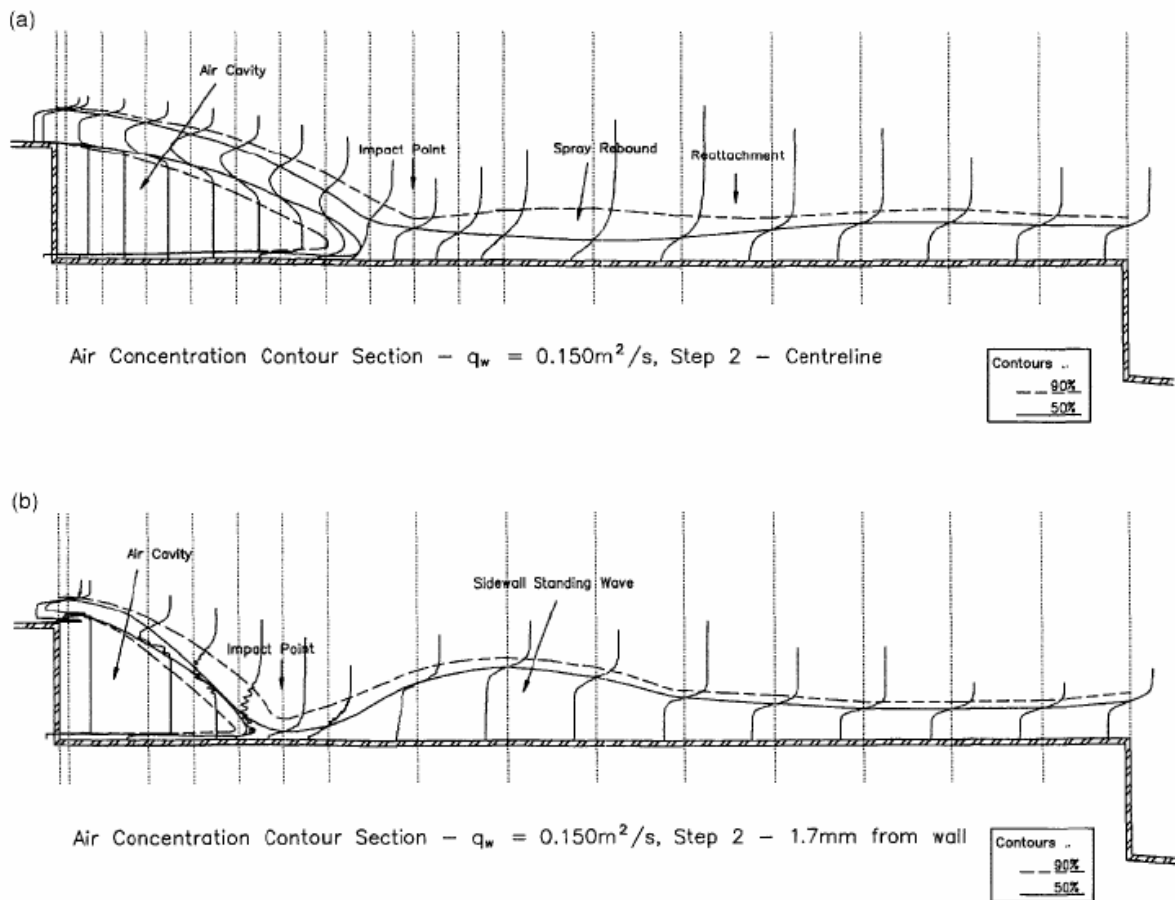
Ο Richardson (1997) πραγματοποίησε υπολογιστική μελέτη της ροής και του υδραυλικού άλματος σε αγωγό με την παρουσία πλήρους βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής (κατάντη θυροφράγματος) με τη χρήση του εμπορικού λογισμικού FLOW-3D. Στην συγκεκριμένη εργασία επιλύθηκαν οι εξισώσεις Navier-Stokes σε δύο διαστάσεις με τη χρήση της μεθόδου Fractional Area-Volume Obstacle Representation για την ανίχνευση της ελεύθερης επιφάνειας και την υλοποίηση των συνοριακών συνθηκών εκεί. Για την μοντελοποίηση της τύρβης χρησιμοποιήθηκε το μοντέλο τύρβης Renormalization Group (RNG) που αποτελεί εξέλιξη του μοντέλου κ-ε δύο εξισώσεων, της τυρβώδους κινητικής ενέργειας k και της απόσβεσής της ϵ , με την απαίτηση όμως λιγότερων εμπειρικών συντελεστών να υπεισέρχονται στο βελτιωμένο μοντέλο και την επίτευξη μεγαλύτερης ακρίβειας σε περιοχές του πεδίου ροής με μεγάλες παραμορφώσεις. Η αρχική συνθήκη και οι δύο συνοριακές συνθήκες στα άκρα του υπολογιστικού πεδίου περιελάμβαναν σταθερότητα των γνωστών βαθών ροής κατά την επαναληπτική διαδικασία επίλυσης, ενώ το υπολογιστικό πεδίο αποτελούνταν από 180 όγκους στην οριζόντια διεύθυνση και από 38 όγκους στην κατακόρυφη διεύθυνση, με το μέγεθος των όγκων στην περιοχή του θυροφράγματος να είναι μικρότερο σε σχέση με το μέγεθος των όγκων στο υπόλοιπο υπολογιστικό πεδίο για αύξηση της ακρίβειας εκεί. Στην εργασία παρουσιάζονται αποτελέσματα για την τιμή της παροχής από την υπολογιστική επίλυση και σύγκριση με την τιμή της παροχής που προκύπτει από την υπολογιστική επίλυση της ροής σε αγωγό με θυρόφραγμα και αβύθιστο άλμα, καθώς και της ροής με θυρόφραγμα και βυθισμένο άλμα.

Ο Negm (1998) διερεύνησε τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k σε υδραυλικά άλματα τύπου A jump και B jump που πραγματοποιούνται σε κεκλιμένο ορθογωνικό ανοικτό αγωγό πλάτους 1.37 m με παρουσία αναβαθμού και καταβαθμού οξείας αιχμής και τιμές του σχετικού ύψους $d/y_1=3, 4, 5, 6$ και 8. Με διαστατική ανάλυση κατέληξε στο ότι ο συντελεστής k εξαρτάται: (i) από τον αριθμό Froude Fr_1 της υπερκρίσιμης ροής, (ii) το σχετικό ύψος του αναβαθμού ή του καταβαθμού d/y_1 , (iii) το λόγο των εγκάρσιων βαθών κατάντη προς ανάντη της πτώσης του πυθμένα d_2/d_1 , (iv) την κλίση πυθμένα του αγωγού, (v) το μήκος και (vi) τον τύπο του άλματος. Κάνοντας χρήση των

πειραματικών δεδομένων της εργασίας των Husain et al. (1994) παρουσιάζει διαγράμματα που δείχνουν την επιρροή: (i) του αριθμού Froude Fr_1 και του σχετικού ύψους του αναβαθμού ή του καταβαθμού d/y_1 , (ii) του τύπου του άλματος και (iii) της κατά μήκος κλίσης πυθμένα του αγωγού. Σχετικά με την πρώτη περίπτωση προκύπτει αύξηση του συντελεστή k με την αύξηση του Fr_1 για εύρος τιμών στην περιοχή $3 \leq Fr_1 \leq 9$ και για σταθερό λόγο d/y_1 , ενώ προκύπτει μείωση του k για σταθερό αριθμό Froude Fr_1 με αυξανόμενο το λόγο d/y_1 . Επίσης αναφέρει αρνητικές τιμές του συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k στην περίπτωση αλμάτων με παρουσία καταβαθμού με μεγαλύτερη πιθανότητα εμφάνισης στο A jump και μικρότερη στο B jump. Αυτό συνεπάγεται την ύπαρξη υποπίεσεων, θυλάκων φυσαλίδων αέρα και φαινομένων σπηλαίωσης στην περιοχή του καταβαθμού λόγω των φαινομένων αποκόλλησης των γραμμών ροής, γεγονός που επιβαρύνει την αντοχή του έργου της λεκάνης καταστροφής ενέργειας. Για την πληρέστερη επιβεβαίωση τέτοιων φαινομένων, προτείνει την καταγραφή της πίεσης με ηλεκτρονικούς αισθητήρες μέτρησης της πίεσης σε πραγματικό χρόνο ώστε να είναι δυνατός ο υπολογισμός των τυρβωδών διακυμάνσεων των πιέσεων, παρά με πιεζόμετρα που μετρούν την μέση χρονικά πίεση όπως έκαναν στην εργασία τους οι Ohtsu και Yasuda (1991). Σχετικά με την επιρροή του τύπου του άλματος βρήκαν ότι ο συντελεστής k και η διακύμανση της πίεσης παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές στα άλματα σε αγωγό με καταβαθμό και μικρότερες στα αντίστοιχα άλματα σε αγωγό με αναβαθμό. Τέλος, σχετικά με την επιρροή της κατά μήκος κλίσης πυθμένα του αγωγού και αφού εξέτασαν τρεις περιπτώσεις κλίσεων 2.5%, 5% και 7.5%, βρήκαν ότι όσο μικρότερη είναι η κλίση του αγωγού τόσο μεγαλύτερος είναι ο συντελεστής k , γεγονός που οφείλεται στην εντονότερη αποκόλληση της ροής σε σχέση με αγωγούς με περισσότερο απότομη κλίση που παρουσιάζουν μικρότερη αποκόλληση και μικρότερο συντελεστή k .

Οι Chanson και Toombes (1998) διερεύνησαν πειραματικά τον αερισμό της ροής με παρουσία πλήρως βυθισμένου καταβαθμού με υπερκρίσιμες συνθήκες ροής ανάντη σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.5 m και ύψους καταβαθμού οξείας αιχμής 0.131 m. Η ειδική παροχή μεταβάλλονταν στο εύρος 0.038-0.163 m²/s ενώ οι ταχύτητες ροής στην διατομή υπερκρίσιμης ροής κυμαίνονταν στο εύρος 1.27-5.40 m/s. Οι συγκεντρώσεις αέρα μετρήθηκαν με ηλεκτρονικό αισθητήρα διαμέτρου 0.35 mm και χρόνο απόκρισης μικρότερο από 10 μs.

Παρατηρήθηκαν στάσιμα κύματα (shock waves) κοντά στα πλευρικά τοιχώματα με έντονα τρισδιάστατα χαρακτηριστικά που επηρεάζονται κυρίως από τον αριθμό Froude κατάντη του καταβαθμού, ενώ οι συγγραφείς αναφέρουν ότι υπάρχει ομοιότητα με τις ροές σε απότομη διαστολή των τοιχωμάτων του αγωγού και ύπαρξη υπερκρίσιμης ροής. Τα αποτελέσματα (Σχήμα 2.12), έδειξαν ότι υπάρχει έντονος αερισμός της ροής που ευνοεί και τον σχηματισμό των στάσιμων κυμάτων (shock waves) ενώ ικανοποιητική σύγκριση προέκυψε με πραγματικά δεδομένα από υπερχειλιστή φράγματος.

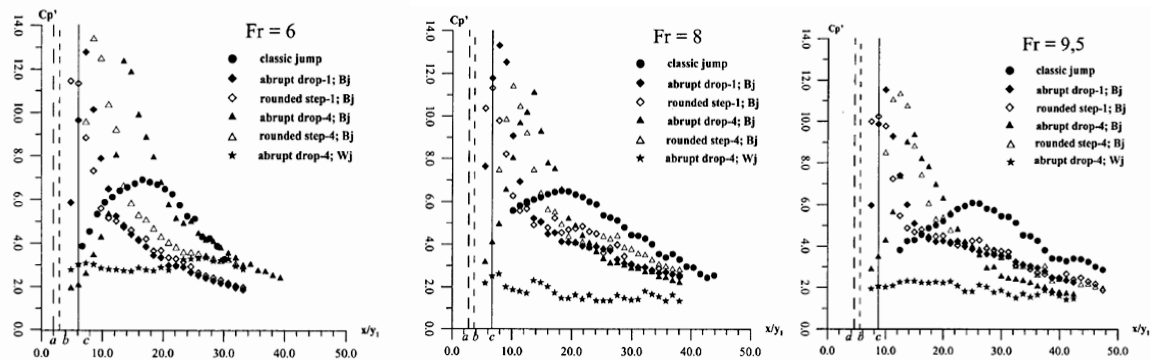


Σχήμα 2.12 Μετρήσεις συγκέντρωσης αέρα: (a) στον άξονα του αγωγού, (b) σε απόσταση 1.7 mm από τα κατακόρυφα τοιχώματα του αγωγού, (Chanson και Toombes, 1998).

Ο Mossa (1999) μελέτησε πειραματικά τα άλματα τύπου A jump, Wave jump και B jump σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό με πλάτη 0.30 m (αγωγός IAM) και 0.40 m (αγωγός DIA), ύψη καταβαθμών οξείας αιχμής 3.20 cm, 5.30 cm, 6.52 cm και 10.00 cm και αριθμό Froude ανάντη στην περιοχή $1 \leq Fr_1 \leq 9.92$. Από την επεξεργασία των πειραματικών μετρήσεων παρουσιάζουν διαγράμματα για τον λόγο του υποκρίσιμου βάρους κατάντη προς το υπερκρίσιμο βάθος

ανάντη y_2/y_1 ως συνάρτηση της ισχύος και του τύπου του άλματος. Επιπλέον επιχειρήθηκε μέσω ανάλυσης Fourier να ερμηνευτούν περιοδικά φαινόμενα μεταβολής της θέσης της αρχής των αλμάτων καθώς και μεταβολές στις στιγμιαίες τιμές των ταχυτήτων και των πιέσεων στον πυθμένα του αγωγού.

Οι Armenio et al. (2000) με στατιστική ανάλυση πειραματικών δεδομένων μελέτησαν την τύρβη της πίεσης στον πυθμένα οριζοντίου ορθογωνικού αγωγού πλάτους 0.96 m και σχετικό ύψος καταβαθμού οξείας αιχμής $d/y_1=1$ και 4 και τον αριθμό Froude $Fr_1=6, 8$ και 9.5. Στην εργασία αυτή παρουσιάζεται στατιστική ανάλυση των τυρβωδών διακυμάνσεων των πιέσεων που ασκούνται στον πυθμένα σε Wave jump και B jump μέσω κατάλληλων αδιάστατων συντελεστών πίεσης, των οποίων η μεταβολή κατά την έννοια του μήκους του αγωγού εμφανίζεται σε διαγράμματα (Σχήμα 2.13). Βρέθηκε ότι στο Wave jump οι πιέσεις που ασκούνται στον πυθμένα είναι μικρότερες από αυτές του κλασσικού υδραυλικού άλματος για ίδιες ανάντη υδραυλικές συνθήκες, ενώ στο B jump οι πιέσεις που ασκούνται στον πυθμένα είναι μεγαλύτερες από αυτές του κλασσικού υδραυλικού άλματος για αντίστοιχες υδραυλικές συνθήκες, απαιτώντας συνεπώς μεγαλύτερη ενίσχυση στον πυθμένα του αγωγού.



Σχήμα 2.13 Μεταβολή του αδιάστατου συντελεστή πίεσης, C_p' , σε συνάρτηση με την κατά μήκος απόσταση του αγωγού: (αριστερά) $Fr_1=6$, (κέντρο) $Fr_1=8$, (δεξιά) $Fr_1=9.5$ (Armenio et al., 2000).

Οι Mossa et al. (2003) μελέτησαν πειραματικά την εμφάνιση των αλμάτων A jump και B jump σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.30 m (αγωγός IAM) και 0.40 m (αγωγός SIA). Στην περίπτωση του αγωγού IAM τα ύψη των καταβαθμών οξείας αιχμής είναι 5.30, 10 και 16 cm με αριθμό Froude $1.88 \leq Fr_1 \leq 10.28$, ενώ στην περίπτωση του αγωγού SIA οι καταβαθμοί είχαν ύψη 3.20 και 6.52 cm με αριθμό Froude $1.78 \leq Fr_1 \leq 10.33$. Στην εργασία αυτή αναφέρονται

περιοδικά φαινόμενα μεταβολής του τύπου του άλματος, καθώς και περιοδικές μεταβολές στα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά της ροής (ταχύτητες) τα οποία επιχειρείται να ερμηνευτούν μέσω ανάλυσης Fourier. Παρουσιάζονται αποτελέσματα για τις συχνότητες που εμφανίζονται οι μέγιστες τιμές των ταχυτήτων ενώ δίνονται και διαγράμματα για τον λόγο του κατάντη βάθους υποκρίσιμης ροής προς το ανάντη βάθος υπερκρίσιμης ροής y_2/y_1 σαν συνάρτηση της ισχύος του άλματος, του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 , καθώς και του τύπου του άλματος.

Η Larson (2004) μελέτησε την δυνατότητα ελέγχου του υδραυλικού άλματος που σχηματίζεται σε οχετό με παρουσία πλήρους βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής. Για τον σκοπό αυτό μελέτησε πειραματικά τα άλματα τύπου A jump, Wave jump, B jump και minimum B jump εντός οριζοντίου ορθογωνικού αγωγού πλάτους 0.61 m και μήκους 6.51 m. Οι καταβαθμοί είχαν ύψος 0.10 m, 0.22 m και 0.31 m ενώ η παροχή κυμαίνονταν στο εύρος 7.08-236.5 L/s συντελώντας στο σχηματισμό υπερκρίσιμων συνθηκών ροής ανάντη του καταβαθμού με αριθμό Froude $2.6 < Fr_1 < 6.0$. Στην εργασία αυτή έγινε καταρχήν προσπάθεια διαχωρισμού των διαφορετικών μορφών ελεύθερης επιφάνειας που βρέθηκαν σύμφωνες με προγενέστερες εργασίες. Από την παρουσίαση των σχετικών αποτελεσμάτων για τις απώλειες ενέργειας προέκυψε ότι το B jump ήταν το πιο αποδοτικό από την άποψη των απωλειών ενέργειας ενώ ακολουθούν το minimum B jump και το A jump. Επίσης παρουσιάζεται μια πρακτική διαδικασία σχεδιασμού οχετών βασισμένη στην μονοδιάστατη εξίσωση διατήρησης της ενέργειας και στις πειραματικές μετρήσεις της εργασίας. Η διαδικασία στοχεύει στην ελαχιστοποίηση της ταχύτητας εκροής και κατ' επέκταση της ποσότητας κίνησης καθώς και της ενέργειας εκροής με στόχο την ελαχιστοποίηση των φαινομένων διάβρωσης κατάντη του οχετού.

Οι Yasuda et al. (2005) σχολιάζοντας την εργασία των Mossa et al. (2003) διερεύνησαν πειραματικά την επίδραση των πλευρικών τοιχωμάτων του αγωγού στην εμφάνιση των διαφορετικών τύπων αλμάτων, καθώς και στον χαρακτήρα της ροής (τριδιάστατη ή διδιάστατη ροή). Η επίδραση αυτή ποσοτικοποιήθηκε από πειράματα με βάση το πλάτος του αγωγού σε οριζόντιους ορθογωνικούς αγωγούς πλάτους 0.40 m και 0.80 m. Για την ποσοτικοποίηση της επίδρασης του πλάτους του αγωγού πρότειναν ως πλέον καταλληλότερο

τον λόγο b/d , όπου b είναι το πλάτος του αγωγού και d είναι το ύψος του καταβαθμού. Επίσης ανέφεραν ότι όσο εντονότερα είναι τα τρισδιάστατα χαρακτηριστικά της ροής, τόσο η αρχή του Wave jump μετακινείται προς τα ανάντη για τον ίδιο αριθμό Froude ανάντη του καταβαθμού. Στο κλείσιμο της συζήτησης οι Mossa et al. (2005) ανέφεραν την αναγκαιότητα να μελετηθεί περαιτέρω η επίδραση του πλάτους της ορθογωνικής διατομής στον τρισδιάστατο χαρακτήρα της ροής, ειδικά σε αγωγούς μεγάλου πλάτους.

Οι Matziounis and Papanicolaou (2005) δημοσίευσαν πειραματικά αποτελέσματα αλμάτων σε βυθισμένο καταβαθμό με υποκρίσιμες και υπερκρίσιμες συνθήκες ροής ανάντη, σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.10 m, με ύψη καταβαθμών οξείας αιχμής 2.5 cm, 5 cm, 7.5 cm, 10 cm. Στα πειράματα υποκρίσιμης ροής η ειδική παροχή μεταβάλλονταν στο εύρος 0.025-0.075 m²/s, ενώ στα πειράματα υπερκρίσιμης ροής ο αριθμός Froude ήταν στην περιοχή $2.26 \leq Fr_1 \leq 4.91$. Αρχικά παρουσιάζονται αποτελέσματα για τον ορισμό των περιοχών εμφάνισης των πέντε διαφορετικών τύπων ροής που παρατηρήθηκαν τόσο στην υποκρίσιμη όσο και στην υπερκρίσιμη ροή σε αδιάστατους όρους. Βρέθηκε ότι το κατάντη υποκρίσιμο βάθος ροής έχει καταλυτικό ρόλο στη διαμόρφωση του εκάστοτε τύπου ροής. Επίσης παραθέτουν εμπειρικές σχέσεις για τον προσδιορισμό του κατάντη βάθους ροής έτσι ώστε να προκύπτει καθοδική ή ανοδική φλέβα νερού και στα δύο καθεστώτα ροής (ανάντη υπερκρίσιμη ή υποκρίσιμη ροή). Τέλος δημοσιεύουν σχέσεις υπολογισμού για το ύψος των απωλειών ενέργειας μέσω προσαρμογής ελαχίστων τετραγώνων στα πειραματικά δεδομένα, όπου και στις δύο περιπτώσεις ροών προκύπτουν γραμμικές σχέσεις που υπολογίζουν τις αδιάστατες απώλειες ενέργειας με κατάλληλα μονώνυμα που προέκυψαν μετά από διαστατική ανάλυση.

Οι Παπανικολάου και Ματζιούνης (2006) μελέτησαν πειραματικά την περίπτωση υπερκρίσιμης ροής ανάντη με παρουσία βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής ύψους 2.5 cm, 5 cm, 7.5 cm, 10 cm με αριθμό Froude $2.26 \leq Fr_1 \leq 4.91$ σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.10 m. Επίσης με τη χρήση πιεζομέτρων πραγματοποίησαν μετρήσεις των πιέσεων που ασκούνται στον πυθμένα του αγωγού. Αρχικά παρουσιάζουν διάγραμμα οριοθέτησης των περιοχών εμφάνισης των διαφορετικών τύπων αλμάτων σε όρους που περιλαμβάνουν τον λόγο του υποκρίσιμου βάθους κατάντη προς το υπερκρίσιμο βάθος ανάντη y_2/y_1 σε σχέση με τον αριθμό Froude Fr_1 . Στη συνέχεια παρουσίασαν αποτελέσματα σχετικά με τις αδιάστατες

απώλειες ενέργειας αδιαστατοποιημένες με το κρίσιμο βάθος y_c , που συσχετίζονται έντονα γραμμικά με έναν τροποποιημένο αριθμό Froude όπως προέκυψε από την διαστατική ανάλυση του προβλήματος. Επιπλέον, από την εφαρμογή της εξίσωσης διατήρησης της ορμής κατά την οριζόντια διεύθυνση καθώς και από τα πειραματικά αποτελέσματα προσδιορίστηκε ο διορθωτικός συντελεστής της πίεσης k , όπου στην περίπτωση των αλμάτων A jump και Wave jump (ανοδική επιφανειακή φλέβα νερού) βρέθηκε αυτός μεγαλύτερος της μονάδας ($k > 1$), ενώ για τα άλματα B jump και minimum B jump (που η φλέβα νερού προσκρούει στον πυθμένα) βρέθηκε μικρότερος της μονάδας ($k < 1$).

Οι Tokyay et al. (2008) μελέτησαν υπολογιστικά την ελεύθερη επιφάνεια στο minimum B jump σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό παρουσία πλήρους βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής, με υπερκρίσιμη ροή ανάντη και υποκρίσιμη κατόντη. Στην εργασία αυτή υπολογίζεται το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας και η θέση του άλματος έχοντας ως δεδομένα την γεωμετρία του αγωγού, την παροχή και τα βάθη ομοιόμορφης ροής ανάντη και κατόντη του καταβαθμού. Οι μονοδιάστατες εξισώσεις δυναμικού κύματος (Saint Venant) που περιγράφουν τη μη μόνιμη ροή σε πρισματικούς ανοικτούς αγωγούς επιλύθηκαν αριθμητικά θεωρώντας υδροστατική κατανομή της πίεσης στη διατομή και χρησιμοποιώντας τα σχήματα πεπερασμένων διαφορών MacCormack και Dissipative Two-Four. Οι άγνωστοι του προβλήματος ήταν το βάθος ροής και η μέση ταχύτητα ροής και η επίλυση του συστήματος των εξισώσεων γίνεται σε δύο βήματα. Το πρώτο βήμα (predictor) περιλαμβάνει πρόβλεψη της άγνωστης μεταβλητής ενώ το δεύτερο (corrector) περιλαμβάνει διόρθωση. Το σχήμα MacCormack είναι δεύτερης τάξης ακρίβειας ως προς τον χώρο και τον χρόνο, ενώ το Dissipative Two-Four είναι τέταρτης τάξης ακρίβειας ως προς τον χώρο και δεύτερης ως προς τον χρόνο. Ως αρχική συνθήκη του προβλήματος ορίστηκε η μόνιμη υπερκρίσιμη βαθμιαία μεταβαλλόμενη ροή. Οι συνθήκες μη μόνιμης ροής επιτυγχάνονταν με την αύξηση του κατόντη υποκρίσιμου βάθους ροής κατά την έναρξη των υπολογισμών. Στην περιοχή του καταβαθμού λόγω της εμφάνισης ασυνεχειών (shocks) στις τιμές των αγνώστων εξαρτημένων μεταβλητών δεν μπορούσε να εφαρμοσθεί η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών και επιλέχθηκε η μέθοδος των χαρακτηριστικών καμπυλών. Η μόνιμη κατάσταση ροής επιτυγχάνονταν υιοθετώντας τον χρόνο ως επαναληπτική παράμετρο μέχρι η λύση να συγκλίνει σε μια μόνιμη κατάσταση, έχοντας ως

κριτήριο σύγκλισης το μέγιστο σχετικό σφάλμα μεταξύ της λύσης για το άγνωστο βάθος ροής στο τρέχον επίπεδο επανάληψης και στο προηγούμενο επίπεδο. Το σφάλμα επιλέχθηκε στην τιμή $0.5 \cdot 10^{-4}$ οδηγώντας σε 10.000 περίπου επαναλήψεις για την επίτευξη της μονιμότητας της ροής. Η ειδική παροχή μεταβάλλονταν στο εύρος $0.0280-0.0732 \text{ m}^2/\text{s}$, τα ύψη καταβαθμού στο εύρος $0.03 \leq d \leq 0.072 \text{ m}$, το σχετικό ύψος του καταβαθμού στην περιοχή $0.95 \leq d/y_1 \leq 3.32$, το ανάντη υπερκρίσιμο βάθος ροής $0.014 \leq y_1 \leq 0.037 \text{ m}$, ενώ ο αριθμός Froude της υπερκρίσιμη ροής ανάντη μεταβάλλονταν στο διάστημα $2.39 \leq Fr_1 \leq 5.73$. Επιπλέον τα υπολογιστικά αποτελέσματα για τον λόγο y_2/y_1 του κατάντη βάθους του καταβαθμού προς το ανάντη συγκρίθηκαν ικανοποιητικά με τα θεωρητικά αποτελέσματα που προκύπτουν από τις σχέσεις που δημοσίευσαν οι Hager (1985) και οι Hager and Bretz (1986). Τέλος παρουσιάζονται αποτελέσματα ανάλυσης ευαισθησίας της μορφής και της θέσης του άλματος μεταβάλλοντας την παροχή, το ανάντη και το κατάντη βάθος ροής.

Οι Giudice et al. (2008) επιχείρησαν να υπολογίσουν θεωρητικά το απαιτούμενο ύψος και το μήκος της λεκάνης καταστροφής ενέργειας για την πραγματοποίηση υδραυλικού άλματος εντός αυτής στην περίπτωση που αυτό εμφανίζεται κατάντη του καταβαθμού οξείας αιχμής. Για το λόγο αυτό εφάρμοσαν την μονοδιάστατη εξίσωση ορμής κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής υποθέτοντας υδροστατική κατανομή της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού, διορθωμένη με τον συντελεστή k . Για τον υπολογισμό του συντελεστή k χρησιμοποίησαν πειραματικά αποτελέσματα των εργασιών των: (i) Moore και Morgan (1959) (για τα άλματα A jump, Wave jump και B jump), (ii) Rajaratnam και Ortiz (1977) (για τα άλματα Wave jump και B jump), (iii) Hager και Bretz (1986) (για τα άλματα B jump και minimum B jump), (iv) Kawagoshi και Hager (1990) (Wave jump), και (v) Mossa et al. (2003) (A jump). Επίσης χρησιμοποίησαν τα αποτελέσματα από πειράματα που διεξήχθησαν σε ορθογωνικό ανοικτό αγωγό μήκους 5 m και πλάτους 0.14 m. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι ο συντελεστής διόρθωσης της πίεσης είναι μικρότερος της μονάδας ($k < 1$) για τα άλματα που πραγματοποιούνται κατάντη του καταβαθμού δηλαδή για τα άλματα τύπου minimum B jump και B jump. Σε ορισμένες περιπτώσεις βρέθηκε αρνητικός ($k < 0$), περίπτωση που συνεπάγεται την εμφάνιση υποπίεσεων στην περιοχή του καταβαθμού. Επιπλέον δημοσίευσαν σχέση υπολογισμού του ελάχιστου απαιτούμενου ύψους της πτώσης του πυθμένα του αγωγού για να

επιτυγχάνεται σταθερό άλμα για όλες τις υδραυλικές συνθήκες λειτουργίας του έργου στην περίπτωση που το άλμα εμφανίζεται κατάντη του καταβαθμού. Τέλος, παρουσίασαν μια σχέση για τον υπολογισμό του μήκους του άλματος minimum B και B jump συναρτήσει του ενεργειακού φορτίου στην διατομή της υπερκρίσιμης ροής ανάντη του καταβαθμού και των απωλειών ενέργειας λόγω της απότομης πτώσης του πυθμένα.

Ο Sunik (2009) διερεύνησε πειραματικά τους διαφορετικούς τύπους ροής που εμφανίζονταν σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.40 m παρουσία βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής και σχετικά ύψη καταβαθμών d/y_1 κατηγοριοποιημένα σε τέσσερις ομάδες ανάλογα με την τιμή του σχετικού ύψους του καταβαθμού και συγκεκριμένα για: (i) $0.85 \leq d/y_1 \leq 1.36$, (ii) $1.37 \leq d/y_1 \leq 2.80$, (iii) $2.80 \leq d/y_1 \leq 4.92$ και (iv) $4.93 \leq d/y_1 \leq 12.22$ με αριθμό Froude υπερκρίσιμης ροής $1.01 \leq Fr_1 \leq 3.06$. Δημοσίευσε διαγράμματα για τον λόγο του υποκρίσιμου κατάντη προς το υπερκρίσιμο ανάντη βάθος y_2/y_1 σαν συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 , τον τύπο του άλματος και το σχετικό ύψος καταβαθμού. Από την εργασία αυτή προκύπτει ότι για δεδομένο (σταθερό) Fr_1 ο λόγος βαθών y_2/y_1 αυξάνεται με την αύξηση του λόγου d/y_1 .

Οι Bakhti και Hazzab (2010) εξέτασαν την ευστάθεια, την ικανότητα ενεργειακής απόσβεσης και τις απαιτήσεις διαστάσεων της λεκάνης ηρεμίσσεως για υδραυλικά άλματα τύπου A^+ και B^+ που πραγματοποιούνται σε αγωγό με παρουσία αναβαθμού καθώς και για υδραυλικά άλματα τύπου A^- και B^- που πραγματοποιούνται σε αγωγό με παρουσία καταβαθμού. Σε όλες τις περιπτώσεις ο αναβαθμός ή ο καταβαθμός ήταν οξείας αιχμής, είχε ύψος 5 cm και ήταν τοποθετημένος σε κεκλιμένο αγωγό με κατά μήκος κλίση πυθμένα 5%. Η ευστάθεια ορίζεται ως η ικανότητα της λεκάνης ηρεμίσσεως να διατηρεί τη θέση του άλματος για αρκετές τιμές του κατάντη βάθους y_2 διατηρώντας σταθερές τις υδραυλικές συνθήκες στα ανάντη (ανάντη βάθος y_1 και αριθμός Froude Fr_1). Στην εργασία αυτή η ευστάθεια ποσοτικοποιείται μέσω της διαφοράς, $\Delta Y = Y_A - Y_B$, που αντιπροσωπεύει την μεταβολή του λόγου Y_A του κατάντη βάθους προς το ανάντη βάθος στο άλμα τύπου A, σε σχέση με τον λόγο του κατάντη προς το ανάντη βάθος Y_B στο άλμα τύπου B, όταν και οι δύο τύποι αλμάτων συμβαίνουν είτε σε αγωγό με αναβαθμό ή σε αγωγό με καταβαθμό. Παρουσίασαν πειραματικά αποτελέσματα για τον όρο ΔY και για αριθμούς Froude στην ανάντη διατομή τέτοιους ώστε να είναι $3.2 < Fr_1 < 8.9$, καταλήγοντας στο συμπέρασμα ότι τα άλματα στον καταβαθμό έχουν μεγαλύτερο περιθώριο

ευστάθειας σε σχέση με τα αντίστοιχα άλματα σε αναβαθμό αφού είναι $Y_{A-} - Y_{B-} > Y_{A+} - Y_{B+}$. Το συμπέρασμα αυτό είναι σε συμφωνία και με την εργασία των Hager και Bretz (1986). Από τον έλεγχο του λόγου των απωλειών ενέργειας λόγω της παρουσίας του καταβαθμού ή του αναβαθμού προς την συνολική ενέργεια στην είσοδο της ροής, προέκυψε η εξής σειρά εκκινώντας από το πλέον ενεργειακά αποδοτικό τύπο άλματος: B^-, B^+, A^-, A^+ . Τέλος σχετικά με τις γεωμετρικές απαιτήσεις της λεκάνης ηρεμίσσεως κάθε τύπου άλματος και ιδιαίτερα σε σχέση με την απαίτηση ελαχιστοποίησης του μήκους της λεκάνης ηρεμίσσεως, η μελέτη επικεντρώθηκε στην ανάλυση των αποτελεσμάτων για το μήκος του επιφανειακού στροβίλου αναστροφής ροής αδιαστατοποιημένου είτε με το ανάντη βάθος ή με το κατάντη βάθος ροής. Από την επεξεργασία των αποτελεσμάτων προέκυψε ότι τα άλματα σε καταβαθμό απαιτούν λεκάνες καταστροφής ενέργειας με διαστάσεις πολύ μικρότερες σε σχέση με αυτές των αλμάτων σε αναβαθμό, συμπέρασμα που είναι σε συμφωνία και με τα αποτελέσματα της εργασίας των Husain et al. (1994) και αντίθετο με τα συμπεράσματα της εργασίας των Hager και Bretz (1986).

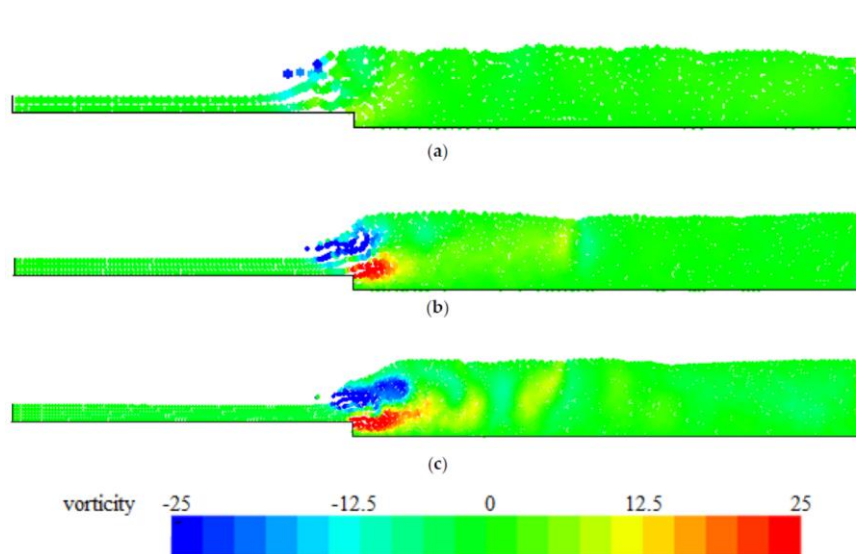
Οι Simsek et al. (2015) μελέτησαν πειραματικά και υπολογιστικά το B jump σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό. Για την αριθμητική προσομοίωση της ροής χρησιμοποίησαν τις εξισώσεις τυρβώδους ροής RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes) και τρία μοντέλα για την μοντελοποίηση της τύρβης, το μοντέλο δύο εξισώσεων κ-ε, το μοντέλο μεταφοράς των διατμητικών τάσεων (Shear Stress Transport-SST) και το μοντέλο μεταφοράς των τάσεων Reynolds (Reynolds Stress Model-RSM). Οι εξισώσεις επιλύθηκαν στο λογισμικό ANSYS-Fluent που χρησιμοποιεί την αριθμητική μέθοδο των πεπερασμένων όγκων, ενώ για την ανίχνευση της ελεύθερης επιφάνειας χρησιμοποιήθηκε η μέθοδος Volume of Fluid. Επιπλέον έγινε έλεγχος ανεξαρτησίας της λύσης από το αριθμητικό πλέγμα. Οι πειραματικές μετρήσεις διεξήχθησαν σε λείο οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό πλάτους 0.20 m με αριθμούς Froude 1.21 και 1.40 και ύψος καταβαθμού 0.097 m. Για τον έλεγχο των αριθμητικών αποτελεσμάτων πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις ταχύτητας με Laser Doppler Anemometry, ενώ από τη σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με τα υπολογιστικά προέκυψε το συμπέρασμα ότι τα μικρότερα αριθμητικά σφάλματα παράγονται από το πρότυπο Reynolds Stress Model.

Οι Matin and Sultana (2015) μελέτησαν πειραματικά τον λόγο του υποκρίσιμου βάθους

κατάντη προς το υπερκρίσιμο βάθος ανάντη y_2/y_1 σε κεκλιμένο ως προς την οριζόντια διεύθυνση ορθογωνικό αγωγό με ταυτόχρονη παρουσία καταβαθμού οξείας αιχμής, για διάφορες κατά μήκος κλίσεις πυθμένα και διάφορα ύψη καταβαθμών. Με εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης συνέχειας και ορμής όπου λαμβάνεται υπόψη και η συνιστώσα του βάρους μέσω της κατά μήκος κλίσης του πυθμένα του αγωγού και του ύψους της απότομης πτώσης του πυθμένα, κατέληξαν σε μια θεωρητική εξίσωση για τον υπολογισμό του λόγου των βαθών y_2/y_1 . Οι άγνωστοι παράμετροι της εξίσωσης αυτής υπολογίζονται από προσαρμογή της εξίσωσης σε πειραματικά δεδομένα. Οι πειραματικές μετρήσεις ελήφθησαν σε κανάλι μήκους 12.20 m ορθογωνικής διατομής διαστάσεων 0.3048 m πλάτος και 0.3048 m ύψος, για κατά μήκος κλίσεις πυθμένα 0, 0.0042, 0.0083 και 0.0125. Οι καταβαθμοί που χρησιμοποιήθηκαν είχαν ύψη 2 cm, 4.5 cm και 6 cm, ενώ τα πειραματικά αποτελέσματα συγκρίνονται ικανοποιητικά με τα αντίστοιχα θεωρητικά.

Στην εργασία των Padova et al. (2017) πραγματοποιήθηκε υπολογιστική μελέτη του υδραυλικού άλματος σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό με υπερκρίσιμη ροή ανάντη. Τα άλματα που μελετήθηκαν ήταν το A jump, το Wave jump και το B jump. Για τον σκοπό αυτό υιοθετήθηκε η μη πλεγματική μέθοδος διακριτοποίησης Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) που βασίζεται στην περιγραφή της ροής κατά Lagrange και την ύπαρξη ζώνης επιρροής γύρω από κάθε σφαιρικό ρευστό σωματίδιο, επηρεάζοντας δυναμικά συγκεκριμένα σωματίδια στην περιοχή του ανάλογα με το μέγεθος της ζώνης επιρροής. Επιπλέον χρησιμοποιήθηκε το αλγεβρικό μοντέλο μήκους μίξης και το μοντέλο δύο εξισώσεων κ-ε της τυρβώδους κινητικής ενέργειας και απόσβεσής της για την μοντελοποίηση των τυρβωδών τάσεων Reynolds. Εξετάστηκαν επτά διαφορετικές περιπτώσεις αλμάτων σε ορθογωνικό κανάλι μήκους 2 m και ύψους 0.4 m ώστε να μειωθούν οι απαιτήσεις σε υπολογιστικούς χρόνους και μνήμη, χωρίς όμως να μειωθεί σημαντικά η ακρίβεια της μεθόδου. Ο αριθμός Froude ήταν στο διάστημα $2.8 < Fr_1 < 3.9$ ενώ ο αριθμός των σωματιδίων (particles) ήταν 1000 έως 9000 σε όλες τις περιπτώσεις αλμάτων. Από τα υπολογιστικά αποτελέσματα προέκυψαν τα πεδία στροβιλότητας σε διάφορες χρονικές στιγμές δείχνοντας παράλληλα τον ασταθή χαρακτήρα της ροής (Σχήμα 2.14). Επίσης έγινε σύγκριση των αριθμητικών αποτελεσμάτων με αντίστοιχα πειραματικά. Η πειραματική διερεύνηση περιελάμβανε σχηματισμό αλμάτων A jump και B

jump σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό μήκους 24.4 m, με διατομή πλάτους 0.40 m και ύψους 0.50 m, για αριθμούς Froude ανάντη του καταβαθμού στο διάστημα $2.6 < Fr_1 < 3.5$ και ύψη καταβαθμού 3.20 cm ή 6.52 cm.



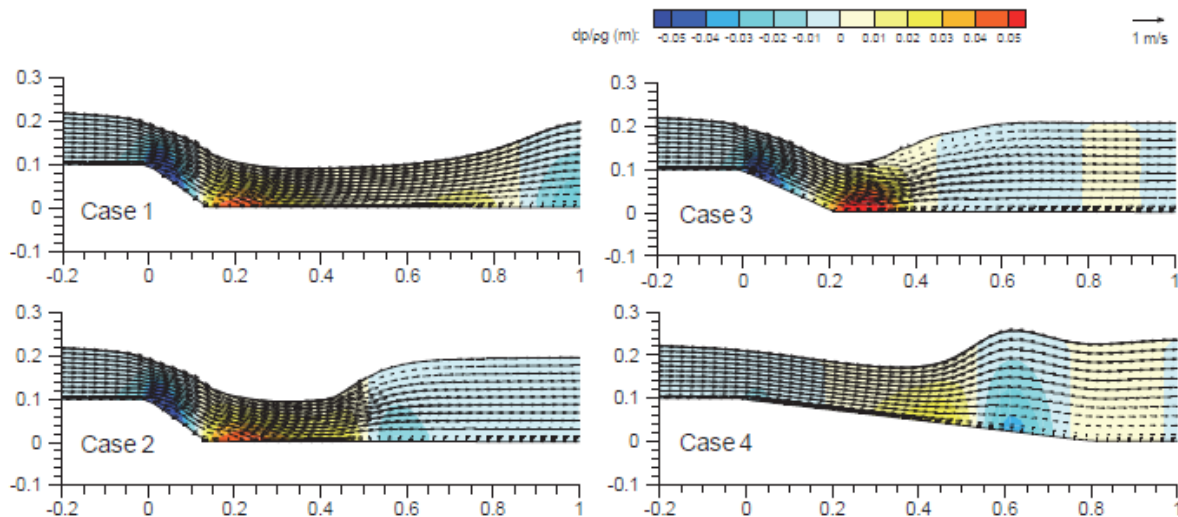
Σχήμα 2.14 Στιγμαίο πεδίο στροβιλότητας για τρεις διαφορετικές τιμές του πλήθους σωματιδίων στην περίπτωση του Wave jump (Padova et al., 2017).

Ο Fuchs (2017) μελέτησε πειραματικά την εμφάνιση άλματος τύπου Wave jump όπου στον καταβαθμό οξείας αιχμής ήταν προσαρμοσμένο κατάλληλο πτερύγιο κεκλιμένο ως προς την οριζόντια διεύθυνση. Το κίνητρο της εργασίας ήταν η διερεύνηση της δυνατότητας εμφάνισης στάσιμων κυμάτων Wave jump σε ποταμούς κατά τη διάβαση πλημμυρών που θα ευνοούσαν το surfing μακριά από τη θάλασσα. Η πειραματική διάταξη αποτελούνταν από έναν οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό μήκους 6 m, με διατομή πλάτους 0.30 m και ύψους 0.5 m. Οι κυριότερες γεωμετρικές και υδραυλικές παράμετροι μεταβάλλονταν ως εξής: η παροχή από 20 έως 40 L/s, το ανάντη υπερκρίσιμο βάθος ροής y_1 από 3.3 έως 7.7 cm, ο αριθμός Froude ανάντη στην περιοχή $2 \leq Fr_1 \leq 4$, το ύψος του καταβαθμού ήταν 5 ή 10 cm, το μήκος του κεκλιμένου πτερυγίου l_k , ήταν 1 cm, 2.5 cm και 5 cm ενώ η γωνία κλίσης του πτερυγίου ήταν 10° , 20° και 30° . Επίσης για συγκεκριμένες ροές τύπου Wave jump έγινε χρήση της πειραματικής διαδικασίας PIV για την μέτρηση του διδιάστατου πεδίου ταχυτήτων. Για την εφαρμογή της μεθόδου χρησιμοποιήθηκαν αιωρούμενα στερεά σωματίδια πυκνότητας 1.03 g/cm^3 και μέσης διαμέτρου 5-35 μm , laser διπλής κοιλότητας στα 532 nm, 200 mJ με συχνότητα παλμών 15 Hz. Ο φωτισμός του πεδίου ροής διαστάσεων μήκους 400 mm και ύψους 300 mm επιτυγχανόταν

μέσω ειδικού βραχίονα (guiding arm) κάτω από τον πυθμένα του καναλιού. Η λήψη των εικόνων γίνονταν με κάμερα ανάλυσης 1600x1200 (κατά την οριζόντια και κατακόρυφη διεύθυνση) εικονοστοιχεία (pixels). Το μέγεθος της εξεταζόμενης υποπεριοχής στην εικόνα (interrogation window) είχε διαστάσεις 32x32 pixels για την εφαρμογή της διδιάστατης διακριτής συνάρτησης της διασταυρωτικής συσχέτισης (cross-correlation function) μεταξύ των διαδοχικών εικόνων. Η εργασία κατέληξε στο συμπέρασμα ότι η παρουσία πτερυγίου μεγάλου μήκους και μεγάλης γωνίας κλίσης ως προς τον ορίζοντα (30°) μπορεί να αυξήσει το ύψος του παραγόμενου κύματος Wave jump κατά 30% σε σχέση με άλματα του ίδιου τύπου και με ίδιες ανάντη υδραυλικές συνθήκες χωρίς την παρουσία πτερυγίου.

Ο Uchida (2018) εφάρμοσε μαθηματικό μοντέλο του οποίου οι εξισώσεις ολοκληρώνονται κατά την κατακόρυφη έννοια του βάθους ροής. Το μοντέλο είναι βασισμένο στο μοντέλο General Bottom Velocity Computation Method που υιοθετεί συναρτήσεις τοίχου βαθμού πολωνύμου τέταρτης τάξης, με σκοπό τον προσδιορισμό των μορφών της ελεύθερης επιφάνειας και επομένως των διαφορετικών τύπων αλμάτων που συναντούνται μετά από καταβαθμό, ανάλογα με τις ισχύουσες υδραυλικές συνθήκες ανάντη και κατάντη αυτού καθώς και στον υπολογισμό της κατακόρυφης κατανομής της οριζόντιας ταχύτητας και της κατανομής της πίεσης. Σε αυτό το μοντέλο το υπολογιστικό πεδίο χωρίζεται σε δύο περιοχές (i) στην κυρίως περιοχή μακριά από τον πυθμένα του αγωγού και (ii) στην περιοχή κοντά στον πυθμένα. Στην κυρίως περιοχή προσδιορίζεται το βάθος ροής, η ως προς το βάθος οριζόντια και κατακόρυφη ταχύτητα, η τυρβώδης κινητική ενέργεια, η μέση ως προς το βάθος στροβιλότητα, η ταχύτητα στην ελεύθερη επιφάνεια και η πίεση στον πυθμένα. Τα αριθμητικά αποτελέσματα συγκρίθηκαν με πειραματικά αποτελέσματα σε ορθογωνική διώρυγα μήκους 6 m και πλάτους 0.20 m, ενώ ο καταβαθμός που χρησιμοποιήθηκε είχε μήκος 0.9 m, και ύψος 0.1 m. Εξετάστηκαν τέσσερις περιπτώσεις ροής με το κατάντη βάθος μετρημένο σε απόσταση 4 m από τον καταβαθμό να παίρνει τιμές 0.171 m, 0.190 m, 0.204 m και 0.241 m και την ειδική παροχή να παραμένει σταθερή και ίση με $0.15 \text{ m}^2/\text{s}$ σε όλες τις περιπτώσεις. Η κλίση του πυθμένα ήταν 0.7 για τις δύο πρώτες περιπτώσεις ροών, 0.45 για την τρίτη περίπτωση και 0.12 για την τέταρτη περίπτωση. Στην εργασία παρουσιάζονται τα αριθμητικά αποτελέσματα για το πεδίο ταχυτήτων και για τις τέσσερις περιπτώσεις ροής που εξετάστηκαν, (Σχήμα 2.15) ενώ η

σύγκριση των αποτελεσμάτων μεταξύ της αριθμητικής επίλυσης και των πειραματικών μετρήσεων ήταν ικανοποιητική όσον αφορά στη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας.

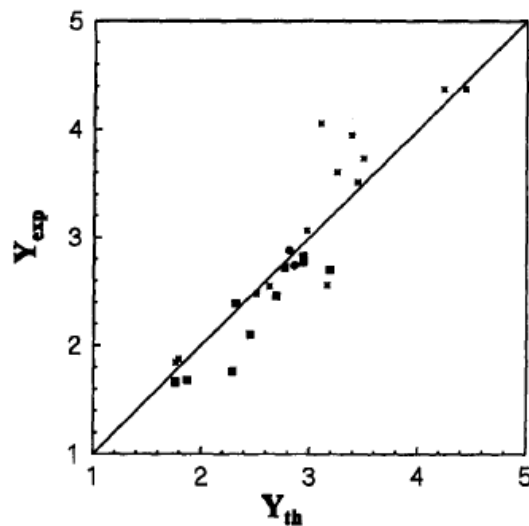


Σχήμα 2.15 Αριθμητικά αποτελέσματα για το πεδίο ταχυτήτων για τις τέσσερις περιπτώσεις ροής (Uchida, 2018).

2.2 Οριζόντιος Αγωγός με Καταβαθμό και Μεταβολή του Πλάτους Διατομής

Οι Ram και Prasad (1998) μελέτησαν θεωρητικά και πειραματικά τον σχηματισμό του άλματος Spatial B jump που πραγματοποιείται σε οριζόντιο αγωγό με καταβαθμό οξείας αιχμής και ταυτόχρονη αύξηση του πλάτους του αγωγού κατάντη του καταβαθμού. Αναφέρουν τους διαφορετικούς τύπους αλμάτων που εμφανίζονται όταν η ροή γίνεται μόνο με καταβαθμό, ή μόνο με αύξηση του πλάτους κατάντη. Οι πειραματικές μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν σε λείο αγωγό από σκυρόδεμα με λόγο πλάτους κατάντη προς το πλάτος ανάντη του καταβαθμού $\beta=2$ και $\beta=3$ για ύψη καταβαθμού 6.1, 7 και 14.2 cm και το αντίστοιχο σχετικό ύψος d/y_1 να μεταβάλλεται στο εύρος 0.4-6 για αριθμό Froude ανάντη του καταβαθμού $2.20 < Fr_1 < 6.10$. Με θεωρητική ανάλυση της ροής κατέληξαν σε μια πεπλεγμένη εξίσωση υπολογισμού του λόγου του βάρους κατάντη προς το βάθος ανάντη του καταβαθμού σαν συνάρτηση: (i) του λόγου β , (ii) του σχετικού ύψους του καταβαθμού και (iii) του αριθμού Froude. Η δύναμη στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού που υπεισέρχεται στην μονοδιάστατη εξίσωση διατήρησης της ορμής θεωρήθηκε ότι προέρχεται από υδροστατική κατανομή της πίεσης εκεί.

Η σύγκριση των θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για τον λόγο του βάθους κατάντη προς το βάθος ανάντη ήταν ικανοποιητική, επιβεβαιώνοντας την παραδοχή υδροστατικής κατανομής της πίεσης στο μέτωπο του καταβαθμού (Σχήμα 2.16). Επίσης συνέκριναν τον λόγο του βάθους κατάντη προς το βάθος ανάντη του Spatial B jump με τον λόγο βαθών που προέκυψε για το Spatial jump σε αγωγό με αύξηση μόνο του πλάτους και τον λόγο βαθών του B jump που συμβαίνει σε αγωγό μόνο με καταβαθμό. Κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι ο λόγος βαθών στο Spatial B jump είναι μικρότερος από τον λόγο βαθών του Spatial jump ή του B jump για ίδιες υδραυλικές συνθήκες ανάντη, καθιστώντας αυτόν τον τύπο άλματος πιο "οικονομικό" από την άποψη των απαιτούμενων διαστάσεων της λεκάνης ηρεμίσσεως. Επίσης μελέτησαν τις απώλειες ενέργειας για ταυτόχρονη πτώση πυθμένα και αύξηση του πλάτους του αγωγού με εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ενέργειας. Από την σύγκριση των απωλειών ενέργειας του Spatial B jump με τις απώλειες ενέργειας του Spatial Jump ή του B jump βρέθηκε ότι το Spatial B jump είναι ενεργειακά αποδοτικότερο από το Spatial jump ή το B jump κατά 19% και 30% αντίστοιχα.



Σχήμα 2.16 Σύγκριση θεωρητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων για λόγο κατάντη προς ανάντη βάθος (Ram και Prasad, 1998).

Οι Ferreri και Nasello (2002) μελέτησαν πειραματικά την εμφάνιση υδραυλικών αλμάτων διαφορετικών τύπων σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό με καταβαθμό και ταυτόχρονη αύξηση του πλάτους κατάντη του καταβαθμού. Το ύψος του καταβαθμού ήταν 10 cm, το πλάτος του

αγωγού κατάντη της πτώσης 40 cm, ενώ το πλάτος του αγωγού ανάντη του καταβαθμού ήταν 30 cm, 20 cm και 10 cm (λόγος του πλάτους κατάντη το πλάτος ανάντη $\beta=4/3, 4/2$ και $4/1$ αντίστοιχα). Ο αριθμός Froude ανάντη του καταβαθμού $Fr_1=2, 3, 4, 5$ και 6 και ρυθμίζονταν για σταθερό άνοιγμα του θυροφράγματος μεταβάλλοντας την παροχή. Με την αύξηση του υποκρίσιμου βάθους ροής κατάντη παρατήρησαν δύο αλληλουχίες αλμάτων που εξαρτώνται από το υπερκρίσιμο βάθος ροής ανάντη της πτώσης y_1 σε σχέση με ένα βάθος αναφοράς y_1^* το οποίο εξαρτάται από τον λόγο β , τον αριθμό Froude και το ύψος του καταβαθμού. Για $y_1 > y_1^*$ εμφανίζεται η πρώτη αλληλουχία αλμάτων με σειρά εμφάνισης: V-shaped jump, Mixtilinear jump, Repelled jump, Spatial B jump, Undulated jump και Transition jump με την αύξηση του βάθους κατάντη. Για $y_1 < y_1^*$ εμφανίζεται η δεύτερη αλληλουχία αλμάτων με σειρά εμφάνισης: V jump, Spatial jump, B jump, Undulated jump και Transition jump με την αύξηση του βάθους κατάντη. Στην εργασία παρουσιάζονται πίνακες στους οποίους οριοθετούνται οι περιοχές εμφάνισης των διαφορετικών τύπων αλμάτων ανάλογα με την τιμή του υποκρίσιμου βάθους y_2 κατάντη, τον αριθμό Froude Fr_1 , τον λόγο β , το υπερκρίσιμο βάθος y_1 και το σχετικό ύψος του καταβαθμού.

2.3 Οριζόντιος Αγωγός με Καταβαθμό και Παρουσία Στοιχείων Τραχύτητας

Οι Esfahani και Bejestan (2012) μελέτησαν πειραματικά την επίδραση της τραχύτητας στο μήκος του άλματος B jump σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό μήκους 15 m πλάτους 0.80 m με αριθμό Froude $3.03 \leq Fr_1 \leq 11.68$ και ύψη καταβαθμού 3.5 και 4.5 cm. Τα αποτελέσματα έδειξαν μείωση του απαιτούμενου μήκους του άλματος σε αγωγό με στοιχεία τραχύτητας και παρουσία καταβαθμού κατά 41% και 58% αντίστοιχα σε σχέση με το αντίστοιχο μήκος του κλασσικού υδραυλικού άλματος και του άλματος B jump σε αγωγό χωρίς στοιχεία τραχύτητας, για ίδιες υδραυλικές συνθήκες ανάντη. Επίσης ανέλυσαν την επίδραση της τραχύτητας στις τυρβώδεις διακυμάνσεις των πιέσεων που ασκούνται στον άξονα του πυθμένα οριζόντιου ορθογωνικού αγωγού για τα ίδια ύψη καταβαθμού σε άλματα τύπου B jump. Τα στοιχεία τραχύτητας από σκληρό πλαστικό με ύψος ίσο με το ύψος του καταβαθμού τοποθετήθηκαν σε πυκνή διάταξη. Η πίεση στον άξονα του πυθμένα μετρήθηκε με 75 πιεζόμετρα. Το συμπέρασμα που προέκυψε είναι ότι τα στοιχεία τραχύτητας οδηγούν σε μειωμένες διακυμάνσεις των πιέσεων σε σχέση

με τις διακυμάνσεις των πιέσεων που ασκούνται σε λείο πυθμένα με παρουσία καταβαθμού και σε σχέση με το κλασσικό υδραυλικό άλμα. Το συμπέρασμα αυτό με τη σειρά του οδηγεί σε μειωμένες απαιτήσεις πάχους του υλικού ενίσχυσης του έργου καταστροφής ενέργειας σε τραχύ αγωγό με παρουσία καταβαθμού.

Οι Riazi και Bejestan (2014) διερεύνησαν πειραματικά την επίδραση των στοιχείων τραχύτητας στις πιέσεις που ασκούνται στον άξονα του πυθμένα οριζόντιου ορθογωνικού αγωγού μήκους 15 m, πλάτους 0.80 m και ύψους 0.70 m με παρουσία καταβαθμού ύψους 4.5 cm. Τα κυβικά στοιχεία τραχύτητας με ύψος όσο το ύψος του καταβαθμού τοποθετήθηκαν σε διάταξη 17 γραμμών κατά την έννοια του μήκους και με εναλλαγή 6 ή 7 στοιχείων κατά την έννοια του πλάτους. Για την μέτρηση της πίεσης χρησιμοποίησαν πιεζόμετρα διαμέτρου 6 mm, ανά 5 cm σε μήκος 1 m, ανά 10 cm στο επόμενο τμήμα μήκους 1 m και τέλος ανά 20 cm για ένα επιπλέον τμήμα μήκους 2 m ενώ η καταγραφή έγινε με συχνότητα δειγματοληψίας 40 Hz για αριθμό Froude $3.03 < Fr_1 < 5.86$. Από την ανάλυση των τυρβωδών χρονοσειρών της πίεσης κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι οι διακυμάνσεις των πιέσεων στην περιοχή του καταβαθμού είναι μεγάλες αλλά μειώνονται κατάντη, γεγονός που κατά τους συγγραφείς οφείλεται στην αύξηση του βάθους ροής και επομένως στη μείωση της δευτερεύουσας ροής. Επίσης διαπίστωσαν ότι με την αύξηση του αριθμού Froude η τυπική απόκλιση της πίεσης (ένταση της τύρβης) αδιαστατοποιημένη με το ανάντη κινητικό φορτίο αυξάνεται, ενώ η διακύμανση της πίεσης είναι μικρότερη σε αγωγούς με παρουσία στοιχείων τραχύτητας και με καταβαθμό σε σχέση την διακύμανση της πίεσης σε λείο αγωγό και με καταβαθμό, γεγονός που πιθανόν να οφείλεται στην ανάπτυξη κατακόρυφων στροβίλων πίσω από τα στοιχεία τραχύτητας. Το τελευταίο συμπέρασμα είναι σε συμφωνία με το συμπέρασμα της εργασίας των Esfahani and Bejestan, (2012).

Στον Πίνακα 2.3 παρουσιάζονται συγκεντρωτικά κατά χρονολογική σειρά όλες οι προγενέστερες επιστημονικές εργασίες και οι συγγραφείς τους που αναφέρθηκαν παραπάνω και είναι σχετικές με το θέμα της διατριβής. Για κάθε εργασία παρουσιάζεται το πλάτος της ορθογωνικής διατομής b του αγωγού που χρησιμοποιήθηκε, το εύρος τιμών είτε του σχετικού ύψους του καταβαθμού d/y_1 ή του απόλυτου ύψους του καταβαθμού d (όταν γίνεται αναφορά στο απόλυτο ύψος του καταβαθμού αναφέρεται η μονάδα μέτρησης), το εύρος τιμών του

αριθμού Froude στην διατομή ανάντη του καταβαθμού, το εύρος τιμών της παροχής Q και της αντίστοιχης ειδικής παροχής q , καθώς και η μεθοδολογία που ακολουθήθηκε.

Πίνακας 2.3 Κύριες γεωμετρικές και υδραυλικές παράμετροι των εργασιών από την βιβλιογραφική διερεύνηση.

Συγγραφέας	b (m)	d/y ₁ ή d (cm) (min-max)	Fr ₁ (min-max)	Q (L/s) (min-max)	q (L/s/m) (min-max)	Μεθοδολογία Μελέτης
Hsu, (1950)	0.305	1.00-4.00	1.00-10.00	-	-	Θεωρητική-Πειραματική
Moore and Morgan, (1957)	0.305	2.00-4.00	2.00-8.00	-	-	Πειραματική
Moore and Morgan, (1959)	0.305	-	2.00-8.00	-	-	Πειραματική
Sharp, (1974)	0.200	2.00-4.00	2.00-11.90	-	-	Πειραματική
Rajaratnam and Ortiz, (1977)	0.410	3.60-7.60 cm	2.97-10.55	14.70-59.50	35.79-145.24	Πειραματική
Hager, (1985)	-	2.00-10.00	2.00-10.50	-	-	Θεωρητική
Hager and Bretz, (1986)	0.500	7.60 cm	3.93-5.71	30.00-200.00	60.00-400.00	Πειραματική
Ohtsu and Yasuda, (1987)	-	2.00-6.00	2.00-6.00	-	-	Θεωρητική-Πειραματική
Hager and Bretz, (1987)	-	-	2.00-9.00	-	-	Πειραματική
Kawagoshi and Hager, (1990)	0.500	5.00-7.70 cm	1.99-13.68	2.99-89.78	5.98-179.56	Πειραματική
Hager and Kawagoshi, (1990)	0.500	2.55-5.00 cm	2.12-14.41	2.83-52.49	5.66-104.98	Πειραματική
Ohtsu and Yasuda, (1991)	0.800	0.45-20.00	1.00-5.00	6.90-70.64	8.63-88.30	Πειραματική
Pagliara, (1992)	-	5.10-8.45 cm	2.28-6.08	-	-	Πειραματική
Ohtsu and Yasuda, (1992)	0.800	4.00-20.00	4.00-7.00	-	-	Πειραματική
Pagliara, (1992)	0.500	3.72-8.45 cm	1.85-6.90	4.90-69.00	9.80-138.00	Θεωρητική-Πειραματική
Quraishi and Al-Brahim, (1992)	1.370	5.00-10.00 cm	3.00-12.00	-	-	Θεωρητική-Πειραματική
Ohtsu and Yasuda, (1993)	-	-	3.00-7.00	-	-	Πειραματική
Husain et al., (1994)	1.370	5.00-10.00 cm	4.00-12.00	30.00-190.00	21.9-138.7	Πειραματική
Negm, (1996)	1.370	5.00-10.00 cm	3.50-12.00	-	-	Θεωρητική-Πειραματική
Richardson, (1997)	-	-	-	-	-	Υπολογιστική
Negm, (1998)	1.370	3.00-8.00	3.00-9.00	30.00-190.00	21.9-138.7	Θεωρητική-Πειραματική
Chanson and Toombe, (1998)	0.500	13.10 cm	-	19.00-81.50	38.00-163.00	Πειραματική
Ram and Prasad, (1998)	-	0.40-6.00	2.20-6.10	-	-	Θεωρητική-Πειραματική
Mossa, (1999)	0.300 0.400	5.30-10.00 cm 3.20-6.52 cm	3.19-8.87 2.77-9.92	7.00-21.87 13.57-32.12	23.33-62.00 33.93-80.30	Πειραματική
Armenio et al., (2000)	0.960	1.00-4.00	6.00-9.50	-	-	Πειραματική

Συγγραφέας	b (m)	d/y ₁ ή d (cm) (min-max)	Fr ₁ (min-max)	Q (L/s) (min-max)	q (L/s/m) (min-max)	Μεθοδολογία Μελέτης
Ferreri and Nasello, (2002)	0.100	10.00 cm	2.00-4.00	-	-	Πειραματική
	0.200		5.00-6.00	-	-	
	0.300		-	-	-	
Mossa et al., (2003)	0.300	5.30-16.00 cm	1.56-10.24	6.40-19.50	21.47-65.11	Πειραματική
	0.400	3.20-6.52 cm	1.78-10.33	13.00-32.00	33.68-80.37	
Larson, (2004)	0.610	9.72-30.48 cm	4.10-6.41	7.08-236.5	95.63-386.22	Πειραματική
Yasuda et al., (2005)	0.400	-	-	-	-	Πειραματική
	0.800	-	-	-	-	
Mossa et al., (2005)	-	-	-	-	-	Πειραματική
Matziounis and Papanicolaou, (2005)	0.100	2.50-10.00 cm	υποκρίσιμη ροή	2.50-7.50	25.00-75.00	Πειραματική
			1.73-4.91	2.99-7.15	29.90-71.50	
Papanicolaou and Matziounis, (2006)	0.100	2.50-10.00 cm	1.73-4.91	2.99-7.15	29.90-71.50	Πειραματική
Tokyay et al., (2008)	-	0.95-3.32	2.39-5.73	-	-	Υπολογιστική
Giudice et al., (2008)	0.140	-	-	-	-	Θεωρητική-Πειραματική
Sunik, (2009)	0.400	0.85-12.22	1.01-3.06	21.00-356.00	52.50-890.00	Πειραματική
Bakhti and Hazzab, (2010)	-	5.00 cm	3.20-8.90	-	-	Πειραματική
Esfahani and Bajestan, (2012)	0.800	3.50-4.50 cm	3.03-11.68	-	-	Πειραματική
Esfahani and Bajestan, (2012)	0.800	3.50-4.50 cm	3.03-11.68	-	-	Πειραματική
Riazi and Bajestan, (2014)	0.800	4.50 cm	3.03-5.86	-	-	Πειραματική
Simsek et al., (2015)	0.200	9.70 cm	1.21-1.40	-	-	Πειραματική-Υπολογιστική
Matin and Sultana, (2015)	0.305	2.00-6.00 cm	1.09-3.82	-	-	Πειραματική
Padova et al., (2017)	0.400	3.20-6.52 cm	2.80-3.80	-	-	Πειραματική-Υπολογιστική
Fuchs, (2017)	0.300	5.00-10.00 cm	2.00-4.00	20.00-40.00	66.70-133.33	Πειραματική
Uchida, (2018)	0.200	10.00 cm	-	30.00	150	Πειραματική-Υπολογιστική

2.4 Συμπεράσματα Βιβλιογραφικής Ανασκόπησης

Τα συμπεράσματα που προκύπτουν από τη βιβλιογραφική ανασκόπηση συνοψίζονται στα εξής:

- i) Σχετικά με την μελέτη της μονοδιάστατης εξίσωσης ποσότητας κίνησης, πολλοί ερευνητές ερεύνησαν θεωρητικά τον λόγο του κατάντη βάθους με υποκρίσιμη ροή προς το ανάντη βάθος με υπερκρίσιμη ροή σε οριζόντιο ορθογωνικό αγωγό με διαφορετικά ύψη καταβαθμών και διαφορετικές ανάντη συνθήκες ροής (βάθος ροής, y_1 , και αριθμός Froude, Fr_1). Αυτό έγινε με εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ποσότητας κίνησης σε κατάλληλο όγκο αναφοράς μεταξύ διατομών ομοιόμορφης ροής οπότε κατέληξαν σε θεωρητικές σχέσεις υπολογισμού των βαθών αυτών. Στη μονοδιάστατη εξίσωση ποσότητας της κίνησης, υπεισέρχεται η δύναμη εκ πιέσεων που ασκείται στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού. Επομένως για τον θεωρητικό υπολογισμό του λόγου βαθών κατάντη προς ανάντη, κρίσιμο ρόλο έχει η πίεση που ασκείται στον καταβαθμό. Σχετικά με την κατανομή της πίεσης επί του κατακόρυφου μετώπου του καταβαθμού, σε ορισμένες εργασίες αυτή θεωρήθηκε υδροστατική με την προσθήκη όμως ενός κατάλληλου διορθωτικού συντελεστή k λόγω της μη παράλληλης ροής στην περιοχή του καταβαθμού. Ο συντελεστής αυτός ουσιαστικά συγκρίνει την πίεση που ασκείται σε ένα σημείο με την υποτιθέμενη υδροστατική πίεση στο ίδιο σημείο και προσδιορίζεται είτε άμεσα με απευθείας μέτρηση της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού ή έμμεσα από την εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ποσότητας κίνησης σε κατάλληλο όγκο αναφοράς όπως έκαναν στην εργασία τους οι Ohtsu and Yasuda, (1987), οι Ohtsu and Yasuda, (1991) και ο Pagliara, (1992). Οι Moore and Morgan, (1957), καθώς και οι Ohtsu and Yasuda, (1991), προσπάθησαν να ερμηνεύσουν το γεγονός της αλλαγής της διεύθυνσης της φλέβας του νερού από καθοδική που εμφανίζεται στα άλματα minimum B jump και B jump σε ανοδική που εμφανίζεται στα άλματα Wave jump και A jump, με την συνεχή ύπαρξη μεγαλύτερης στάθμης νερού στα κατάντη σε σχέση με την στάθμη του νερού στα ανάντη, λόγω της μεταβολής των τιμών που λαμβάνει ο συντελεστής διόρθωσης της πίεσης, k , ανάλογα με τον τύπο άλματος. Επομένως προκύπτει το συμπέρασμα ότι η κατανομή της πίεσης που ασκείται στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού επηρεάζει την μορφή της ελεύθερης

επιφάνειας και επομένως τον τύπο του άλματος.

Επίσης κάποιοι ερευνητές προσδιόρισαν τον λόγο του κατάντη βάθους προς το βάθος ανάντη του υδραυλικού άλματος πειραματικά με απευθείας μέτρηση των βαθών. Σε κάποιες περιπτώσεις, το κατάντη βάθος ροής σε αγωγό με παρουσία καταβαθμού και υπερκρίσιμη ροή ανάντη προέκυψε μικρότερο από το αντίστοιχο κατάντη βάθος του κλασσικού υδραυλικού άλματος για ίδιες υδραυλικές συνθήκες ανάντη, με συνέπεια η λεκάνη καταστροφής ενέργειας να απαιτεί μικρότερο ύψος. Τέτοια περίπτωση αποτελεί η εργασία των Kawagoshi and Hager (1990) στην οποία αναφέρεται ότι το Wave jump παρουσιάζει μικρότερο κατάντη βάθος σε σχέση με το κατάντη συζυγές βάθος του κλασσικού υδραυλικού άλματος για την ίδια τιμή του αριθμού Froude στην υπερκρίσιμη διατομή ανάντη του καταβαθμού. Επίσης από την βιβλιογραφική διερεύνηση, προκύπτει ότι μείζονος σημασίας θέμα για τον ασφαλή υδραυλικό σχεδιασμό της λεκάνης καταστροφής ενέργειας αποτελούν οι περιπτώσεις των αλμάτων Wave jump και A jump που εμφανίζουν στάθμη νερού κατάντη πολύ μεγαλύτερη από τη στάθμη νερού στα ανάντη του καταβαθμού, με το Wave jump να αποτελεί την δυσμενέστερη περίπτωση από την άποψη του βάθους αφού εμφανίζει αρκετά υψηλή στάθμη νερού στην κορυφή του στάσιμου κύματος. Το συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι στις προηγούμενες εργασίες δεν παρουσιάζονται συστηματικές μετρήσεις της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού με αποτέλεσμα η κατανομή της πίεσης που ασκείται σε αυτό να μην μπορεί να συνδεθεί με τα βάθη ροής ανάντη και κατάντη των διαφόρων τύπων αλμάτων που μελετά η παρούσα διατριβή. Επίσης στις προηγούμενες εργασίες δεν παρουσιάζονται συστηματικά αποτελέσματα για τον συντελεστή k λόγω της έλλειψης παρουσιάσής τους σε αδιάστατη μορφή.

Στην παρούσα διατριβή θα γίνει συστηματική μέτρηση των βαθών ροής ανάντη και κατάντη του άλματος στην περιοχή του καταβαθμού οξείας αιχμής και για διάφορες τιμές του αριθμού Froude στην διατομή ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή. Επιπλέον με τη χρήση των πιεζομέτρων θα μετρηθεί συστηματικά σε επιλεγμένες θέσεις το ύψος πίεσης που ασκείται στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού και στον πυθμένα του αγωγού ανάντη και κατάντη του καταβαθμού στην περιοχή εμφάνισης του άλματος, για

διαφορετικές τιμές του ανάντη βάθους, της παροχής και του αντίστοιχου αριθμού Froude και του κατάντη βάθους. Με βάση τις πειραματικές μετρήσεις της πίεσης θα επιχειρηθεί να γίνει κατανοητή η επιρροή της στην διαμόρφωση του τύπου του άλματος, ενώ από την συστηματική διερεύνηση της μονοδιάστατης εξίσωσης της ποσότητας κίνησης θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα για τον συντελεστή k σε αδιάστατη μορφή.

- ii) Σχετικά με την μελέτη της μονοδιάστατης εξίσωσης ενέργειας, οι απώλειες ενέργειας λόγω της παρουσίας του καταβαθμού ήταν ένα άλλο αντικείμενο έρευνας από μερικούς συγγραφείς. Από την εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης διατήρησης της μηχανικής ενέργειας προσπάθησαν να συσχετίσουν τις απώλειες ενέργειας σε αδιάστατη μορφή με το σχετικό ύψος του καταβαθμού d/y_1 , τον αριθμό Froude Fr_1 και το βάθος ροής y_1 στην διατομή υπερκρίσιμης ροής ανάντη του καταβαθμού. Επιπλέον ορισμένες εργασίες επιχείρησαν μέσω σύγκρισης με πειραματικά αποτελέσματα που ελήφθησαν από αγωγούς με αναβαθμό και καταβαθμό να αποφανθούν στο ποια άλματα είναι πιο αποδοτικά από την άποψη των απωλειών ενέργειας, ακόμα και σε σχέση με το κλασσικό υδραυλικό άλμα. Συγκεκριμένα στην εργασία των Kawagoshi and Hager (1990) αναφέρεται ότι το Wave jump παρουσιάζει μεγαλύτερες απώλειες ενέργειας σε σχέση με το κλασσικό υδραυλικό άλμα για την ίδια τιμή Fr_1 του αριθμού Froude. Οι Quraishi and Al-Brahim (1992) στην εργασία τους αναφέρουν ότι το B jump είναι πιο αποδοτικό από το A jump ενώ παρόμοιας τάξης απόσβεσης της ενέργειας παρουσιάζουν το B jump και το κλασσικό υδραυλικό άλμα. Στην εργασία του ο Pagliara (1992) αναφέρει ότι η καταστροφή της πλεονάζουσας ενέργειας είναι μεγαλύτερη σε άλματα που πραγματοποιούνται σε αγωγούς με παρουσία καταβαθμού ενώ όσο μεγαλώνει το σχετικό ύψος του καταβαθμού τόσο αυξάνονται οι απώλειες ενέργειας. Στην ίδια εργασία προκύπτει ότι το Wave jump είναι αποδοτικότερο ενεργειακά σε σχέση με το κλασσικό υδραυλικό άλμα. Η Larson (2004) από την παρουσίαση των αποτελεσμάτων για τις απώλειες ενέργειας έδειξε ότι το B jump ήταν το αποδοτικότερο όσον αφορά στην ενεργειακή απόσβεση, ενώ ακολουθούν το minimum B jump και το A jump. Οι Bakhti and Hazzab (2010) από το λόγο των απωλειών ενέργειας προς την συνολική ενέργεια στην είσοδο της ροής προέκυψε ότι το άλμα τύπου minimum B jump πλεονεκτεί έναντι του λιγότερου ενεργειακά αποδοτικού A jump, ενώ οι Tokyay and Altan-Sakarya

(2011) κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι οι απώλειες ενέργειας αυξάνονται με αύξηση του αριθμού Froude στην διατομή που βρίσκεται ο καταβαθμός.

Στην παρούσα διατριβή θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα από την συστηματική διερεύνηση της μονοδιάστατης εξίσωσης ενέργειας που προέκυψαν από τις πειραματικές μετρήσεις των βαθών ανάντη και κατάντη του υδραυλικού άλματος και σε όρους που προέκυψαν από την διαστατική ανάλυση του προβλήματος.

iii) Σχετικά με την μελέτη των υπόλοιπων χαρακτηριστικών αυτών των αλμάτων, οι περισσότερες εργασίες αφορούσαν κυρίως στην πειραματική διερεύνηση: (i) της μορφής της ελεύθερης επιφάνειας του νερού επομένως και του τύπου άλματος, (ii) του μήκους του στροβίλου ανάστροφης ροής και (iii) του μήκους του άλματος. Επιπλέον αρκετές προσπάθειες έγιναν για την οριοθέτηση των περιοχών εμφάνισης των διαφορετικών μορφών της ελεύθερης επιφάνειας του νερού μέσω κατάλληλων διαγραμμάτων. Σε ελάχιστες εργασίες πραγματοποιήθηκαν "σημειακές" μετρήσεις των τοπικών ταχυτήτων ροής και των διατμητικών τάσεων για τους διάφορους τύπους αλμάτων που εμφανίζονταν ανάλογα με τις υδραυλικές συνθήκες ροής που επικρατούσαν ανάντη και κατάντη του καταβαθμού. Επομένως το συμπέρασμα που προκύπτει από την βιβλιογραφική διερεύνηση είναι ότι οι προηγούμενες εργασίες δεν υπεισέρχονται στη μελέτη της εσωτερικής δομής και των τυρβωδών χαρακτηριστικών των ροών αυτών με σύγχρονες πειραματικές τεχνικές.

Στην παρούσα διατριβή θα πραγματοποιηθούν πειραματικές μετρήσεις του διδιάστατου πεδίου ταχυτήτων στην περιοχή όπου εμφανίζεται το υδραυλικό άλμα πλησίον του καταβαθμού με χρήση της οπτικής πειραματικής τεχνικής PIV. Η υψηλή χωρική και χρονική ανάλυση της μεθόδου θα βοηθήσει στο να γίνει περισσότερο κατανοητός ο εσωτερικός μηχανισμός και τα τυρβώδη χαρακτηριστικά της ροής με παρουσία πλήρους βυθισμένου καταβαθμού με ανάντη υπερκρίσιμες συνθήκες ροής και υποκρίσιμες συνθήκες στα κατάντη αυτού.

iv) Σχετικά με την υπολογιστική διερεύνηση του θέματος της διατριβής, κάποιες εργασίες (Richardson, 1997, Simsek et al. 2015) χρησιμοποίησαν λογισμικό του εμπορίου για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων RANS με την μέθοδο των πεπερασμένων όγκων και

την χρήση κάθε φορά του κατάλληλου μοντέλου τύρβης για την μοντελοποίησή της, οι Padova et al. (2017) διακριτοποίησαν τις εξισώσεις RANS με την μέθοδο SPH που βασίζεται στην κατά Lagrange περιγραφή της ροής, ενώ ο Uchida (2018) χρησιμοποίησε μαθηματικό μοντέλο που προέκυψε από ολοκλήρωση στην κατακόρυφη διεύθυνση. Οι Tokyay et al. (2008) επίλυσαν αριθμητικά τις εξισώσεις Saint Venant για την αριθμητική μοντελοποίηση της ελεύθερης επιφάνειας και της θέσης του minimum B jump και του A jump. Στην εργασία αυτή όμως δεν γίνεται αναφορά στην ικανοποίηση της εξίσωσης συνέχειας από τα αριθμητικά αποτελέσματα, ενώ η υπόθεση της υδροστατικής κατανομής της πίεσης εντός της περιοχής του άλματος δεν μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι ακριβής. Προφανώς τα υψηλής πιστότητας μαθηματικά μοντέλα τα οποία βασίζονται είτε στην κατά Euler περιγραφή της ροής (RANS, Large Eddy Simulation, Direct Numerical Simulation) ή στην κατά Lagrange περιγραφή (SPH) μπορούν να αποκαλύψουν τα τυρβώδη χαρακτηριστικά του υδραυλικού άλματος που στην περίπτωση των εξισώσεων RANS η ακρίβεια υπολογισμού των μέσων χρονικά μεγεθών μπορεί να ξεπεράσει το 90% (Viti et al., 2019). Από την άλλη πλευρά το υπολογιστικό κόστος για την σύγκλιση τέτοιων αλγορίθμων μοντελοποίησης της τύρβης είναι πολύ μεγάλο, ειδικά σε υψηλούς αριθμούς Reynolds και σε κοινό ηλεκτρονικό υπολογιστή, σε σχέση με το απλούστερο μοντέλο των εξισώσεων Saint Venant. Για πρακτικές εφαρμογές οι εξισώσεις Saint Venant είναι απλούστερες να επιλυθούν με ταυτόχρονα αποδεκτή ακρίβεια για τον σχεδιασμό των λεκανών καταστροφής ενέργειας.

Στην διδακτορική διατριβή διερευνάται η δυνατότητα χρήσης των εξισώσεων Boussinesq, που αποτελούν γενίκευση των εξισώσεων Saint Venant, για τον προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας του νερού στην περίπτωση εμφάνισης των υδραυλικών αλμάτων minimum B jump και A jump εντός οριζοντίου αγωγού ορθογωνικής διατομής με την παρουσία καταβαθμού με υπερκρίσιμες συνθήκες ροής ανάντη του καταβαθμού και υποκρίσιμες συνθήκες ροής κατόντη για διάφορους αριθμούς Froude στη διατομή ανάντη του καταβαθμού. Οι εξισώσεις Boussinesq περιγράφουν την μη μόνιμη μονοδιάστατη ροή σε πρισματικό ανοικτό αγωγό με θεώρηση μη υδροστατικής κατανομής για την πίεση στην διατομή. Λόγω του γεγονότος ότι οι εξισώσεις αυτές δεν επιλύονται αναλυτικά,

παρουσιάζεται αλγόριθμος για την αριθμητική επίλυσή τους με συνδυασμό δύο δι-
βηματικών αριθμητικών σχημάτων πεπερασμένων διαφορών και της μεθόδου των
χαρακτηριστικών καμπυλών.

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

3. ΘΕΩΡΗΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται συνοπτικά οι γενικές υδροδυναμικές εξισώσεις Reynolds Averaged Navier-Stokes που περιγράφουν την τυρβώδη ροή ασυμπίεστου, συνεκτικού, νευτώνιου ρευστού. Οι εξισώσεις αυτές αποτελούν την βάση για την παραγωγή των εξισώσεων Boussinesq που περιγράφουν την μη μόνιμη μονοδιάστατη ροή σε πρισματικό αγωγό με ελεύθερη επιφάνεια με θεώρηση μη υδροστατικής κατανομής της πίεσης στην διατομή. Οι εξισώσεις Boussinesq θα αποτελέσουν αντικείμενο διερεύνησης στο Κεφάλαιο 5 με σκοπό την αριθμητική επίλυσή τους για την μοντελοποίηση της ελεύθερης επιφάνειας σε περιπτώσεις αγωγών με ύπαρξη καταβαθμού και την εμφάνιση υδραυλικού άλματος. Στη συνέχεια παρουσιάζονται βασικά σημεία από τη θεωρία της ειδικής ενέργειας και της ειδικής δύναμης, έννοιες που είναι απαραίτητες για την περαιτέρω ανάπτυξη του θέματος της παρούσας διατριβής. Ακολουθεί η διαστατική ανάλυση του προβλήματος για την ποιοτική μελέτη της ροής σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό με υπερκρίσιμες συνθήκες στα ανάντη και υποκρίσιμες κατόντη. Τέλος παρουσιάζεται η θεωρητική ανάλυση του προβλήματος βασισμένη στη μονοδιάστατη ανάλυση της ροής.

3.1 Μαθηματική Περιγραφή της Ροής με Ελεύθερη Επιφάνεια

Οι εξισώσεις που περιγράφουν την τυρβώδη ροή ομογενούς, ισοθερμοκρασιακού, νευτώνιου, ασυμπίεστου ρευστού σε τρισδιάστατο καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων $Ox_1x_2x_3$ όπου x_1 , x_2 , x_3 είναι οι τρεις κάθετοι άξονες του συστήματος και O η αρχή του, προκύπτουν αν αντικαταστήσουμε τις στιγμιαίες τιμές των τριών συνιστωσών της ταχύτητας u_i $i=1, 2, 3$ και της πίεσης p με τις μέσες χρονικά τιμές ταχύτητας και πίεσης \bar{u}_i , \bar{p} , $i=1, 2, 3$, αντίστοιχα και τις διακυμάνσεις τους u'_i , p' , $i=1, 2, 3$ και λάβουμε την μέση χρονικά τιμή (time averaged) των εξισώσεων Navier-Stokes σε μικρό χρονικό διάστημα T . Στην περίπτωση αυτή και με την υιοθέτηση Einstein για τους επαναλαμβανόμενους δείκτες λαμβάνουμε τις εξισώσεις Reynolds Averaged Navier-Stokes, (εξισώσεις 3.1 και 3.2), (Wilcox, 1994):

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3.1)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} (2\mu S_{ij} - \overline{\rho u'_j u'_i}) + \rho g_i \quad i, j = 1, 2, 3 \quad (3.2)$$

όπου:

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i \quad \bar{u}_i = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} u_i dt \quad i = 1, 2, 3$$

$$p = \bar{p} + p' \quad \bar{p} = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} p dt$$

και x_i , $i=1, 2, 3$ είναι οι συντεταγμένες κατά μήκος των αξόνων 1, 2, 3 αντίστοιχα, t είναι ο χρόνος, ρ και μ η πυκνότητα και η μοριακή συνεκτικότητα του ρευστού αντίστοιχα, g_i $i=1, 2, 3$, οι συνιστώσες του καθολικού πεδίου δυνάμεων και S_{ij} ο τανυστής παραμορφώσεων της μέσης ροής που δίνεται από την εξίσωση (3.3):

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.3)$$

Οι όροι $-\overline{\rho u'_j u'_i}$, $i, j=1, 2, 3$, περιγράφουν τις τυρβώδεις διατμητικές τάσεις Reynolds και προκύπτουν κατά την διαδικασία λήψης των μέσων χρονικά τιμών των στιγμιαίων υδροδυναμικών μεταβλητών των εξισώσεων Navier-Stokes. Πρόκειται για έξι πρόσθετους αγνώστους των προβλημάτων επίλυσης τυρβωδών πεδίων ροής για τους οποίους υιοθετείται συνήθως η υπόθεση Boussinesq σύμφωνα με την οποία οι τυρβώδεις διατμητικές τάσεις μπορούν να περιγραφούν σαν συνάρτηση του γινομένου των γωνιακών παραμορφώσεων της μέσης ροής επί την τυρβώδη συνεκτικότητα μ_τ . Η τυρβώδης συνεκτικότητα μ_τ της οποίας η τιμή εξαρτάται από τα τοπικά χαρακτηριστικά και την ένταση του τυρβώδους πεδίου ροής σε αντίθεση με τη μοριακή συνεκτικότητα που αποτελεί ιδιότητα του ρευστού εξαρτάται από τις συνθήκες πίεσης και θερμοκρασίας. Σύμφωνα με την υπόθεση Boussinesq ισχύει:

$$-\overline{\rho u'_j u'_i} = \mu_\tau \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \quad (3.4)$$

3.2 Χαρακτηρισμός ροής

Από δυναμική άποψη η ροή χωρίζεται σε κατηγορίες με βάση το λόγο των δυνάμεων αδρανείας

προς τις δυνάμεις βαρύτητας που την επηρεάζουν. Συγκεκριμένα, θεωρώντας μια χαρακτηριστική ταχύτητα V (π.χ. τη μέση ταχύτητα της διατομής) και ένα χαρακτηριστικό μήκος L του πεδίου ροής (π.χ. το βάθος ροής ή την υδραυλική ακτίνα), οι δυνάμεις που εμφανίζονται μπορούν να γραφτούν διαστατικά στον πίνακα που ακολουθεί όπου a είναι η επιτάχυνση του ρευστού, Δp κάποια διαφορά πιέσεων, M η μάζα, ρ η πυκνότητα του υγρού, A το εμβαδόν της διατομής και μ η μοριακή συνεκτικότητα του υγρού. Αδιαστατοποιώντας τις εξισώσεις Navier-Stokes σε ένα ανοικτό αγωγό με βάθη και διαστάσεις τέτοιες που η επιφανειακή τάση και άλλοι παράγοντες δεν επηρεάζουν τη ροή, προκύπτουν δύο αδιάστατα μονώνυμα.

Πίνακας 3.1 Διαστατική σχέση δυνάμεων (Παπανικολάου, 2017).

<i>Δυνάμεις</i>	<i>Σχέση δυνάμεων</i>	<i>Διαστατική σχέση</i>
<i>Αδράνειας</i>	$F_I = Ma$	$F_I \propto \rho L^3 (V^2 / L) = \rho L^2 V^2$
<i>Βαρύτητας</i>	$F_g = Mg$	$F_I \propto \rho L^3 g$
<i>Διαφοράς πιέσεων</i>	$F_p = \Delta p A$	$F_p \propto \Delta p L^2$
<i>Ιξώδους</i>	$F_\mu = \mu (du / dy) A$	$F_\mu \propto \mu V L$

Το πρώτο μονώνυμο, με βάση τον παραπάνω πίνακα, είναι ο λόγος των δυνάμεων αδράνειας προς τις δυνάμεις τριβής (λόγω μη μηδενικού ιξώδους) και ονομάζεται αριθμός Reynolds (Re) της ροής

$$Re = \frac{VL}{\nu} \quad (3.5)$$

όπου V είναι η μέση ταχύτητα ροής, $\nu = \mu / \rho$ είναι η κινηματική συνεκτικότητα και L κάποιο χαρακτηριστικό μήκος (όπως π.χ. η υδραυλική ακτίνα της διατομής). Εάν ο αριθμός Reynolds της ροής υπερβεί κάποια κρίσιμη τιμή Re_c , τότε η ροή χαρακτηρίζεται ως τυρβώδης. Συγκεκριμένα εάν $Re < 500$ ($L = R = A/P$ η υδραυλική ακτίνα της διατομής), η ροή θεωρούμε ότι είναι στρωτή, εάν $Re > 4000$ (ο French, 1985, προτείνει 12500) είναι τυρβώδης και εάν $500 < Re < 4000$ (ή 12500) βρίσκεται σε μια μεταβατική κατάσταση.

Το δεύτερο αδιάστατο μονώνυμο που προκύπτει είναι ο λόγος των δυνάμεων αδράνειας προς

τις δυνάμεις βαρύτητας και ονομάζεται αριθμός Froude (Fr) της ροής

$$Fr = \frac{V}{\sqrt{gL}} \quad (3.6)$$

όπου V είναι η μέση ταχύτητα ροής, ενώ το χαρακτηριστικό μήκος $L=D=A/T$ ονομάζεται υδραυλικό βάθος της διατομής. Εάν ο αριθμός του Froude $Fr < 1$ η ροή ονομάζεται **υποκρίσιμη** (ποτάμια), εάν $Fr > 1$ η ροή ονομάζεται **υπερκρίσιμη** (χειμαρρώδης) και εάν $Fr = 1$ η ροή ονομάζεται **κρίσιμη**.

Σε ένα ορθογωνικό ανοικτό αγωγό με ελεύθερη επιφάνεια και βάθος ροής y , μεγάλου πλάτους πυθμένα b ($b > 5y$), η υδραυλική ακτίνα R και το υδραυλικό βάθος D είναι περίπου ίσα επειδή

$$R = \frac{A}{P} = \frac{by}{b + 2y} \approx y, D = \frac{A}{T} = \frac{by}{b} = y \quad (3.7)$$

και ο αριθμός Reynolds και Froude της ροής γράφονται

$$Re = \frac{VL}{\nu} = \frac{Vy}{\nu} \quad \text{και} \quad Fr = \frac{V}{\sqrt{gL}} = \frac{V}{\sqrt{gy}} \quad (3.8)$$

3.3 Ειδική Ενέργεια - Ειδική Δύναμη

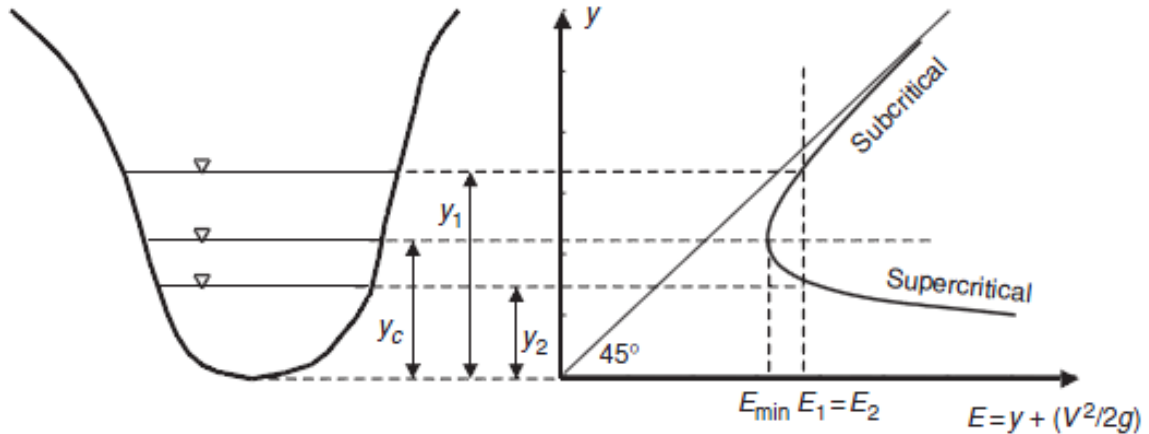
Σε αγωγό με ελεύθερη επιφάνεια και υδροστατική κατανομή της πίεσης στη διατομή, ορίζουμε σαν ειδική ενέργεια E της διατομής το ύψος ενέργειας πάνω από το υψόμετρο του πυθμένα, δηλαδή το άθροισμα του έργου της πίεσης και της κινητικής ενέργειας (Akan, 2006):

$$E = d_a \cos\theta + \alpha \frac{V^2}{2g} \quad (3.9)$$

όπου d_a είναι το εγκάρσιο βάθος ροής, V είναι η μέση χωρικά ταχύτητα στη διατομή, α είναι ο συντελεστής συνόρθωσης ή διόρθωσης της κινητικής ενέργειας και θ είναι η γωνία κλίσης του πυθμένα του αγωγού με την οριζόντια διεύθυνση. Στην περίπτωση που η κατά μήκος κλίση του αγωγού είναι μικρή ($\theta < 8^\circ$) οπότε και το εγκάρσιο βάθος d_a ταυτίζεται με το κατακόρυφο y , η εξίσωση της ειδικής ενέργειας E σαν συνάρτηση του βάθους ροής y για σταθερή (δεδομένη) παροχή Q δίνεται από την εξίσωση (3.10):

$$E(y) = y + \alpha \frac{V^2}{2g} = y + \alpha \frac{Q^2}{2gA^2} \quad (3.10)$$

Από το διάγραμμα της ειδικής ενέργειας (Σχήμα 3.1) προκύπτουν τα ακόλουθα συμπεράσματα:



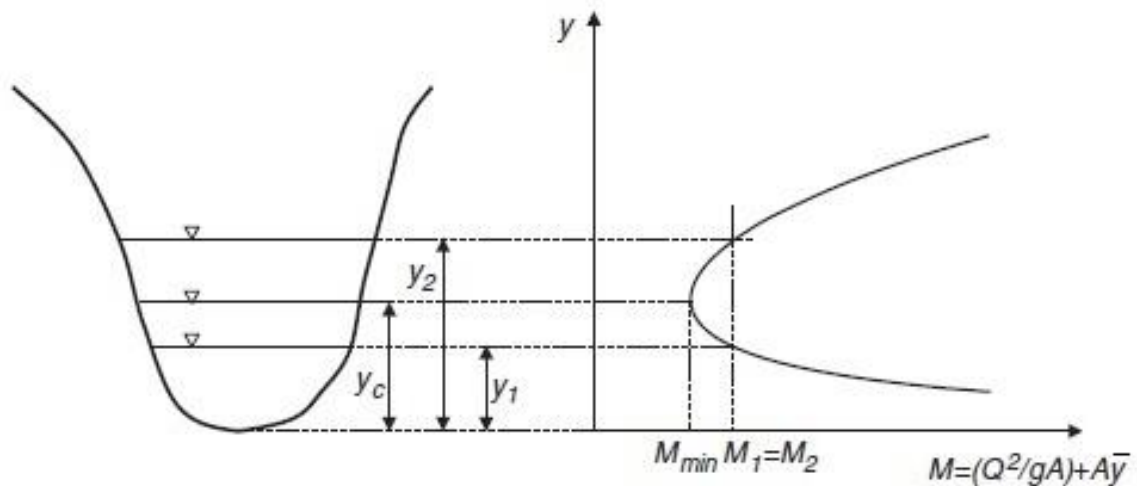
Σχήμα 3.1 Διάγραμμα ειδικής ενέργειας για σταθερή παροχή (Akan, 2006).

1. Υπάρχει ένα βάθος ροής που ονομάζεται κρίσιμο βάθος, $y=y_c$, για το οποίο η ειδική ενέργεια γίνεται ελάχιστη, $E=E_{min}$. Στην περίπτωση αυτή αποδεικνύεται ότι ο αριθμός Froude της ροής είναι μονάδα ($Fr = V/\sqrt{gD} = 1$).
2. Για κάθε δεδομένη παροχή και $E>E_{min}$ υπάρχουν δύο βάθη ροής που ονομάζονται εναλλακτά για τα οποία $E_1=E_2$. Όταν $y>y_c$ η ροή ονομάζεται υποκρίσιμη και ισχύει $Fr<1$ ενώ όταν $y<y_c$ η ροή ονομάζεται υπερκρίσιμη και ισχύει $Fr>1$.

Ορίζουμε σαν ειδική δύναμη M ή F_s μιας διατομής της ροής για σταθερή (δεδομένη) παροχή, την ορμή ανά μονάδα βάρους του ρευστού που εκφράζεται ως (εξίσωση 3.11):

$$M = \frac{Q^2}{gA} + A\bar{y} \quad (3.11)$$

όπου \bar{y} είναι το βάθος του κέντρου βάρους της υγρής διατομής. Από το διάγραμμα της ειδικής δύναμης (Σχήμα 3.2) προκύπτουν τα ακόλουθα συμπεράσματα:



Σχήμα 3.2 Διάγραμμα ειδικής δύναμης για σταθερή παροχή (Akan, 2006).

1. Υπάρχει ένα βάθος ροής για το οποίο η ειδική δύναμη είναι ελάχιστη, $M=M_{\min}$ που ονομάζεται κρίσιμο βάθος $y=y_c$. Στην περίπτωση αυτή αποδεικνύεται ότι $Fr=1$.
2. Για κάθε δεδομένη παροχή και $M>M_{\min}$ υπάρχουν δύο βάθη ροής που ονομάζονται συζυγή για τα οποία είναι $M_1=M_2$. Όταν $y>y_c$ η ροή είναι υποκρίσιμη και ισχύει $Fr<1$ ενώ όταν $y<y_c$ η ροή είναι υπερκρίσιμη και ισχύει $Fr>1$.

3.4 Διαστατική Ανάλυση

Σκοπός της διαστατικής ανάλυσης είναι ο ποιοτικός καθορισμός όλων εκείνων των παραμέτρων που επηρεάζουν το φαινόμενο της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό οξείας αιχμής με ανάντη υπερκρίσιμες και κατάντη υποκρίσιμες συνθήκες ροής.

Οι μεταβλητές που επηρεάζουν τις γραμμικές παραμέτρους στο φαινόμενο της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής σε πλήρως βυθισμένο καταβαθμό με ανάντη υπερκρίσιμες και κατάντη υποκρίσιμες συνθήκες ροής είναι οι παρακάτω:

- 1) το βάθος ροής ανάντη του καταβαθμού y_1 (υπερκρίσιμη ροή) με διαστάσεις L που εκφράζει το έργο πίεσης ανάντη,
- 2) το βάθος ροής κατάντη του καταβαθμού y_2 (υποκρίσιμη ροή) με διαστάσεις L που εκφράζει το έργο πίεσης κατάντη και τον τύπο του άλματος,

3) το κρίσιμο βάθος ροής y_c με διαστάσεις L που εκφράζει την διερχόμενη παροχή, το πλάτος του αγωγού καθώς και την ελάχιστη ειδική ενέργεια της ροής,

4) το ύψος του καταβαθμού d με διαστάσεις L που εκφράζει την δυναμική ενέργεια της ροής,

5) η επιτάχυνση της βαρύτητας g με διαστάσεις LT^{-2} που αντιπροσωπεύει τις δυνάμεις βαρύτητας,

6) η μέση χωρικά ταχύτητα ροής στη διατομή με βάθος y_1 ανάντη του καταβαθμού V_1 με διαστάσεις LT^{-1} που εκφράζει την κινητική ενέργεια της ροής εκεί,

όπου με L συμβολίζεται η διάσταση μήκους και T η διάσταση του χρόνου.

Το σύνολο των μεταβλητών είναι $n=6$ ενώ οι θεμελιώδεις διαστάσεις είναι δύο $m=2$ επομένως θα υπάρχουν $n-m=6-2=4$ αδιάστατα μονώνυμα που περιγράφουν το φαινόμενο.

Ως επαναλαμβανόμενες μεταβλητές επιλέχθηκαν οι μεταβλητές V_1 και y_1 που περιλαμβάνουν τις δύο θεμελιώδεις διαστάσεις ενώ τα τέσσερα αδιάστατα μονώνυμα θα έχουν τη μορφή:

Μονώνυμο Π_1 για το βάθος ροής κατάντη του καταβαθμού y_2

$$\Pi_1: \frac{y_2}{V_1^x y_1^y}$$

Μονώνυμο Π_2 για το κρίσιμο βάθος ροής y_c

$$\Pi_2: \frac{y_c}{V_1^x y_1^y}$$

Μονώνυμο Π_3 για το ύψος του καταβαθμού d

$$\Pi_3: \frac{d}{V_1^x y_1^y}$$

Μονώνυμο Π_4 για την επιτάχυνση της βαρύτητας g

$$\Pi_4: \frac{g}{V_1^x y_1^y}$$

Στη συνέχεια προσδιορίζονται οι εκθέτες των επαναλαμβανόμενων μεταβλητών από την επίλυση του συστήματος των θεμελιωδών διαστάσεων.

Για το μονώνυμο Π_1 είναι:

$$L=(LT^{-1})^x(L)^y \Rightarrow L=L^{x+y}T^{-x} \Rightarrow x=0 \quad y=1, \text{ επομένως}$$

$$\Pi_1: \frac{y_2}{y_1}$$

Ομοίως είναι για τα μονώνυμο Π_2 και Π_3 αφού οι εξεταζόμενες μεταβλητές έχουν την ίδια διάσταση μήκους με την μεταβλητή του μονωνύμου Π_1 :

$$\Pi_2: \frac{y_c}{y_1}$$

$$\Pi_3: \frac{d}{y_1}$$

Για το μονώνυμο Π_4 είναι:

$$LT^{-2}=(LT^{-1})^x(L)^y \Rightarrow LT^{-2}=L^{x+y}T^{-x} \Rightarrow x=2 \quad y=-1, \text{ επομένως}$$

$$\Pi_4: \frac{g}{V_1^2 y_1^{-1}} = \frac{g y_1}{V_1^2} = \frac{1}{Fr_1^2}$$

όπου ο αριθμός Froude Fr_1 αναφέρεται στη διατομή που βρίσκεται στο χείλος του καταβαθμού με βάθος ροής y_1 .

Από την ανωτέρω διαστατική ανάλυση το φαινόμενο μπορεί να περιγραφεί από την εξίσωση (3.12):

$$f(\Pi_1, \Pi_2, \Pi_3, \Pi_4) = 0 \Rightarrow f\left(\frac{y_2}{y_1}, \frac{y_c}{y_1}, \frac{d}{y_1}, \frac{1}{Fr_1^2}\right) = 0 \Rightarrow f\left(\frac{y_2}{y_1}, \frac{y_c}{y_1}, \frac{d}{y_1}, Fr_1\right) = 0 \quad (3.12)$$

Από την ανωτέρω ανάλυση προέκυψε ότι οι παράμετροι που επηρεάζουν το υπό διερεύνηση πρόβλημα είναι το ανάντη βάθος y_1 , το κατάντη βάθος y_2 , το κρίσιμο βάθος y_c , ο αριθμός Froude της υπερκρίσιμης ροής Fr_1 και το ύψος του καταβαθμού d . Το πλάτος του καναλιού δεν επηρεάζει τις μετρήσεις διότι παραμένει σταθερό καθόλη τη διάρκεια της πειραματικής διαδικασίας ενώ η διερχόμενη παροχή υπεισέρχεται στο κρίσιμο βάθος. Επιπλέον αμελείται η συνεισφορά του αριθμού Reynolds λόγω των μεγάλων τιμών του στις πειραματικές μετρήσεις (τυρβώδης ροή) καθώς και τα φαινόμενα επιφανειακής τάσης.

3.5 Μονοδιάστατη Ανάλυση Ροής σε Αγωγό με Βυθισμένο Καταβαθμό

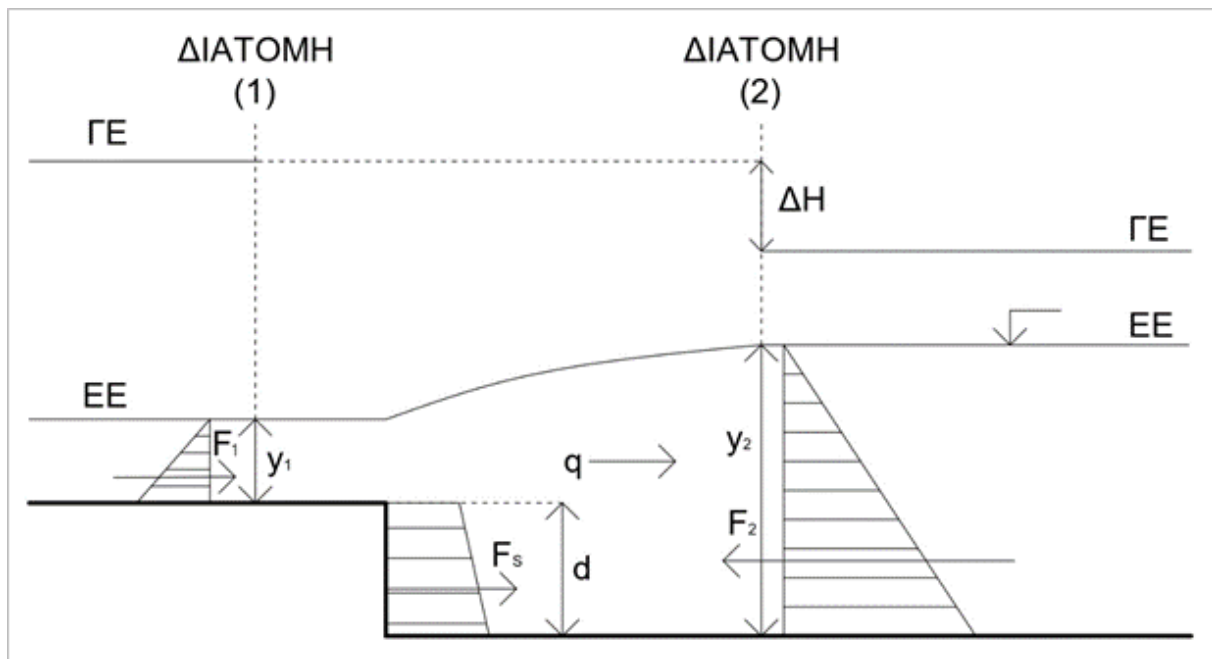
Θεωρούμε οριζόντιο ορθογωνικό ανοικτό αγωγό με πλάτος πυθμένα b όπου σε τυχαία θέση υπάρχει κατακόρυφη πτώση οξείας αιχμής του πυθμένα του αγωγού ύψους d . Ανάντη του καταβαθμού επικρατούν συνθήκες υπερκρίσιμης ροής με βάθος y_1 , μεταφέροντας νερό με ειδική παροχή q ($q=Q/b$, όπου Q είναι η παροχή όγκου νερού) ενώ κατόντη η ροή είναι υποκρίσιμη με βάθος y_2 . V_1 και V_2 είναι οι μέσες χωρικά ταχύτητες ροής στην διατομή υπερκρίσιμης ροής (1) και στην διατομή υποκρίσιμης ροής (2) αντίστοιχα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.3.

Η μονοδιάστατη εξίσωση συνέχειας διατυπώνεται ως:

$$q = y_1 V_1 = y_2 V_2 \quad (3.13)$$

Με εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ορμής (ποσότητας της κίνησης) κατά την κύρια διεύθυνση της ροής και στον πεπερασμένο όγκο αναφοράς που ορίζεται από την ανάντη διατομή ομοιόμορφης υπερκρίσιμης ροής (1) με βάθος y_1 και την κατόντη διατομή ομοιόμορφης υποκρίσιμης ροής (2) με βάθος y_2 , αμελώντας τις δυνάμεις λόγω των διαμηθικών τάσεων στον πυθμένα και στα κατακόρυφα τοιχώματα του αγωγού λόγω του μικρού μήκους και με υπόθεση ομοιόμορφης καθ' ύψος κατανομής της ταχύτητας (οι συντελεστές διόρθωσης της ποσότητας κίνησης θεωρούνται μονάδα στις διατομές (1) και (2), $\beta_1=\beta_2=1$) προκύπτει η εξίσωση:

$$\begin{aligned} \Sigma \vec{F} &= \vec{F}_p + \vec{F}_\tau + \vec{F}_g = - \sum_i \beta_i \rho_i Q_i \vec{V}_i \Rightarrow \\ &\Rightarrow F_1 + F_s - F_2 = -\rho(-q)V_2 - \rho q V_1 \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{1}{2} \rho g y_1^2 + F_s - \frac{1}{2} \rho g y_2^2 = \rho q (V_2 - V_1) \end{aligned} \quad (3.14)$$



Σχήμα 3.3 Όγκος αναφοράς για την εφαρμογή των μονοδιάστατων εξισώσεων ποσότητας κίνησης και ενέργειας.

όπου ρ είναι η πυκνότητα του νερού, g η επιτάχυνση της βαρύτητας και F_1 , F_2 , F_s είναι οι ανά μονάδα πλάτους δυνάμεις που ασκούνται λόγω της πίεσης του νερού στις διατομές ομοιόμορφης ροής (1), (2) και στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού αντίστοιχα.

Για τον υπολογισμό της δύναμης F_s θα πρέπει να γίνει μία υπόθεση για την κατανομή της πίεσης του νερού επί του κατακόρυφου μετώπου του καταβαθμού. Υποθέτουμε ότι η κατανομή της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού είναι υδροστατική διορθωμένη όμως με ένα συντελεστή διόρθωσης πίεσης k λόγω της καμπυλότητας των γραμμών ροής στην περιοχή του καταβαθμού που οφείλεται στην κεντρομόλο επιτάχυνση και δείχνει την απόκλιση της πραγματικής τιμής της πίεσης από την υποτιθέμενη υδροστατική κατανομή. Ο συντελεστής k ορίζεται ως ο λόγος της δύναμης F_s που υπολογίζεται από την εξίσωση (3.14) προς τη δύναμη F_p που προκύπτει από την υποτιθέμενη υδροστατική κατανομή της πίεσης, (Ohtsu and Yasuda, 1991):

$$k = \frac{F_s}{F_p} \quad (3.15)$$

Οπότε για την συνολική δύναμη F_s που ασκείται στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού

ισχύει $F_s = k\rho g d(y_1 + 0.5d)$, για όλες τις περιπτώσεις αλμάτων εκτός του A jump, ενώ στην περίπτωση του A jump ισχύει $F_s = k\rho g d(y_2 - 0.5d)$. Επιλύοντας την εξίσωση (3.14) ως προς k προκύπτουν οι εξισώσεις:

$$k = \frac{q(V_2 - V_1) - 0.5g(y_1^2 - y_2^2)}{gd\left(y_1 + \frac{d}{2}\right)}, \quad \text{για όλα τα άλματα πλην του A jump} \quad (3.16\alpha)$$

$$k = \frac{q(V_2 - V_1) - 0.5g(y_1^2 - y_2^2)}{gd\left(y_2 - \frac{d}{2}\right)}, \quad \text{για το A jump} \quad (3.16\beta)$$

Οι παραπάνω ρητές εξισώσεις χρησιμοποιήθηκαν για τον θεωρητικό υπολογισμό του συντελεστή διόρθωσης της πίεσης για τον τύπο άλματος που κάθε φορά μελετούνταν, χρησιμοποιώντας ως δεδομένα τα βάθη που μετρήθηκαν ανάντη και κατόντη του άλματος και την παροχή. Εναλλακτικά η εξίσωση (3.16α) για τα άλματα τύπου minimum B jump, B jump, Wave train και Wave jump μπορεί να διατυπωθεί με την παρακάτω μορφή:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}\gamma y_1^2 + k\gamma d\left(y_1 + \frac{d}{2}\right) - \frac{1}{2}\gamma y_2^2 &= \rho q(V_2 - V_1) \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{2}gy_1^2 + kgd\left(y_1 + \frac{d}{2}\right) - \frac{1}{2}gy_2^2 &= \frac{q^2}{y_2} - \frac{q^2}{y_1} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{1}{2}gy_1^2 + kgd\left(y_1 + \frac{d}{2}\right) - \frac{1}{2}gy_2^2 &= gFr_1^2 y_1^3 \left(\frac{1}{y_2} - \frac{1}{y_1}\right) \Rightarrow \\ \Rightarrow Fr_1^2 &= \frac{\frac{y_1^2}{2} + kdy_1 + \frac{kd^2}{2} - \frac{y_2^2}{2}}{y_1^3 \left(\frac{1}{y_2} - \frac{1}{y_1}\right)} = \frac{y_1 y_2 (y_1^2 + 2kdy_1 + kd^2 - y_2^2)}{2y_1^3 (y_1 - y_2)} \Rightarrow \\ \Rightarrow Fr_1^2 &= \frac{(y_2/y_1)(y_1^2 + 2kdy_1 + kd^2 - y_2^2)}{2y_1(y_1 - y_2)} = \frac{(1/y_1)(y_1^2 + 2kdy_1 + kd^2 - y_2^2)}{2y_1\left(\frac{y_1}{y_2} - 1\right)} \Rightarrow \end{aligned}$$

$$\Rightarrow Fr_1^2 = \frac{y_1^2 + 2kdy_1 + kd^2 - y_2^2}{2y_1^2 \left(\frac{1}{\frac{y_2}{y_1}} - 1 \right)} \Rightarrow Fr_1^2 = \frac{\left(\frac{y_2}{y_1} \right)^2 - 2k \left(\frac{d}{y_1} \right) - k \left(\frac{d}{y_1} \right)^2 - 1}{2 \left(1 - \frac{1}{\frac{y_2}{y_1}} \right)}$$

$$\Rightarrow Fr_1^2 = \frac{Y^2 - 2kS - kS^2 - 1}{2 \left(1 - \frac{1}{Y} \right)} \Rightarrow Fr_1^2 = \frac{Y(Y^2 - 2kS - kS^2 - 1)}{2(Y - 1)} \quad (3.17\alpha)$$

όπου είναι $Y=y_2/y_1$ και $S=d/y_1$.

Όμοια η εξίσωση (3.16β) για το άλμα τύπου A jump μπορεί να διατυπωθεί ως:

$$\frac{1}{2}\gamma y_1^2 + k\gamma d \left(y_2 - \frac{d}{2} \right) - \frac{1}{2}\gamma y_2^2 = \rho q(V_2 - V_1) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2}gy_1^2 + kgd \left(y_2 - \frac{d}{2} \right) - \frac{1}{2}gy_2^2 = \frac{q^2}{y_2} - \frac{q^2}{y_1} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{2}gy_1^2 + kgd \left(y_2 - \frac{d}{2} \right) - \frac{1}{2}gy_2^2 = gFr_1^2 y_1^3 \left(\frac{1}{y_2} - \frac{1}{y_1} \right) \Rightarrow$$

$$\Rightarrow Fr_1^2 = \frac{\frac{y_1^2}{2} + kdy_2 - \frac{kd^2}{2} - \frac{y_2^2}{2}}{y_1^3 \left(\frac{1}{y_2} - \frac{1}{y_1} \right)} = \frac{y_1 y_2 (y_1^2 + 2kdy_2 - kd^2 - y_2^2)}{2y_1^3 (y_1 - y_2)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow Fr_1^2 = \frac{y_2 (y_1^2 + 2kdy_2 - kd^2 - y_2^2)}{2y_1^2 (y_1 - y_2)} = \frac{y_1^2 + 2kdy_2 - kd^2 - y_2^2}{2y_1^2 \left(\frac{y_1}{y_2} - 1 \right)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow Fr_1^2 = \frac{y_1^2 + 2kdy_2 - kd^2 - y_2^2}{2y_1^2 \left(\frac{1}{\frac{y_2}{y_1}} - 1 \right)} = \frac{\left(\frac{y_2}{y_1} \right)^2 - \frac{2kdy_2}{y_1^2} + k \left(\frac{d}{y_1} \right)^2 - 1}{2 \left(1 - \frac{1}{\frac{y_2}{y_1}} \right)} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow Fr_1^2 = \frac{Y^2 - 2kSY + kS^2 - 1}{2 \left(1 - \frac{1}{Y} \right)} \Rightarrow Fr_1^2 = \frac{Y(Y^2 - 2kSY + kS^2 - 1)}{2(Y - 1)} \quad (3.17\beta)$$

Με την παραδοχή της υδροστατικής κατανομής της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού, οι εξισώσεις (3.17α) και (3.17β) συσχετίζονται: (i) τον λόγο $Y=y_2/y_1$ του βάθους κατάντη (tailwater) προς το ανάντη βάθος, (ii) τον αριθμό Froude Fr_1 της υπερκρίσιμης ροής ανάντη του καταβαθμού, (iii) το σχετικό ύψος του καταβαθμού $S=d/y_1$ και (iv) τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k . Οι παραπάνω πεπλεγμένες εξισώσεις ως προς $Y=y_2/y_1$ (είναι χρήσιμες για τον θεωρητικό υπολογισμό του Y όταν είναι γνωστά τα υπόλοιπα μεγέθη. Οι γενικές εξισώσεις (3.17α) και (3.17β) για $k=1$ είναι ίδιες με τις σχέσεις του Hager (1985), p. 861, για το B jump και το A jump αντίστοιχα. Από τις εξισώσεις (3.17α) και (3.17β) για $S=0$ (άλμα χωρίς παρουσία καταβαθμού) προκύπτει η εξίσωση $Fr_1^2 = Y(Y + 1)/2$, που ουσιαστικά πρόκειται για την σχέση του Belanger (1828) για τον υπολογισμό του λόγου των συζυγών βαθών συναρτήσει του αριθμού Fr_1 στο κλασσικό υδραυλικό άλμα διατυπωμένη σε εναλλακτική μορφή.

Σχετικά με τις απώλειες ενέργειας ΔH λόγω της παρουσίας του καταβαθμού, αυτές μπορούν να υπολογιστούν από την μονοδιάστατη εξίσωση διατήρησης της ενέργειας (εξίσωση 3.18) μεταξύ των διατομών (1) και (2) με την υπόθεση ότι ο συντελεστής διόρθωσης της κινητικής ενέργειας α είναι μονάδα ($\alpha_1=\alpha_2=1$) οπότε προκύπτει (Σχήμα 3.3):

$$H_1 = H_2 + \Delta H \Rightarrow \Delta H = H_1 - H_2 = d + y_1 + V_1^2/2g - y_2 - V_2^2/2g \quad (3.18)$$

όπου H_1 και H_2 , είναι το συνολικό ενεργειακό φορτίο στις διατομές (1) και (2) αντίστοιχα.

Επίσης ισχύει η εξίσωση:

$$Fr^2 = \frac{V^2}{gy} = \left(\frac{V^2}{gy_c}\right) \left(\frac{y_c}{y}\right) \quad (3.19)$$

Η εξίσωση συνέχειας γράφεται,:

$$Vy = V_c y_c \Rightarrow V = \frac{V_c y_c}{y} \quad (3.20)$$

οπότε αν συνδυάσουμε τις εξισώσεις (3.19) και (3.20) προκύπτει η εξίσωση:

$$Fr^2 = \left(\frac{V^2}{gy_c}\right) \left(\frac{y_c}{y}\right) = \frac{V_c^2 y_c^2}{gy_c y^2} \frac{y_c}{y} = \left(\frac{y_c}{y}\right)^3 \quad (3.21)$$

ή εναλλακτικά:

$$Fr = \left(\frac{y_c}{y}\right)^{3/2} \quad (3.22)$$

Επομένως στη διατομή με βάθος ροής y_1 είναι $Fr_1 = (y_c/y_1)^{3/2}$, όπου y_c είναι το κρίσιμο βάθος, η ανωτέρω εξίσωση (3.18) μπορεί να γραφεί σε αδιάστατη μορφή ως:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta H}{y_c} &= \frac{d}{y_c} + \frac{y_1}{y_c} + \frac{V_1^2 y_1}{2gy_1 y_c} - \frac{y_2}{y_c} - \frac{V_2^2 y_2}{2gy_2 y_c} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{\Delta H}{y_c} &= \frac{d}{y_c} + Fr_1^{-2/3} + \frac{1}{2} Fr_1^2 \frac{1}{Fr_1^{2/3}} - Fr_2^{-2/3} - \frac{1}{2} Fr_2^2 \frac{1}{Fr_2^{2/3}} \Rightarrow \\ \Rightarrow \frac{\Delta H}{y_c} &= \frac{d}{y_c} + Fr_1^{-2/3} + \frac{1}{2} Fr_1^{4/3} - Fr_2^{-2/3} - \frac{1}{2} Fr_2^{4/3} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Από την εξίσωση (3.23), είναι δυνατό να υπολογίζονται ο λόγος των αδιάστατων απωλειών ενέργειας προς το κρίσιμο βάθος αν είναι γνωστά τα βάθη ροής y_1 και y_2 ανάντη και κατόντη του καταβαθμού και η παροχή. Η ανωτέρω ανάλυση βοηθάει εκτός από την παραγωγή

χρήσιμων εξισώσεων σε αδιάστατους όρους για τον υπολογισμό του συντελεστή διόρθωσης της πίεσης και των απωλειών ενέργειας και στην επιλογή των κατάλληλων αδιάστατων μονωνύμων που επηρεάζουν το φαινόμενο και την απεικόνισή τους σε σχετικά διαγράμματα σε επόμενο κεφάλαιο, για την εξαγωγή συμπερασμάτων σχετικών με τη φυσική της ροής που μελετάται στην παρούσα διατριβή.

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

4. ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΤΑΞΗ-ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΗ ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ

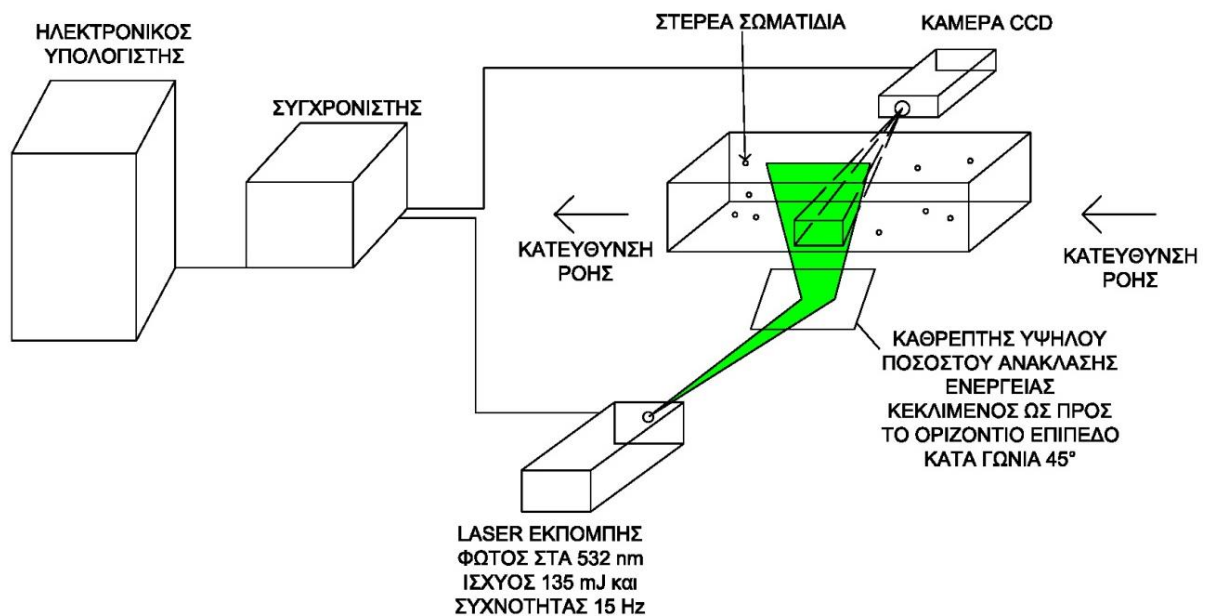
4.1 Περιγραφή Πειραματικής Διάταξης

Οι πειραματικές μετρήσεις διεξήχθησαν σε υφιστάμενη διώρυγα του Εργαστηρίου Εφαρμοσμένης Υδραυλικής της Σχολής Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π. μήκους 10.50 m και ορθογωνικής διατομής διαστάσεων πλάτους 0.255 m και ύψους 0.50 m με οριζόντιο πυθμένα. Είναι κατασκευασμένη από χάλυβα και γυαλί και στηρίζεται ως συνεχής δοκός με ύψος πυθμένα που απέχει 1.48 m από το δάπεδο. Ο πυθμένας είναι μεταλλικός ενώ τα πλευρικά τοιχώματα είναι από γυαλί χωνευτό σε χαλύβδινες εσοχές, έτσι ώστε μήκος 0.10 m από χάλυβα να διαδέχεται μήκος 1.30 m γυαλιού εναλλάξ. Ο πυθμένας είναι οριζόντιος και τα πλευρικά τοιχώματα κάθετα στο επίπεδο του πυθμένα.

Η διώρυγα τροφοδοτούνταν από τις δεξαμενές σταθερού φορτίου του εργαστηρίου. Δεδομένου όμως ότι το πεδίο ταχυτήτων θα μετρούνταν με τη μέθοδο PIV (particle image velocimetry) και έπρεπε να γίνει τοποθέτηση πιεζομέτρων, ήταν αναγκαίο να γίνουν οι εξής μετατροπές στη διώρυγα. (1) Η ροή έπρεπε να γίνει με ανακυκλοφορία, δεδομένου ότι σφαιρικά σωματίδια 10 μm έπρεπε να προστεθούν στο νερό για τη χρήση της μεθόδου PIV. (2) Επίσης, στην περιοχή μετρήσεων της ταχύτητας με PIV έπρεπε ο χαλύβδινος πυθμένας να αντικατασταθεί με διαφανές υλικό έτσι ώστε να διέρχεται η ακτινοβολία laser υπό μορφή κατακόρυφου φύλλου πάχους 1 mm από τον πυθμένα. (3) Οι πλευρικοί υαλοπίνακες της διώρυγας είχαν φθορές και έπρεπε να αντικατασταθούν με νέους από θερμικά επεξεργασμένο γυαλί για καλύτερη διαφάνεια στις μετρήσεις με PIV. (4) Στην περιοχή του καταβαθμού έπρεπε να τοποθετηθούν πιεζόμετρα (ανάντη, μέτωπο και κατάντη) για τη μέτρηση του πεδίου πίεσης.

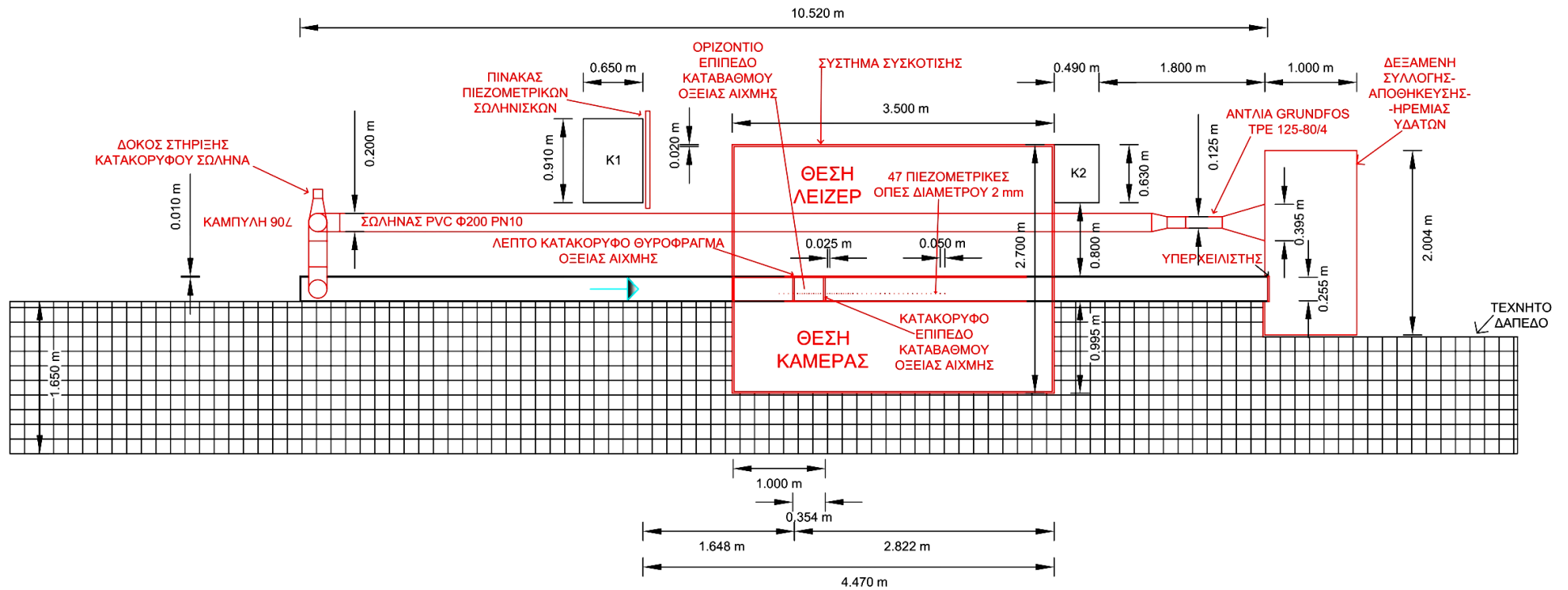
Με βάση τα παραπάνω αποφασίστηκε αντικατάσταση του πυθμένα της διώρυγας με plexiglass σε μήκος 2.63 m, δύο ζευγών πλευρικών υαλοπινάκων με θερμικά επεξεργασμένο γυαλί και τοποθέτηση καταβαθμού μήκους 1 m και ύψους 0.10 m από plexiglass εντός της διώρυγας. Κατά μήκος του καταβαθμού, του μετώπου πτώσης και του πυθμένα της διώρυγας ανοίχτηκαν οπές 2 mm για εγκατάσταση πιεζομέτρων. Επειδή η διάταξη laser παρείχε οριζόντιο φύλλο ακτινοβολίας, ήταν αναγκαίο να του αλλάξουμε την κατεύθυνση σε κατακόρυφο με τη χρήση

καθρέπτη τοποθετημένου υπό γωνία 45° κάτω από τον διαφανή πυθμένα της διώρυγας. Η διώρυγα εκτέλεσης των πειραματικών μετρήσεων και η τεχνική PIV φαίνεται σχηματικά στο διάγραμμα του Σχήματος 4.1.

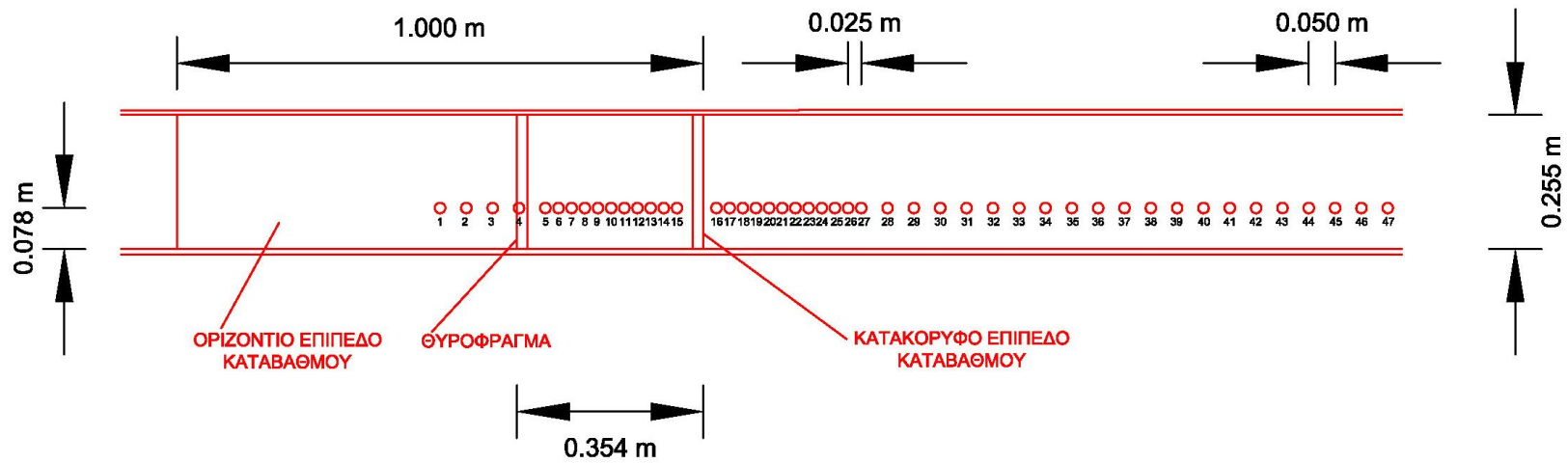


Σχήμα 4.1 Σχηματική διάταξη της διώρυγας και της τεχνικής PIV.

Για την υλοποίηση όλων των απαραίτητων εργασιών και μετατροπών εκπονήθηκαν αναλυτικά σχέδια της διώρυγας με το πρόγραμμα γενικής σχεδίασης AutoCAD. Στα Σχήματα 4.2, 4.3, 4.4, 4.5 και 4.6 παρουσιάζονται τα σχέδια (κάτοψη, κατά μήκος τομή, εγκάρσια τομή και λεπτομέρεια της διώρυγας) που εκπονήθηκαν για την υλοποίηση όλων των εργασιών στην διώρυγα, όπου οι νέες κατασκευές-παρεμβάσεις επισημαίνονται με κόκκινο χρωματισμό. Επίσης πραγματοποιήθηκε αναλυτικός υδραυλικός υπολογισμός του συστήματος ανακυκλοφορίας (υπολογισμός απαιτούμενης μέγιστης παροχής και μανομετρικού ύψους αντλίας, απαιτούμενος ωφέλιμος όγκος δεξαμενής). Παρακάτω παρατίθεται φωτογραφικό υλικό όλων των κατασκευών-παρεμβάσεων στην διώρυγα. Η διάταξη ανακυκλοφορίας, οι μετατροπές στη διώρυγα και το σύστημα σκίασης της περιοχής μετρήσεων χρηματοδοτήθηκαν από το Ίδρυμα Ευγενίδου τον Ιούνιο του 2016.



Σχήμα 4.2 Κάτοψη της διώρυγας.



Σχήμα 4.5 Κάτοψη τμήματος της διώρυγας όπου εμφανίζεται η θέση των πιεζομετρικών οπών με αρίθμηση 1 έως 47 στο οριζόντιο επίπεδο ανάντη του καταβαθμού και στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού για την μέτρηση του ύψους πίεσης.

4.1.1 Σύστημα ανακυκλοφορίας-παρεμβάσεις στην διώρυγα

Το σύστημα ανακυκλοφορίας κατασκευάστηκε εξ' αρχής για την τροφοδοσία της διώρυγας με την απαιτούμενη παροχή και τα αιωρούμενα σωματίδια για την μέτρηση της ταχύτητας με PIV και αποτελείται από τα εξής τμήματα: δεξαμενή, αντλία, σωλήνα μεταφοράς και διάταξη καταστροφής ενέργειας κατά την είσοδο στη διώρυγα. Η δεξαμενή (Εικόνα 4.1) είναι τοποθετημένη στην εκροή της διώρυγας και έχει διαστάσεις 2.00 m X 1.00 m, ύψος 1.32 m και ωφέλιμο όγκο νερού 2.65 m³. Στη δεξαμενή συνδέεται η αντλία κατακόρυφου άξονα, με μεταβλητό αριθμό στροφών του κινητήρα, μέγιστη παροχή 40 L/s και μανομετρικό ύψος 5 m με αντικραδασμικό σύνδεσμο στα κατάντη (Εικόνα 4.2 αριστερά). Για την ρύθμιση της παροχής τοποθετήθηκε και ρυθμίστηκε ηλεκτρονικό γραμμικό ποτενσιομέτρο αντίστασης 10 ΚΩ. Στο σύνδεσμο συνδέεται σωλήνας PVC ονομαστικής διαμέτρου Φ200 και πίεσης 10 Atm για τη μεταφορά του νερού στο ανάντη άκρο της διώρυγας με κατακόρυφη είσοδο (Εικόνα 4.2 δεξιά). Στο ανάντη άκρο της διώρυγας τοποθετήθηκε διάταξη αποτελούμενη από σπογγώδες σύρμα, εκτροπείς ροής και σύστημα παράλληλων πλακών στη διεύθυνση της διώρυγας σε μήκος περίπου 1 m (Εικόνα 4.3) για την καταστροφή ενέργειας κατά την είσοδο στη διώρυγα, μείωση της τύρβης και εξάλειψη κατά το δυνατό των φυσαλίδων αέρα, παράγοντα κρίσιμου για την ασφαλή λειτουργία της κάμερας CCD του συστήματος PIV.



Εικόνα 4.1 Δεξαμενή νερού τροφοδοσίας της διώρυγας.



Εικόνα 4.2 Αντλία και αντικραδασμικός σύνδεσμος (αριστερά), αγωγός μεταφοράς νερού - είσοδος στη διώρυγα (δεξιά).

Ο μεταλλικός πυθμένας της διώρυγας σε μήκος 2.63 m κατόντη του καταβαθμού αντικαταστάθηκε με νέα διαφανή τμήματα από plexiglass πάχους 10 mm με 32 πιεζομετρικές οπές διαμέτρου 2 mm, τοποθετημένες έκκεντρα (Σχήμα 4.5) ως προς τον άξονα της διώρυγας σε απόσταση από το κατακόρυφο τοίχωμα 7.75 cm προκειμένου να είναι δυνατή η διέλευση της δέσμης laser του συστήματος PIV για την μέτρηση του πεδίου ταχυτήτων στο κατακόρυφο αξονικό επίπεδο της διώρυγας, (Εικόνα 4.4). Οι οπές απείχαν μεταξύ τους 2.5 cm κοντά στην περιοχή του καταβαθμού και 5 cm μακρύτερα. Το plexiglass παρουσιάζει συντελεστή ανάκλασης φωτός περίπου 4%, τιμή ιδιαίτερα χαμηλή για τον περιορισμό των ανακλάσεων της δέσμης laser και την λήψη ποιοτικών εικόνων. Τα πλευρικά κατακόρυφα γυάλινα τοιχώματα αντικαταστάθηκαν με νέα κρύσταλλα πάχους 10 mm θερμικά κατεργασμένα και εξαιρετικής καθαρότητας προκειμένου να είναι δυνατή η λήψη ευκρινών εικόνων που αποτυπώνουν τις

θέσεις των αιωρούμενων στερεών σωματιδίων, που είναι παράγοντας μείζονος σημασίας για την ακρίβεια των πειραματικών μετρήσεων (Εικόνα 4.4).



Εικόνα 4.3 Διάταξη εισόδου της ροής στη διώρυγα.



Εικόνα 4.4 Αντικατάσταση τμήματος του αδιαφανούς πυθμένα της διώρυγας με διαφανή και των παλαιών κατακόρυφων υαλοπινάκων της διώρυγας με νέους υαλοπίνακες εξαιρετικής καθαρότητας και αντοχής.

Ο καταβαθμός οξείας αιχμής ύψους 10.3 cm από plexiglass (Εικόνα 4.5) έχει μήκος 1 m και απέχει 4.80 m από το κατάντη άκρο της διώρυγας. Φέρει 15 πιεζομετρικές οπές διαμέτρου 2 mm στο οριζόντιο τμήμα του σε απόσταση μεταξύ τους 2.5 cm κοντά στην πτώση και 5 cm μακρύτερα, (Σχήμα 4.5), ενώ στο κατακόρυφο μέτωπο υπάρχουν τρεις πιεζομετρικές οπές σε απόσταση 20, 45 και 70 mm από τον πυθμένα (Σχήμα 4.6 και Εικόνα 4.5), τοποθετημένες έκκεντρα ως προς τον άξονα της διώρυγας σε απόσταση 7.75 cm από το κατακόρυφο τοίχωμα. Στο Σχήμα 4.5 παρουσιάζεται η θέση και η αρίθμηση των πιεζομετρικών οπών τόσο στο οριζόντιο επίπεδο του καταβαθμού όσο και στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού. Στο Σχήμα 4.6, παρουσιάζεται η θέση και η αρίθμηση των τριών πιεζομετρικών οπών, K1, K2 και K3 στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού όπου η οπή K1 βρίσκεται στην υψηλότερη θέση, η οπή K2 στην ενδιάμεση η οπή K3 στη χαμηλότερη θέση ως προς τον πυθμένα της διώρυγας.



Εικόνα 4.5 Καταβαθμός οξείας αιχμής μήκους 1 m και ύψους 10.3 cm όπου φαίνονται οι τρεις πιεζομετρικές οπές στο μέτωπο και οι σωλήνες από τα πιεζόμετρα στον πυθμένα της διώρυγας.

Η μέτρηση της πίεσης στον καταβαθμό, στο μέτωπο και τον πυθμένα γίνονταν από τις πιεζομετρικές σπές διαμέτρου 2 mm και μήκους 6 mm. Στο υπόλοιπο πάχος του plexiglass η σπή διευρύνονταν και βιδώνονταν ταχυσύνδεσμος όπου τοποθετούνταν διαφανής, εύκαμπος σωλήνας εσωτερικής διαμέτρου 6 mm, το άλλο άκρο του οποίου στερεώνονταν στον ταχυσύνδεσμο του πίνακα των πιεζομετρικών σωλήνων από γυαλί (Εικόνα 4.6). Οι κατακόρυφοι πιεζομετρικοί σωλήνες ήταν τοποθετημένοι σε πίνακα με κλίμακα ανάγνωσης σε ευκρινή θέση πίσω από αυτούς.



Εικόνα 4.6 Πίνακας πιεζομετρικών σωλήνων για την μέτρηση του ύψους πίεσης ανάντη, κατόντη και στο μέτωπο του καταβαθμού (κάλυψη περιοχής υδραυλικού άλματος).

4.1.2 Βοηθητικές κατασκευές

Σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε διάταξη στήριξης της συσκευής laser και της μονάδας ισχύος και ψύξης του laser (Εικόνα 4.7) που αποτελούν τμήμα του συστήματος PIV της DANTEC. Η κατασκευή παρέχει δυνατότητα κατακόρυφης μετακίνησης του οριζοντίου

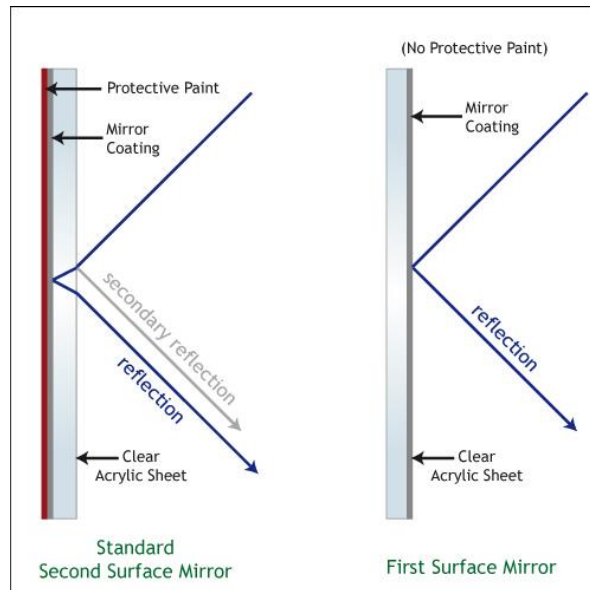
επιπέδου όπου εδράζεται η συσκευή Laser ώστε να είναι δυνατή η μετακίνηση του φύλλου φωτισμού (light sheet) σε κατακόρυφα επίπεδα παράλληλα προς το κατακόρυφο αξονικό επίπεδο της διώρυγας.



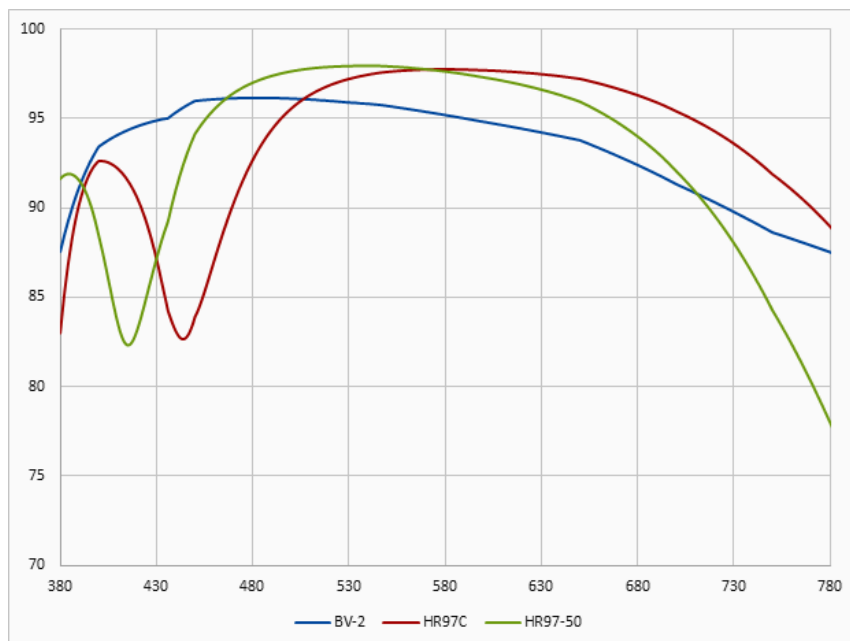
Εικόνα 4.7 Διάταξη στήριξης laser και μονάδας ισχύος-ψύξης.

Η ανακατεύθυνση του φύλλου ακτινοβολίας laser ήταν απαραίτητη από την οριζόντια σε κατακόρυφη διεύθυνση (ανάκλαση σε γωνία 90°) για το φωτισμό του κατακόρυφου αξονικού επιπέδου της ροής όπου πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις ταχύτητας. Χρησιμοποιήθηκε καθρέπτης υψηλού ποσοστού ανάκλασης (First Surface Mirror HR97C) διαστάσεων 500 mm X 100 mm, πάχους 6 mm με οπτική "τραχύτητα" $\lambda/4$ ($\lambda=532$ nm), στον οποίο η επαργυρωμένη επιφάνεια βρίσκεται στην πρόσθια και όχι στην πίσω επιφάνεια του γυαλιού όπως στους κοινούς καθρέπτες. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα: (i) το μηδενισμό του φαινομένου της δευτερεύουσας ανάκλασης ("ghost effect", Σχήμα 4.7) και (ii) τη μείωση των απωλειών ενέργειας της δέσμης laser με το ποσοστό ανάκλασης να προσεγγίζει την τιμή 97% στα 532

νη που παρέχει το laser του συστήματος PIV όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.8 (κόκκινη καμπύλη). Σχεδιάστηκε και κατασκευάστηκε διάταξη στήριξης του καθρέπτη (Εικόνα 4.8) που παρέχει τη δυνατότητα μεταβολής της γωνίας του καθρέπτη με το οριζόντιο επίπεδο, ενώ παρέχει τη δυνατότητα μετακίνησης του καθρέπτη κατά μήκος του άξονα της διώρυγας με σκοπό την μέτρηση του πεδίου ταχύτητας σε διαφορετικές περιοχές του πεδίου ροής.



Σχήμα 4.7 Σύγκριση λειτουργίας κοινού καθρέπτη και καθρέπτη ανάκλασης πρόσθιας επιφάνειας (Abrisa Technologies).



Σχήμα 4.8 Ποσοστό ανακλώμενης ενέργειας σε σχέση με το μήκος κύματος του φωτός και τον τύπο καθρέπτη (παρούσα περίπτωση: κόκκινη καμπύλη, Abrisa Technologies).



Εικόνα 4.8 Καθρέπτης υψηλού ποσοστού ανάκλασης και διάταξη στήριξής του.

Για λόγους ασφάλειας του προσωπικού του εργαστηρίου καθώς και για την λήψη ευκρινών φωτογραφιών από την κάμερα CCD, τμήμα του συστήματος PIV, απαιτούνταν συσκότιση του τμήματος της διώρυγας όπου γίνονταν οι πειραματικές μετρήσεις. Για αυτό τον λόγο σχεδιάστηκε και τοποθετήθηκε σύστημα συσκότισης διαστάσεων 3.50 m x 2.70 m x 3.40 m από υλικό που είναι πρακτικά αδιαπέρατο από το φυσικό ή τεχνητό φωτισμό και την ακτινοβολία laser (Εικόνα 4.9).



Εικόνα 4.9 Σύστημα συσκότισης του τμήματος πειραματικών μετρήσεων της διώρυγας.

Τέλος πραγματοποιήθηκαν εργασίες συντήρησης στις κατασκευές ελέγχου της ροής του θυροφράγματος ανάντη και του υπερχειλιστή κατόντη του καταβαθμού κατασκευασμένων από plexiglass (Εικόνες 4.10, 4.11). Εκτός από τη συντήρηση των αιχμών λεπτής στέψης στο θυρόφραγμα και τον υπερχειλιστή κατασκευάστηκε και δείκτης μέτρησης του ανοίγματος του θυροφράγματος.



Εικόνα 4.10 Λεπτό κατακόρυφο θυρόφραγμα οξείας αιχμής ανάντη του καταβαθμού για τον έλεγχο των ανάντη συνθηκών ροής.



Εικόνα 4.11 Ορθογωνικός καθολικός υπερχειλιστής λεπτής στέψης κατάντη του καταβαθμού για τον έλεγχο των κατάντη συνθηκών ροής.

4.2 Όργανα

4.2.1 Μέτρηση παροχής

Η μέτρηση της παροχής πραγματοποιούνταν σε τμήμα του σωλήνα επανακυκλοφορίας ονομαστικής διαμέτρου 200 mm στον οποίο η ροή ήταν υπό πίεση. Για τη μέτρηση της παροχής χρησιμοποιήθηκε ηλεκτρονικό παροχόμετρο (Panametrics, 2003) (Εικόνα 4.12), το οποίο μπορεί να μετράει την παροχή μέσω ακουστικών παλμών που διαδίδονται σε αγωγίμα μονοφασικά ή διφασικά ρευστά όπου η δεύτερη φάση (π.χ. αέρας) είναι σε μικρή συγκέντρωση.

Για την μέτρηση της παροχής έπρεπε να εισαχθούν ορισμένα δεδομένα. Τα δεδομένα αυτά ήταν: (i) το υλικό του σωλήνα από PVC, (ii) η εξωτερική διάμετρος και το πάχος του σωλήνα ήταν 200 mm και 9.6 mm αντίστοιχα, (iii) το είδος του υπό μέτρηση ρευστού που ήταν νερό προερχόμενο από τις δεξαμενές σταθερού φορτίου του εργαστηρίου, (iv) το πλήθος των αισθητήρων που τοποθετήθηκαν στον σωλήνα και λειτουργούσαν ταυτόχρονα ως πομποί και δέκτες των ακουστικών παλμών με τιμή δύο και (v) κατάλληλος διορθωτικός συντελεστής που εξαρτάται από την κινηματική συνεκτικότητα του ρευστού και την παροχή και ορίστηκε μετά από δοκιμές στην τιμή 0.95. Είναι σημαντικό να αναφερθεί ότι λόγω του εναλλασσόμενου ρεύματος λειτουργίας της αντλίας, καθώς και του τρόπου υπολογισμού της παροχής από το παροχόμετρο, η ένδειξή του μεταβάλλονταν στιγμιαία και για σταθερές συνθήκες ροής (σταθερή παροχή από αντλία, σταθερό ύψος υπερχειλιστή) η μεταβολή αυτή κυμαίνονταν περίπου ± 0.2 L/s.

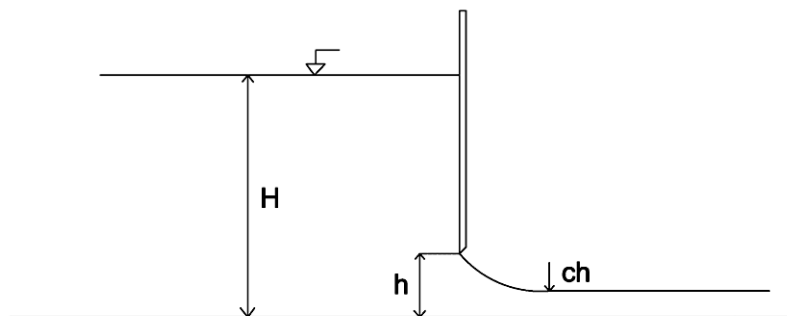
Για μεγαλύτερη ακρίβεια στην μέτρηση της παροχής, οι αισθητήρες τοποθετήθηκαν στο ευθύγραμμο οριζόντιο τμήμα του σωλήνα επανακυκλοφορίας σε απόσταση δέκα διαμέτρων κατάντη της αντλίας. Λόγω πιθανών επικαθίσεων στον πυθμένα και εμφάνισης φυσαλίδων αέρα στην άντυγα του σωλήνα οι αισθητήρες τοποθετήθηκαν στο οριζόντιο επίπεδο που διέρχεται από τον άξονα του σωλήνα.

Ο έλεγχος της ένδειξης της παροχής του οργάνου έγινε με σύγκριση της παροχής που προκύπτει από την θεωρητική ανάλυση της ροής κάτω από λεπτό κατακόρυφο θυρόφραγμα οξείας αιχμής. Από τη θεωρία της αστρόβιλης ροής αμελώντας τις απώλειες ενέργειας ανάμεσα στις διατομές ανάντη και κατάντη του θυροφράγματος και έχοντας ως δεδομένα το άνοιγμα του

θυροφράγματος h και το ανάντη βάθος ροής H (Σχήμα 4.9), η παροχή Q_α προκύπτει από την εξίσωση (4.1), (Δημητρίου, 2005):



Εικόνα 4.12 Παροχόμετρο.



Σχήμα 4.9 Ροή κάτω από λεπτό κατακόρυφο θυρόφραγμα οξείας αιχμής.

$$Q_\alpha = \mu hb\sqrt{2gH} \quad (4.1)$$

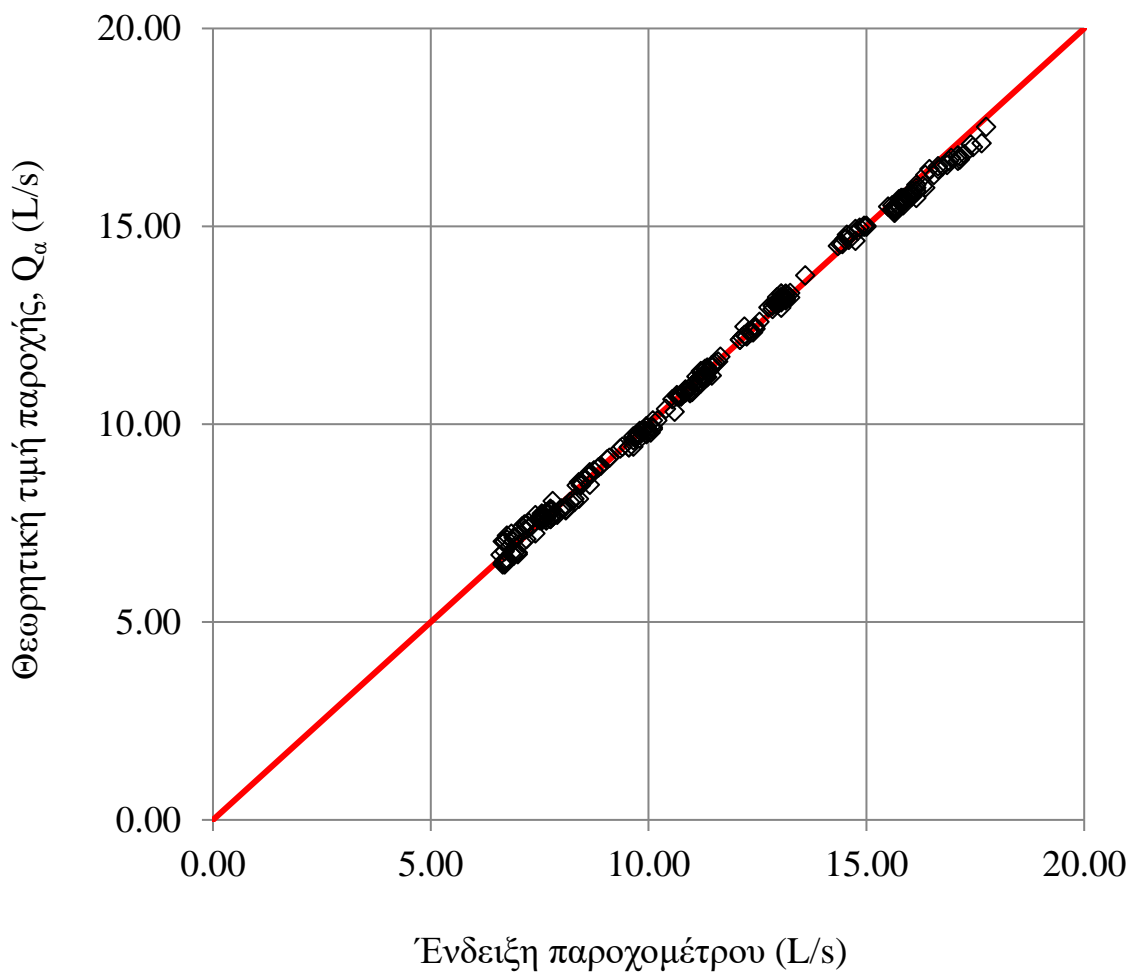
όπου:

$$\mu = \frac{c}{\sqrt{1 + (ch/H)}}$$

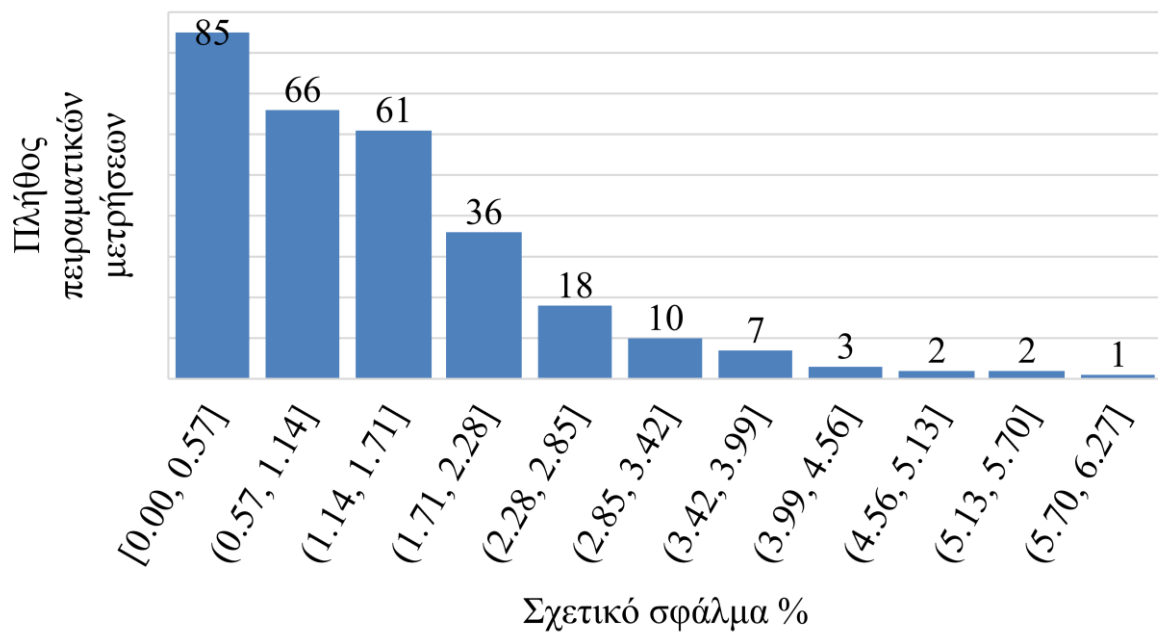
$$c = 0.611 - 0.0481 \frac{h}{H} + 0.0784 \left(\frac{h}{H} \right)^2$$

c είναι ο συντελεστής συστολής, μ ο συντελεστής παροχής και b το πλάτος διατομής της διώρυγας.

Στο Σχήμα 4.10 συγκρίνονται οι ενδείξεις του παροχομέτρου και οι αντίστοιχες θεωρητικές τιμές της παροχής για εύρος 5-18 L/s. Από την ευθεία συμφωνίας μεταξύ των ενδείξεων του οργάνου και των θεωρητικών τιμών προκύπτει ότι στις χαμηλές παροχές ή ένδειξη του οργάνου είναι χαμηλότερη από τη θεωρητική παροχή και αντίστροφα για τις υψηλές παροχές. Στο Σχήμα 4.11 παρουσιάζεται το ιστόγραμμα των τιμών του σχετικού σφάλματος μεταξύ της ένδειξης του οργάνου και της θεωρητικής τιμής της παροχής απ' όπου προκύπτει ότι το σχετικό σφάλμα είναι μικρότερο από 2.2% στο 85% του πλήθους των πειραματικών μετρήσεων.



Σχήμα 4.10 Σύγκριση ενδείξεων οργάνου και θεωρητικών τιμών παροχής.



Σχήμα 4.11 Ιστόγραμμα σχετικού σφάλματος μεταξύ της ένδειξης του οργάνου και της θεωρητικής τιμής της παροχής.

4.2.2 Μέτρηση βάθους ροής

Για τη μέτρηση του βάθους ροής χρησιμοποιήθηκε σταθμήμετρο τύπου ακίδας, (Εικόνα 4.13), με ακρίβεια 0.1 mm. Το σταθμήμετρο αυτό έχει προσαρμοσμένο διαστημόμετρο με βερνιέρο που επιτρέπει την κίνησή του τόσο στην κατακόρυφη διεύθυνση, όσο και στην εγκάρσια διεύθυνση κατά την έννοια του πλάτους της διώρυγας. Το όργανο κινείται πάνω σε ράβδους προσαρμοσμένες στην διώρυγα ώστε να είναι δυνατή η μέτρηση του βάθους σε διάφορες κατά μήκος θέσεις.



Εικόνα 4.13 Σταθμήμετρο τύπου ακίδας.

4.3 Πειραματική Διαδικασία - Προκαταρκτικές μετρήσεις

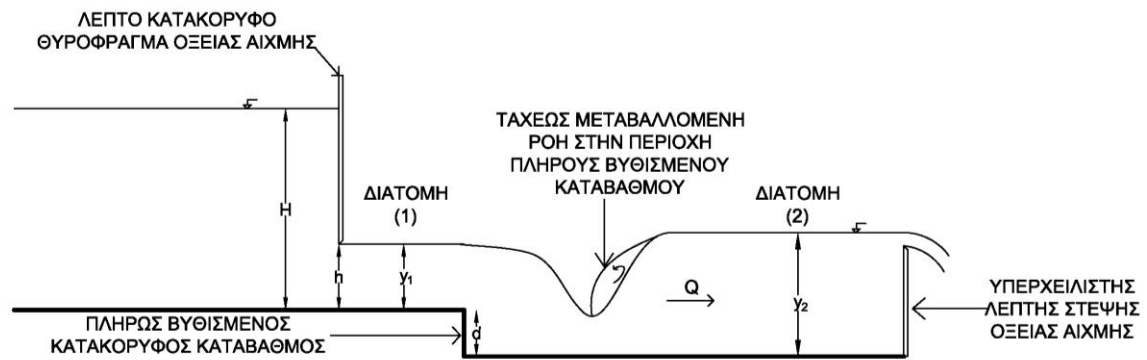
4.3.1 Μετρήσεις συζυγών βαθών και προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας υδραυλικού άλματος

Πριν την τοποθέτηση του καταβαθμού πραγματοποιήθηκαν προκαταρκτικές μετρήσεις για τον έλεγχο καλής λειτουργίας της διώρυγας και των μετρητικών οργάνων. Για το σκοπό αυτό πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις που αφορούν στο σχηματισμό του κλασσικού υδραυλικού άλματος. Η πειραματική διαδικασία ήταν η ακόλουθη. Κατά την έναρξη των μετρήσεων αρχικά ρυθμίζονταν κατάλληλα το άνοιγμα του ανάντη θυροφράγματος. Στην συνέχεια ρυθμίζονταν η παροχή μεταβάλλοντας τις στροφές της αντλίας με την βοήθεια του ηλεκτρονικού ποτενσιόμετρου ενώ η ρύθμισή της γίνονταν με τέτοιο τρόπο ώστε ο αριθμός Froude Fr_1 , της υπερκρίσιμης ροής στην ανάντη διατομή, να καλύπτει ένα ικανοποιητικό εύρος τιμών λαμβάνοντας υπόψη και τους γεωμετρικούς περιορισμούς της υπόψη διώρυγας. Στην συνέχεια με την ανύψωση του κατάντη υπερχειλιστή τοποθετημένου στο άκρο του αγωγού που οδηγούσε σε αύξηση του κατάντη βάθους, σχηματίζονταν το κλασσικό υδραυλικό άλμα στην επιθυμητή κάθε φορά θέση. Μετά την πάροδο χρονικού διαστήματος για την μονιμοποίηση των συνθηκών ροής (μορφή και θέση άλματος), γίνονταν καταγραφή των συζυγών βαθών ανάντη και κατάντη του άλματος, του βάθους ροής σε συγκεκριμένες θέσεις κατά μήκος της διώρυγας (προφίλ ελεύθερης επιφάνειας) και της παροχής. Τα συζυγή βάθη του άλματος καταγράφονταν σε θέσεις όπου επικρατούσε ομοιόμορφη ροή. Στην συνέχεια η διαδικασία επαναλαμβάνονταν, με τον σχηματισμό του υδραυλικού άλματος σε διάφορες θέσεις κατά μήκος της δώρυγας και για διάφορες τιμές του ανάντη βάθους, του κατάντη βάθους και της παροχής. Πραγματοποιήθηκαν 96 μετρήσεις κλασσικού υδραυλικού άλματος που σχηματίστηκαν για διάφορες τιμές των συζυγών βαθών ανάντη και κατάντη του άλματος y_1 , y_2 αντίστοιχα και της παροχής Q . Το εύρος μεταβολής των μεγεθών των αρχικών συνθηκών των πειραμάτων ήταν: $Q= 3.84 - 18.42$ L/s ($q=15.07 - 72.25$ L/s/m), $y_1=0.71 - 4.73$ cm, $y_2= 6.33 - 17.53$ cm, $Fr_1=1.82 - 5.39$, $Re=14482 - 60398$ (στην διατομή ανάντη του άλματος με υπερκρίσιμη ροή). Το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων για τα συζυγή βάθη του άλματος, την παροχή καθώς και τμήμα των πειραματικών μετρήσεων για το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του άλματος παρουσιάζονται στο υποκεφάλαιο A.1 του Παραρτήματος.

4.3.2 Μετρήσεις βαθών και ύψους πίεσης στην περιοχή του καταβαθμού

Πριν από την έναρξη των μετρήσεων ήταν απαραίτητοι ορισμένοι έλεγχοι που αφορούσαν στην ορθή λειτουργία των οργάνων μέτρησης. Συγκεκριμένα ελέγχονταν αν η ένδειξη του παροχομέτρου ήταν μηδενική όταν δεν υπήρχε ροή στη διώρυγα ενώ η στάθμη μηδενισμού όλων των πιεζομετρικών σωλήνων που προέκυπτε από την αρχή των συγκοινωνούντων δοχείων ελέγχονταν μετά την εξαέρωσή τους.

Η πειραματική διαδικασία ήταν η ακόλουθη. Κατά την έναρξη των μετρήσεων αρχικά ρυθμίζονταν κατάλληλα το άνοιγμα του θυροφράγματος h (Σχήμα 4.12). Στην συνέχεια ρυθμίζονταν η παροχή Q μεταβάλλοντας τις στροφές της αντλίας με την βοήθεια του ηλεκτρονικού ποτενσιόμετρου ενώ η ρύθμισή της γίνονταν με τέτοιο τρόπο ώστε ο αριθμός Froude Fr_1 της υπερκρίσιμης ροής στην διατομή (1) να καλύπτει ένα ικανοποιητικό εύρος τιμών, λαμβάνοντας υπόψη και τους περιορισμούς από τις διαστάσεις της υπόψη διώρυγας. Μετά από χρονικό διάστημα ικανό για την μονιμοποίηση των συνθηκών ροής, η ροή συνέχιζε ως υπερκρίσιμη κατάντη του καταβαθμού χωρίς έλεγχο από τον υπερχειλιστή. Στην συνέχεια με ανύψωση του υπερχειλιστή και συνεπώς αύξηση του κατάντη βάθους y_2 δημιουργούνταν ο επιθυμητός τύπος άλματος. Μετά την πάροδο χρονικού διαστήματος για την μονιμοποίηση των συνθηκών ροής (μορφή και θέση άλματος) γίνονταν καταγραφή όλων των απαραίτητων παραμέτρων που έπρεπε να ληφθούν από την πειραματική διαδικασία. Συγκεκριμένα καταγράφονταν το βάθος ροής στα ανάντη του θυροφράγματος H , το υπερκρίσιμο βάθος y_1 στην διατομή (1) ανάντη του καταβαθμού, το υποκρίσιμο βάθος y_2 στην διατομή (2) κατάντη καθώς και η ένδειξη της παροχής Q από το παροχόμετρο σύμφωνα με το Σχήμα 4.12. Η θέση μέτρησης του βάθους H ήταν 5 cm ανάντη του θυροφράγματος, η θέση μέτρησης του υπερκρίσιμου βάθους y_1 ήταν σε απόσταση $3-3.5 \cdot y_1$ ανάντη του καταβαθμού, ενώ η θέση μέτρησης του κατάντη βάθους y_2 ήταν σε απόσταση 2.5 m κατάντη του καταβαθμού. Σε κάθε περίπτωση εξασφαλιζόνταν ότι οι θέσεις μέτρησης των βαθών H , y_1 και y_2 ήταν σε διατομές ομοιόμορφης ροής (υδροστατική κατανομή πίεσης). Η ένδειξη του οργάνου μέτρησης της παροχής ελέγχονταν με την τιμή της παροχής που υπολογίζονταν κάθε φορά σύμφωνα με την θεωρία αστρόβιλης ροής όπως προαναφέραμε στο εδάφιο 4.2.1.



Σχήμα 4.12 Χαρακτηριστικά βάθη ροής στην περιοχή του πλήρους βυθισμένου καταβαθμού.

Στην συνέχεια γίνονται καταγραφή των ενδείξεων των πιεζομέτρων για την μέτρηση του ύψους πίεσης. Συγκεκριμένα καταγράφονται οι ενδείξεις των πιεζομέτρων με αρίθμηση 1, 2 και 3 ανάντη του θυροφράγματος καθώς και οι ενδείξεις αυτών με αρίθμηση 6, 9, 12, 15 κατάντη του θυροφράγματος στον πυθμένα του καταβαθμού, (Σχήμα 4.5). Εδώ θα πρέπει να αναφερθεί ότι η ένδειξη του πιεζομέτρου με αρίθμηση 3 χρησίμευε για την επαλήθευση της μέτρησης του βάθους H στα ανάντη του θυροφράγματος, ενώ οι ενδείξεις των πιεζομέτρων 6, 9, 12, 15 χρησίμευαν για την επαλήθευση της μέτρησης του βάθους y_1 στην περίπτωση παράλληλης ροής. Επίσης καταγράφονται οι ενδείξεις όλων των πιεζομέτρων $K1$, $K2$ και $K3$ στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού (Σχήμα 4.6) καθώς και οι ενδείξεις των πιεζομέτρων με αρίθμηση 16 έως 36 για την καταγραφή του ύψους πίεσης στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού και εντός της περιοχής εμφάνισης του υδραυλικού άλματος, (Σχήμα 4.5). Η μέχρι εδώ διαδικασία αφορούσε στην μέτρηση ενός συγκεκριμένου τύπου άλματος ενώ η όλη διαδικασία επαναλαμβάνονταν κάθε φορά με μικρή ανύψωση του υπερχειλιστή και με διαδοχική αύξηση του κατάντη βάθους y_2 έως ότου σχηματισθεί ο επιθυμητός τύπος άλματος. Με τον τρόπο αυτό γίνονται μετρήσεις για τους εξής τύπους αλμάτων: (i) minimum B jump, (ii) B jump, (iii) Wave train (μέτρηση για ανοδική και για καθοδική επιφανειακή φλέβα), (iv) Wave jump και (v) A jump. Στην συνέχεια ακολουθούνται η αντίστροφη πορεία κατά την οποία γίνονται διαδοχική μείωση του βάθους y_2 κατάντη με ελάττωση του ύψους του υπερχειλιστή, μέχρις ότου σχηματισθεί ο επιθυμητός τύπος άλματος οπότε και καταγράφονται τα σχετικά μεγέθη.

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να αναφερθεί ότι κατά την διαδοχική ανύψωση ή ταπείνωση του υπερχειλιστή για τον σχηματισμό του επιθυμητού τύπου άλματος παρατηρούνταν μεταβολή της ένδειξης του παροχομέτρου σε σχέση με την ένδειξη παροχής του προηγούμενου πειράματος, που οφείλονταν στην διαφοροποίηση των στροφών του κινητήρα της αντλίας λόγω πιθανής μεταβολής του μανομετρικού ύψους εξαιτίας της αλλαγής της υψομετρικής διαφοράς μεταξύ της στάθμης εκροής από τον σωλήνα στην διώρυγα και της στάθμης στην δεξαμενή αποθήκευσης του νερού. Επομένως, κάθε φορά ήταν αναγκαίος ο έλεγχος της ένδειξης της παροχής πριν από τη λήψη των πειραματικών δεδομένων.

Πραγματοποιήθηκαν 291 μετρήσεις που αφορούσαν στον σχηματισμό του minimum B jump, B jump, Wave train, Wave jump και A jump για διάφορες τιμές των βαθών ανάντη και κατόντη του άλματος και της παροχής. Το εύρος μεταβολής των μεγεθών των αρχικών συνθηκών των πειραμάτων ήταν: $Q=6.46 - 17.11$ L/s ($q=25.32 - 68.67$ L/s/m), $y_1=1.4 - 3.6$ cm, $y_2=10.72 - 26.80$ cm, $d/y_1=2.86 - 7.36$, $Fr_1=1.88 - 5.82$, $Re=23000 - 63000$ (στην διατομή ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή). Το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων που αφορά στα χαρακτηριστικά βάθη ανάντη και κατόντη του υδραυλικού άλματος στην περιοχή του καταβαθμού, στην παροχή καθώς και στο ύψος πίεσης στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού και στον πυθμένα της διώρυγας κατόντη του καταβαθμού παρουσιάζεται στο υποκεφάλαιο A.2 του Παραρτήματος.

4.3.3 Μετρήσεις ταχυτήτων PIV στην περιοχή εμφάνισης του υδραυλικού άλματος

Για τη μέτρηση της ταχύτητας στο πεδίο ροής χρησιμοποιήθηκε ένα σύστημα PIV δύο διαστάσεων της εταιρείας DANTEC. Το σύστημα απαρτιζόταν από laser Nd-YAG, διπλής κοιλότητας, μέγιστης ενέργειας 135 mJ και μέγιστης συχνότητας εκπομπής δύο ζευγών παλμών ακτινοβολίας στα 15 Hz, από κάμερα τεχνολογίας CCD χωρικής ανάλυσης 2048 x 2048 pixels και μέγιστης συχνότητας καταγραφής στα 15 Hz και από ηλεκτρονική συσκευή για τον συγχρονισμό της λειτουργίας του laser και της κάμερας ακρίβειας 1 ns. Το όλο σύστημα PIV ελέγχονταν από ειδικά σχεδιασμένο ηλεκτρονικό υπολογιστή που χρησιμοποιούνταν και για την ταχεία μαθηματική επεξεργασία των εικόνων. Περισσότερες λεπτομέρειες για τα διάφορα

τμήματα του συστήματος PIV αναφέρονται στο υποκεφάλαιο A.5 του Παραρτήματος. Τα στάδια της πειραματικής τεχνικής PIV, για την μέτρηση του διδιάστατου πεδίου ταχυτήτων σε ένα πείραμα, περιλαμβάνουν τα παρακάτω με την σειρά εκτέλεσης που αναφέρονται:

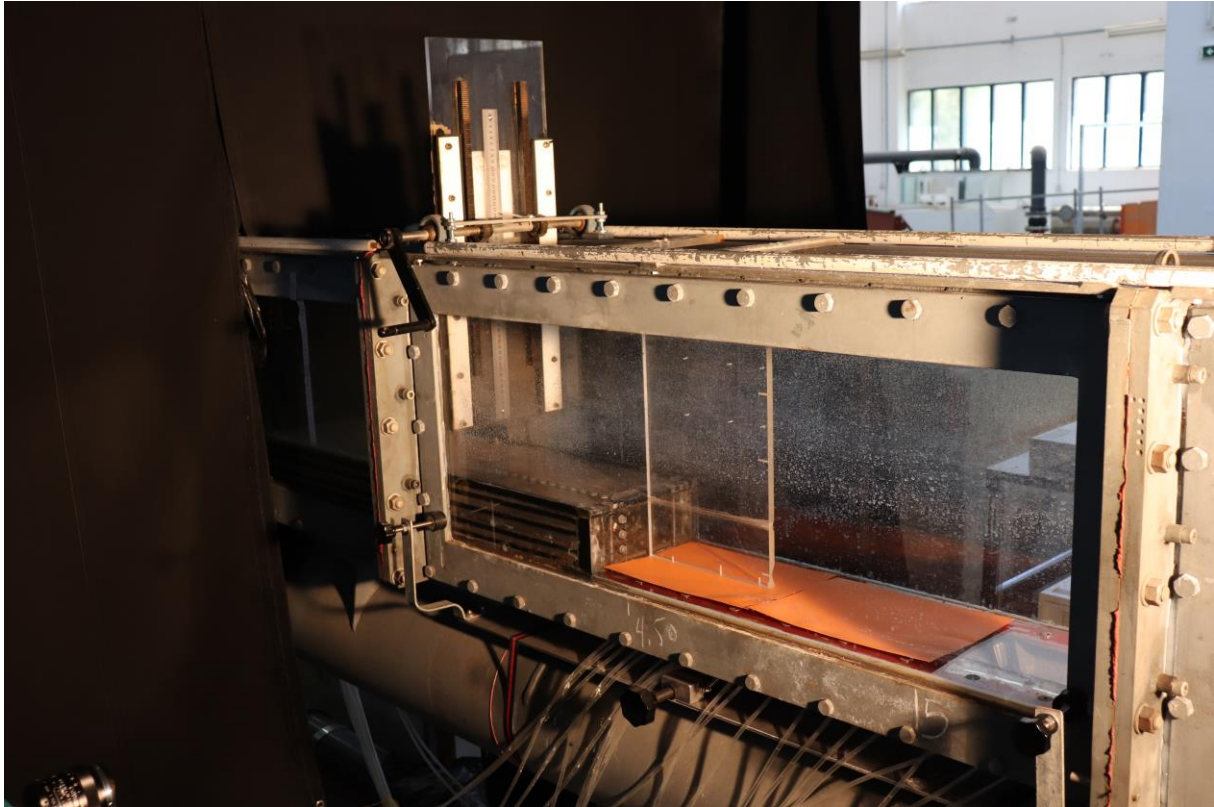
Ρύθμιση φύλλου laser στην υπό μέτρηση περιοχή του πεδίου ροής

Για την μέτρηση της ταχύτητας είναι απαραίτητο να δημιουργηθεί και να τοποθετηθεί περιοχή φωτισμού (παραλληλεπίπεδο) που παράγεται από το φύλλο laser μικρού πάχους στο πεδίο ροής όπου θα γίνουν οι μετρήσεις ταχύτητας. Αρχικά έπρεπε με την ρύθμιση κατάλληλου φακού του laser να περιστραφεί το φύλλο laser κατά τέτοιο τρόπο ώστε από κατακόρυφο και εγκάρσιο στον διαμήκη άξονα της διώρυγας να γίνει οριζόντιο και παράλληλο με την κύρια διεύθυνση της ροής στην διώρυγα. Στην συνέχεια τοποθετούνταν στην διώρυγα βοηθητική διάταξη από ορθογώνιο φύλλο plexiglass πλάτους 25 cm, ύψους 50 cm και πάχους 1 cm του οποίου το εξωτερικό κατακόρυφο τοίχωμα (προς την πλευρά της κάμερας) να εφάπτεται με το κατακόρυφο αξονικό επίπεδο στην περιοχή της διώρυγας όπου επρόκειτο να γίνουν οι μετρήσεις ταχύτητας. Η βοηθητική διάταξη χρησίμευε για την τοποθέτηση του φύλλου laser στην περιοχή των μετρήσεων. Στη συνέχεια με μικρομεταβολές της γωνίας 45° του καθρέπτη ανάκλασης το φύλλο laser από οριζόντιο γίνονταν κατακόρυφο. Κατόπιν με κατακόρυφη μετακίνηση της μονάδας laser ρυθμίζονταν η ακριβής θέση του φύλλου laser έτσι ώστε η εσωτερική πλευρά του φύλλου του laser (παρατηρώντας το από την θέση τοποθέτησης της κάμερας) να εφάπτεται στο εξωτερικό κατακόρυφο της τοίχωμα της βοηθητικής διάταξης. Τέλος με τη χρήση του σφαιρικού φακού ρυθμίζονταν το πάχος του φύλλου laser. Στην συνέχεια ακολουθούσε σήμανση της τελικής θέσης του φύλλου του laser με δείκτες επί της διώρυγας έτσι ώστε να είναι γνωστή η θέση του για την μεταγενέστερη διαδικασία βαθμονόμησης της κάμερας. Το φύλλο laser ρυθμίζονταν έτσι ώστε να απέχει την ελάχιστη δυνατή απόσταση από το κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού σε όλες τις πειραματικές μετρήσεις, για να αποφεύγεται η ανάκλαση του από το μέτωπο του καταβαθμού, κατάσταση που μπορούσε να οδηγήσει σε χαμηλής ποιότητας εικόνες με έντονο θόρυβο.

Το πάχος του φύλλου laser πρέπει να είναι τόσο ώστε να ελαχιστοποιείται η πιθανότητα ένα

αιωρούμενο στερεό σωματίδιο να βρεθεί εκτός της περιοχής φωτισμού λόγω εγκάρσιας μετατόπισης κατά την διεύθυνση του πάχους από την τρίτη συνιστώσα της ταχύτητας (out-of-plane loss-of-pairs). Παράλληλα όμως στην περιοχή φωτισμού πρέπει να διατηρείται η ενεργειακή πυκνότητα της ακτινοβολίας που εκπέμπεται από το laser σε υψηλή τιμή, περιορίζοντας έτσι την μέγιστη τιμή του πάχους αφού η ενεργειακή πυκνότητα της ακτινοβολίας μειώνεται ευθέως με την αύξηση του πάχους. Το κατάλληλο πάχος του φύλλου laser προέκυψε μετά από δοκιμές που ικανοποιούσαν τους παραπάνω περιορισμούς. Πρακτικά ένας κανόνας που ακολουθείται για το πάχος του φύλλου laser στην περιοχή των μετρήσεων είναι ότι πρέπει να είναι τόσο ώστε η μέγιστη μετατόπιση του στερεού σωματιδίου κατά την εγκάρσια διεύθυνση (out-of-plane displacement) δεν θα πρέπει να υπερβαίνει το 25% του πάχους, (Dantec, Light sheet optics, 2014). Όταν συμβαίνει αυτό τότε αυξάνεται το πλήθος των σωματιδίων που έχουν αρχική και τελική θέση εντός του φύλλου laser με αποτέλεσμα να βελτιώνεται η ετεροσυσχέτιση και κατά συνέπεια να αυξάνεται η ακρίβεια μέτρησης της ταχύτητας (Raffel et al., 2007). Πρακτικά μια τυπική τιμή για το πάχος φύλλου laser είναι 1 mm, τιμή η οποία υιοθετήθηκε και στην παρούσα εργασία.

Για λόγους ασφάλειας ο χρήστης φορούσε ειδικά γυαλιά προστασίας που απορροφούσαν την ακτινοβολία του laser στα 532 nm, τα οποία όμως εμπόδιζαν την όραση του ίχνους του κατακόρυφου φύλλου laser καθώς διαπερνούσε τον διαφανή πυθμένα της διώρυγας. Επομένως κρίθηκε απαραίτητη η χρήση φύλλων χαρτιού με πορτοκαλί χρωματισμό που διεγείρονταν από την ακτινοβολία του laser διευκολύνοντας τον χρήστη στην όραση του ίχνους του φύλλου του laser στον πυθμένα (Εικόνα 4.14). Στην όλη διαδικασία ρύθμισης του φύλλου laser, η ενέργεια και η συχνότητα εκπομπής φωτός του laser καθορίζονταν στην ελάχιστη δυνατή τιμή έτσι ώστε ο χρήστης να μπορεί να παρατηρεί το φύλλο laser με την μέγιστη δυνατή ασφάλεια ενώ η λειτουργία του καθορίζονταν από ειδική συσκευή ανεξάρτητη από το υπόλοιπο σύστημα του PIV.



Εικόνα 4.14 Βοηθητική διάταξη και φύλλα χαρτιού με πορτοκαλί χρωματισμό για την ρύθμιση του φύλλου laser στην περιοχή των μετρήσεων.

Θέση, εστίαση και βαθμονόμηση κάμερας

Μετά την οριστική χωροθέτηση του φύλλου ακτινοβολίας laser ακολουθούσε η ρύθμιση της κάμερας CCD. Αρχικά η κάμερα ελέγχονταν για μηδενική κλίση ως προς την οριζόντια με την βοήθεια αλφαδιού τύπου σταγόνας (level bubble) προσαρμοσμένου στην συσκευή. Στην συνέχεια, η κάμερα τοποθετούνταν (απόσταση από την διώρυγα και ύψος) έτσι ώστε το πεδίο λήψης (field of view) να έχει ικανό μέγεθος για να καλύπτει την εξεταζόμενη περιοχή του πεδίου ροής όπου αυτό ήταν εφικτό, ενώ ταυτόχρονα να παρέχει χωρική ανάλυση κατάλληλη για τη μέτρηση των τυρβωδών χαρακτηριστικών της ροής. Η θέση κατά την έννοια του μήκους και το ύψος της κάμερας, ρυθμίζονταν έτσι ώστε το πεδίο λήψης να περιλαμβάνει μόνο την υγρή φάση και όχι την ελεύθερη επιφάνεια. Ο λόγος που γίνονταν αυτό, οφείλεται: (i) στην έλλειψη ή στην απουσία σωματιδίων στην ελεύθερη επιφάνεια με συνέπεια ο λόγος σήματος προς θόρυβο εκεί να είναι μειωμένος οδηγώντας σε μη αξιόπιστες μετρήσεις ταχύτητας και (ii) στην παρουσία της συνεχώς κινούμενης ελεύθερης επιφάνειας που απαιτεί εξελιγμένους

αλγόριθμους για την επεξεργασία των εικόνων των σωματιδίων εκεί (Park et al., 2015, Ergin, 2017). Επιπλέον, η θέση κατά την έννοια του μήκους και το ύψος της κάμερας περιορίζονταν έτσι ώστε το πεδίο λήψης να μην περιλαμβάνει περιοχή του πεδίου ροής με έντονη παρουσία φυσαλίδων αέρα που μπορούν να προκαλέσουν ζημιά στον του αισθητήρα CCD της κάμερας λόγω της ανεξέλεγκτης ανάκλασης της ακτινοβολίας laser προς κάθε κατεύθυνση. Η παρουσία φυσαλίδων αέρα αυξάνει επίσης σημαντικά τον θόρυβο, συντελώντας στην υποβάθμιση της ποιότητας της εικόνας αφού είναι αδύνατη η διάκριση της σκεδαζόμενης ακτινοβολίας από τα σωματίδια από τις ανακλάσεις των φυσαλίδων αέρα. Στην περίπτωση ροής με υψηλή συγκέντρωση αέρα απαιτείται η προσθήκη φθοριζόντων σωματιδίων εμποτισμένων με ροδαμίνη, που σε συνδυασμό με την χρήση οπτικού φίλτρου στην κάμερα που μπλοκάρει την ακτινοβολία laser καθιστά δυνατή την μέτρηση της ταχύτητας του νερού.

Το μέγεθος του πεδίου λήψης εξαρτάται από την σχετική θέση της κάμερας ως προς την διώρυγα (όσο πιο κοντά τοποθετούνταν η κάμερα τόσο μικρότερων διαστάσεων ήταν το πεδίο λήψης). Η κάμερα τοποθετούνταν έτσι ώστε ο άξονας του φακού της να είναι κάθετος στον όγκο φωτισμού της εξεταζόμενης περιοχής του πεδίου ροής, για να αποφεύγεται το φαινόμενο του μεταβλητού συντελεστή μεγέθυνσης M που οδηγεί σε σφάλμα μέτρησης της μετατόπισης. Επίσης, η κάμερα πρέπει να βρίσκεται σε σχετικά μεγάλη απόσταση από το φύλλο φωτισμού για να ελαχιστοποιείται η επιρροή της τρίτης συνιστώσας της μετατόπισης κατά την εγκάρσια διεύθυνση στο επίπεδο φωτισμού και που αφορά στον υπολογισμό του διανύσματος της μετατόπισης που ανήκει στο επίπεδο φωτισμού (φαινόμενο perspective projection), (Dantec Dynamics A/S, 2014).

Οι ρυθμίσεις της κάμερας (πεδίο λήψης, εστίαση, άνοιγμα φακού) ήταν τέτοιες που να αποτυπώνουν τα σωματίδια με την μεγαλύτερη δυνατή ευκρίνεια (ευκρινές λευκό χρώμα σωματιδίων σε μαύρο υπόβαθρο) και με διάμετρο δύο έως τρία εικονοστοιχεία (Raffel et al., 2007, Dantec Dynamics A/S, 2014). Περισσότερες λεπτομέρειες για την απαίτηση ύπαρξης ελάχιστης διαμέτρου του σωματιδίου στην εικόνα αναφέρονται στο υποκεφάλαιο A.5 του Παραρτήματος. Η κυριότερη παράμετρος που ρυθμιζόνταν ήταν ο αριθμός $f_{\#}$ του διαφράγματος που καθορίζει την ποσότητα φωτός που εισέρχεται από το φακό στον αισθητήρα. Μικρή τιμή του $f_{\#}$ σημαίνει μεγαλύτερο άνοιγμα του φακού, εισέρχεται περισσότερο φως που

μπορεί να βλάψει τον αισθητήρα CCD της κάμερας, αλλά ταυτόχρονα μείωση του βάθους πεδίου (depth of field) που επηρεάζει την εστίαση και μικρότερη διάμετρο του σωματιδίου στην εικόνα. Για μείωση της πιθανότητας ζημιάς στην κάμερα προστίθονταν περισσότερα σωματίδια με ταυτόχρονη αύξηση του $f_{\#}$ έτσι ώστε να προκύπτουν ποιοτικές εικόνες με ικανοποιητικό πλήθος σωματιδίων. Στις πειραματικές μετρήσεις ο αριθμός $f_{\#}$ επιλέχθηκε στην τιμή 2.4 αφού για αυτή την τιμή επιτυγχάνονταν ικανοποιητική ποιότητα στις εικόνες, με παράλληλη χρήση χαμηλής στάθμης ενέργειας του laser μειώνοντας έτσι την φθορά του και πετυχαίνοντας ελαχιστοποίηση της πιθανότητας ζημιάς του αισθητήρα CCD. Για αυτό τον λόγο γίνονταν δοκιμαστικές λήψεις εικόνων των σωματιδίων με την χρήση του laser προτού ξεκινήσουν οι κυρίως μετρήσεις έως ότου κριθεί ικανοποιητική η ποιότητα των εικόνων. Τέλος, ακολουθούσε η βαθμονόμηση της κάμερας με την χρήση κανόνα για τον προσδιορισμό του συντελεστή μεγέθυνσης μεταξύ του φύλλου του laser και του επιπέδου στην εικόνα (Εικόνα 4.15). Στην όλη διαδικασία, η λειτουργία της κάμερας ελέγχονταν από το λογισμικό του συστήματος PIV και ήταν ανεξάρτητη από τη λειτουργία του laser.



Εικόνα 4.15 Βαθμονόμηση της κάμερας CCD με την χρήση κανόνα και της βοηθητικής διάταξης.

Προσθήκη σωματιδίων στη ροή

Οι ιδιότητες των στερών σωματιδίων είναι καθοριστικής σημασίας επειδή με τη μεθοδολογία PIV μετράμε την ταχύτητα αυτών και όχι του νερού. Τα σωματίδια που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα εργασία ήταν επαργυρωμένα, κοίλα σφαιρικά γυάλινα σωματίδια, διαμέτρου 10 μm με πυκνότητα 1.04 g/cm^3 . Σε ογκομετρικό σωλήνα 500 ml αναμειγνύονταν μικρή ποσότητα σωματιδίων (ένα κουτάλι του τσαγιού) με νερό. Στην συνέχεια γίνονταν σταδιακή προσθήκη του μείγματος στην ροή έως ότου επιτευχθεί η επιθυμητή συγκέντρωση. Τα σωματίδια στην ροή πρέπει να πληρούν τις εξής προϋποθέσεις: (i) η συγκέντρωσή τους πρέπει να είναι όσο το δυνατόν πιο ομοιόμορφη και τέτοια έτσι ώστε το πλήθος τους στην εικόνα να είναι μικρότερο από το επίπεδο κορεσμού, απαιτώντας ένα χρονικό διάστημα 10 min λειτουργίας του συστήματος ανακυκλοφορίας προτού ξεκινήσουν οι μετρήσεις και (ii) απαιτείται η παρουσία 7-25 σωματιδίων σε κάθε υπό-περιοχή στην εικόνα έτσι ώστε να ελαχιστοποιείται η πιθανότητα απώλειας ενός σωματιδίου από το επίπεδο φωτισμού, πρόβλημα που υφίσταται κυρίως με τα ταχέως κινούμενα σωματίδια, (Dantec, 2014).

Με την ικανοποίηση και των δύο ανωτέρω προϋποθέσεων μειώνεται η πιθανότητα τα ταχέως κινούμενα σωματίδια να έχουν αρχική ή τελική θέση εκτός της εξεταζόμενης υποπεριοχής με αποτέλεσμα να συνεισφέρουν κατά την συσχέτισή τους. Σε αυτή την περίπτωση προκύπτει ισχυρή ετεροσυσχέτιση, τόσο των βραδέως όσο και των ταχέως κινούμενων σωματιδίων και στις δύο εικόνες, που έχει σαν αποτέλεσμα την αύξηση της ακρίβειας μέτρησης της μετατόπισης. Επιπλέον εάν η ετεροσυσχέτιση βασίζονταν αποκλειστικά στα βραδέως ή στα πολύ βραδέως κινούμενα σωματίδια, αυτό με τη σειρά του θα οδηγούσε στον υπολογισμό των μέσων μετατοπίσεων και των αντίστοιχων ταχυτήτων με τάση προς μικρές ή μηδενικές τιμές (φαινόμενο zero-velocity biasing).

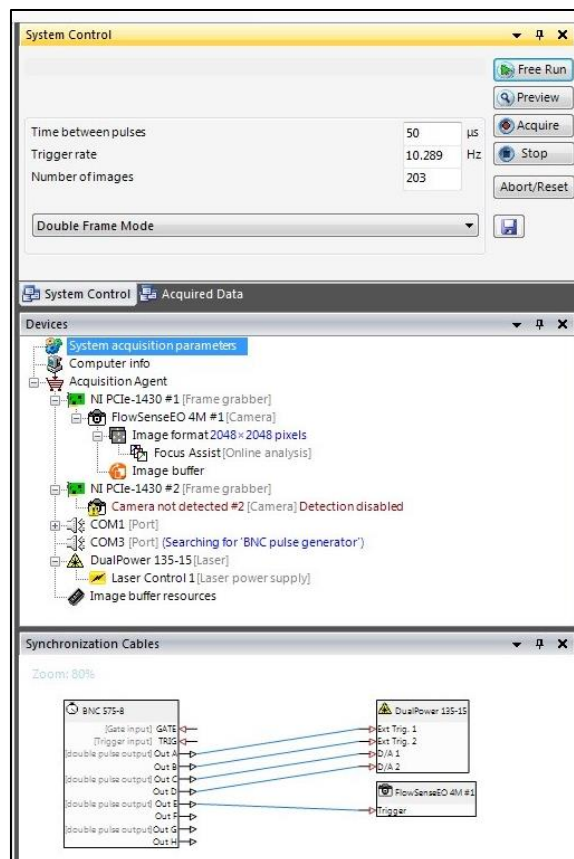
Μετά από εκτεταμένη λειτουργία του συστήματος γίνονταν προσθήκη νέων σωματιδίων για να καλύψουν την μείωση του αριθμού τους είτε λόγω προσκόλλησής τους στα τοιχώματα της διώρυγας, είτε στα τοιχώματα του αγωγού ανακυκλοφορίας και στα τοιχώματα της δεξαμενής, είτε κάτω από τον καταβαθμό στο άνοιγμα όπου διέρχονταν οι εύκαμπτοι πλαστικοί σωλήνες των πιεζομέτρων. Η όλη διαδικασία προσθήκης της απαιτούμενης κάθε φορά ποσότητας σωματιδίων ήταν επαναληπτική, μετά από την αξιολόγηση των δοκιμαστικών εικόνων που

λαμβάνονταν πριν την έναρξη των κύριων πειραματικών μετρήσεων έτσι ώστε να ικανοποιούνται οι παραπάνω προϋποθέσεις.

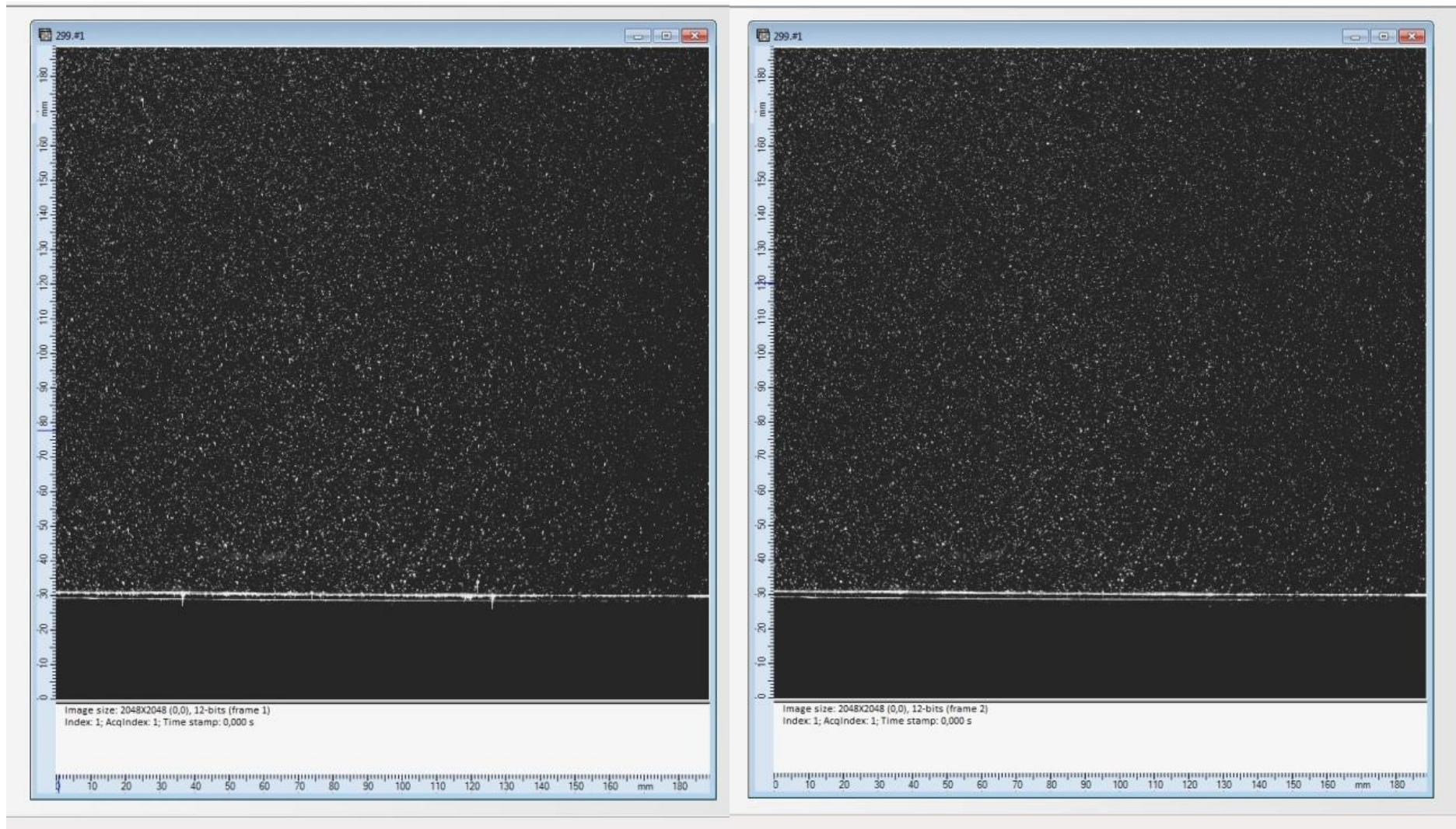
Λήψη εικόνων

Το επόμενο στάδιο είναι η λήψη των εικόνων που αποτυπώνουν τις θέσεις των σωματιδίων. Προκειμένου να επιτευχθεί αυτό ρυθμίζονταν αρκετές παράμετροι μέσα από το περιβάλλον εργασίας του λογισμικού (Εικόνα 4.16) που είναι τμήμα του συστήματος PIV. Η κυριότερη παράμετρος είναι το χρονικό διάστημα Δt που μεσολαβεί ανάμεσα στους δύο παλμούς ακτινοβολίας του laser που πρέπει να έχει τέτοια τιμή ώστε: (i) να προκύπτει μετρήσιμη μετατόπιση ανάμεσα στις εικόνες 1 και 2 και (ii) το σωματίδιο δεν πρέπει να βρεθεί εκτός της εικόνας 1 ή εικόνας 2 είτε λόγω της κίνησής του στο επίπεδο της ακτινοβολίας (in-plane loss-of-pairs) ή λόγω της κίνησής του εγκάρσια στο επίπεδο της ακτινοβολίας (out-of-plane loss-of-pairs) λόγω της τρίτης συνιστώσας της ταχύτητας. Σύμφωνα με τον προμηθευτή του συστήματος Dantec (2014) το χρονικό διάστημα Δt πρέπει να έχει τέτοια τιμή ώστε η μέγιστη μετατόπιση του σωματιδίου στην εικόνα (in-plane displacement) δεν πρέπει να υπερβαίνει το 25% του μεγέθους της εξεταζόμενης υποπεριοχής. Έτσι εξασφαλίζεται η παραμονή των ταχέως κινούμενων σωματιδίων εντός της εξεταζόμενης υποπεριοχής της εικόνας, συνεισφέροντας έτσι στην ετεροσυσχέτισή τους με αποτέλεσμα την αύξηση της ακρίβειας μέτρησης της ταχύτητας και την ελαχιστοποίηση του φαινομένου zero-velocity biasing όπως αναφέραμε παραπάνω. Μια άλλη παράμετρος είναι το πλήθος των εικόνων που λαμβάνονται από την κάμερα που περιορίζονταν από το μέγεθος της προσωρινής μνήμης αποθήκευσης (image buffer) της κάμερας, ενώ ταυτόχρονα πρέπει να είναι ικανό για την ανάλυση των τυρβωδών χαρακτηριστικών της ροής. Η κάμερα παρήγαγε εικόνες με 4096 διαφορετικές αποχρώσεις του γκρι (12 bits/εικονοστοιχείο) με επέκταση αρχείου tiff. Επίσης ο ρυθμός λήψης των εικόνων του συστήματος καθορίζονταν στην μέγιστη δύνατη τιμή που επέτρεπαν οι δυνατότητες τόσο του laser όσο και της κάμερας. Στην συνέχεια καθορίζονταν το επίπεδο ενέργειας του laser και αφού γίνονταν έλεγχος ορθής σύνδεσης όλων των συσκευών μεταξύ τους, (Εικόνα 4.16), (υπολογιστής, συγχρονιστής, laser, κάμερα), ακολουθούσε η λήψη των εικόνων.

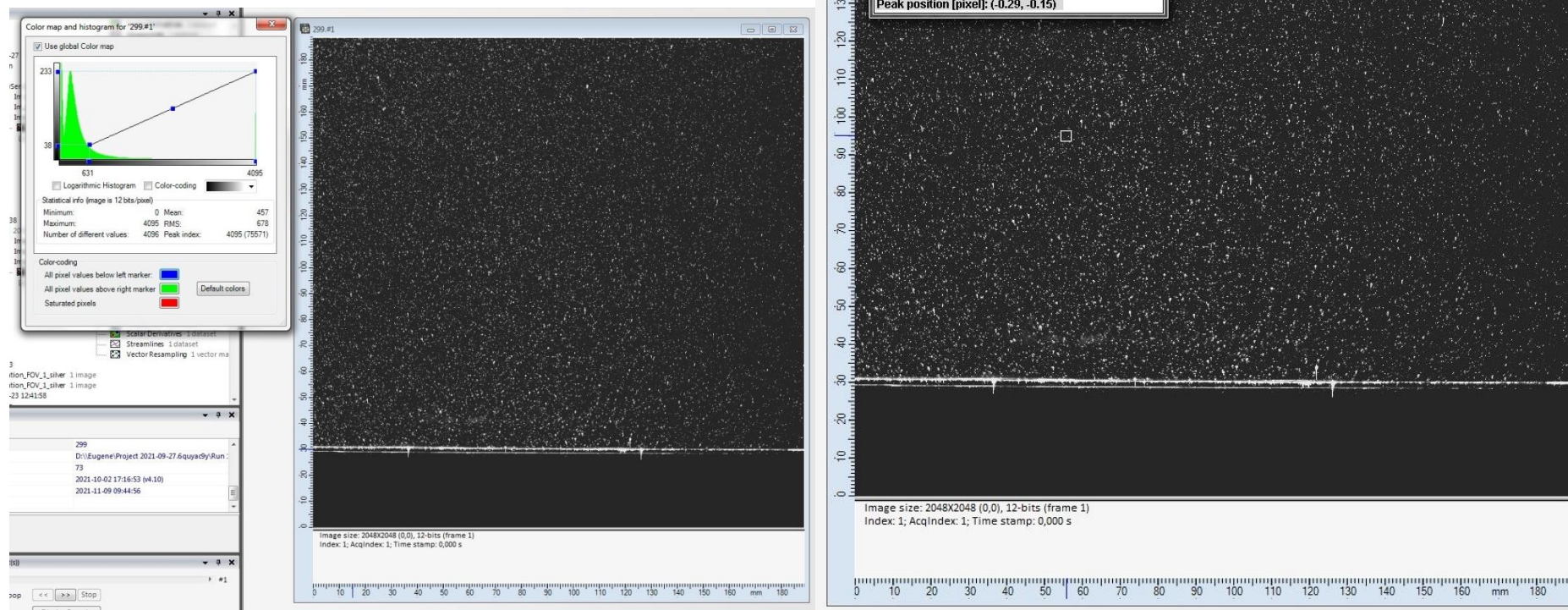
Στην Εικόνα 4.17 εμφανίζονται οι θέσεις των σωματιδίων στον χρόνο t (frame 1) και $t+\Delta t$ (frame 2) κατά την μέτρηση των ταχυτήτων σε ένα A jump. Η διαδικασία καθορισμού των ανωτέρω παραμέτρων ήταν επαναληπτική μέχρις ότου επιτευχθεί: (i) ποιοτική λήψη εικόνων και (ii) υψηλή τιμή της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης. Για την αξιολόγηση της ποιότητας των εικόνων ελέγχονταν κάθε φορά το ιστόγραμμα των τιμών των εικονοστοιχείων. Για ποιοτικές εικόνες το ιστόγραμμα εμφάνιζε δύο διακριτές κορυφές στα άκρα του. Το δεξί άκρο υποδήλωνε την ύπαρξη εικονοστοιχείων με ευκρινές λευκό χρώμα ενώ το αριστερό άκρο υποδήλωνε την ύπαρξη μαύρου υποβάθρου στην εικόνα. Στην Εικόνα 4.18 αριστερά, εμφανίζεται η εξέταση του ιστογράμματος των τιμών των εικονοστοιχείων και δεξιά η τιμή του κανονικοποιημένου συντελεστή ετεροσυσχέτισης στην συγκεκριμένη περιοχή της εικόνας (μικρό τετράγωνο) από την ίδια μέτρηση. Και τα δύο αυτά κριτήρια βοηθούσαν στην συνολική αξιολόγηση της ποιότητας της εικόνας πριν την αποθήκευσή της στον υπολογιστή εξοικονομώντας χρόνο και πόρους του συστήματος.



Εικόνα 4.16 Περιβάλλον εργασίας για τον καθορισμό των παραμέτρων των διαφόρων τμημάτων του PIV για την λήψη των εικόνων.



Εικόνα 4.17 Εικόνες απεικόνισης της θέσης των σωματιδίων σε χρόνο t (frame 1, αριστερά) και σε χρόνο $t+\Delta t$ (frame 2, δεξιά).



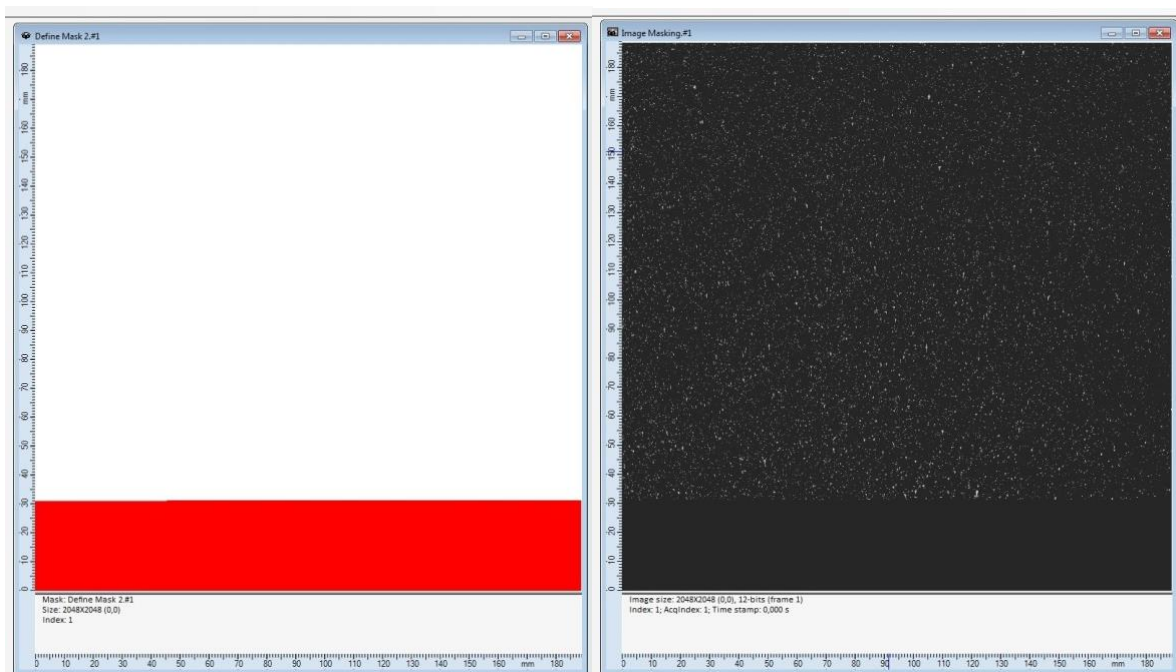
Εικόνα 4.18 Έλεγχος ποιότητας εικόνας πριν την αποθήκευσή της στον υπολογιστή: Κριτήριο ελέγχου ιστογράμματος των τιμών των εικονοστοιχείων (αριστερά), Κριτήριο κανονικοποιημένου συντελεστή ετεροσυσχέτισης (δεξιά).

Επεξεργασία εικόνων

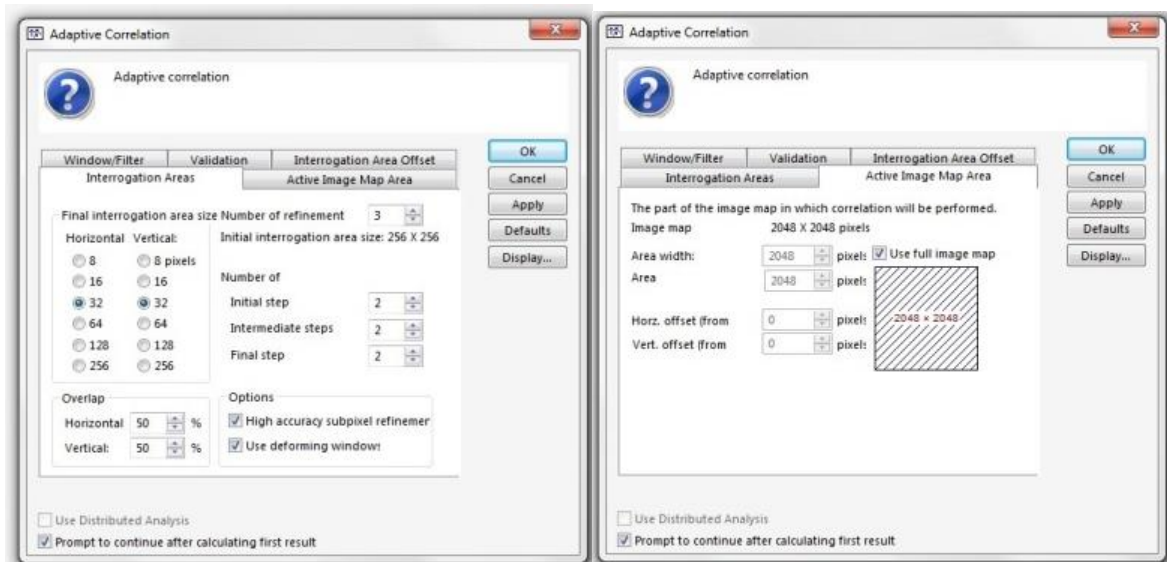
Μετά την αποθήκευση των εικόνων ακολουθούσε η μαθηματική επεξεργασία τους με σκοπό τον υπολογισμό της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης και κατ'επέκταση του στιγμιαίου πεδίου ταχυτήτων. Προηγουμένως, γίνονταν προεπεξεργασία των εικόνων με σκοπό την αφαίρεση του θορύβου και την αύξηση του λόγου σήματος προς θόρυβο μέσω του υπολογισμού της μέσης (κοινής) εικόνας (Εικόνα 4.19) και της αφαίρεση αυτής από το δείγμα εικόνων, ενώ μέσω της εφαρμογής ψηφιακής μάσκας σε τμήμα των εικόνων αφαιρούνταν οι περιοχές μη ενδιαφέροντος, (Εικόνα 4.20 αριστερά και δεξιά) για παράδειγμα κάτω από το επίπεδο του πυθμένα όπου δεν υπήρχε ροή, ή στην περιοχή με αερισμό της ροής. Στη συνέχεια μετά από επαναληπτική διαδικασία δοκιμής και σφάλματος καθορίζονταν διάφορες παράμετροι μέσα από το περιβάλλον του λογισμικού όπως φαίνεται στις Εικόνες 4.21 έως και 4.23 (πλήθος επαναλήψεων ανά δοκιμή, κριτήριο επικύρωσης ταχύτητας και μέθοδος αντικατάστασής της σε περίπτωση απόρριψης, τρόπος μετακίνησης δεύτερου παραθύρου στον χρόνο $t+\Delta t$ σε σχέση με το πρώτο παράθυρο στον χρόνο t κ.α.) για την εφαρμογή του αλγορίθμου Adaptive Correlation που οδηγούσε στον υπολογισμό του στιγμιαίου διδιάστατου πεδίου ταχυτήτων. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι το μέγεθος της εξεταζόμενης υποπεριοχής της εικόνας καθορίζονταν σε 32x32 εικονοστοιχεία στην οριζόντια και στην κατακόρυφη διεύθυνση αντίστοιχα.



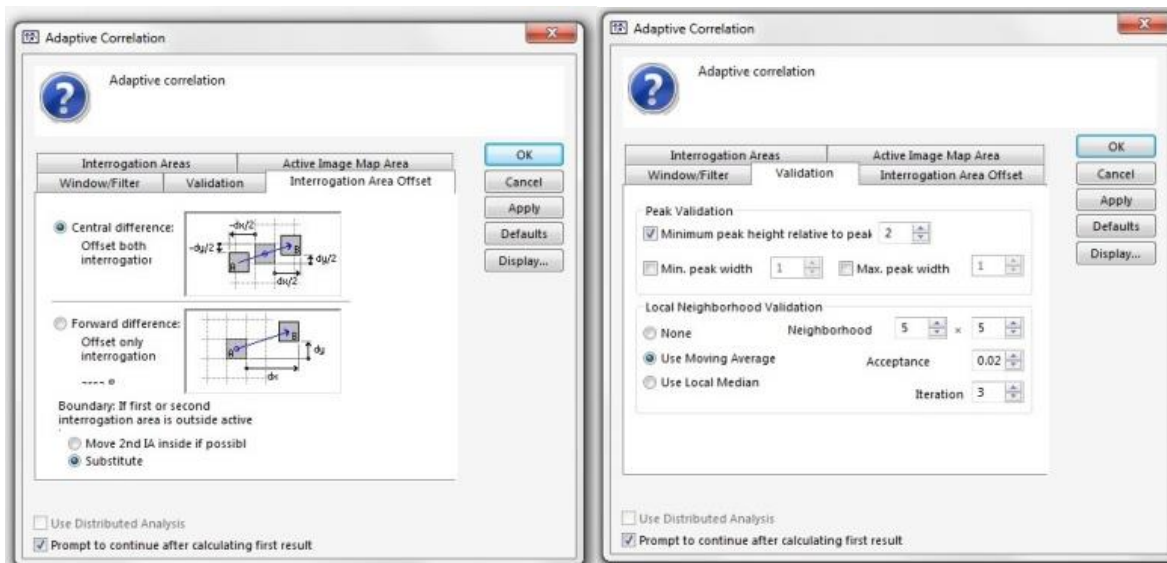
Εικόνα 4.19 Υπολογισμός μέσης εικόνας από το δείγμα των εικόνων.



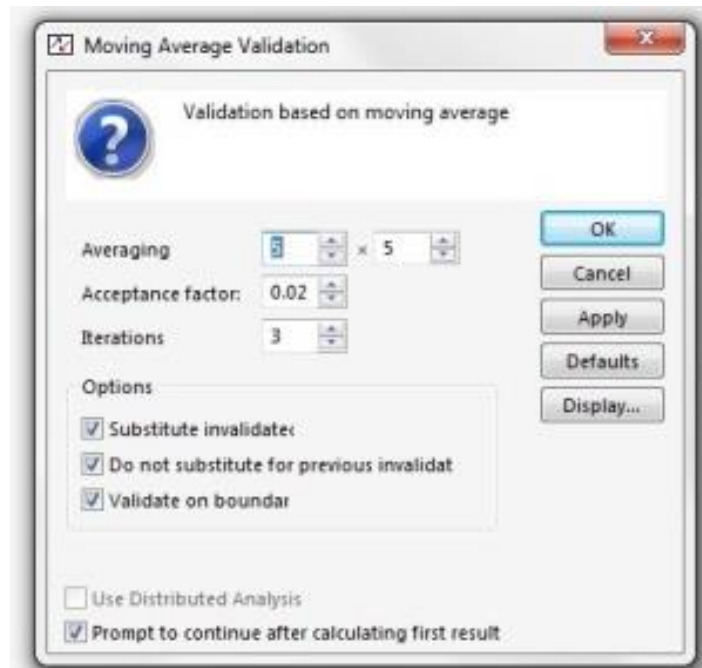
Εικόνα 4.20 (αριστερά) Ορισμός ψηφιακής μάσκας, (δεξιά) Εφαρμογή ψηφιακής μάσκας.



Εικόνα 4.21 Περιβάλλον εργασίας για τον καθορισμό των παραμέτρων του αλγορίθμου Adaptive correlation: μέγεθος εξεταζόμενης περιοχής (αριστερά), ορισμός περιοχής εικόνας για την εφαρμογή του αλγορίθμου (δεξιά).



Εικόνα 4.22 Περιβάλλον εργασίας για τον καθορισμό των παραμέτρων του αλγορίθμου Adaptive correlation: επιλογή τρόπου μετακίνησης δεύτερου παραθύρου στον χρόνο $t+\Delta t$ σε σχέση με το πρώτο παράθυρο στον χρόνο t (αριστερά), ορισμός κριτηρίου επικύρωσης και αντικατάστασης ταχυτήτων (δεξιά).



Εικόνα 4.23 Περιβάλλον εργασίας για την επικύρωση και διόρθωση των ταχυτήτων με βάση τον κινούμενο μέσο όρο τους σε μια περιοχή της εικόνας.

Χρήση εξελιγμένων αλγορίθμων υπολογισμού των τιμών της ετεροσυσχέτισης

Βασική παραδοχή για τον υπολογισμό της μέσης μετατόπισης των σωματιδίων στην εξεταζόμενη υποπεριοχή της εικόνας είναι ότι αυτά κινούνται ομοιόμορφα. Κάτι τέτοιο δεν είναι όμως ρεαλιστικό αφού οι τιμές των τοπικών επιταχύνσεων της ροής διαφέρουν. Για να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα μπορούν να χρησιμοποιηθούν: (i) είτε μικρές υποπεριοχές στις εικόνες, (ii) είτε μεταβολή του μεγέθους και του σχήματος της εξεταζόμενης υποπεριοχής, (iii) είτε μετατόπιση της υποπεριοχής στην εικόνα 2 σε σχέση με την υποπεριοχή της εικόνας 1 με βάση την μετατόπιση που έχει προκύψει από την προηγούμενη επανάληψη ή συνδυασμός των τριών τεχνικών (Raffel et al., 2007). Σκοπός όλων των προηγούμενων τεχνικών είναι να μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα ή πολύ μικρή η κλίση της ταχύτητας με αποτέλεσμα να ελαχιστοποιείται η πιθανότητα απώλειας του σωματιδίου στο επίπεδο ακτινοβολίας (in-plane loss-of-pairs). Ως επακόλουθο προκύπτει η επίτευξη μεγαλύτερης τιμής του λόγου σήματος προς τον θόρυβο οδηγώντας στην ακριβέστερη μέτρηση της μετατόπισης. Για να επιτευχθούν τα παραπάνω χρησιμοποιήθηκε επαναληπτικός αλγόριθμος που εκκινούσε τους υπολογισμούς με αρχικά μεγαλύτερο μέγεθος της εξεταζόμενης υποπεριοχής (256 pixels x 256 pixels) ενώ σταδιακά

αυτό μειωνόταν με το τελικό μέγεθος να διαμορφώνεται στα 32 pixels x 32 pixels, με ταυτόχρονη μεταβολή του σχήματος της εξεταζόμενης υποπεριοχής και μετατόπιση της εξεταζόμενης υποπεριοχής στην εικόνα 2 σε σχέση με την εικόνα 1, γεγονός που οδηγούσε σε αυξημένη χωρική ανάλυση και σε μεγάλο πλήθος αποτελεσμάτων για την ταχύτητα.

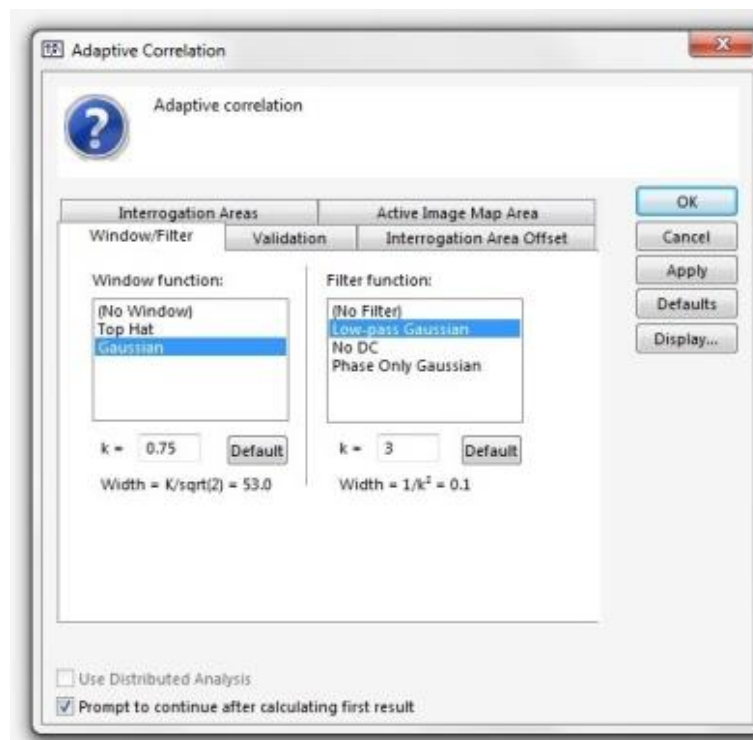
Χρήση συναρτήσεων-φίλτρων

Για την επίτευξη μεγαλύτερης ακρίβειας γίνονταν εφαρμογή κατάλληλων συναρτήσεων-φίλτρων, πρώτα στον φυσικό χώρο και μετά στον χώρο των συχνοτήτων (Εικόνα 4.24). Στην πρώτη περίπτωση, όπως έχει ήδη αναφερθεί για τον υπολογισμό της ετεροσυσχέτισης όλοι οι υπολογισμοί γίνονται στον χώρο των συχνοτήτων μέσω του ταχυμετασχηματισμού Fourier για την ταχύτερη εκτέλεση των πράξεων. Ο μετασχηματισμός Fourier από την άλλη πλευρά δημιουργεί μια περιοδικότητα στα δεδομένα που οφείλεται στην επανάληψη εμφάνισης των σωματιδίων στα όρια της εξεταζόμενης περιοχής. Αυτό σημαίνει ότι η συσχέτιση ενός σωματιδίου στο δεξί όριο της μιας περιοχής με το ίδιο σωματίδιο στο αριστερό όριο της γειτονικής περιοχής θα οδηγήσει σε εσφαλμένη τιμή μικρής μετατόπισης που δεν αντιστοιχεί στην πραγματικότητα και επομένως προκαλεί θόρυβο. Για να ξεπεραστεί αυτό το πρόβλημα γίνονταν χρήση κατάλληλης Γκαουσιανής συνάρτησης στον φυσικό χώρο που σταδιακά μείωνε την τιμή κάθε εικονοστοιχείου με την αύξηση της απόστασης από το κέντρο της εξεταζόμενης περιοχής. Με τον τρόπο αυτό μειώνονταν η επιρροή των σωματιδίων επομένως και ο θόρυβος στα όρια της εξεταζόμενης περιοχής, διατηρώντας όμως κατά το δυνατόν την πληροφορία του συγκεκριμένου εικονοστοιχείου ώστε να συνεισφέρει στην ετεροσυσχέτιση.

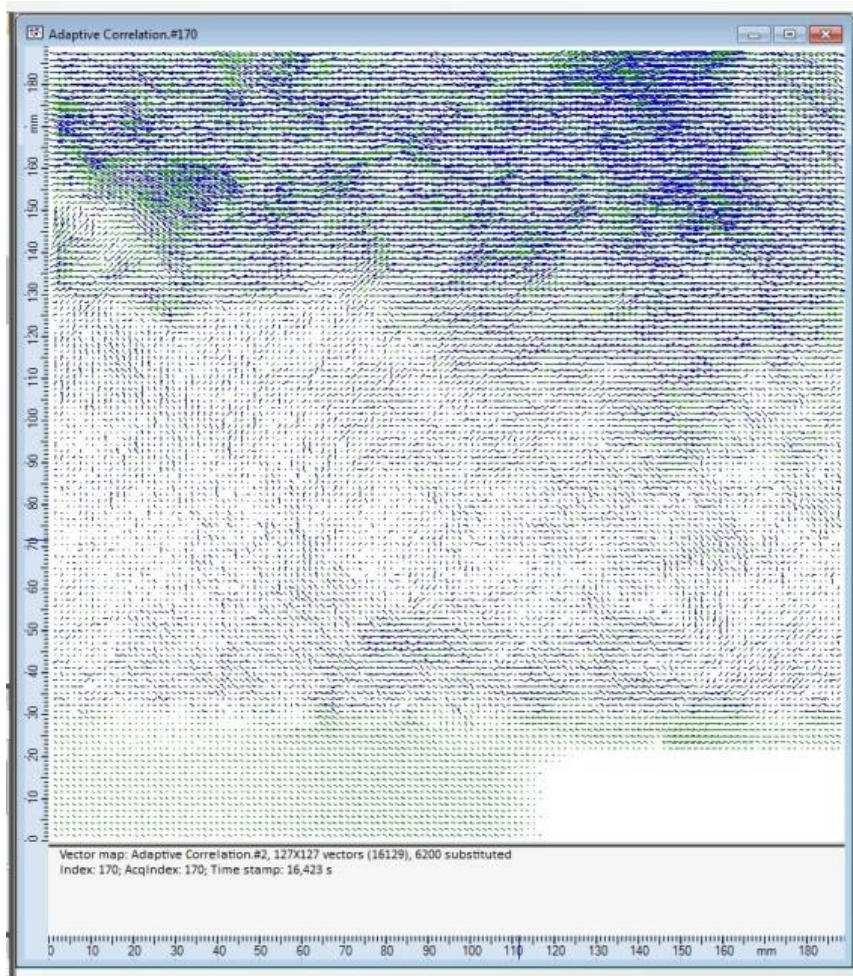
Στην δεύτερη περίπτωση, η μέθοδος της ετεροσυσχέτισης των εικόνων των σωματιδίων παράγει αποτελέσματα ικανοποιητικής ακρίβειας, εφόσον η διάμετρος των σωματιδίων στην εικόνα είναι δύο έως τρία εικονοστοιχεία όπως έχει ήδη αναφερθεί παραπάνω και αναλυτικότερα στο υποκεφάλαιο A.5 του Παραρτήματος. Η εμφάνιση των εικόνων των σωματιδίων στην εικόνα με διάμετρο μικρότερη από δύο εικονοστοιχεία εμφανίζεται στις υψηλές συχνότητες. Για τον λόγο αυτό γίνονταν προεπεξεργασία των εικόνων με την χρήση κατάλληλων Γκαουσιανών συναρτήσεων-φίλτρων στον χώρο των συχνοτήτων που επιτρέπουν

τη διέλευση μόνο των χαμηλών συχνοτήτων (low-pass filters). Επίσης ρυθμίζονταν κατάλληλα το άνοιγμα του φακού και η εστίαση της κάμερας σε σχέση με την εξεταζόμενη περιοχή του πεδίου ροής με σκοπό την αύξηση της διαμέτρου του σωματιδίου στην εικόνα. Με τον τρόπο αυτό, το φαινόμενο της απεικόνισης των σωματιδίων με διάμετρο μικρότερη από δύο εικονοστοιχεία περιορίζονταν οδηγώντας σε αύξηση του λόγου σήματος προς θόρυβο (signal to noise ratio) που είναι και το βασικό ζητούμενο.

Στην Εικόνα 4.25 παρουσιάζονται ενδεικτικά τα αποτελέσματα για το στιγμιαίο χρονικά διδιάστατο πεδίο ταχυτήτων την χρονική στιγμή $t=16.423$ s από την εφαρμογή του αλγορίθμου Adaptive correlation. Η συνολική ακρίβεια μέτρησης της μετατόπισης κυμαίνεται μεταξύ 1/10 έως 1/20 του εικονοστοιχείου, (Raffel et al., 2007).



Εικόνα 4.24 Περιβάλλον εργασίας για την εφαρμογή των συναρτήσεων-φίλτρων τόσο στον φυσικό χώρο όσο και στον χώρο των συχνοτήτων.



Εικόνα 4.25 Αποτελέσματα του αλγορίθμου Adaptive correlation για το στιγμιαίο πεδίο ταχυτήτων την χρονική στιγμή $t=16.423$ s.

Περαιτέρω επεξεργασία αποτελεσμάτων

Μετά τον υπολογισμό των στιγμιαίων πεδίων ταχυτήτων, γίνονται εισαγωγή και περαιτέρω επεξεργασία των μετρήσεων σε περιβάλλον προγραμματισμού Matlab[®] με κώδικα που υλοποιήθηκε in house με σκοπό τον υπολογισμό των μεταβλητών (μέση οριζόντια και κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας, τυρβώδεις διατμητικές τάσεις, ένταση τύρβης κατά την οριζόντια και την κατακόρυφη διεύθυνση, κινητική ενέργεια μέσης ροής και τύρβης, στροβιλότητα) και την παρουσίαση των αποτελεσμάτων υπό μορφή αδιαστατοποιημένων όρων και μονωνύμων, προϊόντων διαστατικής ανάλυσης.

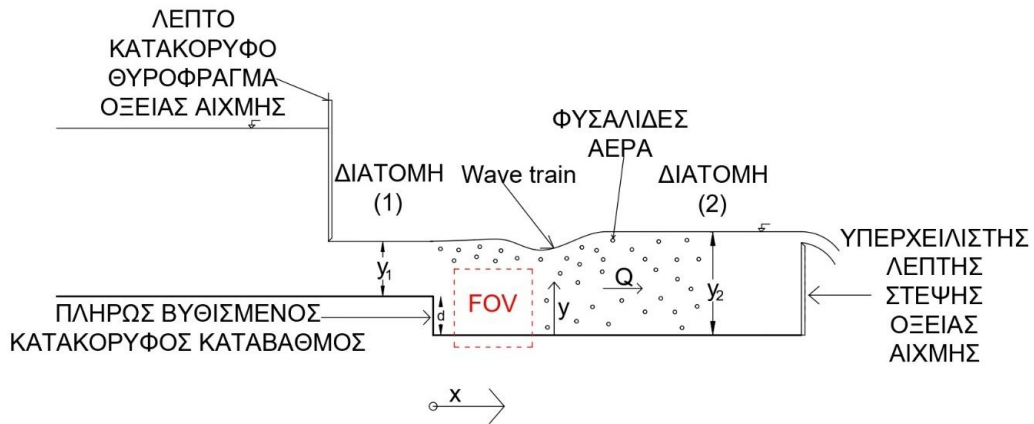
Μετρήσεις υδραυλικών αλμάτων που υλοποιήθηκαν με την τεχνική PIV

Διεξήχθησαν συνολικά εννέα πειράματα για την μέτρηση του στιγμιαίου διδιάστατου πεδίου ταχυτήτων σε πεδία ροής Wave train, Wave jump και A jump. Δεν πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις ταχυτήτων σε άλματα τύπου minimum B jump και B jump λόγω της έντονης παρουσίας φυσαλίδων αέρα για τους λόγους που έχουμε ήδη αναφέρει. Σε όλα τα πειράματα, η μέτρηση του στιγμιαίου διανύσματος της ταχύτητας σε δύο διαστάσεις πραγματοποιήθηκε επί του κατακόρυφου αξονικού επιπέδου της διώρυγας, κατάντη του καταβαθμού και στην περιοχή εμφάνισης του άλματος. Ανάντη του καταβαθμού δεν ήταν εφικτό να πραγματοποιηθούν μετρήσεις ταχύτητας λόγω των έντονων αντανάκλασεων του φωτός από το laser που προκαλούνταν από το οριζόντιο και το κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού με συνέπεια την παραγωγή εικόνων πολύ χαμηλής ποιότητας. Ο αριθμός Froude Fr_1 της υπερκρίσιμης ροής ανάντη περιορίστηκε λόγω της απαίτησης της ελαχιστοποίησης παρουσίας αέρα στην ροή για τους λόγους που έχουν αναφερθεί ήδη παραπάνω.

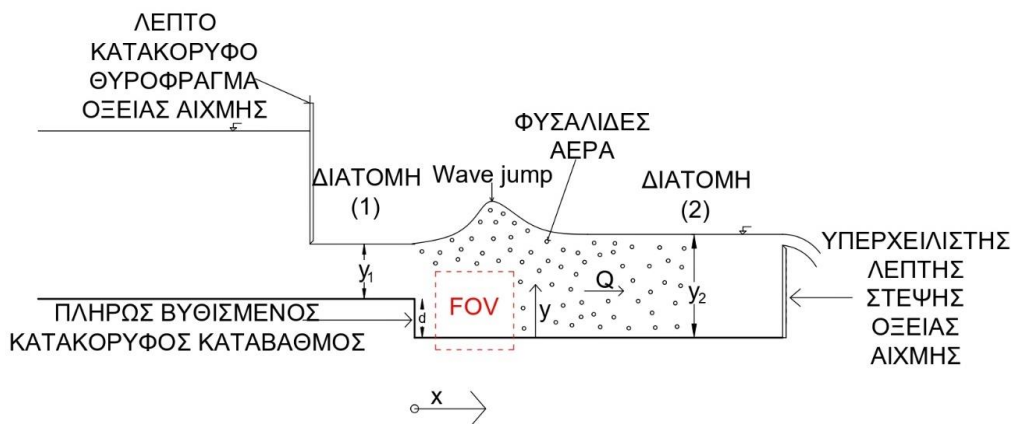
Στα Σχήματα 4.13, 4.14 και 4.15 παρουσιάζεται σχηματικά η θέση του πεδίου λήψης – field of view (FOV) των μετρήσεων στην περιοχή εμφάνισης του υδραυλικού άλματος σε σχέση με την θέση του καταβαθμού για το Wave train, το Wave jump και το A jump αντίστοιχα.

Στον Πίνακα 4.1, παρουσιάζονται οι αρχικές συνθήκες των υδραυλικών αλμάτων που χρησιμοποιήθηκαν για την μέτρηση των ταχυτήτων στον καταβαθμό ύψους 10.3 cm. Συγκεκριμένα παρουσιάζεται ο τύπος του άλματος, η παροχή Q , τα βάθη ομοιόμορφης ροής y_1 και y_2 και οι μέσες ταχύτητες V_1 και V_2 ανάντη και κατάντη του άλματος αντίστοιχα και ο αριθμός Froude της υπερκρίσιμης ροής. Επίσης φαίνονται οι διαστάσεις του πεδίου λήψης (FOV) κατά την οριζόντια και την κατακόρυφη διεύθυνση καθώς και το εύρος του μήκους x μετρημένου από το πόδι του καταβαθμού και το εύρος του ύψους y από τον πυθμένα όπου έγιναν μετρήσεις ταχύτητας κατάντη του καταβαθμού για κάθε ένα πείραμα. Σε όλα τα πειράματα η συχνότητα δειγματοληψίας ήταν 10.29 Hz, με χρονοκαθυστέρηση ανάμεσα στους δύο παλμούς της πηγής laser 50 μ s, η ένταση των οποίων ορίστηκε στο 80% της μέγιστης έντασης της πηγής. Το διάφραγμα στο φακό της κάμερας τοποθετήθηκε σε $f\#=2.4$, μέγεθος που δίνει πολύ καλή ποιότητα εικόνας και βάθος πεδίου που δεν προκαλεί προβλήματα στην εστίαση της κάμερας στο πεδίο λήψης (FOV) ενώ η απόσταση του φακού της κάμερας από το

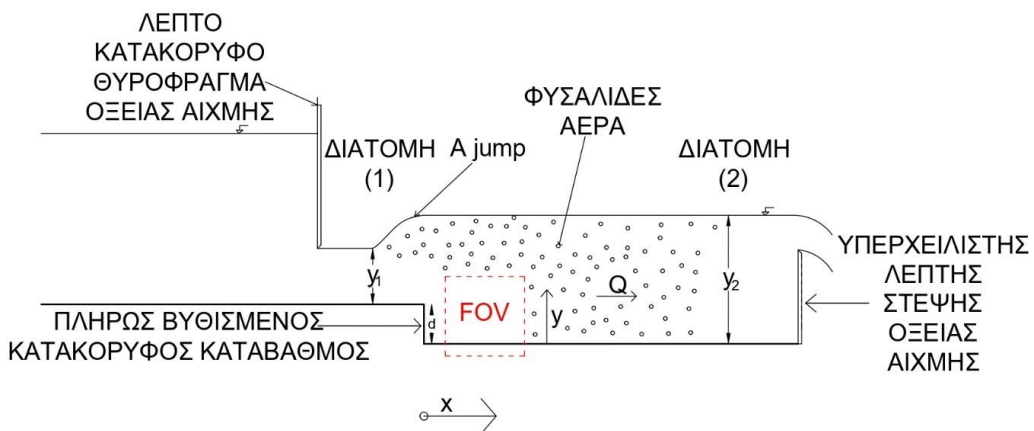
κατακόρυφο αξονικό επίπεδο της διάρρυγας επί του οποίου πραγματοποιήθηκαν οι μετρήσεις ταχύτητας ήταν 1.00 m.



Σχήμα 4.13 Ενδεικτική θέση του πεδίου λήψης (FOV) στις μετρήσεις ταχύτητας με την τεχνική PIV στο Wave train.



Σχήμα 4.14 Ενδεικτική θέση του πεδίου λήψης (FOV) στις μετρήσεις ταχύτητας με την τεχνική PIV στο Wave jump.



Σχήμα 4.15 Ενδεικτική θέση του πεδίου λήψης (FOV) στις μετρήσεις ταχύτητας με την τεχνική PIV στο A jump.

Πίνακας 4.1 Αρχικές συνθήκες υδραυλικών αλμάτων που διερευνήθηκαν με την τεχνική PIV.

Πείραμα	Τύπος ροής	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (μήκος x ύψος) (mm ²)	x (cm)	y (cm)
1	Wave train	14.21	4.30	21.50	1.30	0.26	1.99	281.6x281.6	2.95≤x≤31.11	0.06≤y≤16.12
2	Wave train	18.17	4.30	22.96	1.66	0.31	2.55	281.7x281.7	2.35≤x≤30.52	0.01≤y≤15.20
3	Wave train	21.26	4.30	24.23	1.94	0.34	2.99	281.7x281.7	2.35≤x≤30.52	0.01≤y≤15.20
4	Wave jump	13.96	4.30	21.43	1.27	0.26	1.96	282.3x282.3	2.85≤x≤31.08	0.15≤y≤15.59
5	Wave jump	17.39	4.30	23.18	1.59	0.29	2.44	282.2x282.2	3.45≤x≤31.67	0.16≤y≤16.69
6	Wave jump	21.31	4.30	26.08	1.94	0.32	2.99	282.3x282.3	2.85≤x≤31.08	0.16≤y≤15.60
7	A jump	14.35	4.30	22.09	1.31	0.25	2.02	282.0x282.0	2.45≤x≤30.65	0.07≤y≤14.17
8	A jump	18.13	4.30	25.38	1.65	0.28	2.55	281.8x281.8	2.75≤x≤31.10	0.11≤y≤14.20
9	A jump	21.07	4.30	27.26	1.92	0.30	2.96	281.4x281.4	2.85≤x≤30.99	0.06≤y≤16.12

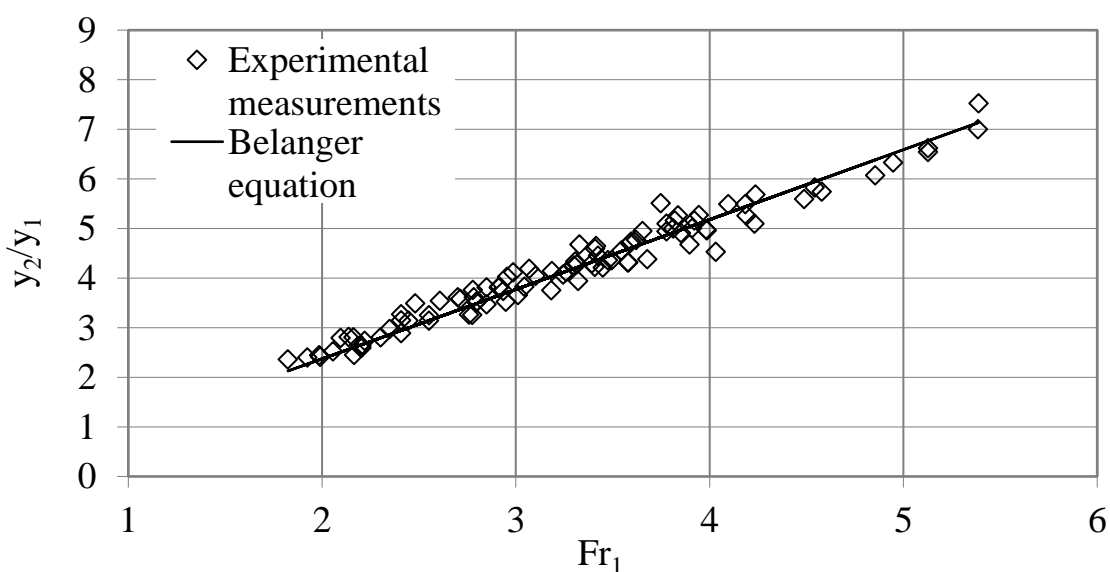
Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

5. ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ

5.1 Συζυγή βάθη και προφίλ ελεύθερης επιφάνειας υδραυλικού άλματος

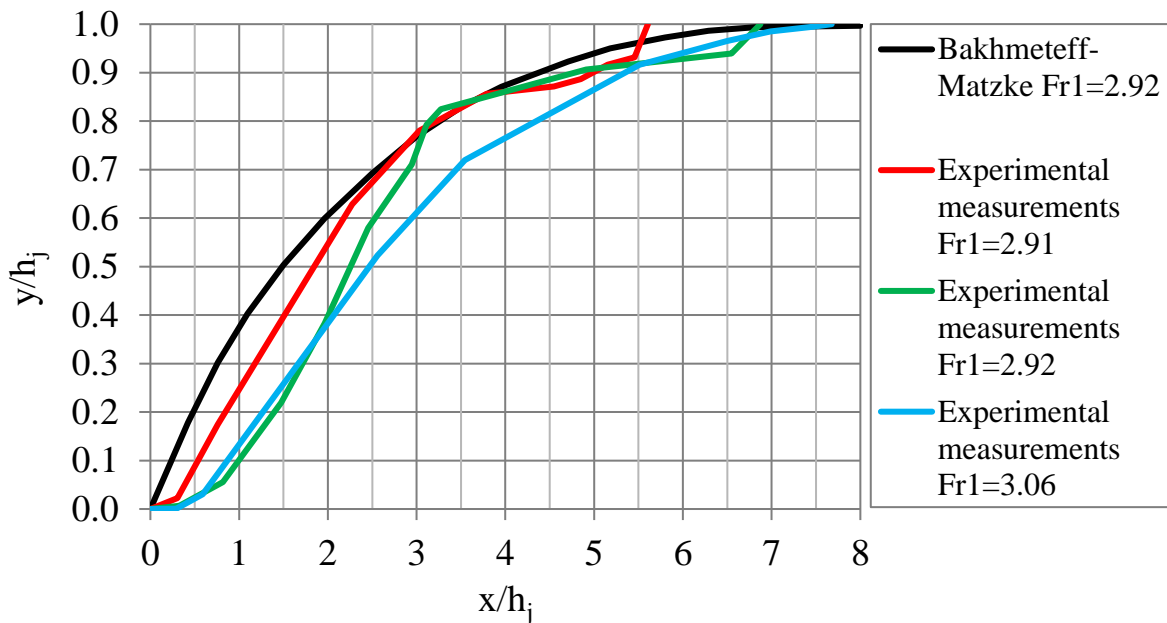
Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει παρουσίαση των αποτελεσμάτων σχετικών με τις προκαταρκτικές μετρήσεις του κλασσικού υδραυλικού άλματος. Πραγματοποιήθηκαν 96 μετρήσεις κλασσικού υδραυλικού άλματος που σχηματίστηκαν για διάφορες τιμές των συζυγών βαθών ανάντη και κατόντη του άλματος y_1 , y_2 αντίστοιχα και της παροχής Q . Το εύρος μεταβολής των μεγεθών των αρχικών συνθηκών των πειραμάτων ήταν: $Q= 3.84 - 18.42$ L/s ($q=15.07 - 72.25$ L/s/m), $y_1=0.71 - 4.73$ cm, $y_2= 6.33 - 17.53$ cm, $Fr_1=1.82 - 5.39$, $Re=14482 - 60398$ (στην διατομή ανάντη του άλματος με υπερκρίσιμη ροή). Το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων για τα συζυγή βάθη του άλματος, την παροχή καθώς και τμήμα των πειραματικών μετρήσεων για το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του άλματος παρουσιάζονται στο υποκεφάλαιο Α.1 του Παραρτήματος.

Στο Σχήμα 5.1 παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα του λόγου των συζυγών βαθών του κλασσικού υδραυλικού άλματος y_2/y_1 σαν συνάρτηση του αριθμού Froude Fr_1 της υπερκρίσιμης ροής. Στο ίδιο σχήμα παρουσιάζονται και τα θεωρητικά αποτελέσματα για τον λόγο y_2/y_1 που προκύπτουν από την εξίσωση (1.1) του Belanger (1828). Από την σύγκριση μεταξύ των πειραματικών και των θεωρητικών αποτελεσμάτων προκύπτει ικανοποιητική συμφωνία.

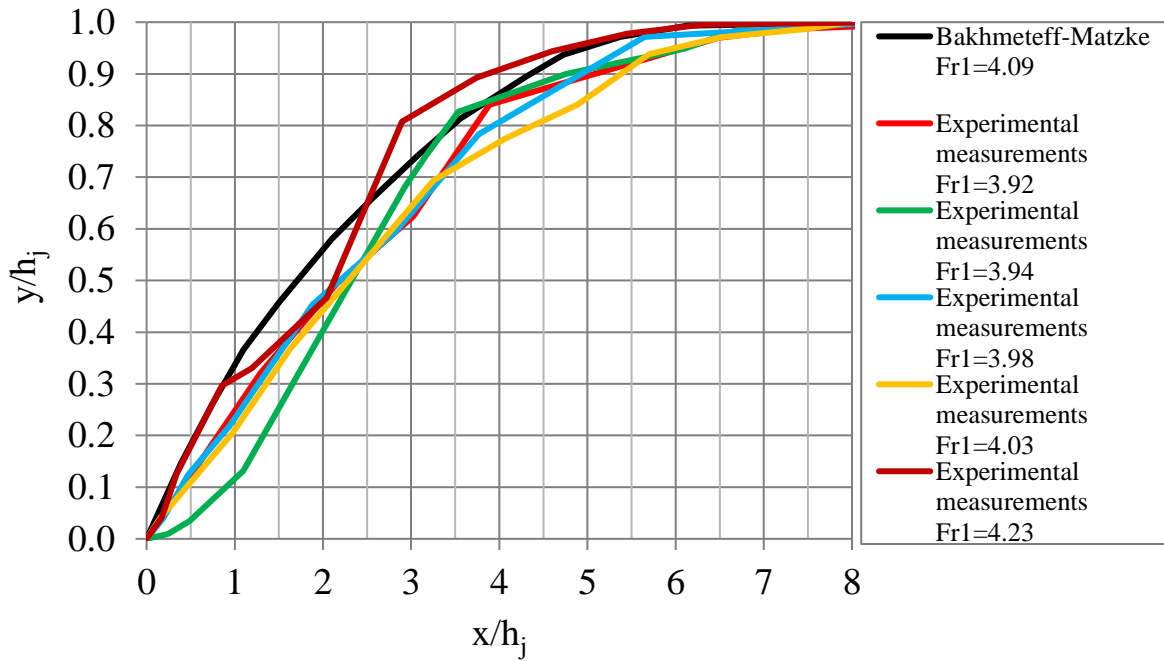


Σχήμα 5.1 Λόγος των συζυγών βαθών κλασσικού υδραυλικού άλματος y_2/y_1 σαν συνάρτηση του αριθμού Froude.

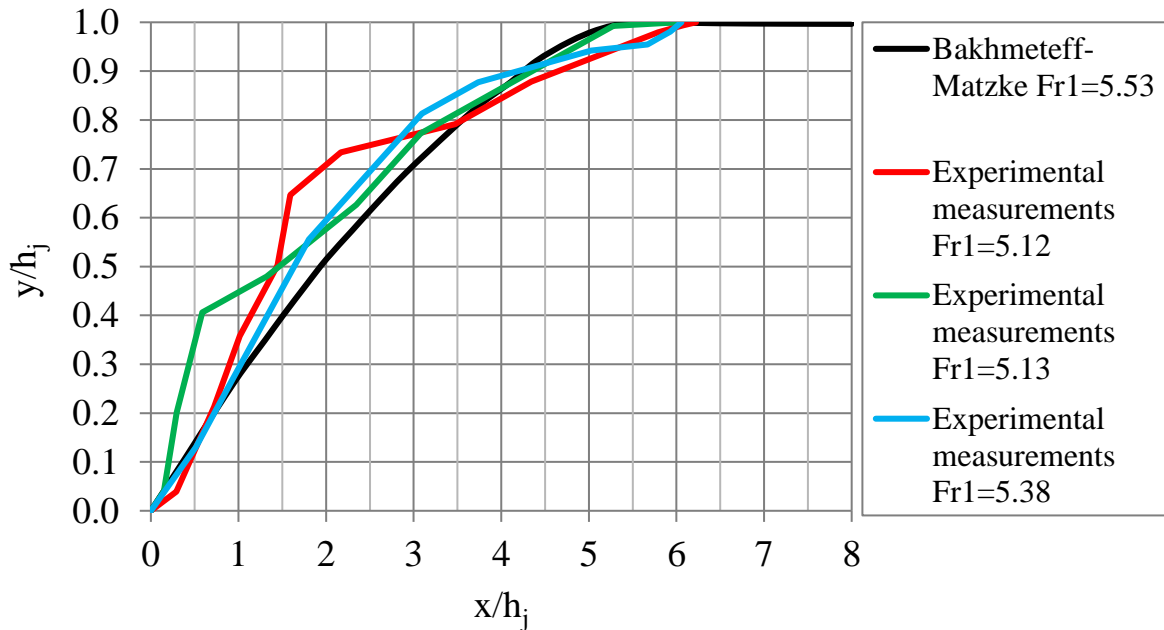
Στα Σχήματα 5.2 έως 5.4 παρουσιάζονται τα πειραματικά αποτελέσματα της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke (1936) για το αδιάστατο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας υδραυλικού άλματος για διάφορους αριθμούς Froude. Συγκεκριμένα στα Σχήματα 5.2, 5.3 και 5.4 παρουσιάζονται τα αδιαστατοποιημένα προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας με την διαφορά των συζυγών βαθών του άλματος $h_j=y_2-y_1$, y/h_j σαν συνάρτηση της κατά μήκος απόστασης x μετρημένης από την αρχή του άλματος x/h_j για αριθμούς Froude $Fr_1=2.92$, 4.09 και 5.53 αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα της παρούσας για αριθμούς Froude $Fr_1=2.91$, 2.92 και 3.06 παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.2, για αριθμούς Froude $Fr_1=3.92$, 3.94, 3.98, 4.03 και 4.23 στο Σχήμα 5.3 για αριθμούς Froude $Fr_1=5.12$, 5.13 και 5.38 στο Σχήμα 5.4. Η συμφωνία μεταξύ των πειραματικών αποτελεσμάτων της παρούσας διατριβής και της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke (1936) για το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του υδραυλικού άλματος είναι ικανοποιητική.



Σχήμα 5.2 Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων μεταξύ της παρούσας εργασίας για αριθμούς Froude $Fr_1=2.91$, 2.92 και 3.06 και της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke, (1936), για $Fr_1=2.92$ για το αδιάστατο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του κλασσικού υδραυλικού άλματος.



Σχήμα 5.3 Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων μεταξύ της παρούσας εργασίας για αριθμούς Froude $Fr_1 = 3.92, 3.94, 3.98, 4.03$ και 4.23 και της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke, (1936), για $Fr_1 = 4.09$ για το αδιάστατο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του κλασσικού υδραυλικού άλματος.



Σχήμα 5.4 Σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων μεταξύ της παρούσας εργασίας για αριθμούς Froude $Fr_1 = 5.12, 5.13$ και 5.38 και της εργασίας των Bakhmeteff-Matzke, (1936), για $Fr_1 = 5.53$ για το αδιάστατο προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας του κλασσικού υδραυλικού άλματος.

5.2 Αποτελέσματα των μετρήσεων γραμμικών μεγεθών της TMP

Στο παρόν κεφάλαιο θα γίνει παρουσίαση των αποτελεσμάτων σχετικών με τα γραμμικά μεγέθη της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής (TMP). Πραγματοποιήθηκαν 291 μετρήσεις που αφορούσαν στον σχηματισμό του minimum B jump, B jump, Wave train, Wave jump και A jump για διάφορες τιμές των βαθών ανάντη και κατάντη του άλματος και της παροχής. Το εύρος μεταβολής των μεγεθών των αρχικών συνθηκών των πειραμάτων ήταν: $Q=6.46 - 17.11$ L/s ($q=25.32 - 68.67$ L/s/m), $y_1=1.4 - 3.6$ cm, $y_2=10.72 - 26.80$ cm, $d/y_1=2.86 - 7.36$, $Fr_1=1.88 - 5.82$, $Re=23000 - 63000$ (στην διατομή ανάντη του καταβαθμού με υπερκρίσιμη ροή). Το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων που αφορά στα χαρακτηριστικά βάθη ανάντη και κατάντη του υδραυλικού άλματος στην περιοχή του καταβαθμού, στην παροχή, στο ύψος πίεσης μετρημένο σε τρία πιεζόμετρα στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού και στο ύψος πίεσης μετρημένο σε 21 πιεζόμετρα στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού παρουσιάζεται στο υποκεφάλαιο A.2 του Παραρτήματος. Σημειώνεται ότι σε κάθε πείραμα ο αριθμός Froude στα ανάντη διατηρούνταν σταθερός, ενώ μεταβάλλονταν το βάθος της υποκρίσιμης ροής στα κατάντη. Αυξάνοντας το βάθος ροής y_2 επιτυγχάναμε διαδοχικά τα προφίλ τύπου minimum B jump, B jump, wave train, wave jump και A jump. Μία χαρακτηριστική κλίμακα μήκους που θα χρησιμοποιήσουμε για την αδιαστατοποίηση των γραμμικών μεγεθών είναι το άθροισμα του ύψους του καταβαθμού και του κρίσιμου βάρους y_c+d . Αυτή η κλίμακα μήκους εμπεριέχει πληροφορία για την ειδική παροχή ανά μονάδα πλάτους q σε όρους κρίσιμου βάρους y_c και για την δυναμική ενέργεια σε όρους ύψους του καταβαθμού d . Η κλίμακα μήκους είναι μεγαλύτερη από το άθροισμα y_1+d και αποτελεί το άνω ασυμπτωτικό όριο για την στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας ανάντη του καταβαθμού, εκφράζοντας παράλληλα και το ελάχιστο ύψος ενέργειας της ροής εκεί.

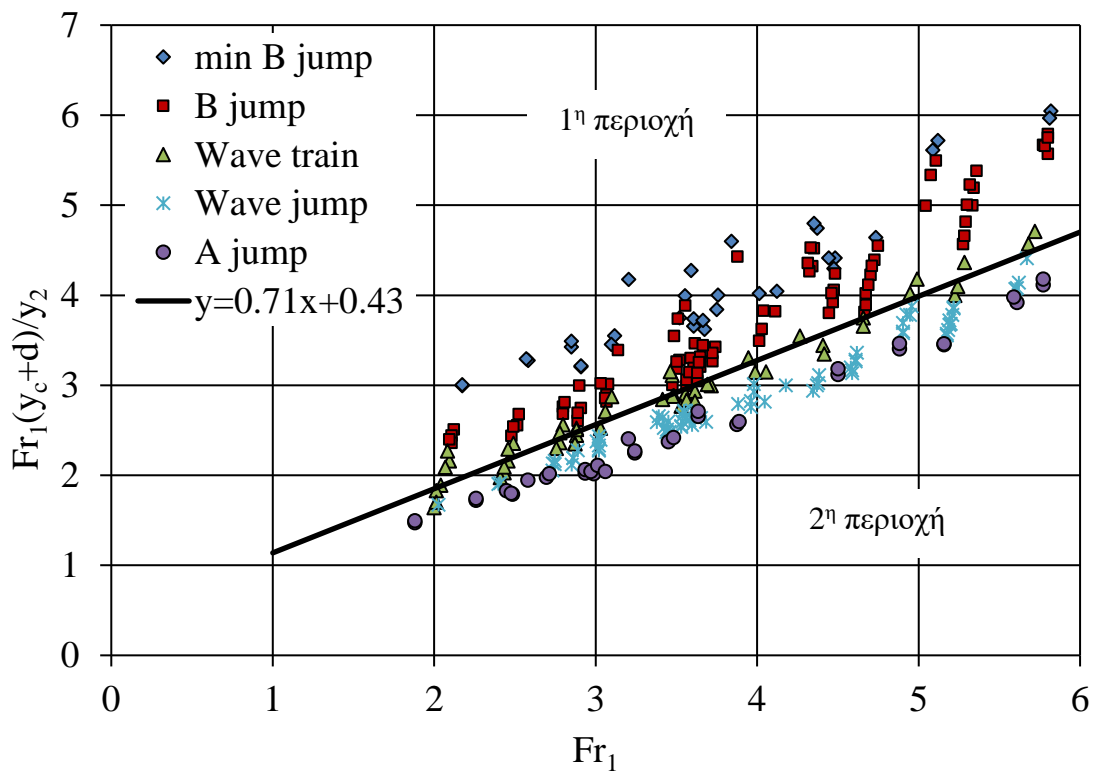
5.2.1 Διαχωρισμός των τύπων ροής και συσχέτιση των βαθών ροής

Για το διαχωρισμό των περιοχών εμφάνισης των διαφορετικών τύπων ροής στο Σχήμα 5.5 παρουσιάζουμε την μεταβολή του αδιάστατου $Fr_1(y_c+d)/y_2$ σαν συνάρτηση του αριθμού Froude ανάντη του καταβαθμού για όλους τους τύπους αλμάτων. Από το σχήμα αυτό

παρατηρούμε ότι για έναν τύπο άλματος ο λόγος $Fr_1(y_c+d)/y_2$ είναι αύξουσα συνάρτηση του αριθμού Froude. Επίσης για σταθερό αριθμό Froude η μετάβαση από το minimum B jump στο A jump οδηγεί σε μείωση της αδιάστατης παραμέτρου $Fr_1(y_c+d)/y_2$. Επιπρόσθετα από το ίδιο σχήμα φαίνεται ότι ο διαχωρισμός μεταξύ των αλμάτων Wave jump και A jump όσο και ανάμεσα στους άλλους τύπους αλμάτων δεν είναι σαφής. Τα σημεία που αντιστοιχούν στον τύπο ροής Wave train φαίνεται να ξεχωρίζουν δύο περιοχές ροής, μία στην οποία η ροή προσκρούει στον πυθμένα κοντά στο πόδι του καταβαθμού και μία στην οποία η ροή παραμένει επιφανειακή μετά τον καταβαθμό. Με προσαρμογή μιας πολυωνυμικής εξίσωσης πρώτου βαθμού μέσω ελαχίστων τετραγώνων στα πειραματικά αποτελέσματα της ροής τύπου Wave train (μαύρη έντονη γραμμή)

$$y = 0.71x + 0.43 \quad (5.1)$$

με συντελεστή συσχέτισης $R^2=0.9649$, διαχωρίζουμε τις δύο περιοχές της ροής στην επιφανειακή και αυτή που προσκρούει στον πυθμένα.



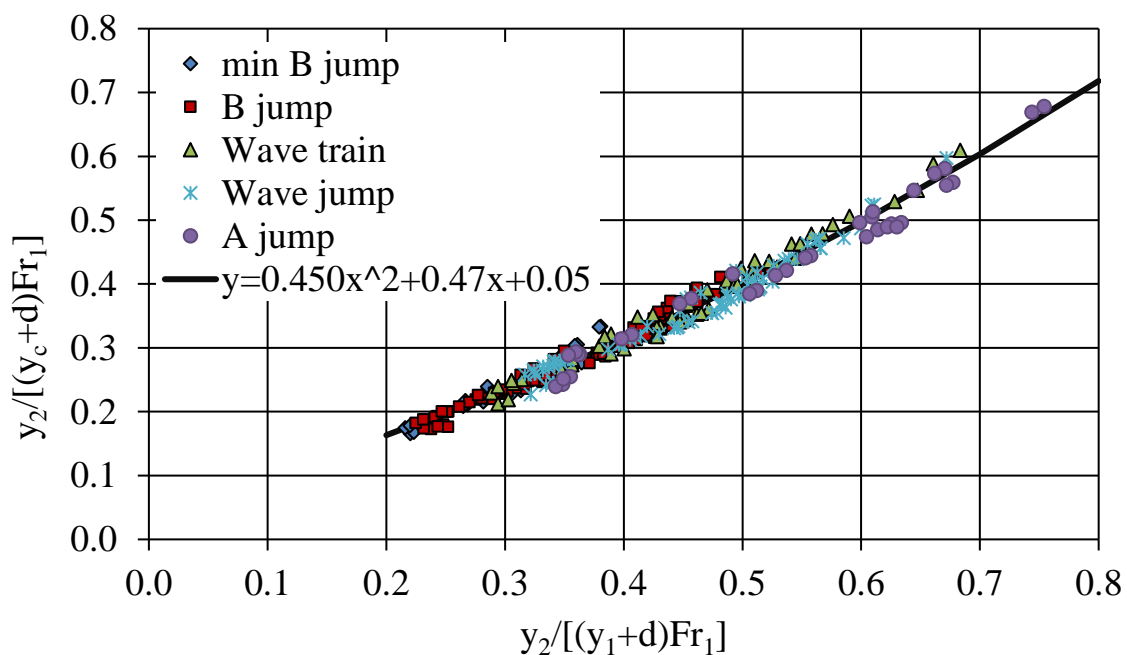
Σχήμα 5.5 Διαχωρισμός των τύπων ροής.

Η μεταβολή του αδιάστατου βάθους $y_2/[(y_c+d)Fr_1]$ σαν συνάρτηση του αδιάστατου βάθους $y_2/[(y_1+d)Fr_1]$ για όλους τους τύπους αλμάτων φαίνεται στο Σχήμα 5.6 όπου τα δεδομένα για όλους τους τύπους ροής φαίνεται να βρίσκονται πάνω στην ίδια καμπύλη. Η καμπύλη που σχηματίζεται από τα δύο μονώνυμα είναι χρήσιμη για τον σχεδιασμό λεκάνης ηρεμίσσεως με παρουσία καταβαθμού αφού συσχετίζει τα χαρακτηριστικά της υπερκρίσιμης ροής ανάντη (ειδική παροχή q , βάθος y_1 και Fr_1) με το υποκρίσιμο βάθος y_2 κατάντη και το ύψος του καταβαθμού d . Προσαρμογή μιας πολυωνμικής εξίσωσης δευτέρου βαθμού μέσω ελαχίστων τετραγώνων στα πειραματικά αποτελέσματα δίνει την εξίσωση

$$y = 0.450x^2 + 0.47x + 0.05 \quad (5.2)$$

με συντελεστή συσχέτισης $R^2=0.9798$.

Για πρακτική εφαρμογή αυτής της καμπύλης ας θεωρήσουμε αγωγό ορθογωνικής διατομής πλάτους 5 m που μεταφέρει παροχή $30 \text{ m}^3/\text{s}$ με υπερκρίσιμη ροή ανάντη βάθους $y_1=0.60 \text{ m}$ και κατάντη βάθος ροής $y_2=4.00 \text{ m}$. Ο αριθμός Froude στα ανάντη είναι $Fr_1=4.12$ και το κρίσιμο βάθος $y_c=1.54 \text{ m}$. Επιλύοντας την πεπλεγμένη εξίσωση (5.2) ως προς το ύψος του καταβαθμού με διαδικασία δοκιμών προκύπτει ότι $d=2.58 \text{ m}$ όταν $y_2/[(y_c+d)Fr_1]=0.24$ και $y_2/[(y_1+d)Fr_1]=0.31$. Επομένως, για την παροχή σχεδιασμού θα πρέπει να επιλεγεί ύψος καταβαθμού περί τα 2.50 m για σταθεροποίηση του άλματος.



Σχήμα 5.6 Συσχέτιση των μεταβλητών y_1 , Fr_1 , d , y_c και y_2 για όλους τους τύπους ροής σε καταβαθμό.

5.2.2 Μονοδιάστατη εξίσωση ορμής

Για να γράψουμε τη μονοδιάστατη εξίσωση της ορμής στην περιοχή του καταβαθμού θεωρήσαμε ότι η πίεση στο κατακόρυφο μέτωπο μπορεί να θεωρηθεί υδροστατική σε σχέση με το υπερκείμενο βάθος ροής πάνω από την ακμή. Επειδή στην περιοχή του καταβαθμού η ροή δεν είναι παράλληλη χρησιμοποιήσαμε το συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k που υπολογίζεται από την εξίσωση (3.16α) για τα άλματα τύπου minimum B jump, B jump, Wave train και Wave jump και την εξίσωση (3.16β) για το A jump, με δεδομένα τα βάρη ανάντη και κατόντη y_1 και y_2 αντίστοιχα και την ειδική παροχή q .

Στο Σχήμα 5.7 παρουσιάζουμε το συντελεστή k σαν συνάρτηση του λόγου $(y_1+d)/y_2$ για όλους τους τύπους αλμάτων. Παρατηρούμε ότι ο συντελεστής διόρθωσης πίεσης λαμβάνει θετικές τιμές για όλους τους τύπους αλμάτων. Επίσης, οι περισσότερες μετρήσεις βρίσκονται στην περιοχή $(y_1+d)/y_2 < 1$, που σημαίνει ότι η κατόντη στάθμη νερού βρίσκεται υψηλότερα σε σχέση με την στάθμη νερού ανάντη, με εξαίρεση λίγες μετρήσεις που αφορούν στο minimum B jump και αντιστοιχούν σε μικρές παροχές ($Q < 9$ L/s) για τις οποίες $y_2 < y_1 + d$. Ο συντελεστής διόρθωσης της πίεσης λαμβάνει τιμές κοντά στο 0.5 για το minimum B jump και 1 για το A jump. Εάν αντικαταστήσουμε $k=0.5$ στην εξίσωση (3.12α) και $k=1$ στην εξίσωση (3.12β) προκύπτουν:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}gy_1^2 + \frac{1}{2}gd\left(y_1 + \frac{d}{2}\right) - \frac{1}{2}gy_2^2 &= q(V_2 - V_1) \rightarrow \\ \frac{1}{2}g(y_1 + d)^2 - \frac{1}{2}gd\left(y_1 + \frac{d}{2}\right) - \frac{1}{2}gy_2^2 &= q(V_2 - V_1) \end{aligned} \quad (5.3\alpha)$$

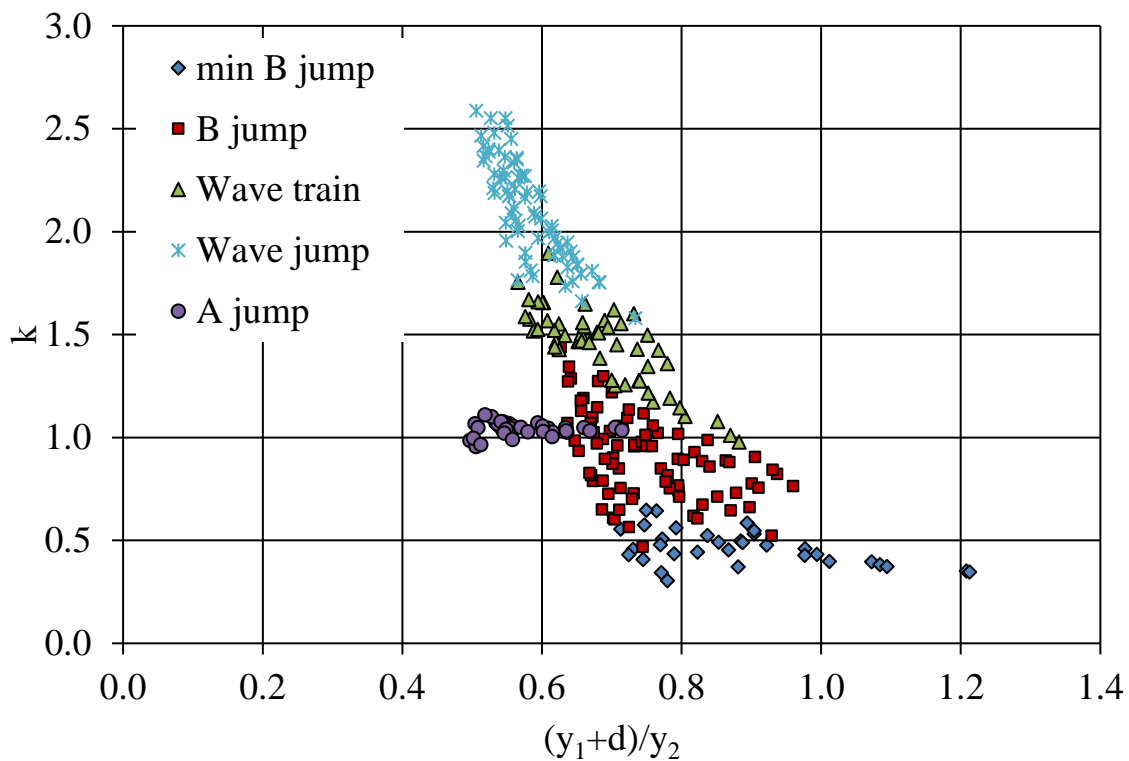
για το minimum B-jump και

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}gy_1^2 + gd\left(y_2 - \frac{d}{2}\right) - \frac{1}{2}gy_2^2 &= q(V_2 - V_1) \rightarrow \\ \frac{1}{2}gy_1^2 - \frac{1}{2}g(y_2 - d)^2 &= q(V_2 - V_1) \end{aligned} \quad (5.3\beta)$$

για το A jump. Η εξίσωση (5.3α), δείχνει ότι αν θεωρήσουμε υδροστατική κατανομή της πίεσης στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού, η ορμή από την υδροστατική κατανομή των πιέσεων στα ανάντη (αριστερό μέλος) $g(y_1+d)^2/2$ πρέπει να μειωθεί κατά τον όρο $gd(y_1+d)/2$ που αποτελεί το μισό της δύναμης από πιέσεις στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού εάν η στάθμη νερού είναι y_1+d . Η εξίσωση (5.3β), δείχνει ότι η κατανομή της πίεσης στο

κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού είναι υδροστατική, αφού η δύναμη από πιέσεις στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού εξισορροπείται από την δύναμη από πιέσεις που προκύπτει από την τραπεζοειδή κατανομή της πίεσης ανάμεσα στην στάθμη 0 (πυθμένας του αγωγού) και την στάθμη d (πρόσωπο καταβαθμού). Τα αποτελέσματα για τον συντελεστή διόρθωσης της πίεσης στην περίπτωση εμφάνισης του A jump, επιβεβαιώνουν το συμπέρασμα της εργασίας των Hager and Bretz (1986) περί ύπαρξης υδροστατικής κατανομής της πίεσης στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού για τον συγκεκριμένο τύπο άλματος.

Όταν το άλμα είναι βυθισμένο (B jump) προκύπτει $0.5 < k < 1.5$ για $0.6 < (y_1+d)/y_2 < 1$. Εάν η ροή δεν προσκρούει στον πυθμένα, δηλαδή όταν μετά τον καταβαθμό η ροή είναι επιφανειακή προκύπτει $1 < k < 2$ για $0.55 < (y_1+d)/y_2 < 0.9$ (wave-train) και $k > 1.5$ για $0.5 < (y_1+d)/y_2 < 0.7$ (wave-jump). Σε κάποιες μετρήσεις του B jump, προέκυψε $1 < k < 1.5$, που αποδίδεται στα μεταβατικά χαρακτηριστικά του άλματος κατά την εκτέλεση της πειραματικής διαδικασίας, λόγω της αλλαγής του τύπου του άλματος μεταξύ του B jump και του Wave train (μεταβατικά χαρακτηριστικά έχουν παρατηρηθεί προηγουμένως από τον Mossa, 1999). Από το ίδιο σχήμα μπορεί να παρατηρηθεί ότι για σταθερό ανάντη βάθος y_1 , η αύξηση του κατάντη βάθους y_2 οδηγεί σε αύξηση του συντελεστή k . Επομένως με την αύξηση του κατάντη βάθους y_2 και την μετάπτωση του τύπου ροής από minimum B jump σε Wave train παρατηρείται αύξηση του συντελεστή διόρθωσης πίεσης. Επιπλέον παρατηρούμε ότι κατά τη μετάβαση από minimum B jump σε Wave jump μειώνεται το εύρος του λόγου $(y_1+d)/y_2$ γεγονός που πιθανόν οφείλεται στον περιορισμό του εύρους των ανάντη και κατάντη υδραυλικών συνθηκών που επιτρέπουν την εμφάνιση του Wave train και του Wave jump.



Σχήμα 5.7 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k , από την μονοδιάστατη εξίσωση ορμής σαν συνάρτηση του λόγου $(y_1+d)/y_2$.

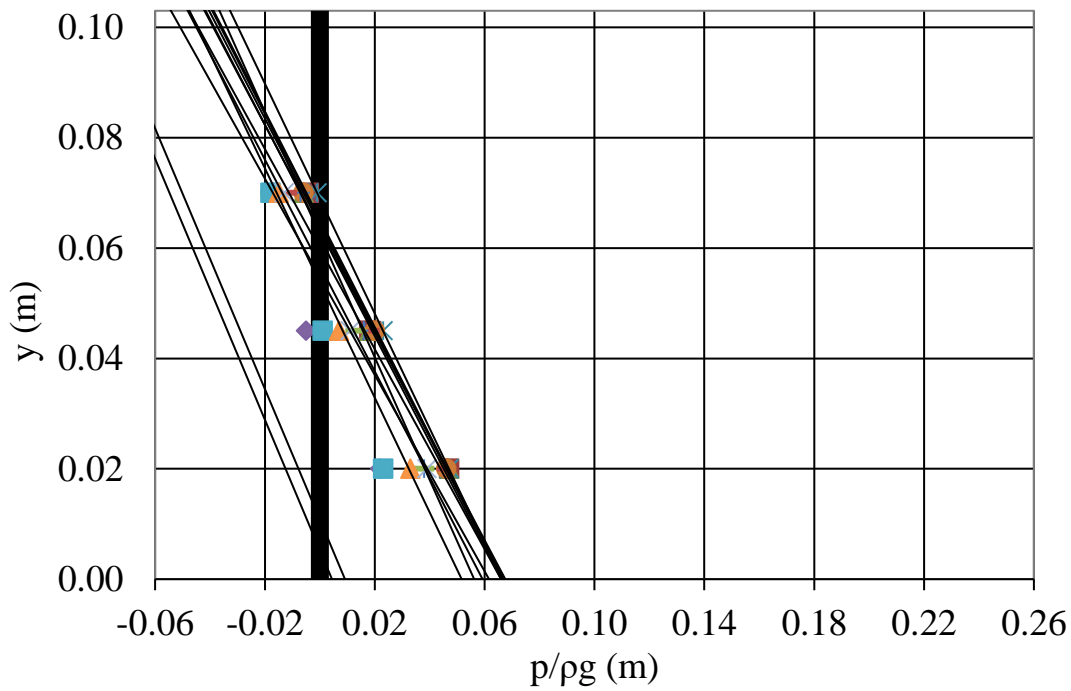
5.2.3 Μετρήσεις πίεσης στο μέτωπο του καταβαθμού

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το ύψος πίεσης στο κατακόρυφο επιπέδο του καταβαθμού μετρήθηκε για διάφορες ανάντη και κατάντη συνθήκες ροής με τρία πιεζόμετρα τα K1, K2 και K3, των οποίων το κέντρο της οπής ήταν σε απόσταση 7.0 cm, 4.5 cm και 2.0 cm από τον πυθμένα της διώρυγας αντίστοιχα (Σχήμα 4.6).

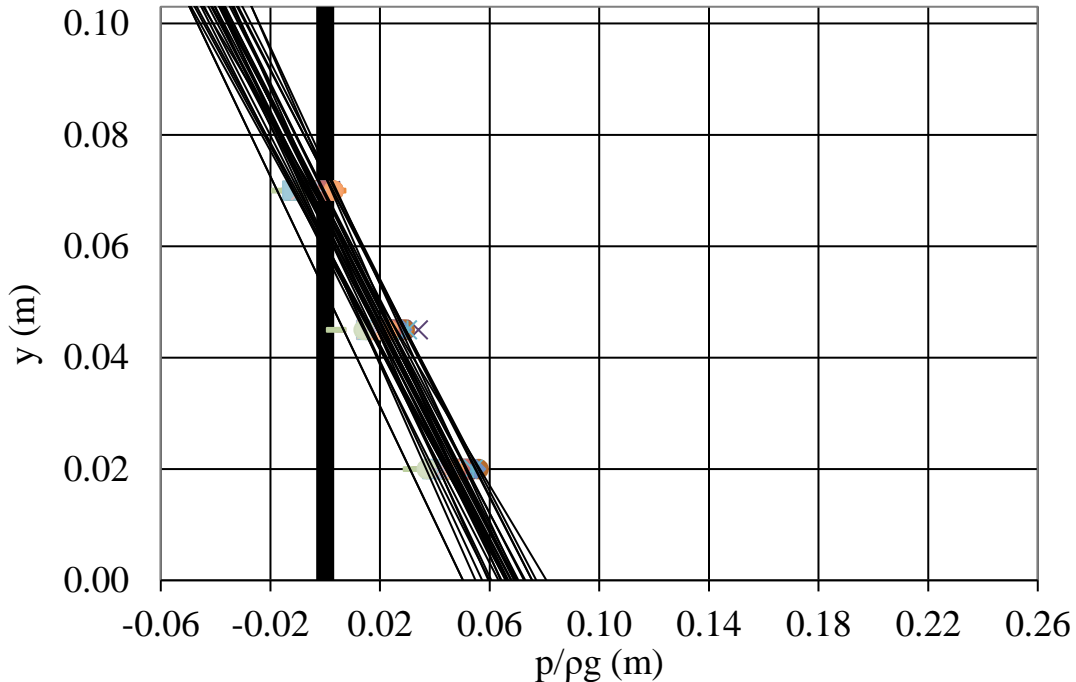
Στα Σχήματα 5.8 έως 5.13, παρουσιάζεται η μεταβολή του μετρημένου ύψους πίεσης $p/\rho g$ στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της απόστασης y από τον πυθμένα για τους εξής τύπους ροής: (i) υπερκρίσιμη ροή κατάντη του καταβαθμού, (ii) minimum B jump, (iii) B jump, (iv) Wave train, (v) Wave jump και (vi) A jump αντίστοιχα. Στα ίδια σχήματα φαίνεται και η γραμμική επέκταση των μετρήσεων της πίεσης έως το χείλος του καταβαθμού και μέχρι τον πυθμένα. Ο συντελεστής συσχέτισης ήταν μεγαλύτερος από 0.99. Επιπλέον, στα Σχήματα 5.10 και 5.11 έχει επισημανθεί (έντονη κόκκινη γραμμή) η μέτρηση για την οποία

επέκταση της γραμμής μέχρι το χείλος του καταβαθμού δίνει μηδενική πίεση εκεί για τους τύπους ροής B jump και Wave train αντίστοιχα. Η μέτρηση αυτή για το B jump και το Wave train αντιστοιχεί σε τιμή του λόγου, $y_2/(y_c+d)=1.073$ και $y_2/(y_c+d)=1.211$ (αύξων αριθμός μέτρησης 13 και 129 αντίστοιχα του σχετικού Πίνακα A.3 του υποκεφαλαίου A.2 του παραρτήματος).

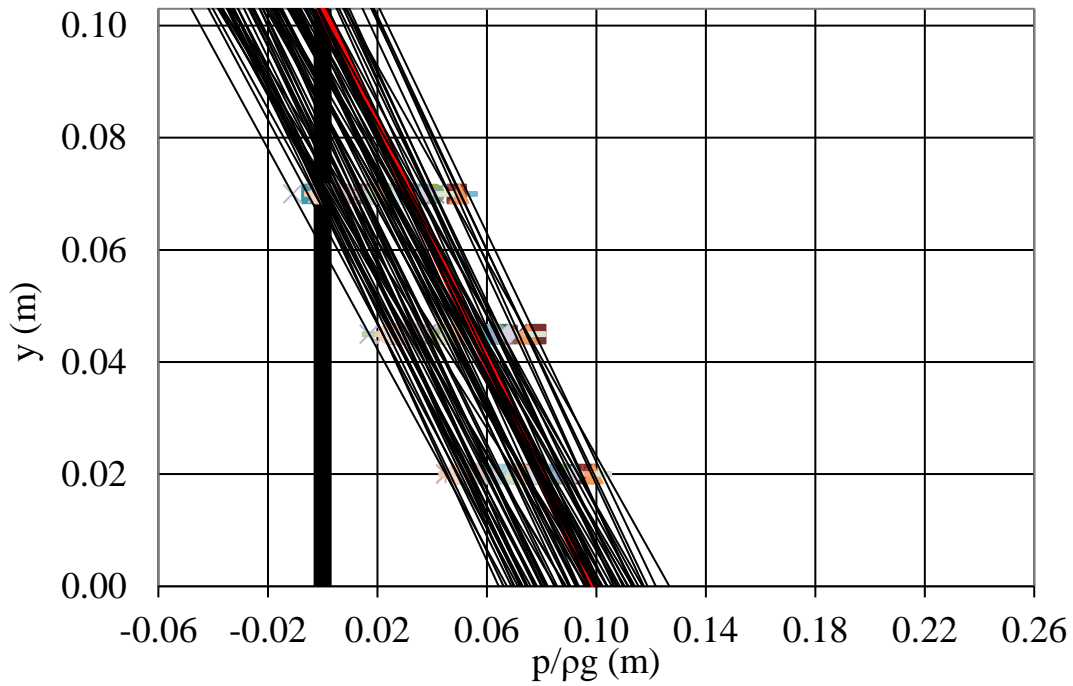
Από τα σχήματα αυτά είναι εμφανής η μείωση του ύψους πίεσης με την αύξηση της κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα, ενώ στην υψηλότερη θέση μέτρησης της πίεσης παρατηρείται αύξηση της ελάχιστης τιμής της πίεσης με την διαδοχική αλλαγή του τύπου της ροής από minimum B jump σε A jump. Όταν η ροή διατηρείται υπερκρίσιμη κατάντη του καταβαθμού ή όταν εμφανίζεται το minimum B jump, τότε κάποια περιοχή του κατακόρυφου επιπέδου του βυθισμένου καταβαθμού παρουσιάζει αρνητική πίεση (υποπίεση) και κάποια περιοχή παρουσιάζει θετική πίεση. Όταν εμφανίζεται το B jump, δηλαδή όταν το υδραυλικό άλμα είναι πλέον βυθισμένο, τότε η πίεση μπορεί να είναι είτε θετική σε ολόκληρο το κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού ή αρνητική σε κάποια περιοχή του, όταν το κατάντη βάθος είναι μικρό. Στην περίπτωση εμφάνισης του Wave train, η πίεση στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού είναι οριακά θετική παντού, εξαρτώμενη από τα μεταβατικά χαρακτηριστικά που παρουσιάζονται μεταξύ του συγκεκριμένου τύπου άλματος και του B jump (Mossa, 1999, Mossa et al. 2003). Στην περίπτωση εμφάνισης του Wave jump και του A jump, η πίεση είναι θετική σε όλη την περιοχή του κατακόρυφου επιπέδου του καταβαθμού.



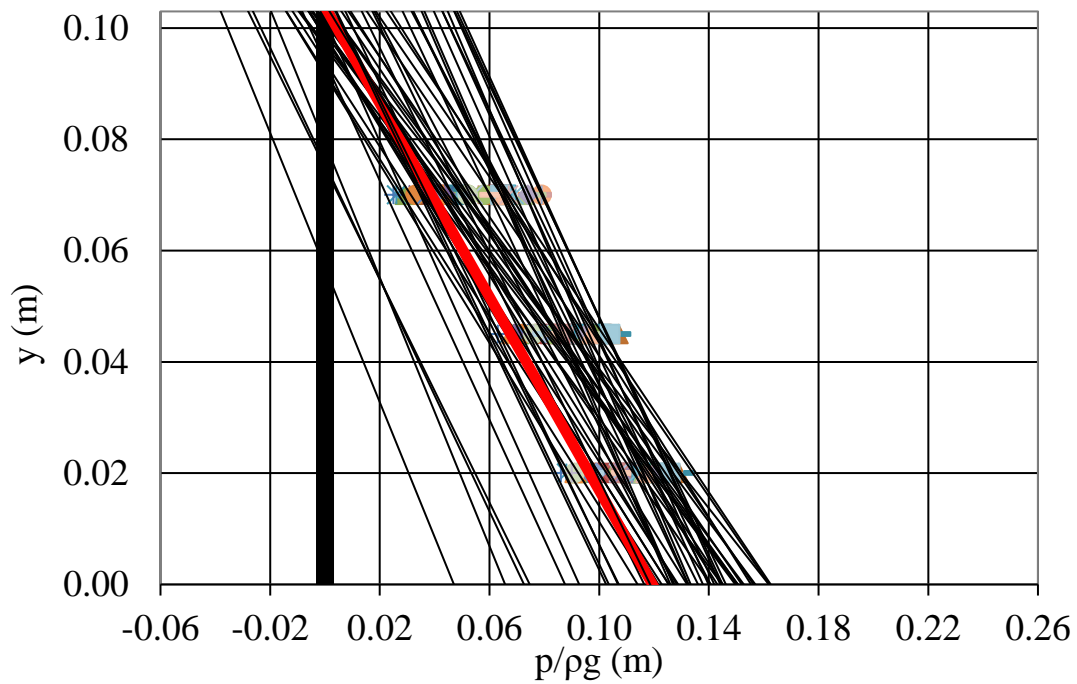
Σχήμα 5.8 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/pg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για υπερκρίσιμη ροή κατάντη.



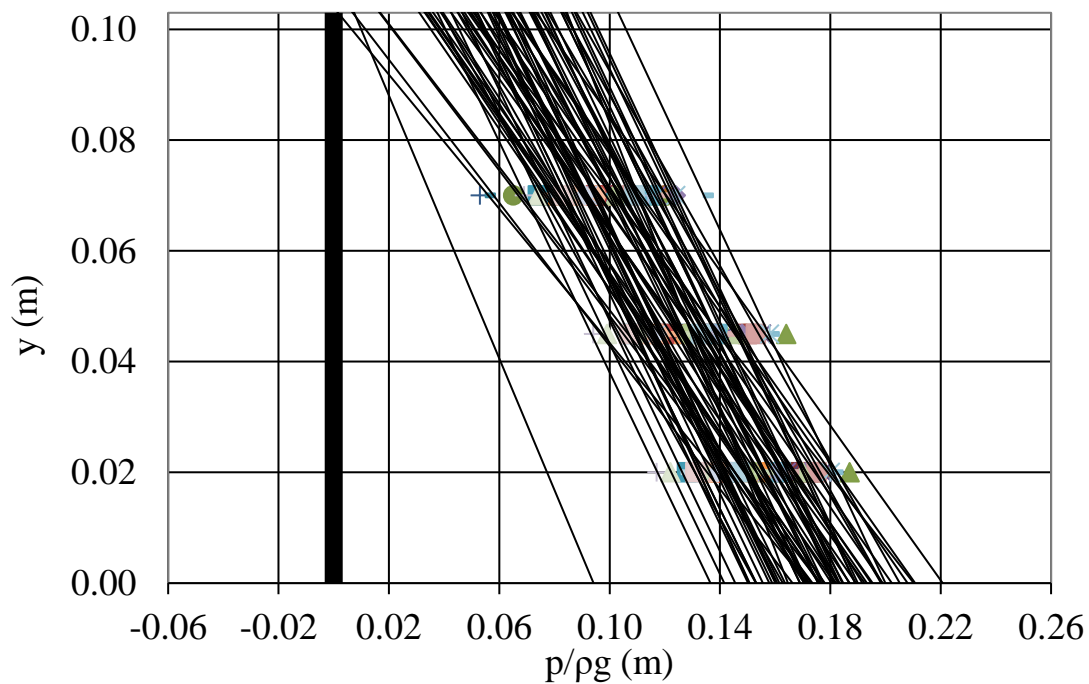
Σχήμα 5.9 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης p/pg στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το minimum B jump.



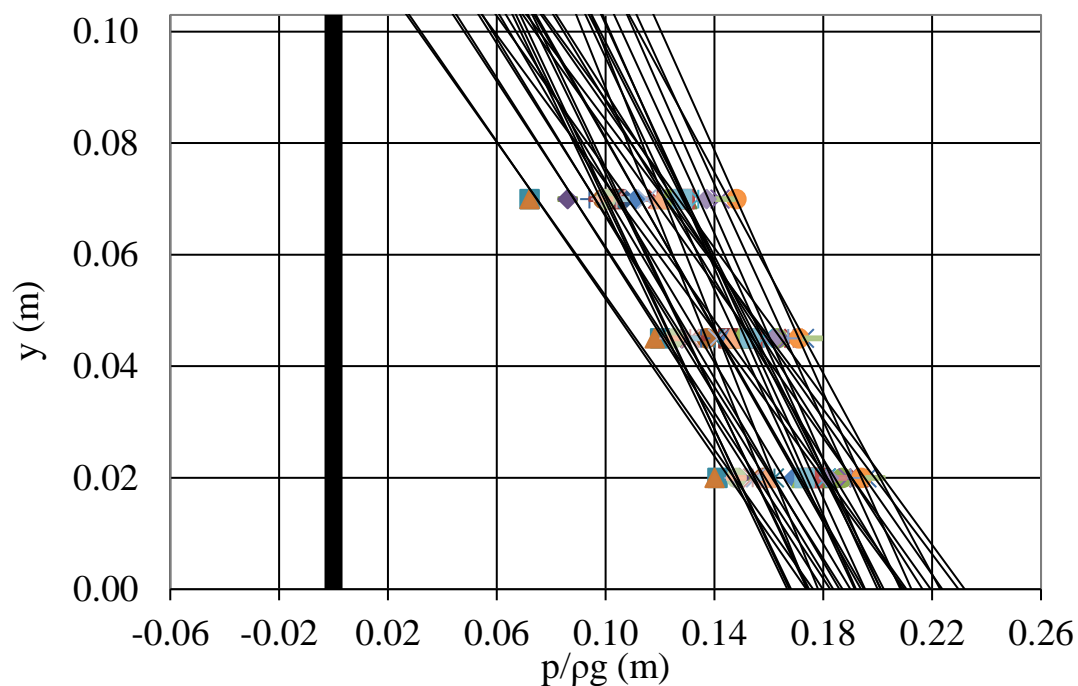
Σχήμα 5.10 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης $p/\rho g$ στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το B jump.



Σχήμα 5.11 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης $p/\rho g$ στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το Wave train.



Σχήμα 5.12 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης $p/\rho g$ στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το Wave jump.

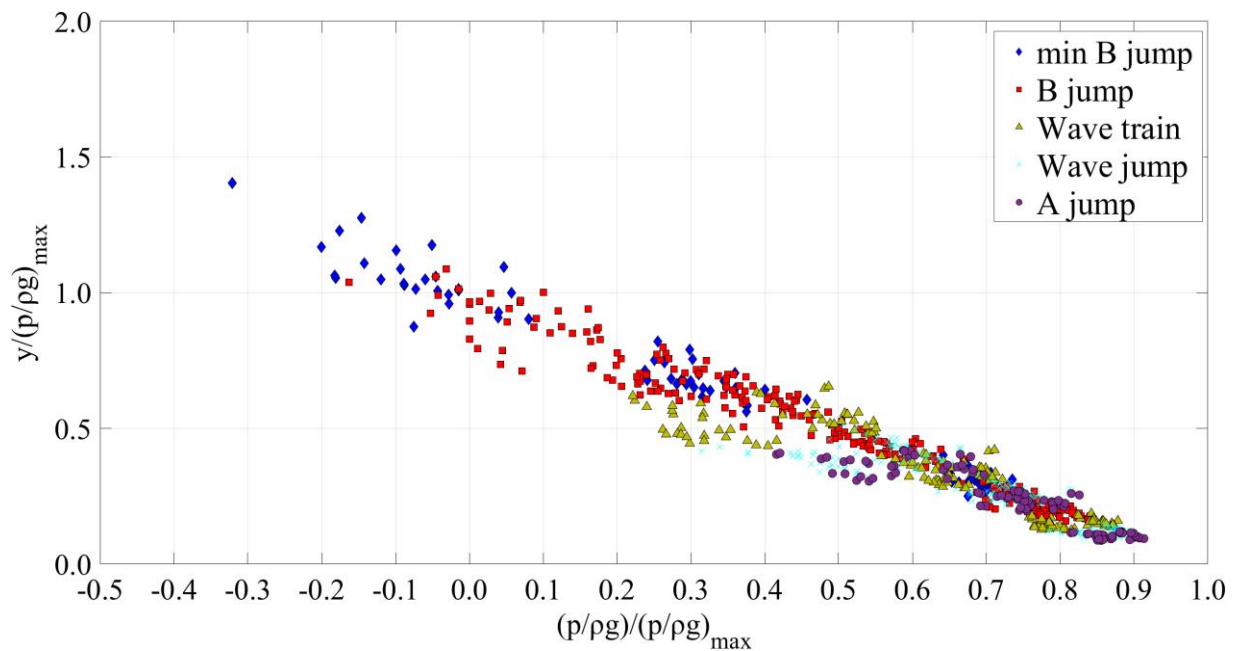


Σχήμα 5.13 Κατανομή του μετρημένου ύψους πίεσης $p/\rho g$ στο μέτωπο του καταβαθμού σαν συνάρτηση της κατακόρυφης απόστασης y από τον πυθμένα για το A jump.

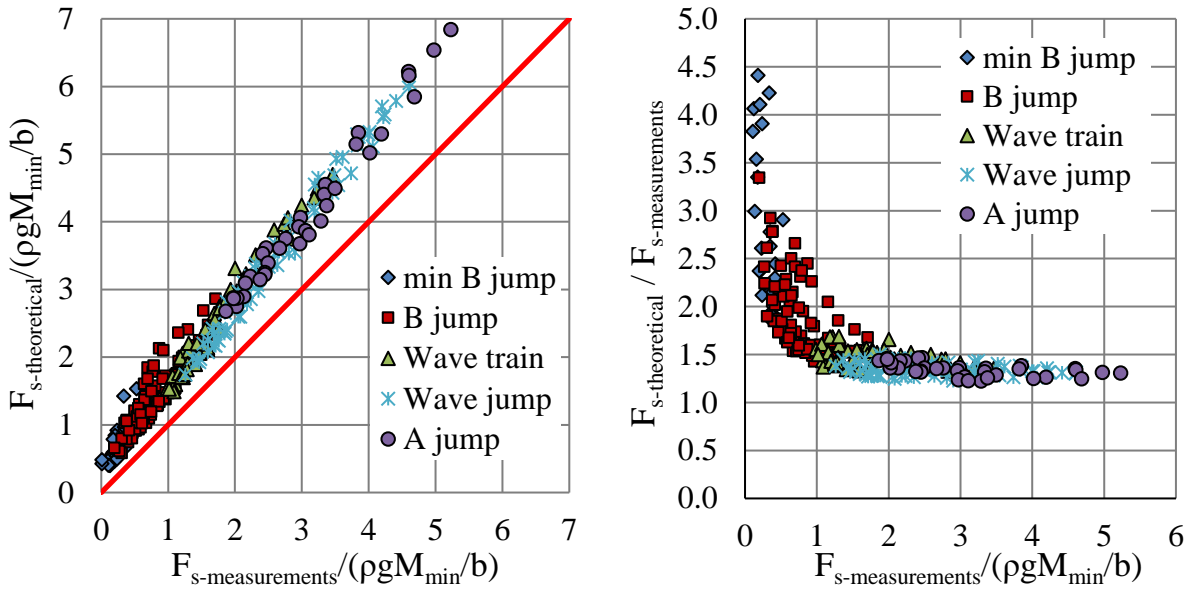
Υποθέτοντας γραμμική κατανομή της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού, μπορεί να υπολογιστεί το μέγιστο ύψος πίεσης στον πυθμένα του $(p/\rho g)_{\max}$. Στο Σχήμα 5.14, παρουσιάζεται συγκεντρωτικά η μεταβολή του μετρημένου αδιάστατου ύψους πίεσης $(p/\rho g)/(p/\rho g)_{\max}$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(p/\rho g)_{\max}$ για το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων κατηγοριοποιημένων ανά τύπο άλματος. Είναι προφανές ότι όταν $y/(p/\rho g)_{\max} \approx 1$ τότε $(p/\rho g)/(p/\rho g)_{\max} = 0$ και αυτό συμβαίνει μόνο για δύο τύπους ροής, το minimum B jump και το B jump. Για τους άλλους τύπους αλμάτων η πίεση είναι θετική σε ολόκληρο το κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού, ενώ το μέγιστο ύψος πίεσης προκύπτει μεγαλύτερο του d .

Στο σημείο αυτό θα συγκρίνουμε την δύναμη που ασκείται στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού που προκύπτει από την μονοδιάστατη εξίσωση ορμής με την δύναμη που προκύπτει από τις μετρήσεις του ύψους πίεσης στις τρεις θέσεις και την επέκταση της γραμμικής κατανομής σε όλο το ύψος του καταβαθμού. Η δύναμη που προκύπτει από την μονοδιάστατη εξίσωση ορμής προκύπτει ως η διαφορά των ειδικών δυνάμεων στις διατομές (1) και (2) του Σχήματος 3.3, υποθέτοντας επιπλέον ομοιόμορφη κατανομή της ταχύτητας και υδροστατική κατανομή της πίεσης στις διατομές (1) και (2) και αμελώντας τις δυνάμεις λόγω τριβών στον πυθμένα και στα κατακόρυφα τοιχώματα του αγωγού. Η μετρημένη δύναμη προκύπτει από την καθ' ύψος τραπεζοειδή αριθμητική ολοκλήρωση από την στάθμη μηδέν (πυθμένας) έως την στάθμη d (χείλος του καταβαθμού) της υποτιθέμενης γραμμικής κατανομής της πίεσης που ασκείται στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού. Τα αποτελέσματα παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.15 (αριστερά) αδιαστατοποιημένα με την ελάχιστη ειδική δύναμη που αντιστοιχεί στο κρίσιμο βάθος ενώ στο Σχήμα 5.15 (δεξιά) παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για τον λόγο της δύναμης που προκύπτει από την εξίσωση της ορμής προς την δύναμη που προκύπτει από την ολοκλήρωση της κατανομής των πιέσεων συναρτήσει της αδιαστατοποιημένης δύναμης από τις μετρήσεις πίεσης για όλους τους τύπους των αλμάτων. Από τα σχήματα αυτά προκύπτει ότι η δύναμη που υπολογίσαμε με εφαρμογή της εξίσωσης της ορμής είναι πάντοτε μεγαλύτερη από την δύναμη που υπολογίσαμε από την ολοκλήρωση της κατανομής των πιέσεων. Από τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.15 (δεξιά) για το minimum B jump και το B jump, ο λόγος της δύναμης που προκύπτει από την

εξίσωση της ορμής προς την δύναμη που προκύπτει από τις μετρήσεις της πίεσης λαμβάνει μεγάλες τιμές προσεγγίζοντας την τιμή 4.4 λόγω του γεγονότος ότι τμήμα του μετώπου του καταβαθμού βρίσκεται υπό αρνητική πίεση για τους δύο αυτούς τύπους αλμάτων (Σχήματα 5.9, 5.10) με αποτέλεσμα την αύξηση του σχετικού λόγου ενώ για τους υπόλοιπους τύπους αλμάτων η δύναμη που υπολογίζεται από την εξίσωση της ορμής είναι περίπου 35% μεγαλύτερη από την δύναμη που προκύπτει από την ολοκλήρωση των μετρημένων πιέσεων. Οι αποκλίσεις ανάμεσα στη μετρημένη και υπολογισμένη ειδική δύναμη στο μέτωπο του καταβαθμού οφείλονται αφενός στο ότι αμελήσαμε τις δυνάμεις τριβής από τον πυθμένα και τα κατακόρυφα τοιχώματα του αγωγού και αφετέρου στην υπόθεση γραμμικής κατανομής της πίεσης στο κατακόρυφο μέτωπο του καταβαθμού.



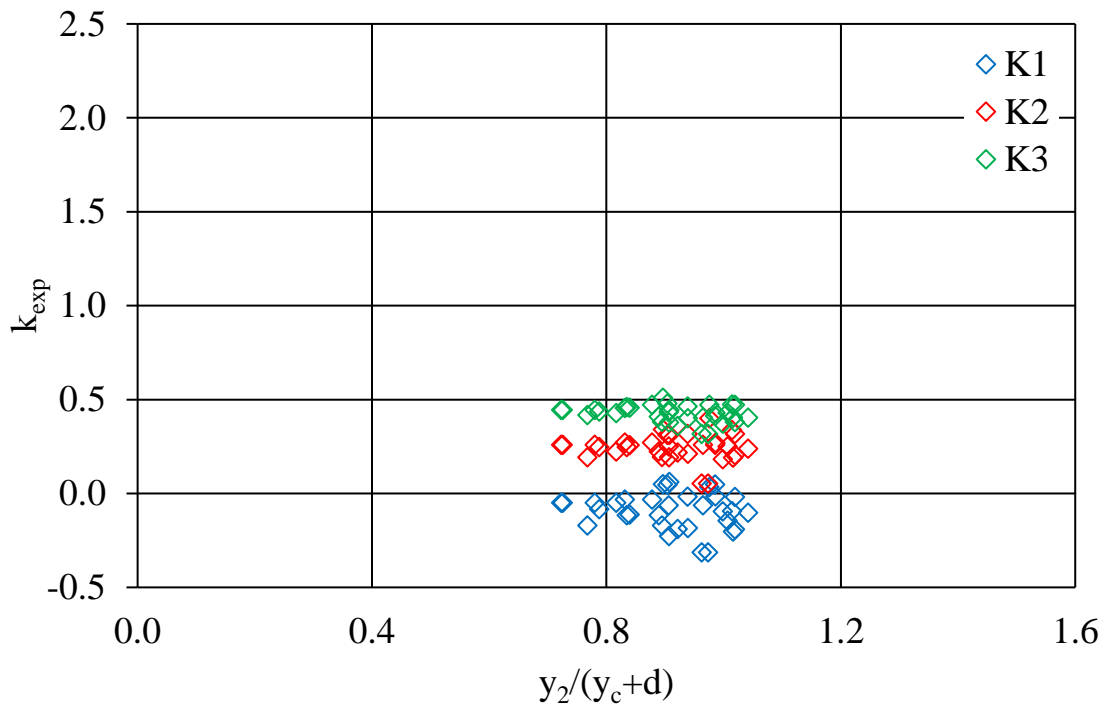
Σχήμα 5.14 Μεταβολή του αδιάστατου μετρημένου ύψους πίεσης, $(p/\rho g)/(p/\rho g)_{\max}$, που ασκείται επί του κατακόρυφου επιπέδου του καταβαθμού σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα, $y/(p/\rho g)_{\max}$, για όλους τους τύπους αλμάτων.



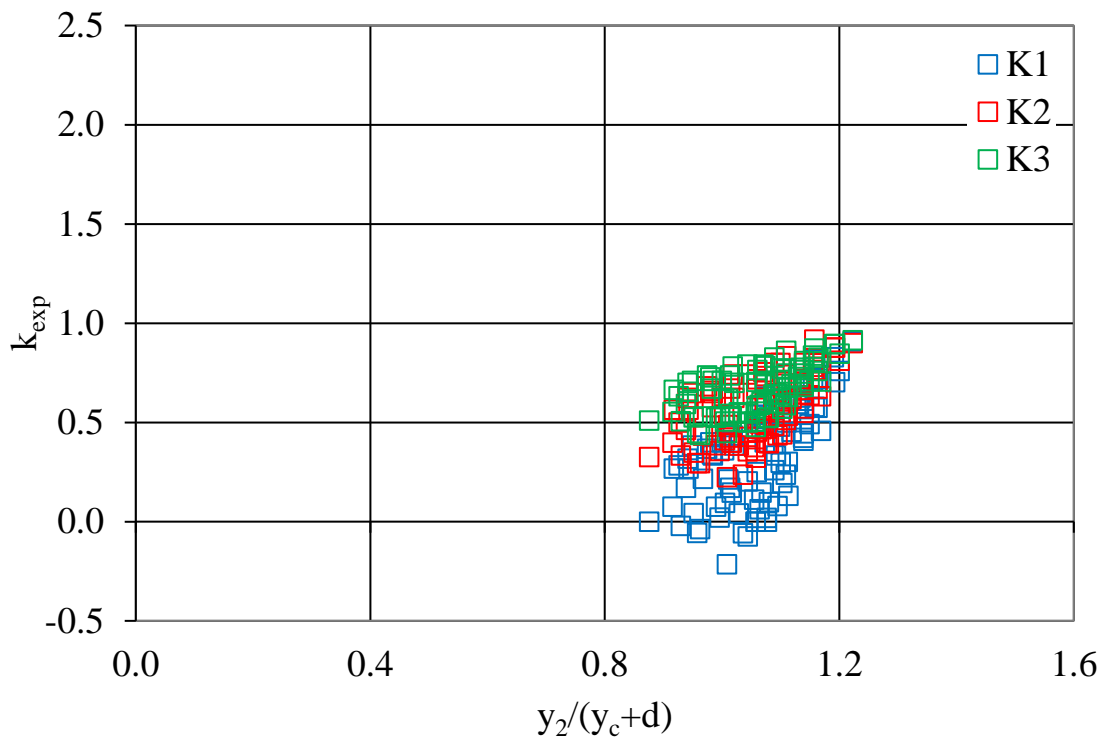
Σχήμα 5.15 Σύγκριση ανάμεσα στα θεωρητικά και τα πειραματικά αποτελέσματα για την ανά μονάδα πλάτους δύναμη εκ πιέσεων στο κατακόρυφο επίπεδο του καταβαθμού αδιαστατοποιημένη με την ελάχιστη ειδική δύναμη για όλους τους τύπους αλμάτων (αριστερά), Λόγος δύναμης από την εξίσωση ορμής προς την δύναμη από τις μετρήσεις πίεσης συναρτήσει της αδιαστατοποιημένης δύναμης από τις μετρήσεις πίεσης για όλους τους τύπους αλμάτων (δεξιά).

Στα σχήματα που ακολουθούν παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την σύγκριση του μετρημένου ύψους πίεσης $p/\rho g$ στο μέτωπο του καταβαθμού με το αντίστοιχο ύψος πίεσης της υδροστατικής κατανομής από την ελεύθερη επιφάνεια έως την πιεζομετρική οπή y_s για όλους τους τύπους ροής. Η σύγκριση αυτή επιτυγχάνεται με υπολογισμό του συντελεστή διόρθωσης k_{exp} της πίεσης ως το λόγο του μετρημένου ύψους πίεσης στην υπόψη θέση προς το ύψος της υδροστατικής πίεσης στην ίδια θέση $k_{exp}=(p/\rho g)/y_s$. Συγκεκριμένα, στα παρακάτω Σχήματα 5.16 έως 5.20, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για την μεταβολή του συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k_{exp} με τον λόγο $y_2/(y_c+d)$ και στις τρεις πιεζομετρικές οπές K1, K2 και K3 (από τη στέψη προς τον πυθμένα) για: (i) το minimum B jump, (ii) το B jump, (iii) το Wave train, (iv) το Wave jump και (v) το A jump αντίστοιχα. Από τα Σχήματα 5.16 και 5.17, προκύπτει ότι στην περίπτωση του minimum B jump και του B jump ο συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{exp} είναι μικρότερος της μονάδας και στις τρεις οπές που σημαίνει ότι η πίεση είναι μικρότερη της αντίστοιχης υδροστατικής. Στα ίδια σχήματα παρουσιάζονται και οι αρνητικές τιμές που λαμβάνει ο συντελεστής k_{exp} στην οπή K1 με το μεγαλύτερο υψόμετρο,

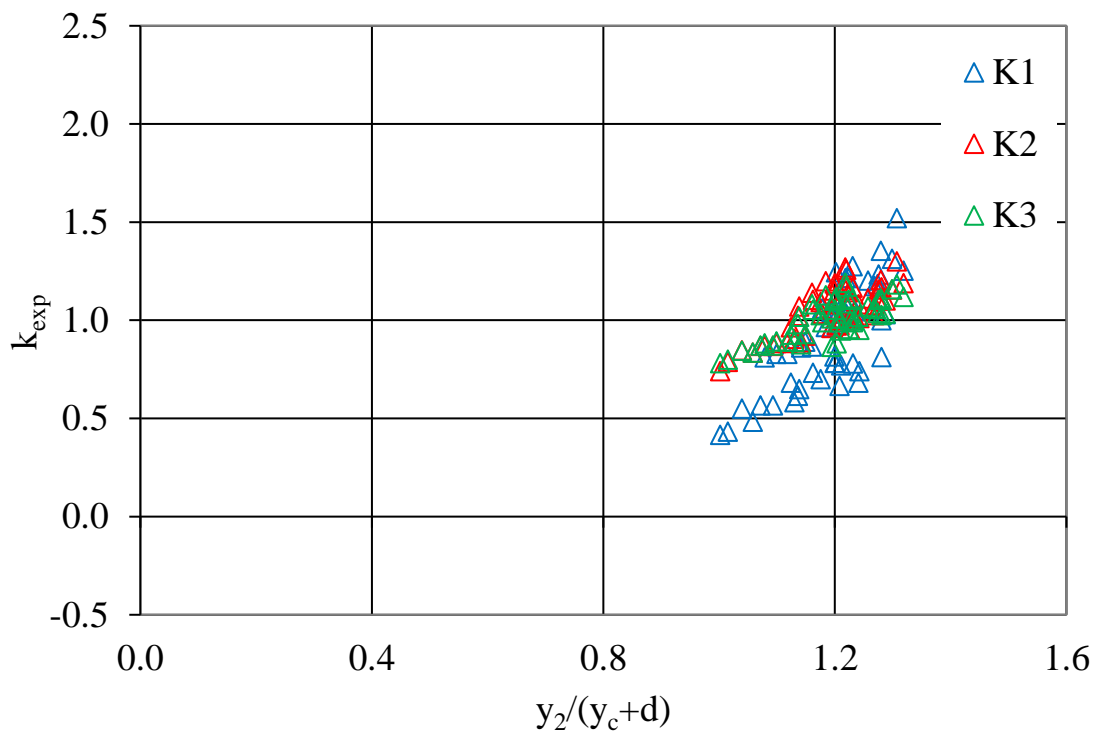
πλησιέστερα στη στέψη του καταβαθμού. Για το Wave train από το Σχήμα 5.18 προκύπτει ότι η ελάχιστη μετρημένη πίεση στην οπή K1 είναι μικρότερη της υδροστατικής, ενώ στις υπόλοιπες ο συντελεστής, k_{exp} , είναι μεγαλύτερος της μονάδας που σημαίνει ότι η πίεση είναι μεγαλύτερη της υδροστατικής. Στην περίπτωση του Wave jump από το Σχήμα 5.19 φαίνεται ότι $k_{exp} > 1$ παντού, που σημαίνει ότι η πίεση είναι μεγαλύτερη της υδροστατικής και στις τρεις πιεζομετρικές οπές. Τέλος, από το Σχήμα 5.20 ο συντελεστής διόρθωσης της πίεσης, k_{exp} προσεγγίζει την μονάδα, που σημαίνει ότι η πίεση είναι περίπου υδροστατική και στις τρεις πιεζομετρικές οπές επιβεβαιώνοντας τα συμπεράσματα της εργασίας των Hager and Bretz (1986).



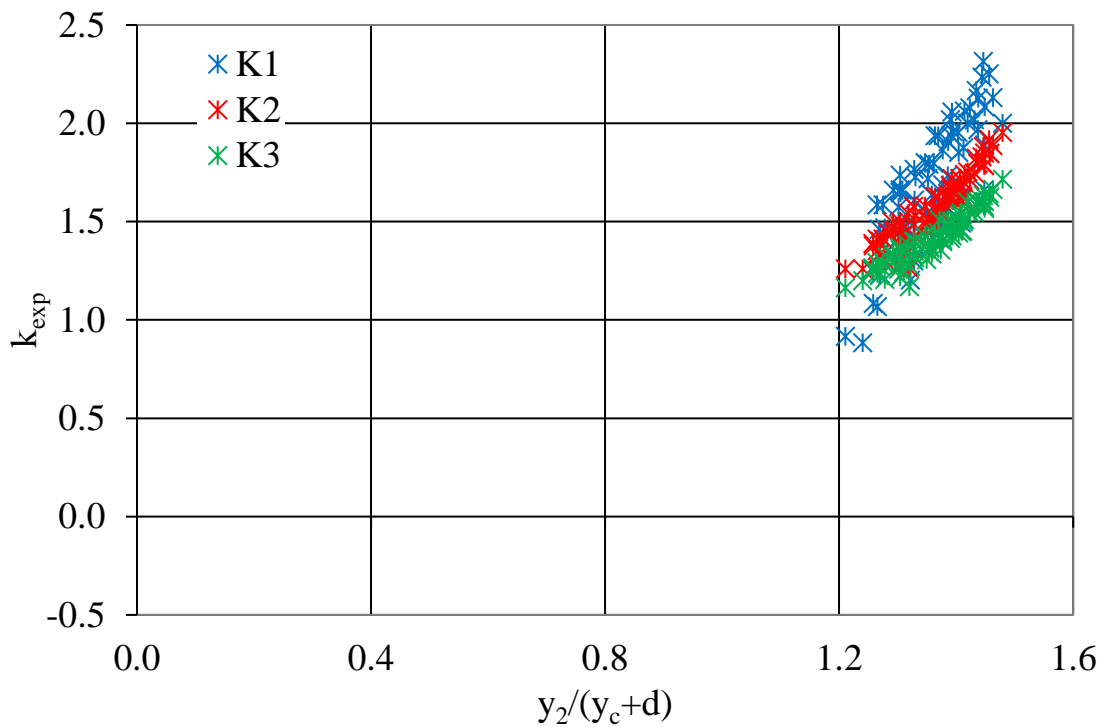
Σχήμα 5.16 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το minimum B jump.



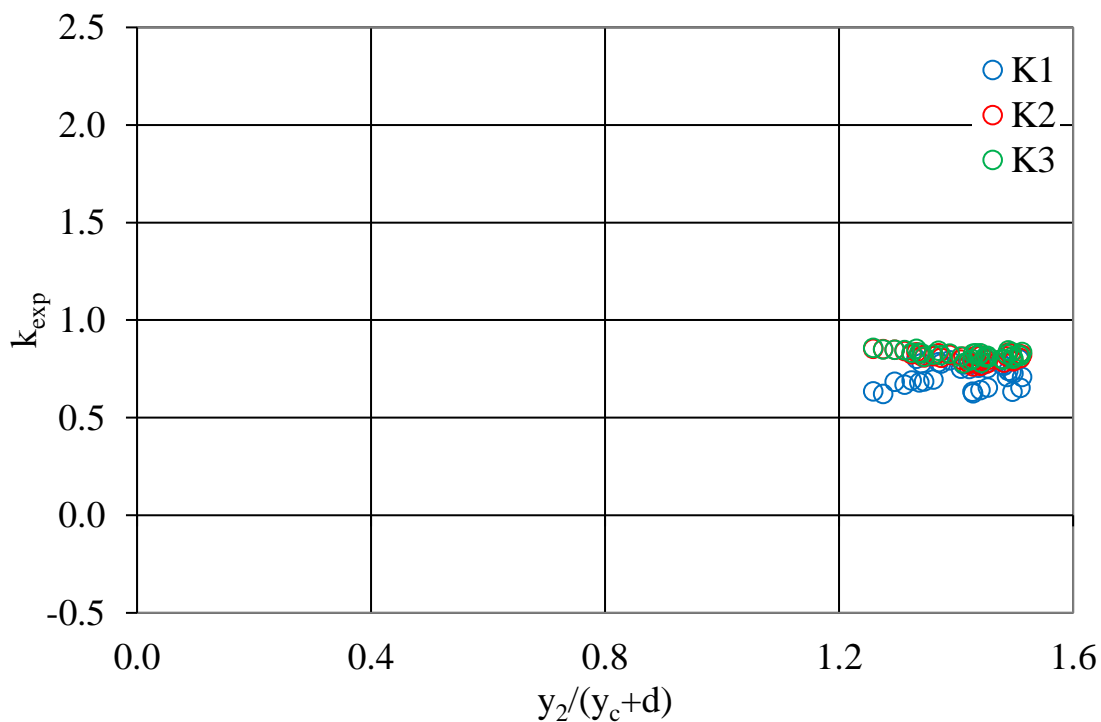
Σχήμα 5.17 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το B jump.



Σχήμα 5.18 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το Wave train.



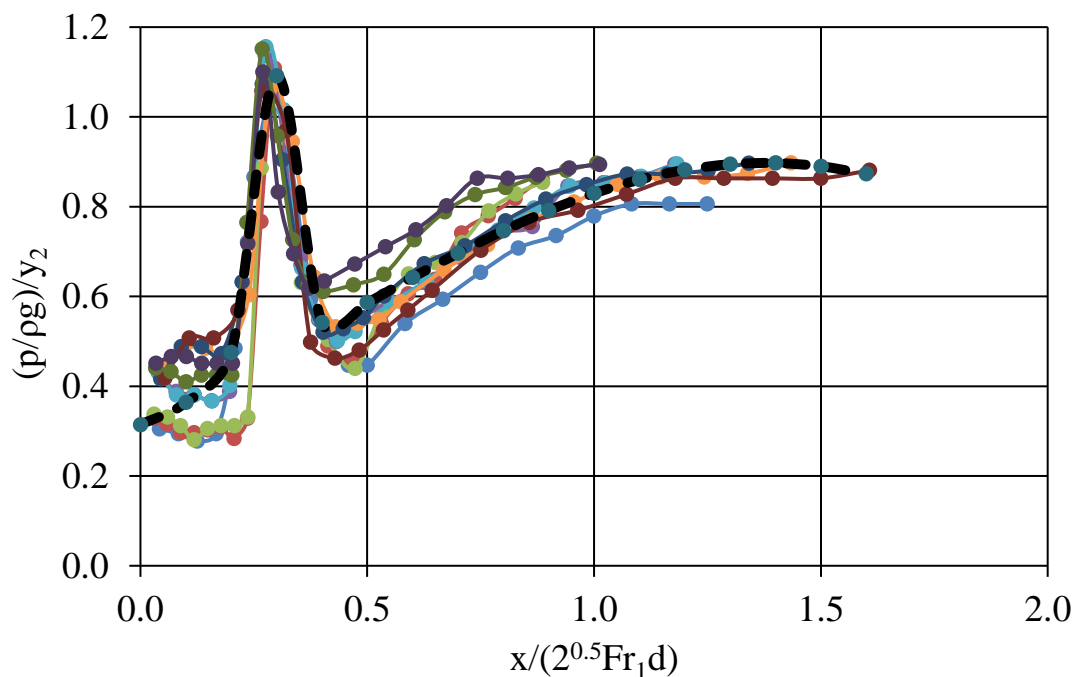
Σχήμα 5.19 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το Wave jump.



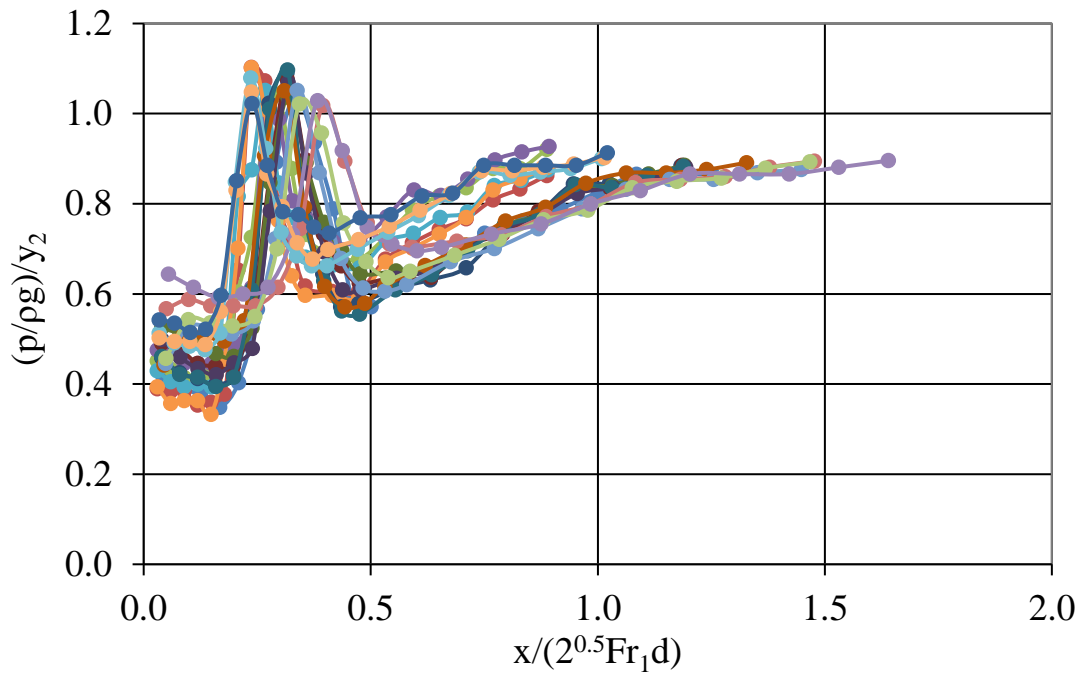
Σχήμα 5.20 Συντελεστής διόρθωσης της πίεσης k_{exp} στα πιεζόμετρα του μετώπου του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για το A jump.

5.2.4 Μετρήσεις πίεσης στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού

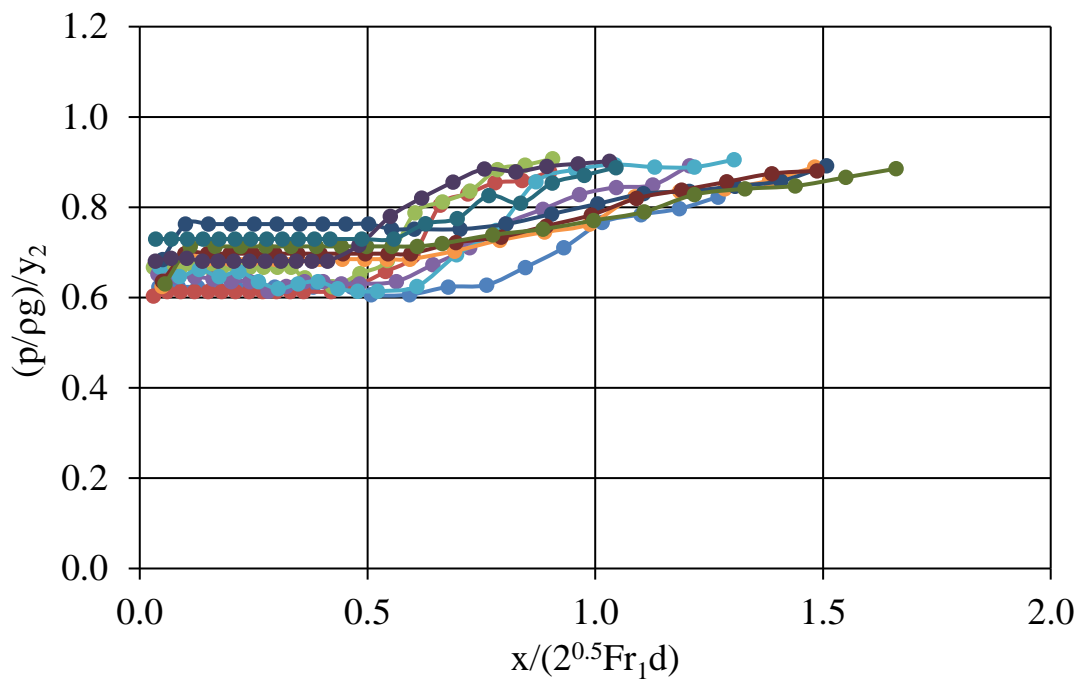
Το ύψος πίεσης στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού στην περιοχή του υδραυλικού άλματος μετρήθηκε σε 21 πιεζομετρικές οπές με αρίθμηση 16 έως και 36, (Σχήμα 4.5) για διάφορες συνθήκες ροής και συγκρίνεται με το βάθος y_2 κατάντη. Η οριζόντια απόσταση από το πόδι του καταβαθμού μπορεί να αδιαστατοποιηθεί με την οριζόντια απόσταση που διανύει η εκτοξευόμενη φλέβα νερού ανάντη του καταβαθμού με μέση ταχύτητα V_1 , η οποία σύμφωνα με την θεωρία οριζόντιας βολής προκύπτει ίση με $2^{0.5}Fr_1d$. Τα αποτελέσματα αυτών των μετρήσεων της πίεσης σε αδιάστατη μορφή $(p/\rho g)/y_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ από τον καταβαθμό παρουσιάζονται στα Σχήματα 5.21 έως 5.25 που ακολουθούν για τους τύπους ροής (i) minimum B jump, (ii) B jump, (iii) Wave train, (iv) Wave jump και (v) A jump αντίστοιχα.



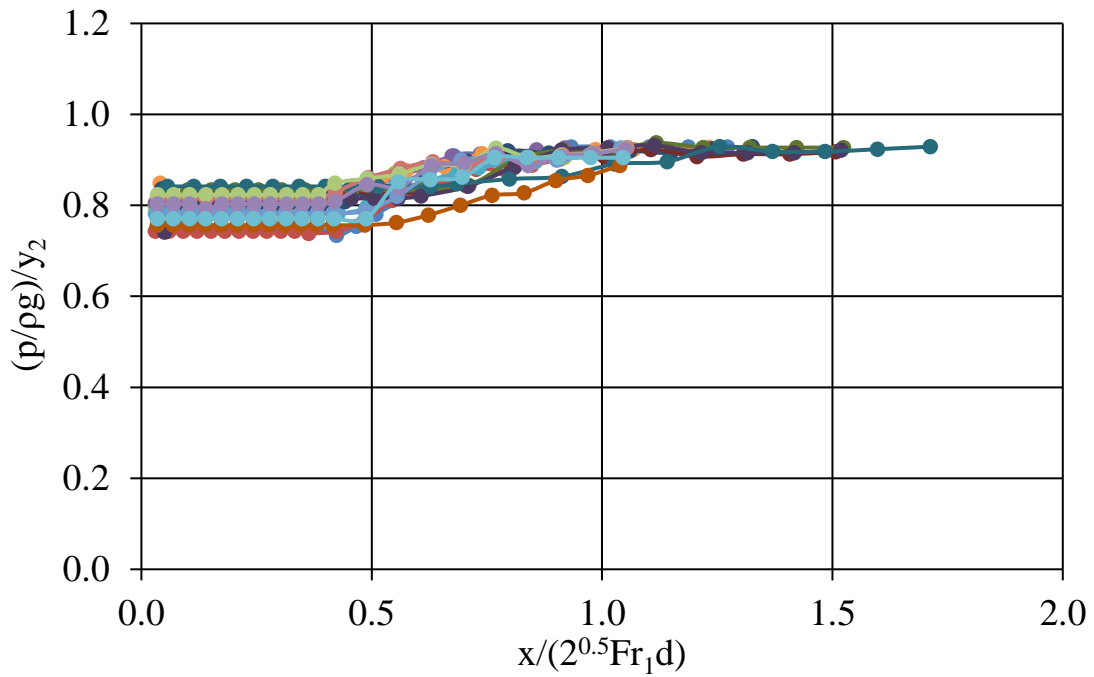
Σχήμα 5.21 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/y_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το minimum B jump.



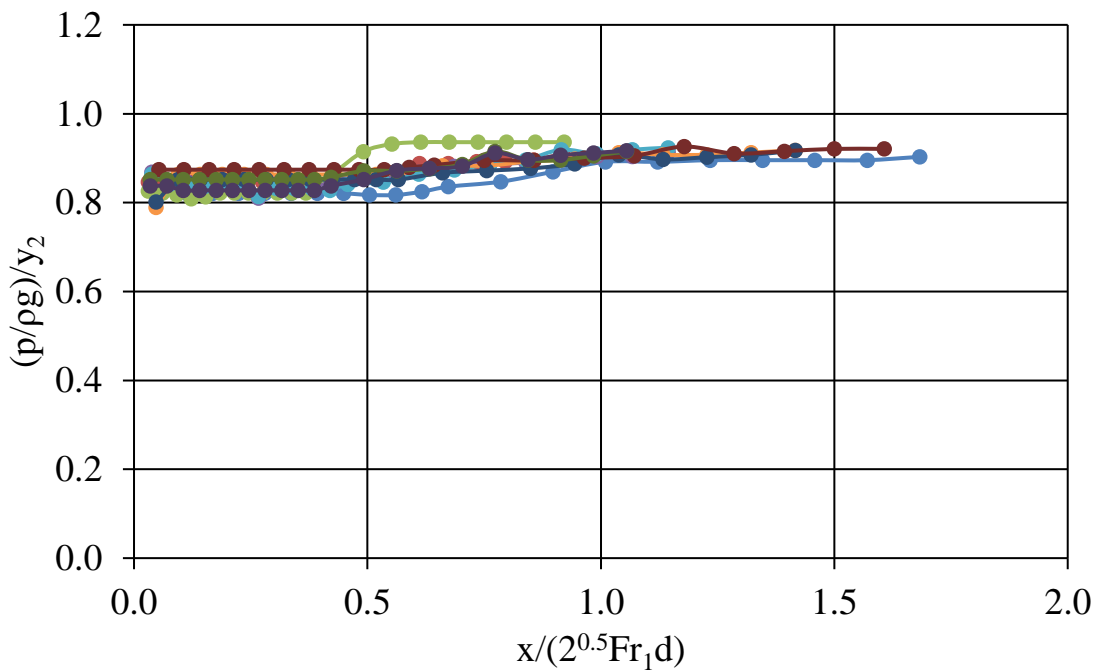
Σχήμα 5.22 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/\gamma_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το B jump.



Σχήμα 5.23 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/\gamma_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το Wave train.



Σχήμα 5.24 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/\gamma_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το Wave jump.



Σχήμα 5.25 Αδιάστατο μετρημένο ύψος πίεσης στον πυθμένα $(p/\rho g)/\gamma_2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ για το A jump.

Από τα Σχήματα 5.21 και 5.22 φαίνεται ότι στην περίπτωση που υπερκρίσιμη φλέβα νερού προσκρούει στον πυθμένα όπως συμβαίνει στο minimum B jump και στο B jump, το αδιάστατο ύψος πίεσης εμφανίζει αιχμή μεγαλύτερη του βάθους ομοιόμορφης ροής y_2 στην διατομή (2) σε κάποια απόσταση από το πόδι του καταβαθμού λόγω ανακοπής της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας. Συγκεκριμένα, στην περίπτωση του minimum B jump η μέγιστη πίεση εμφανίζεται σε αδιάστατη απόσταση $x/(2^{0.5}Fr_1d)=0.3$. Και στους δύο αυτούς τύπους άλματος το ύψος πίεσης ανάντη και κατόντη της θέσης που εμφανίζεται η αιχμή και έως απόσταση $x/(2^{0.5}Fr_1d)=1.50$ είναι μικρότερο του ύψους υδροστατικής πίεσης (βάθος ομοιόμορφης ροής y_2) εξαιτίας της έντονης καμπυλότητας που παρουσιάζουν οι γραμμές ροής της εκεί. Από τα Σχήματα 5.23 έως 5.25 προκύπτει ότι όταν η ροή είναι επιφανειακή όπως συμβαίνει στην περίπτωση των Wave train, Wave jump και A jump, το ύψος πίεσης δεν παρουσιάζει αιχμή και είναι μικρότερο του y_2 μέχρι την απόσταση $x/(2^{0.5}Fr_1d)=1.50$ λόγω της υποπίεσης που προκαλεί η ταχέως κινούμενη επιφανειακή φλέβα νερού στο χείλος του καταβαθμού (Bernoulli).

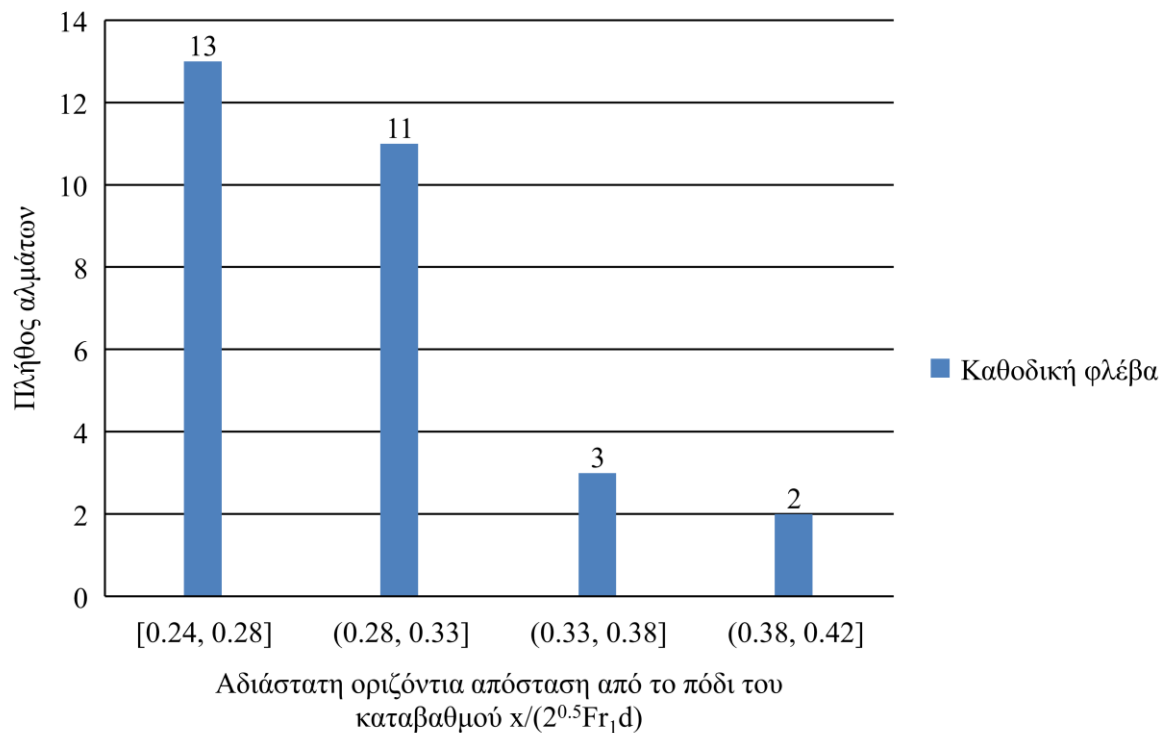
Από την μαθηματική προσαρμογή μιας κανονικής συνάρτησης στα πειραματικά δεδομένα του minimum B jump προκύπτει η παρακάτω εξίσωση:

$$y = 0.6485e^{-\left(\frac{x-0.2879}{0.05663}\right)^2} + 0.8974e^{-\left(\frac{x-1.377}{1.344}\right)^2} \quad (5.4)$$

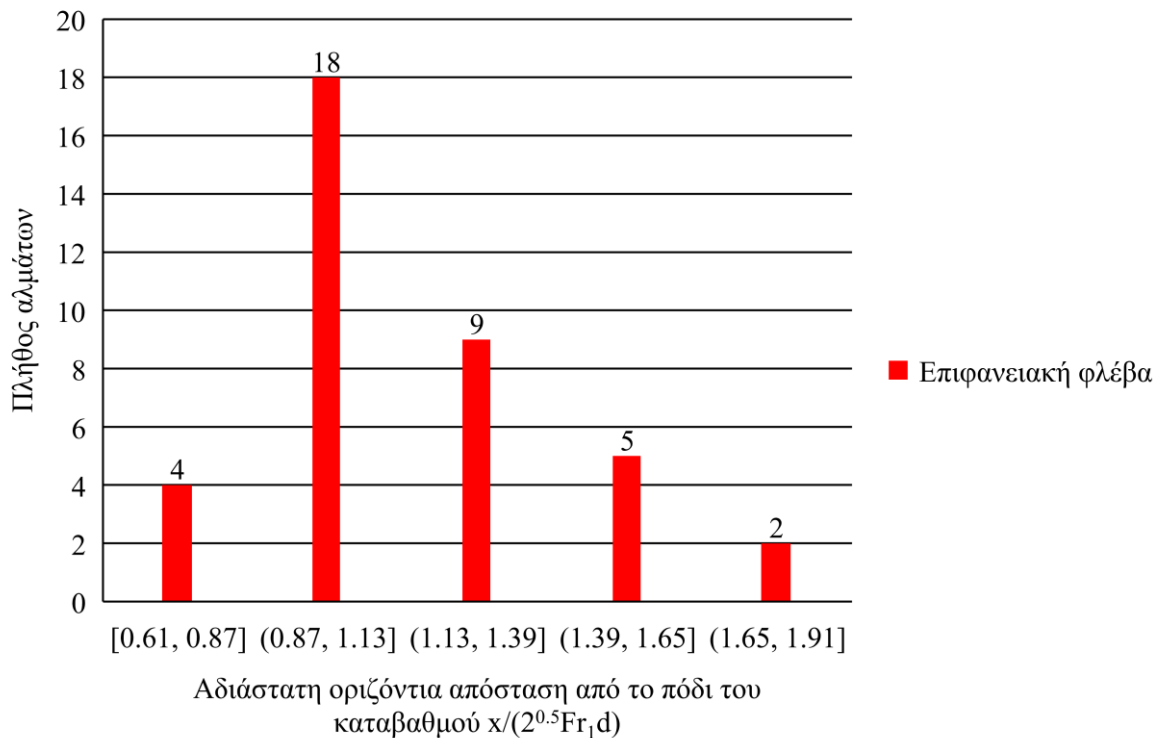
(Σχήμα 5.21 έντονη διακεκομμένη γραμμή), με συντελεστή συσχέτισης $R^2=0.98$. Η εξίσωση είναι χρήσιμη για τον στατικό σχεδιασμό του πυθμένα των λεκανών ηρεμίσσεως όπου εμφανίζεται το minimum B jump αφού προσφέρει την δυνατότητα υπολογισμού του ύψους πίεσης και της δύναμης από πιέσεις που ασκούνται στον πυθμένα του εάν είναι γνωστά τα βάθη y_1 , y_2 η παροχή και το ύψος του καταβαθμού.

Το ιστόγραμμα της οριζόντιας αδιάστατης απόστασης από τον καταβαθμό όπου εμφανίζεται το μέγιστο αδιάστατο ύψος πίεσης που προέκυψε από τις πειραματικές μετρήσεις για τις ροές τύπου minimum B jump και B jump που η φλέβα νερού προσκρούει στον πυθμένα της διώρυγας φαίνεται στο Σχήμα 5.26. Το ιστόγραμμα της οριζόντιας απόστασης από τον

καταβαθμό όπου εμφανίζεται το μέγιστο αδιάστατο ύψος πίεσης που προέκυψε από τις πειραματικές μετρήσεις για τις ροές τύπου Wave train, Wave jump και το A jump φαίνεται στο Σχήμα 5.27. Από τα σχήματα αυτά προκύπτει ότι η μέγιστη πίεση στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού εμφανίζεται σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από το πόδι του καταβαθμού μικρότερη από 0.33 με πιθανότητα 83% για την περίπτωση που η φλέβα είναι καθοδική (minimum B jump και B jump), ενώ για τις περιπτώσεις ροών όπου η φλέβα νερού είναι επιφανειακή (Wave train, Wave jump και A jump) η μέγιστη πίεση στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού εμφανίζεται σε αδιάστατη απόσταση μικρότερη από 1.40 με πιθανότητα 58%.



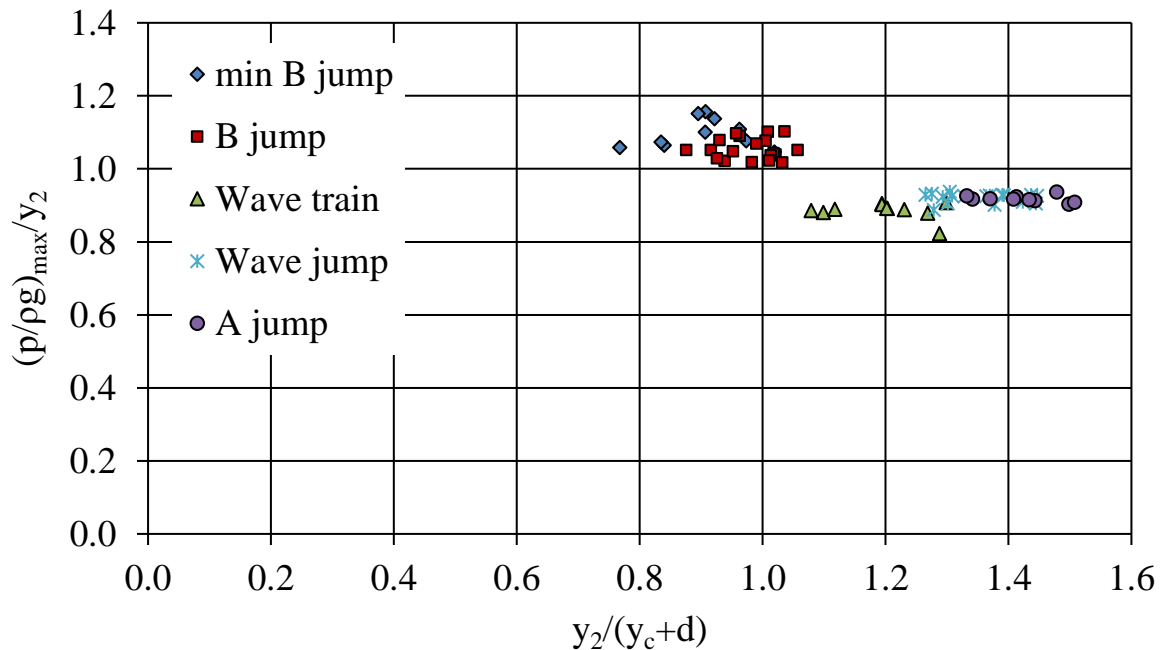
Σχήμα 5.26 Ιστόγραμμα τιμών της οριζόντιας αδιάστατης απόστασης από τον καταβαθμό όπου εμφανίζεται η μέγιστη αδιάστατη πίεση στον πυθμένα για τα minimum B jump και B jump.



Σχήμα 5.27 Ιστόγραμμα τιμών της οριζόντιας αδιάστατης απόστασης από τον καταβαθμό όπου εμφανίζεται η μέγιστη αδιάστατη πίεση στον πυθμένα για τα Wave train, Wave jump και A jump.

Η μεταβολή του αδιάστατου λόγου του μέγιστου μετρημένου αδιάστατου ύψους πίεσης στον πυθμένα του αγωγού κατάντη του καταβαθμού $(p/\rho g)_{\max}/y_2$, σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ φαίνεται στο Σχήμα 5.28 για όλους τους τύπους ροής. Υπάρχουν δύο ομάδες σημείων, η πρώτη ομάδα που αφορά στις μετρήσεις minimum B jump και B jump όπου $(p/\rho g)_{\max}/y_2 > 1$, δηλαδή το μέγιστο ύψος πίεσης στον πυθμένα είναι μεγαλύτερο από το βάθος ομοιόμορφης ροής κατάντη του καταβαθμού, και η δεύτερη ομάδα που αφορά στις μετρήσεις Wave train, Wave jump και A jump όπου $(p/\rho g)_{\max}/y_2 < 1$ όπου το μέγιστο ύψος πίεσης στον πυθμένα είναι μικρότερο από το ύψος της βάθος ομοιόμορφης ροής κατάντη. Η μετάβαση από τη μία στην άλλη ομάδα είναι απότομη και συμβαίνει όταν εμφανίζεται το Wave train με επιφανειακή ροή και μεγάλη περιοχή ανακυκλοφορίας κατάντη του καταβαθμού, όταν $y_2/(y_c+d) \sim 1.07$. Προφανώς η πίεση δεν είναι υδροστατική και στις δύο ομάδες, αφού στην ομάδα σημείων αριστερά το πιεζόμετρο καταγράφει τη δυναμική πίεση που οφείλεται και στην κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας, ενώ στην ομάδα σημείων δεξιά επικρατεί η έντονα κινούμενη

επιφανειακή φλέβα πάνω από τη βραδύτερη περιοχή ανακυκλοφορίας κατάντη του καταβαθμού (Bernoulli).



Σχήμα 5.28 Μεταβολή του αδιάστατου μετρημένου μέγιστου ύψους πίεσης $(p/\rho g)_{max}/y_2$ στον πυθμένα κατάντη του καταβαθμού σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/(y_c+d)$ για όλους τους τύπους των αλμάτων.

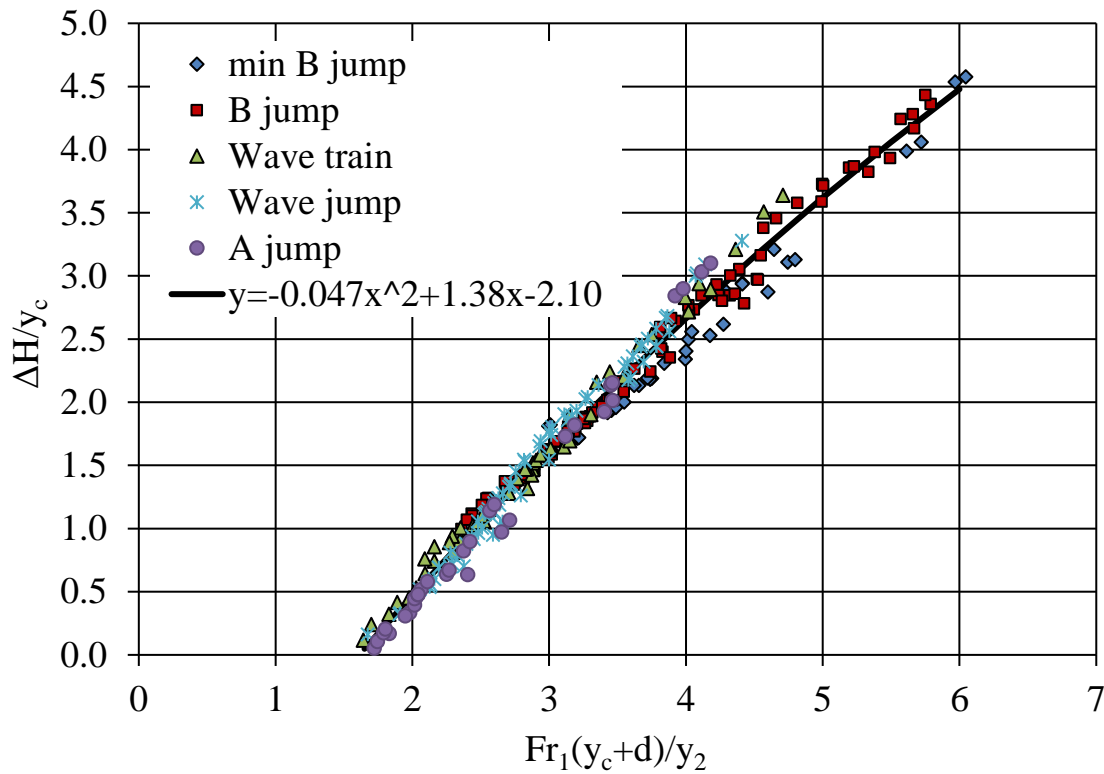
5.2.5 Μονοδιάστατη εξίσωση ενέργειας

Οι απώλειες ενέργειας σε αδιάστατη μορφή $\Delta H/y_c$ υπολογίστηκαν από την εξίσωση (3.23) με βάση το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων. Οι αδιαστατοποιημένες απώλειες ενέργειας σαν συνάρτηση του αδιάστατου μονωνύμου $Fr_1(d+y_c)/y_2$ για όλους τους τύπους αλμάτων φαίνονται στο Σχήμα 5.29. Είναι εμφανές ότι αύξηση του $Fr_1(d+y_c)/y_2$ οδηγεί σε αύξηση των απωλειών. Από την προσαρμογή ελαχίστων τετραγώνων μιας πολυωνυμικής εξίσωσης δευτέρου βαθμού στα πειραματικά αποτελέσματα προκύπτει η εξίσωση

$$y = -0.047x^2 + 1.38x - 2.10 \quad (5.5)$$

με συντελεστή συσχέτισης $R^2=0.985$. Η μέγιστη τιμή των απωλειών ενέργειας $\Delta H/y_c \sim 4.50$ προέκυψε περί το μέγιστο του μονωνύμου $Fr_1(d+y_c)/y_2 \sim 6$ για συνθήκες παρόμοιες με αυτές του πειράματος όπου το βάθος ροής y_2 είναι ίδιας τάξης μεγέθους με το πλάτος της διώρυγας και ο

αριθμός Froude είναι μικρότερος από 6. Η εξίσωση είναι χρήσιμη για τον υπολογισμό των απωλειών ενέργειας, όταν είναι γνωστά η παροχή Q ή το κρίσιμο βάθος y_c , το ύψος του καταβαθμού d και τα βάθη ανάντη και κατόντη y_1 και y_2 αντίστοιχα.

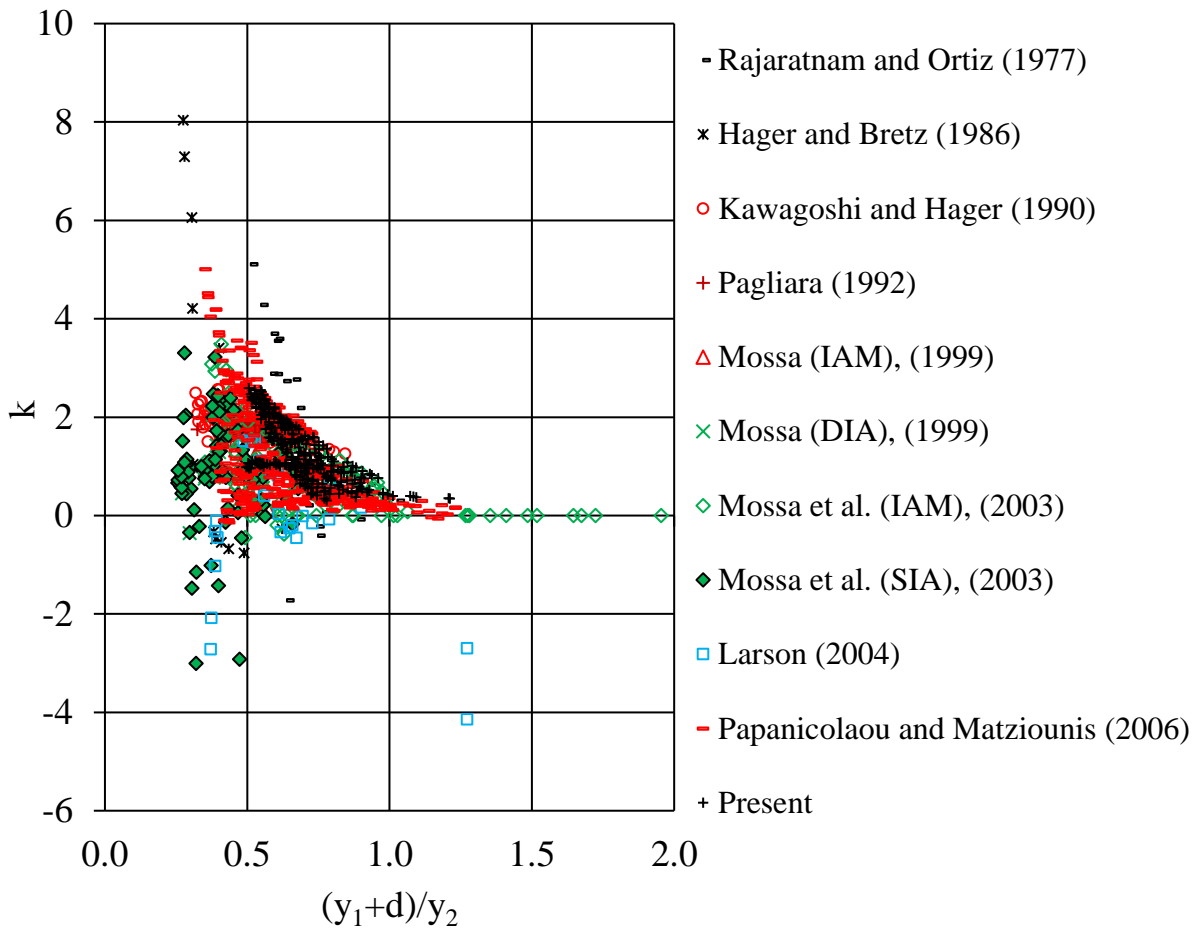


Σχήμα 5.29 Αδιάστατες απώλειες ενέργειας λόγω της παρουσίας του καταβαθμού, $\Delta H/y_c$ σαν συνάρτηση του τροποποιημένου αριθμού Froude, $Fr_1(y_c+d)/y_2$ για όλους τους τύπους των αλμάτων.

5.2.6 Σύγκριση αποτελεσμάτων με προηγούμενες εργασίες

Η εφαρμογή της μονοδιάστατης εξίσωσης ορμής κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής με την υπόθεση της υδροστατικής κατανομής της πίεσης στο πρόσωπο του καταβαθμού αναθεωρείται με την προσθήκη του συντελεστή διόρθωσης της πίεσης k συνάρτηση των μετρημένων βαθμών ανάντη και κατόντη του άλματος, y_1 και y_2 αντίστοιχα, του ύψους του καταβαθμού d και της ειδικής παροχής q . Ο συντελεστής k για την περίπτωση που η φλέβα νερού με υπερκρίσιμη ροή κινείται καθοδικά προς τον πυθμένα του αγωγού (minimum B jump, B jump) βρέθηκε μικρότερος της μονάδας ενώ για την περίπτωση που η φλέβα νερού παρέμενε επιφανειακή

(Wave train, Wave jump, A jump), είναι μεγαλύτερος ή ίσος από τη μονάδα. Σύγκριση των τιμών του συντελεστή k που προέκυψε από ανάλυση πειραματικών μετρήσεων προηγούμενων εργασιών με την παρούσα παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.30, ανεξαρτήτως του τύπου του άλματος. Από το σχήμα αυτό είναι προφανές ότι ο συντελεστής k λαμβάνει τις μέγιστες τιμές όταν $(y_1+d)/y_2 < 0.5$ και τις ελάχιστες τιμές όταν $(y_1+d)/y_2 > 1$. Σε ορισμένες εργασίες (Rajaratnam and Ortiz, 1977, Hager and Bretz, 1986, Mossa et al. 2003, Larson, 2004), ο συντελεστής k προέκυψε αρνητικός για ορισμένες από τις μετρήσεις, γεγονός που είναι αμφιλεγόμενο αφού η ορμή ανάντη του καταβαθμού πρέπει να είναι μεγαλύτερη της ορμής κατόντη. Αυτό πιθανόν να οφείλεται στην διαφορετική ακρίβεια με την οποία παρουσιάζονται οι συγκεκριμένες μετρήσεις. Από την ανάλυση των πειραμάτων προέκυψε ότι το minimum B jump και το B jump με μικρό ύψος καταβαθμού έδωσαν τις αρνητικές τιμές για τον συντελεστή k . Αυτοί οι τύποι αλμάτων των οποίων η ανάντη φλέβα νερού με υπερκρίσιμη ροή προσκρούει στον πυθμένα σε συνδυασμό με μικρό ύψος καταβαθμού μπορούν να οδηγήσουν σε αρνητικές πιέσεις όπως άλλωστε φαίνεται και στα Σχήματα 5.9 και 5.10. Στην εργασία των Mossa et al. (2003) υπάρχουν αρκετά δεδομένα από τα οποία προέκυψε $k=0$, γεγονός που οφείλεται στο μικρό ύψος του καταβαθμού σε σχέση με το κρίσιμο βάθος. Από το Σχήμα 5.30 παρατηρείται έντονη διασπορά των αποτελεσμάτων για $(y_1+d)/y_2 < 0.5$, όπου η τιμή του συντελεστή k προέκυψε μεγαλύτερη του 2. Αυτό με την σειρά του σημαίνει ότι η πίεση είναι μεγαλύτερη της υδροστατικής πίεσης. Μετά από περαιτέρω έρευνα προέκυψε ότι οι τιμές $k > 2$ αντιστοιχούν σε μετρήσεις του Wave jump όπου ο στρόβιλος αναστροφής ροής που αναπτύσσεται κατόντη του καταβαθμού κάτω από το στάσιμο κύμα αυξάνει σημαντικά την πίεση που ασκείται στο μέτωπο του καταβαθμού, με αποτέλεσμα την εκτόξευση της φλέβας νερού προς τα πάνω. Επιπλέον, η διαφορά στα αποτελέσματα οφείλεται στις διαφορετικές τιμές του πλάτους της ορθογωνικής διατομής και των υδραυλικών παραμέτρων που χρησιμοποιήθηκαν σε προηγούμενες εργασίες που παρουσιάζονται συνοπτικά στον Πίνακα 5.1.

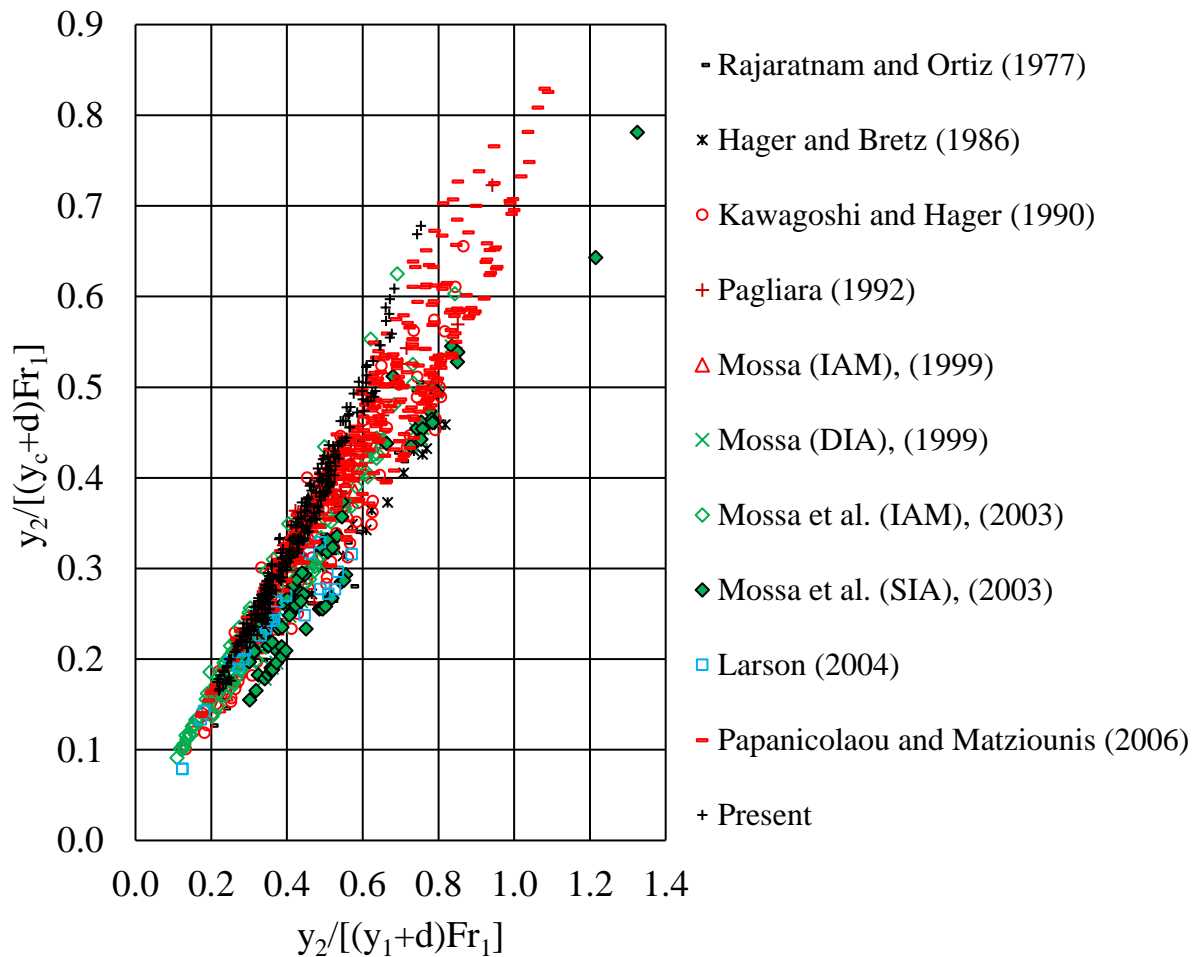


Σχήμα 5.30 Σύγκριση του συντελεστή k σαν συνάρτηση του λόγου $(y_1+d)/y_2$ της παρούσας με προγενέστερες εργασίες.

Πίνακας 5.1 Κύριες γεωμετρικές και υδραυλικές παράμετροι της παρούσας και προηγούμενων εργασιών.

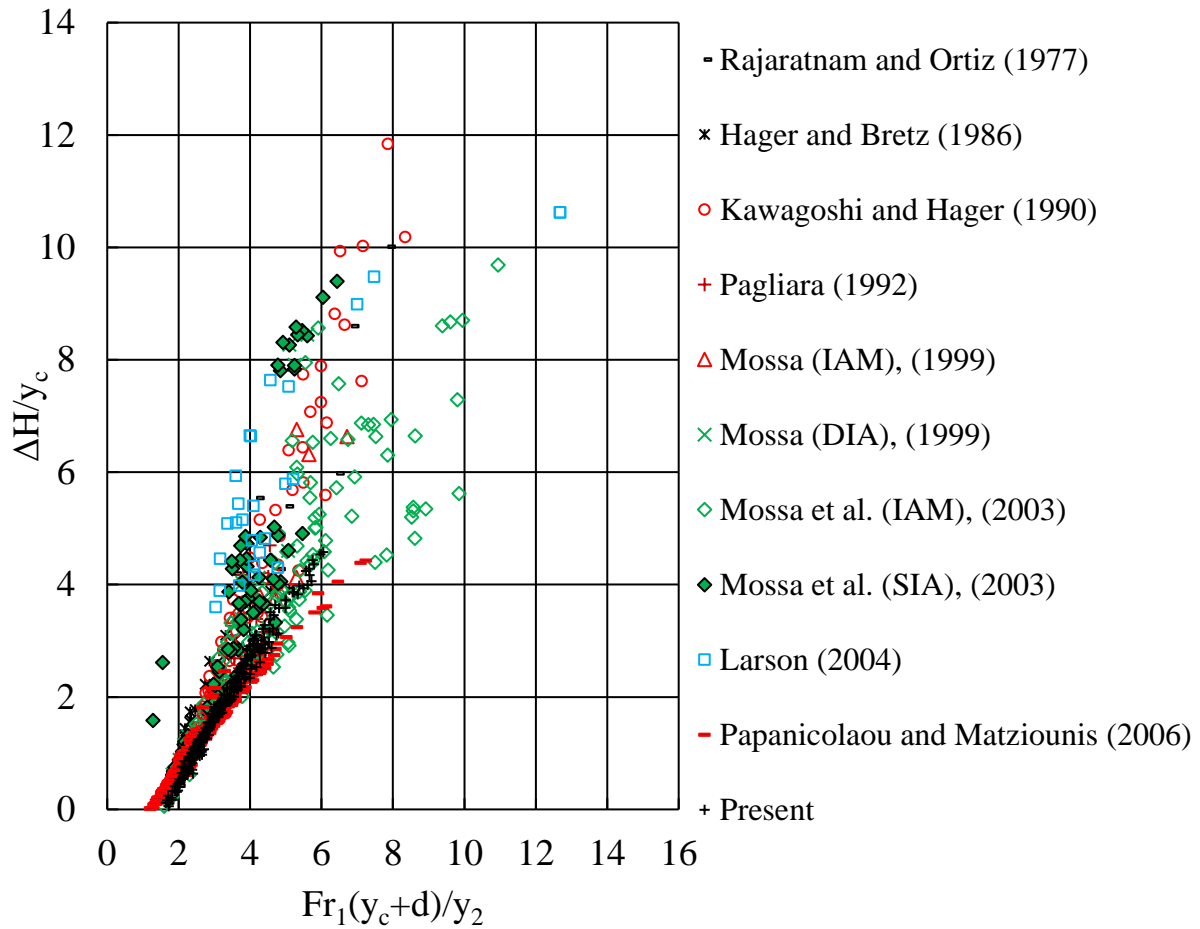
Εργασία	b (m)	d (cm)	q (l/s/m)	Fr ₁	d/y _c	Χαρακτήρας ροής
Rajaratnam & Ortiz (1977)	0.410	3.60-7.60	35.79-145.24	2.97-10.55	0.40-1.43	3D
Hager & Bretz (1986)	0.500	7.60	60.00-400.00	3.93-5.71	0.36-1.06	3D
Kawagoshi & Hager (1990)	0.500	5.00-7.70	5.98-179.56	1.99-13.68	0.37-5.00	3D
Pagliara (1992)	0.500	3.72-8.45	9.80-138.00	1.85-6.90	0.45-2.78	3D
Mossa (1999)	0.300	5.30-10.00	23.33-62.00	3.19-8.87	0.72-1.68	3D
	0.400	3.20-6.52	33.93-80.30	2.77-9.92	0.41-1.06	
Mossa et al. (2003)	0.300	5.30-16.00	21.47-65.11	1.56-10.24	0.72-3.58	3D
	0.400	3.20-6.52	33.68-80.37	1.78-10.33	0.39-1.07	
Larson (2004)	0.610	9.72-30.48	95.63-386.22	4.10-6.41	0.39-2.22	3D
Papanicolaou & Matziounis (2006)	0.100	2.50-10.00	29.90-71.50	1.73-4.91	0.31-2.17	3D
Παρούσα	0.255	10.30	25.32-67.08	1.88-5.82	1.34-2.56	3D

Επίσης οι διαφορές στα αποτελέσματα μπορούν να οφείλονται στο ύψος του καταβαθμού που χρησιμοποιήθηκε κατά την εκτέλεση των πειραματικών μετρήσεων εάν αυτό συγκριθεί με ένα χαρακτηριστικό μήκος όπως είναι το κρίσιμο βάθος y_c . Εάν είναι $d/y_c < 1$, η καμπυλότητα των γραμμών ροής στην περιοχή του καταβαθμού είναι μικρή, που συνεπάγεται την μικρότερη επίδραση του καταβαθμού στην εξίσωση της ορμής. Η επίδραση των γεωμετρικών και των υδραυλικών παραμέτρων παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.31, όπου τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας συγκρίνονται με προηγούμενες μετρήσεις. Από το σχήμα αυτό προκύπτει σημαντική διασπορά στα αποτελέσματα, που πιθανά οφείλεται στις γεωμετρικές και υδραυλικές παραμέτρους που χρησιμοποιήθηκαν κατά περίπτωση.



Σχήμα 5.31 Σύγκριση του λόγου $y_2/[(y_c+d)Fr_1]$ σαν συνάρτηση του λόγου $y_2/[(y_1+d)Fr_1]$, της παρούσας με προηγούμενες εργασίες.

Η ροή σε αγωγό μεγάλου πλάτους όταν ο λόγος του πλάτους b προς το βάθος y_2 κατάντη $b/y_2 > 5$ είναι διδιάστατη με περιορισμένη δευτερεύουσα ροή (Δημητρίου, 2005), εάν συγκριθεί με την ροή σε αγωγό μικρότερου πλάτους όπου το κατάντη βάθος είναι της ίδιας περίπου τάξης μεγέθους με το πλάτος. Στην περίπτωση αυτή η δευτερεύουσα ροή είναι έντονη και τρισδιάστατη. Οι απώλειες ενέργειας σε αδιάστατη μορφή $\Delta H/y_c$ σαν συνάρτηση συνάρτηση της αδιάστατης παραμέτρου $Fr_1(y_c+d)/y_2$ της παρούσας εργασίας και προηγούμενων πειραματικών εργασιών παρουσιάζονται ενιαίες για όλους τους τύπους ροής στο Σχήμα 5.32 και συγκρίνονται με τα αποτελέσματα προηγούμενων εργασιών. Η παρούσα εργασία και αυτές των Mossa et al. (IAM) (2003) και των Papanicolaou and Matziounis (2006) ακολουθούν γενικά την ίδια τάση, ιδιαίτερα στην περιοχή τιμών $2 < Fr_1(y_c+d)/y_2 < 6$, ενώ τα αποτελέσματα των άλλων εργασιών παρουσιάζουν μεγαλύτερες απώλειες ενέργειας στην ίδια περιοχή τιμών σε σχέση με τα αποτελέσματα της παρούσας εργασίας. Από τον Πίνακα 5.1 μπορεί σημειωθεί ότι τα δεδομένα με υψηλότερη τιμή των απωλειών ενέργειας αντιστοιχούν σε αγωγό ορθογωνικής διατομής μεγάλου πλάτους σε σχέση με το κατάντη βάθος. Για παράδειγμα οι απώλειες ενέργειας των Mossa et al. (2003) στο κανάλι SIA πλάτους 0.40 m είναι μεγαλύτερες από τις απώλειες ενέργειας στο κανάλι IAM πλάτους 0.30 m για τις ίδιες τιμές $Fr_1(y_c+d)/y_2$ στον οριζόντιο άξονα. Κάτι ανάλογο συμβαίνει και με τα αποτελέσματα της εργασίας της Larson (2004) στο κανάλι πλάτους 0.61 m από την οποία προκύπτουν μεγαλύτερες απώλειες ενέργειας σε σχέση με τις απώλειες ενέργειας των πειραμάτων των Papanicolaou and Matziounis (2006) στο στενότερο κανάλι πλάτους 0.10 m. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι το υδραυλικό άλμα είναι ένας μηχανισμός καταστροφής ενέργειας στο οποίο πραγματοποιείται ισχυρή διασπορά λόγω της έντονης μίξης μέχρι και στην κλίμακα Kolmogorov, όπου η επίδραση του ιζώδους είναι σημαντική με αποτέλεσμα η υψηλή κινητική ενέργεια του άλματος να μετατρέπεται σε θερμότητα. Σε φαρδείς αγωγούς τα πλευρικά τοιχώματα δεν επηρεάζουν την ροή, ενισχύοντας έτσι τη μείξη και αυξάνοντας τις απώλειες ενέργειας, ενώ σε αγωγούς μικρού πλάτους οι αναπτυσσόμενες διατμητικές τάσεις στα πλευρικά τοιχώματα μειώνουν την ένταση της τύρβης και κατ'επέκταση τις απώλειες ενέργειας.



Σχήμα 5.32 Σύγκριση των αδιάστατων απωλειών ενέργειας $\Delta H/y_c$ σαν συνάρτηση του λόγου $Fr_1(y_c+d)/y_2$, της παρούσας με προηγούμενες εργασίες.

5.3 Μετρήσεις ταχύτητας στην περιοχή του υδραυλικού άλματος

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων ταχύτητας του πεδίου ροής στην περιοχή εμφάνισης του υδραυλικού άλματος κοντά στον καταβαθμό. Οι μετρήσεις έγιναν σε κατακόρυφο επίπεδο κατά μήκος του άξονα της διώρυγας με την τεχνική PIV. Διεξήχθησαν συνολικά 9 μετρήσεις υδραυλικών αλμάτων τρεις για κάθε ένα από τους τύπους ροής Wave train, Wave jump και A jump. Τα κυριότερα χαρακτηριστικά όπως οι παράμετροι της ροής και ρύθμισης του συστήματος PIV παρουσιάστηκαν στον Πίνακα 4.1.

Στον Πίνακα 5.2, παρουσιάζονται συγκεντρωτικά οι σχέσεις υπολογισμού όλων των μεταβλητών που χρησιμοποιήθηκαν στην ανάλυση των ταχυτήτων σε δύο διαστάσεις με την τεχνική PIV. Στον πίνακα αυτό u_i και v_i συμβολίζουν την στιγμιαία ταχύτητα στην οριζόντια και την κατακόρυφη διεύθυνση αντίστοιχα τη χρονική στιγμή i για πλήθος μετρήσεων N . Αναφέρουμε ότι για τον υπολογισμό της κινητικής ενέργειας της μέσης ροής και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας (δεν μετρήθηκε η τρίτη συνιστώσα της ταχύτητας) θεωρήσαμε ισότροπη τύρβη στην κατακόρυφη και εγκάρσια διεύθυνση κατά την έννοια του πλάτους του αγωγού.

Πίνακας 5.2 Πίνακας σχέσεων υπολογισμού στατιστικών μεταβλητών.

Μεταβλητή	Σχέση υπολογισμού
Μέση χρονικά οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας	$u = u_{\text{mean}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} u_i$
Μέση χρονικά κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας	$v = v_{\text{mean}} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{i=N} v_i$
Διασπορά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας	$\overline{u'^2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (u_i - u_{\text{mean}})^2$
Διασπορά της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας	$\overline{v'^2} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (v_i - v_{\text{mean}})^2$

Μεταβλητή	Σχέση υπολογισμού
Συνδιασπορά της οριζόντιας και της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας	$\overline{u'v'} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^{i=N} (u_i - u_{\text{mean}})(v_i - v_{\text{mean}})$
Τυπική απόκλιση της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας	$u_{\text{rms}} = \sqrt{\overline{u'^2}}$
Τυπική απόκλιση της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας	$v_{\text{rms}} = \sqrt{\overline{v'^2}}$
Διατμητική τυρβώδης τάση Reynolds	$\tau_{xy} = -\rho \cdot \overline{u'v'}$
Σχετική ένταση της τύρβης κατά την οριζόντια διεύθυνση	$(u_{\text{rms}}/V_1) \cdot 100\%$
Σχετική ένταση της τύρβης κατά την κατακόρυφη διεύθυνση	$(v_{\text{rms}}/V_1) \cdot 100\%$
Κινητική ενέργεια της μέσης ροής	$\frac{1}{2}(u^2 + 2 \cdot v^2)$
Τυρβώδης κινητική ενέργεια	$\frac{1}{2}(\overline{u'^2} + 2 \cdot \overline{v'^2})$
Στροβιλότητα	$\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$

5.3.1 Ανάλυση ευαισθησίας στις μετρήσεις ταχύτητας

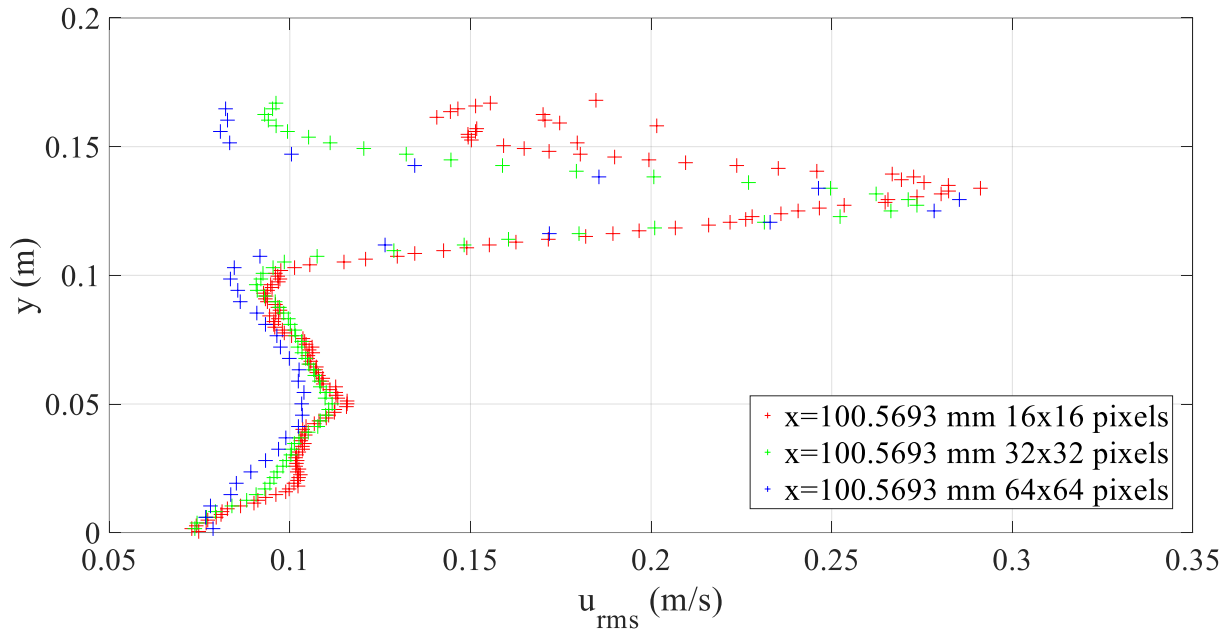
Προτού ξεκινήσουμε τις μετρήσεις της ταχύτητας έγινε ανάλυση ευαισθησίας για τον προσδιορισμό των βέλτιστων συνθηκών ώστε οι μετρήσεις να είναι οι περισσότερο αξιόπιστες. Αρχικά αποφασίσαμε ότι το μέγιστο μέγεθος του παραθύρου των μετρήσεων είναι 30 x 16 cm². Στη συνέχεια προσδιορίσαμε το μέγεθος του παραθύρου (interrogation window) της εικόνας για τον προσδιορισμό του διανύσματος της ταχύτητας σε pixels. Τρία διαφορετικά μεγέθη παραθύρων (interrogation window) χρησιμοποιήθηκαν για τον υπολογισμό της ετεροσυσχέτισης 16x16, 32x32 και 64x64 pixels. Τα αποτελέσματα της ανάλυσης

παρουσιάζονται στις παραγράφους που ακολουθούν. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι τα παράθυρα που μπορούν να χρησιμοποιηθούν μπορούν να έχουν διαστάσεις $2^n \times 2^n$, $n=3,4,5,6,7,8$. Επίσης υπήρχε περιορισμός στη συχνότητα και στον αριθμό μετρήσεων της ταχύτητας σε κάθε πείραμα. Η μέγιστη συχνότητα δειγματοληψίας είναι 15 Hz και ο μέγιστος αριθμός μετρήσεων 203. Η συχνότητα δειγματοληψίας που χρησιμοποιήθηκε ήταν 10.29 Hz (λόγω του μεγέθους του χρόνου έκθεσης – time exposure της κάμερας) και ο αριθμός μετρήσεων 203.

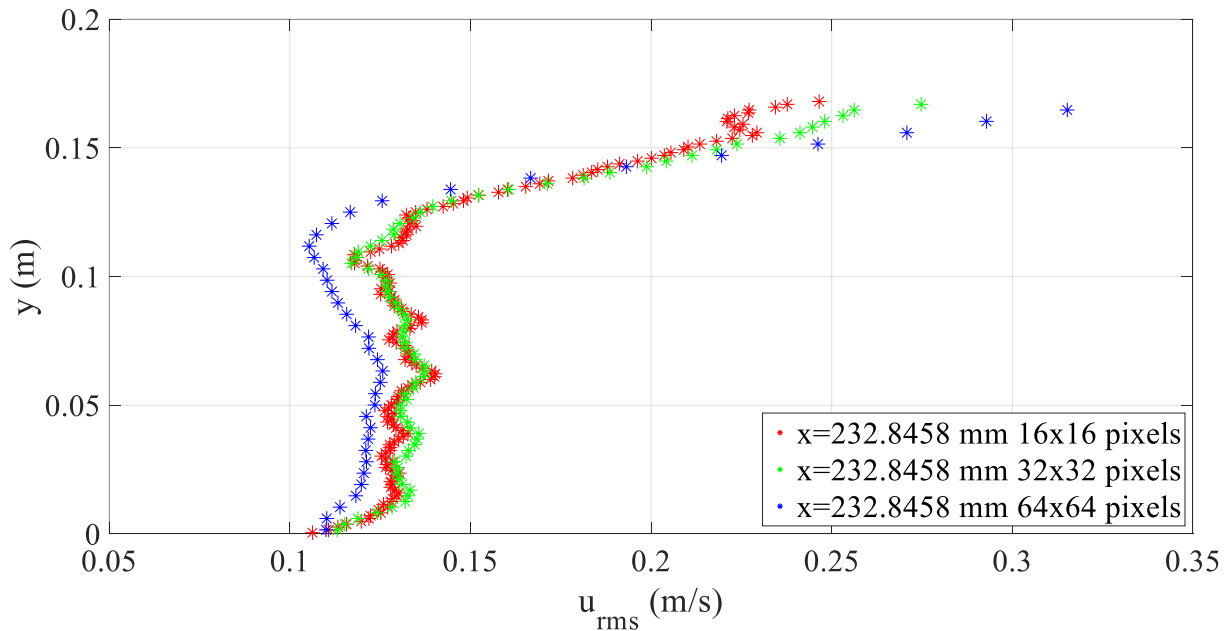
Στα Σχήματα 5.33 και 5.34 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μετρήσεων ταχύτητας σε ένα Wave jump με αριθμό Froude στα ανάντη $Fr_1=2.44$, (Πίνακας 4.1, Πείραμα 5). Παρουσιάζεται η καθ' ύψος κατανομή της τυπικής απόκλισης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε δύο διαφορετικές θέσεις που απέχουν από τον καταβαθμό 100.57 mm και 232.85 mm αντίστοιχα, και για τρία διαφορετικά μεγέθη παραθύρων (interrogation window) στην εικόνα. Επίσης στα Σχήματα 5.35 έως και 5.38, παρουσιάζονται οι χρονοσειρές της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε τέσσερα σημεία του πεδίου ροής με συντεταγμένες από τον πόδα του καταβαθμού σε mm, $(x,y)=(100.57, 50)$, $(100.57,150)$, $(232.85,50)$ και $(232.85,150)$ και για τα τρία μεγέθη παραθύρων (interrogation window) της εξεταζόμενης περιοχής.

Από τα Σχήματα 5.33 και 5.34 προκύπτει ότι η τυπική απόκλιση της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας δεν επηρεάζεται πρακτικά από το μέγεθος της χωρικής ανάλυσης στην περιοχή του πεδίου ροής κοντά στο πόδι του καταβαθμού (100.57 mm) σε όλο το ύψος. Μακριά από τον καταβαθμό σε απόσταση 232.85 mm, σχετικά με την τυπική απόκλιση της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στην χαμηλή περιοχή επανακυκλοφορίας, η χωρική ανάλυση των 64x64 pixels δίνει μικρότερες τιμές σε σχέση με τις δύο υψηλότερες χωρικές αναλύσεις των 16x16 και 32x32 pixels. Αυτό οφείλεται στην εντονότερη εξομάλυνση των τιμών της ταχύτητας στην περίπτωση της ανάλυσης των 64x64 pixels σε σχέση με τις άλλες δύο χωρικές αναλύσεις. Επομένως, η χρήση αδρότερης χωρικής ανάλυσης οδηγεί σε εξομάλυνση της διακύμανσης της ταχύτητας σε σχέση με τις άλλες δύο αναλύσεις, σε περιοχές του πεδίου ροής με έντονη ανακυκλοφορία, γεγονός που επιβεβαιώνεται από τη μορφή της χρονοσειράς της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στα σημεία του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(100.57, 50)$, $(100.57,150)$, $(232.85,50)$ και $(232.85,150)$, στα Σχήματα 5.35, 5.36, 5.37

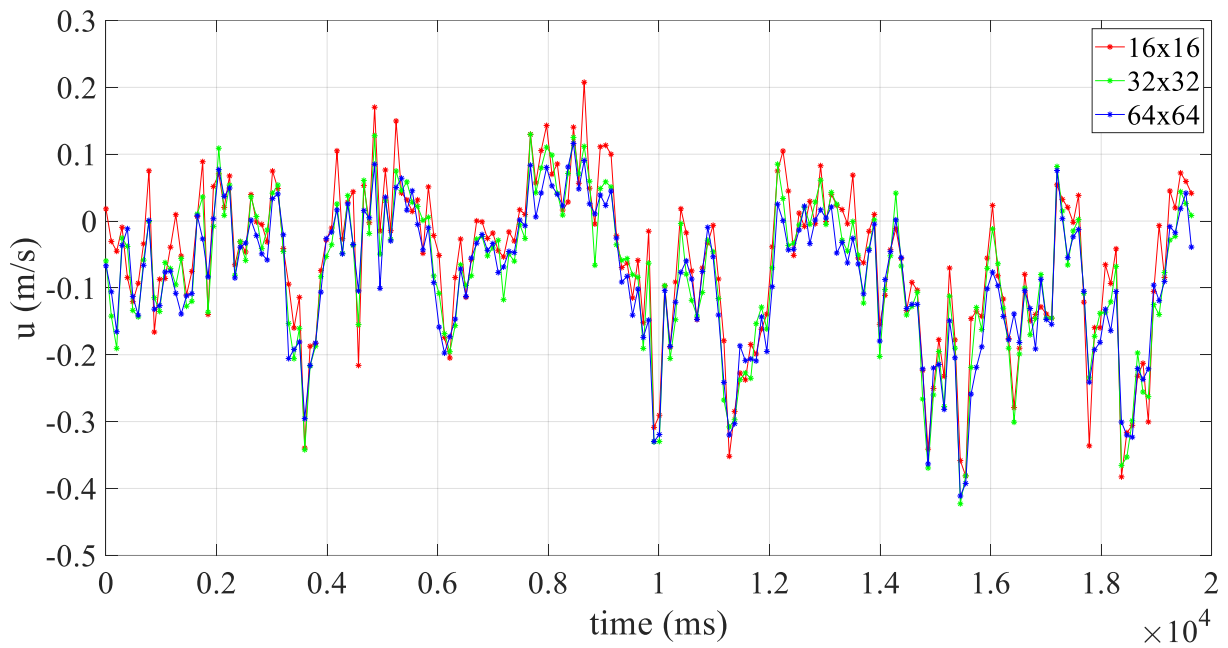
και 5.38 αντίστοιχα.



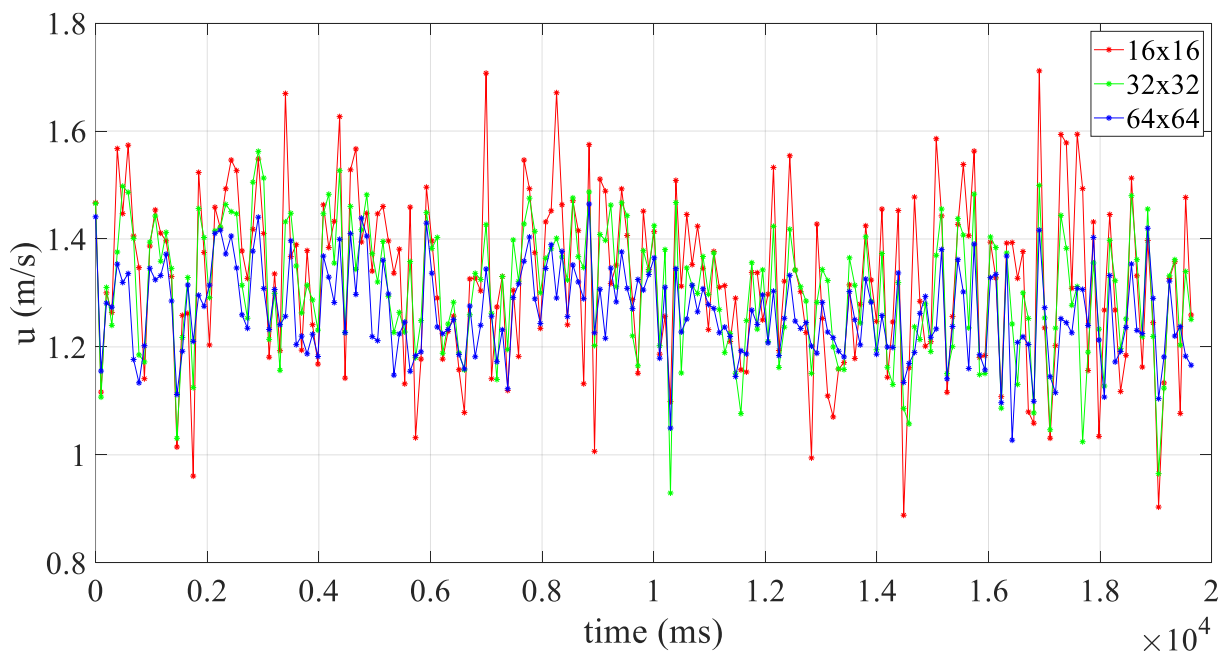
Σχήμα 5.33 Καθ' ύψος κατανομή της τυπικής απόκλισης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε οριζόντια απόσταση 100.57 mm από τον καταβαθμό, με διαφορετική χωρική ανάλυση.



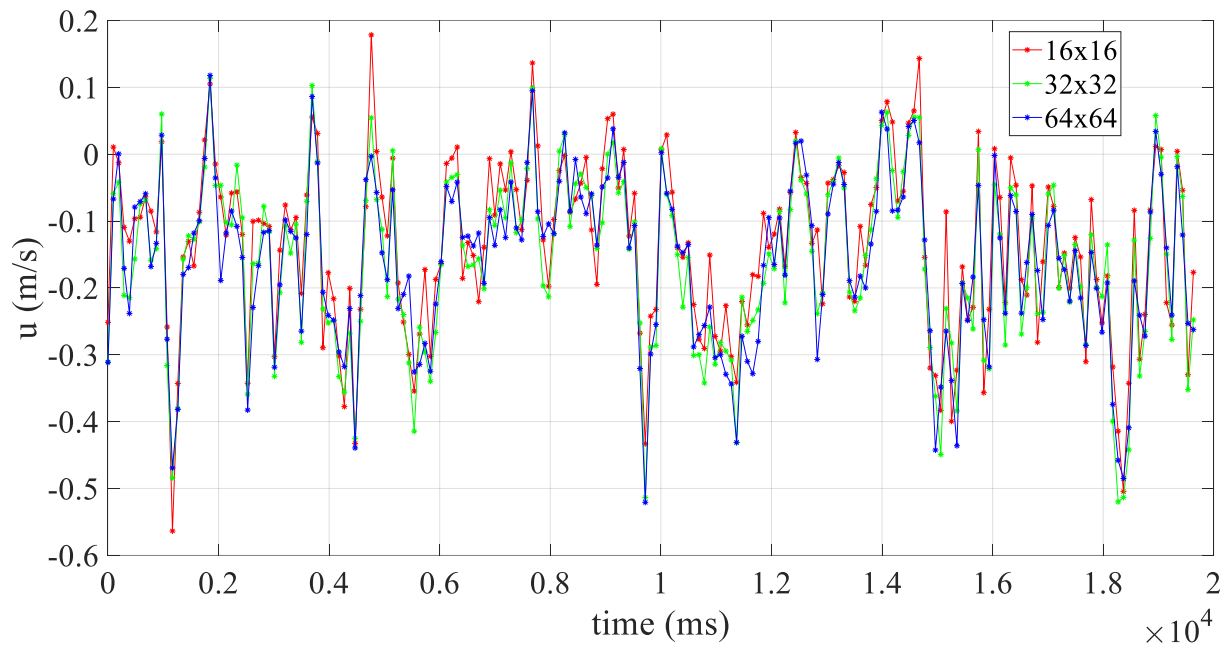
Σχήμα 5.34 Καθ' ύψος κατανομή της τυπικής απόκλισης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε οριζόντια απόσταση 232.85 mm από τον καταβαθμό, με διαφορετική χωρική ανάλυση.



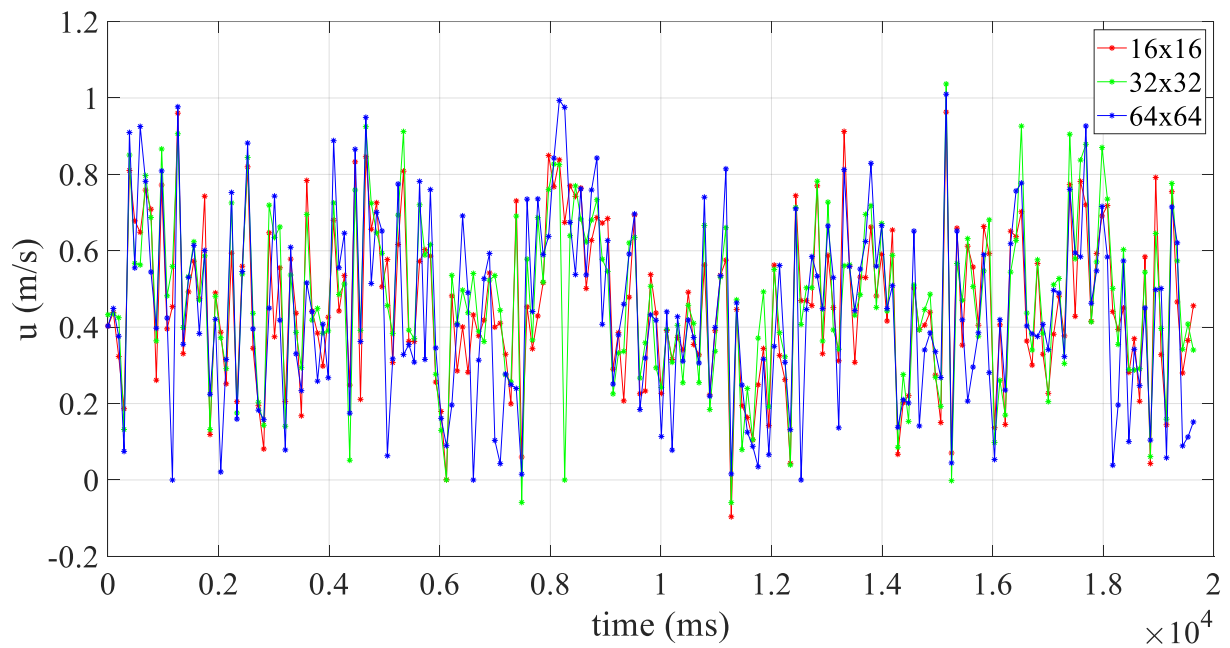
Σχήμα 5.35 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(100.57,50)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.



Σχήμα 5.36 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(100.57,150)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.



Σχήμα 5.37 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(232.85,50)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.



Σχήμα 5.38 Χρονοσειρά της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στο σημείο του πεδίου ροής με συντεταγμένες $(x,y)=(232.85,150)$ για χωρική ανάλυση 16x16, 32x32 και 64x64 pixels.

5.3.2 Μετρήσεις ταχύτητας

Παρακάτω παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της επεξεργασίας των μετρήσεων ταχύτητας για τα πειράματα των οποίων τα κυριότερα χαρακτηριστικά αναφέρονται στον Πίνακα 4.1. Η επιλογή του μεγέθους της εξεταζόμενης περιοχής (interrogation window) στην εικόνα PIV πρέπει να ικανοποιεί δύο περιορισμούς. Ο πρώτος περιορισμός ορίζει ότι το μέγεθος της εξεταζόμενης περιοχής πρέπει να είναι μικρό για να ελαχιστοποιείται η κλίση ταχύτητας εντός της περιοχής (τυπική αποδεκτή τιμή κλίσης ταχύτητας $< 5\%$, Dantec Dynamics, 2014) και κατ'επέκταση να ελαχιστοποιείται η απώλεια των ταχέως κινούμενων σωματιδίων που θα οδηγούσε σε απώλεια σήματος και παραγωγή αποτελεσμάτων που βασίζονται αποκλειστικά στα βραδέως κινούμενα σωματίδια (φαινόμενο zero-velocity biasing). Ο δεύτερος περιορισμός ορίζει ότι το μέγεθος της εξεταζόμενης περιοχής πρέπει να είναι μεγάλο αφού καθορίζει το άνω όριο της ταχύτητας που μπορεί να μετρηθεί με βάση την μετατόπιση, δεδομένου ότι η μέγιστη τιμή της μετατόπισης πρέπει οριακά να ισούται με το 25% του μεγέθους της περιοχής για να μην υπάρχει απώλεια σωματιδίων. Επομένως για την παραγωγή των στιγμιαίων διδιάστατων πεδίων ταχύτητας, το μέγεθος της εξεταζόμενης περιοχής στην εικόνα τόσο στην οριζόντια όσο και στην κατακόρυφη διεύθυνση επιλέχθηκε 32 pixels προσφέροντας υψηλή χωρική ανάλυση στα αποτελέσματα και ικανοποιητικό εύρος ταχυτήτων. Σε όλα τα πειράματα, η ισαπόσταση κατά την οριζόντια και κατακόρυφη διεύθυνση μεταξύ των σημείων μέτρησης της ταχύτητας ήταν 2.2 mm για το συγκεκριμένο μέγεθος της εξεταζόμενης περιοχής.

5.3.3 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave train

Στο Σχήμα 5.39 (i)-(vii), παρουσιάζονται μέσα χρονικά (time-averaged) μεγέθη διαφόρων παραμέτρων του πεδίου ροής σε ροή τύπου Wave train με $Fr_1=1.99$ (Πείραμα 1, Πίνακας 4.1). Συγκεκριμένα στο διάγραμμα (i) φαίνεται το πεδίο ταχυτήτων, στο (ii) το πεδίο στροβιλότητας, στο (iii) το πεδίο της κινητικής ενέργειας της μέσης ροής, στο (iv) το πεδίο της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, στο (v) το πεδίο της έντασης της τύρβης κατά την οριζόντια διεύθυνση στο (vi) το πεδίο της έντασης της τύρβης κατά την κατακόρυφη διεύθυνση και στο (vii) το πεδίο διατμητικών τάσεων Reynolds (η διακεκομμένη γραμμή δείχνει το ανάντη επίπεδο του

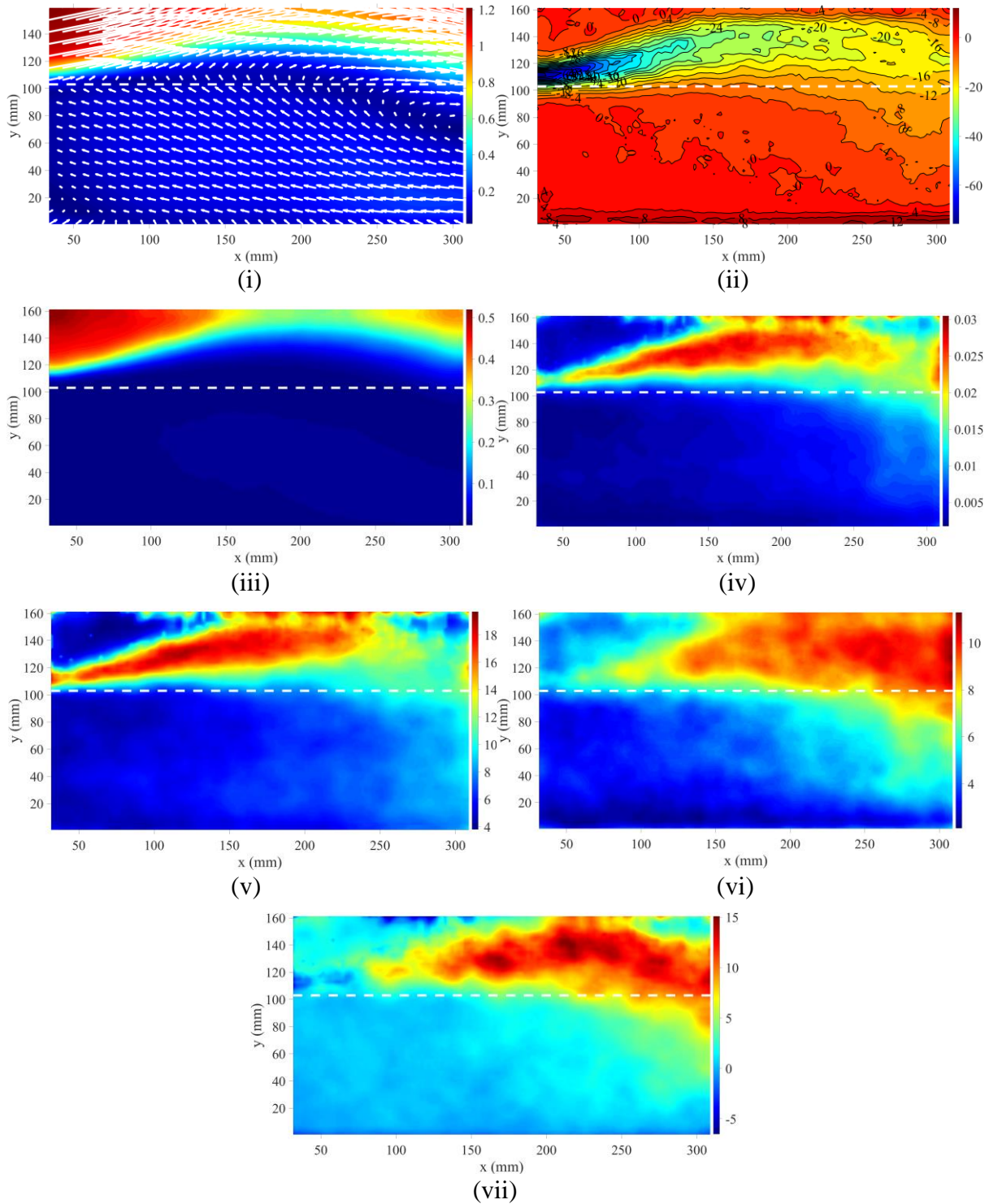
καταβαθμού). Στα διαγράμματα αυτά είναι εμφανής μια περιοχή ανακυκλοφορίας της ροής κάτω από το επίπεδο του καταβαθμού όπου η ταχύτητα δείχνει αναστροφή της ροής χαμηλά με υψηλότερες τιμές σε στάθμη μεγαλύτερη από το ύψος του καταβαθμού. Η στροβιλότητα είναι εντονότερη στην περιοχή διάτμησης πάνω από το μέτωπο του καταβαθμού και μειώνεται στα κατάντη, ενώ η κινητική ενέργεια της μέσης ροής και η τυρβώδης κινητική ενέργεια είναι εντονότερες στην περιοχή πάνω από το ύψος του καταβαθμού. Οι ορθές τυρβώδεις τάσεις (ένταση τύρβης) στην οριζόντια και στην κατακόρυφη διεύθυνση και τυρβώδεις διατμητικές τάσεις (Reynolds) παρουσιάζουν την μεγαλύτερη τιμή τους σε υψόμετρα μεγαλύτερα από αυτό του καταβαθμού. Επίσης, η κινητική ενέργεια της μέσης ροής είναι μεγαλύτερη από την τυρβώδη κινητική ενέργεια ενώ και η ένταση της τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση είναι αρκετά μεγαλύτερη από την αντίστοιχη στην κατακόρυφη διεύθυνση. Παρόμοια συμπεράσματα προκύπτουν και από τα υπόλοιπα πειράματα του Πίνακα 4.1 σχετικά με το Wave train που παρουσιάζονται στο υποκεφάλαιο A.3 του Παραρτήματος.

Στα Σχήματα 5.40 (i)-(iii) έως 5.44 (i)-(iii), παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των καθ' ύψος κατανομών αδιαστατοποιημένων παραμέτρων της ροής τύπου Wave train για αριθμούς Froude 1.99, 2.55 και 2.99 σε τρεις θέσεις σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από το πόδι του καταβαθμού $x/(y_c+d)=0.18, 0.95$ και 1.58 . Συγκεκριμένα, η κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ φαίνεται στα διαγράμματα (i)-(iii) του Σχήματος 5.40. Κατ' αναλογία, η κατανομή της αδιάστατης κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας v/V_1 φαίνεται στο Σχήμα 5.41 (i)-(iii) η κατανομή της αδιάστατης τυπικής απόκλισης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{rms}/V_1 στο Σχήμα 5.42 (i)-(iii), η κατανομή της αδιάστατης τυπικής απόκλισης της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας v_{rms}/V_1 στο Σχήμα 5.43 (i)-(iii) και η κατανομή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ στο Σχήμα 5.44 (i)-(iii).

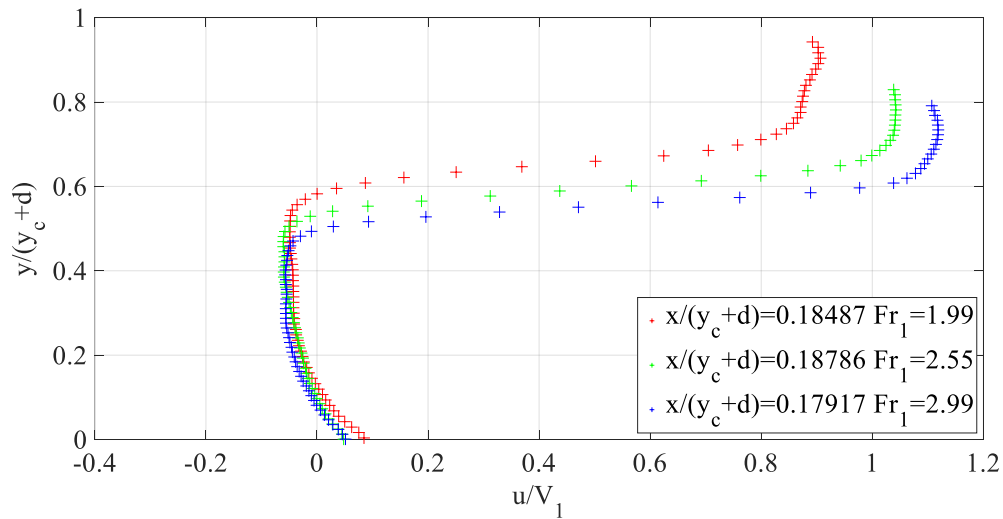
Από το Σχήμα 5.40 (i)-(iii) προκύπτει ότι στην πλέον ανάντη θέση $x/(y_c+d)=0.18$ και σε απόσταση $y/(y_c+d)<0.1$ από τον πυθμένα η οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας είναι θετική ενώ στα κατάντη είναι αρνητική στην περιοχή αυτή και για τους τρεις αριθμούς Froude. Επίσης για $y/(y_c+d)>0.6$, αύξηση του αριθμού Froude οδηγεί σε αύξηση της αδιάστατης οριζόντιας

συνιστώσας της ταχύτητας και στις τρεις θέσεις. Από το Σχήμα 5.41 (i)-(iii), προκύπτει ότι η αδιάστατη κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας είναι μικρότερη από την αντίστοιχη οριζόντια και στις τρεις θέσεις και για τους τρεις αριθμούς Froude. Επιπλέον, παρατηρείται έντονη κλίση της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας κοντά στον πυθμένα και στις τρεις θέσεις, για όλους τους αριθμούς Froude. Η αδιάστατη κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας παραμένει σταθερή καθ' ύψος για $0.05 < y/(y_c+d) < 0.4$ στην πλέον ανάντη θέση ενώ στην μεσαία θέση αύξηση του αριθμού Froude οδηγεί σε αύξηση της αδιάστατης κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας για $y/(y_c+d) > 0.7$. Στην περισσότερο απομακρυσμένη θέση παρουσίασε αρνητική (καθοδική) τιμή για το μικρότερο αριθμό Froude. Από τα Σχήματα 5.42 (i)-(iii) και 5.43 (i)-(iii) η αδιάστατη ένταση της τύρβης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{rms}/V_1 είναι γενικά μεγαλύτερη από την αδιάστατη ένταση της τύρβης της κατακόρυφης συνιστώσας v_{rms}/V_1 και στις τρεις θέσεις και για όλους τους αριθμούς Froude. Η ένταση της τύρβης αυξάνεται με την απόσταση από τον καταβαθμό και για τις δύο συνιστώσες. Στην πλέον ανάντη θέση κοντά στον καταβαθμό η αδιάστατη τυπική απόκλιση της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας παραμένει σχεδόν σταθερή καθ' ύψος μέχρι την θέση $y/(y_c+d) < 0.4$ και για τους τρεις αριθμούς Froude. Από το Σχήμα 5.44 (i)-(iii), στην πλέον ανάντη θέση για $y/(y_c+d) < 0.6$ η τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ είναι μηδενική και για τους τρεις αριθμούς Froude. Στην ενδιάμεση θέση αυξάνεται σημαντικά στην περιοχή διάτμησης, ενώ στη μακρύτερη κατάντη προκύπτει γραμμική μεταβολή της τυρβώδους διατμητικής τάσης από τον πυθμένα μέχρι περίπου $y/(y_c+d) < 0.6$ και είναι αύξουσα συνάρτηση του αριθμού Froude.

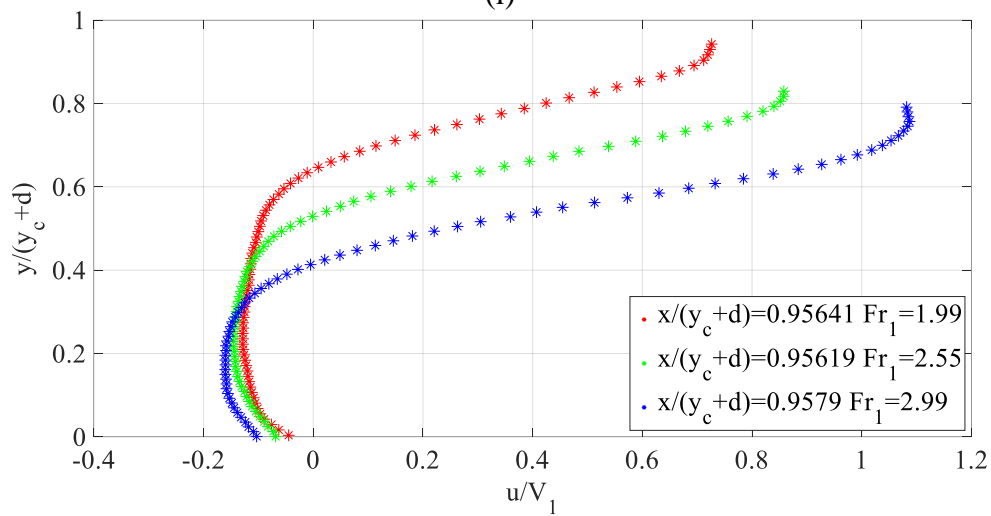
Η αδιάστατη μέγιστη οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας u_{max}/V_1 σε κάθε διατομή κατάντη του καταβαθμού σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης x/y_1 παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.45 για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99$, 2.55 και 2.99 . Είναι εμφανής η μικρή απομείωση της u_{max}/V_1 έως την απόσταση $x/y_1=5.5$, ενώ είναι αύξουσα συνάρτηση του αριθμού Froude σε κάθε διατομή μέχρι $x/y_1=5.5$.



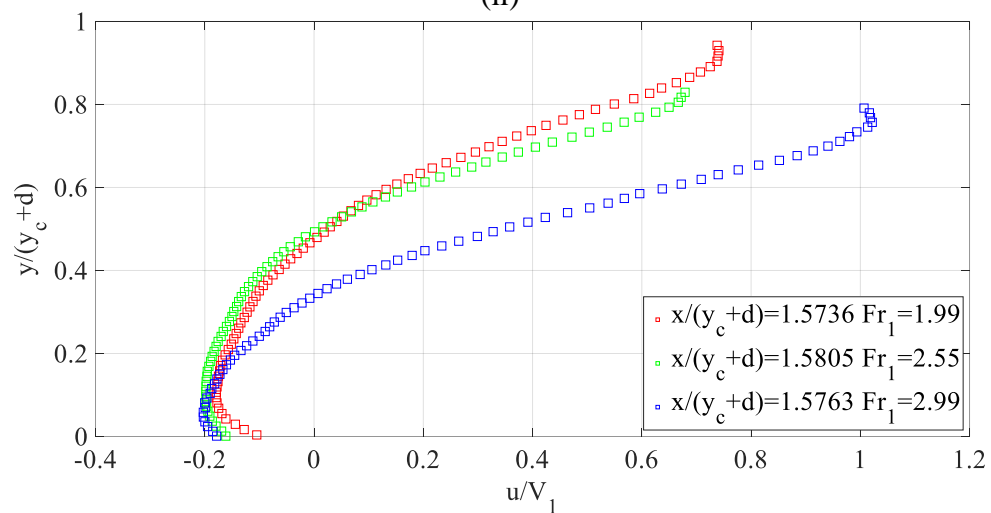
Σχήμα 5.39 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave train για $Fr_1=1.99$: (i) μέση ταχύτητα ροής (m/s), (ii) στροβιλότητα (s^{-1}), (iii) κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (iv) τυρβώδης κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (v) ένταση τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση (%), (vi) ένταση τύρβης στην κατακόρυφη διεύθυνση (%), (vii) τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds τ_{xy} (Nt/m^2), (η διακεκομμένη γραμμή στο ύψος του καταβαθμού).



(i)

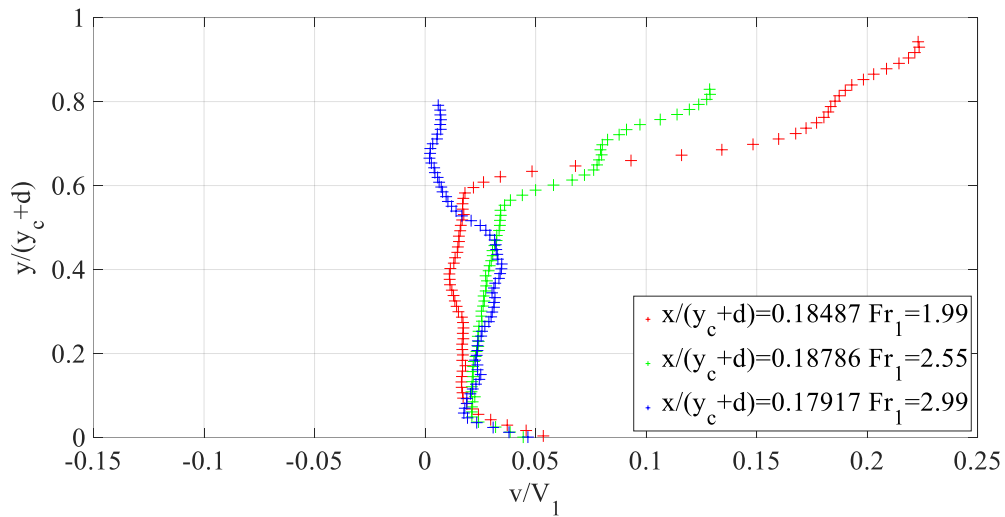


(ii)

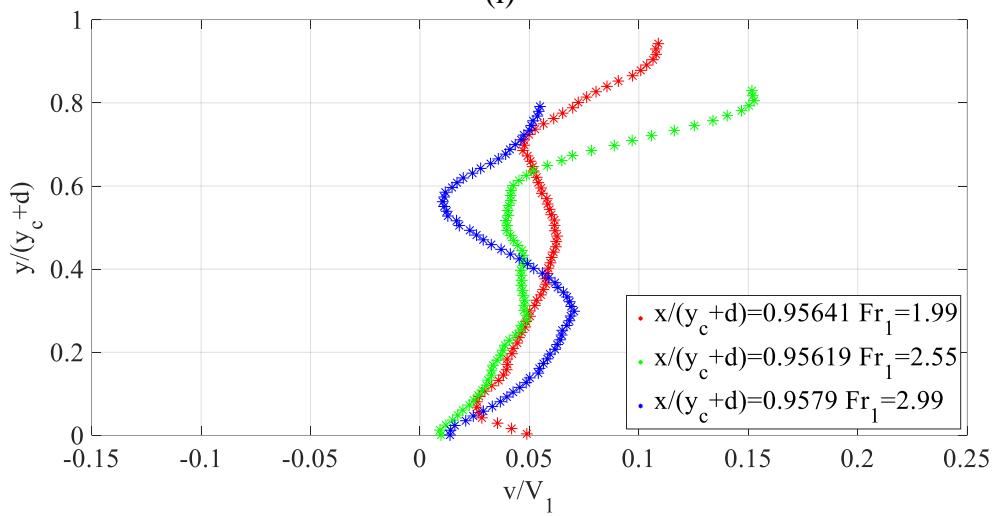


(iii)

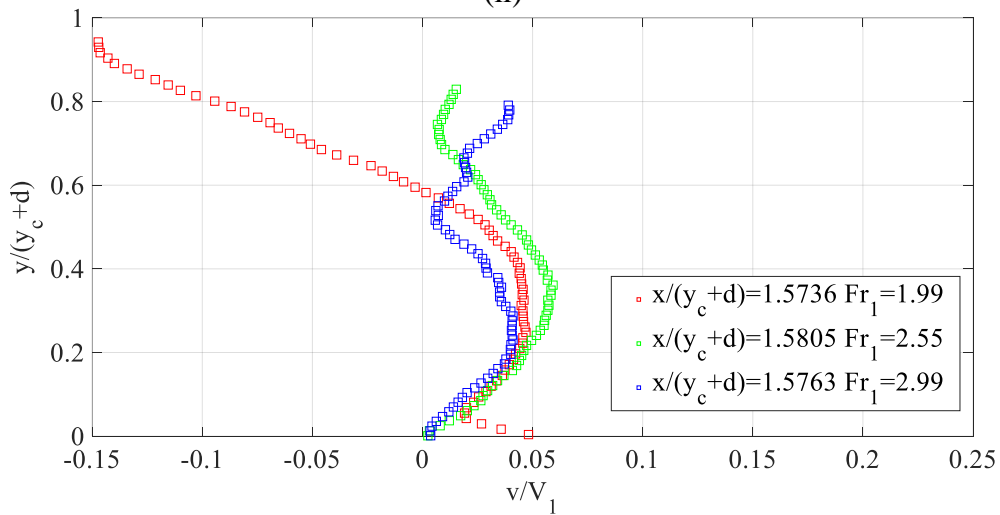
Σχήμα 5.40 Κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99$, 2.55 και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$.



(i)

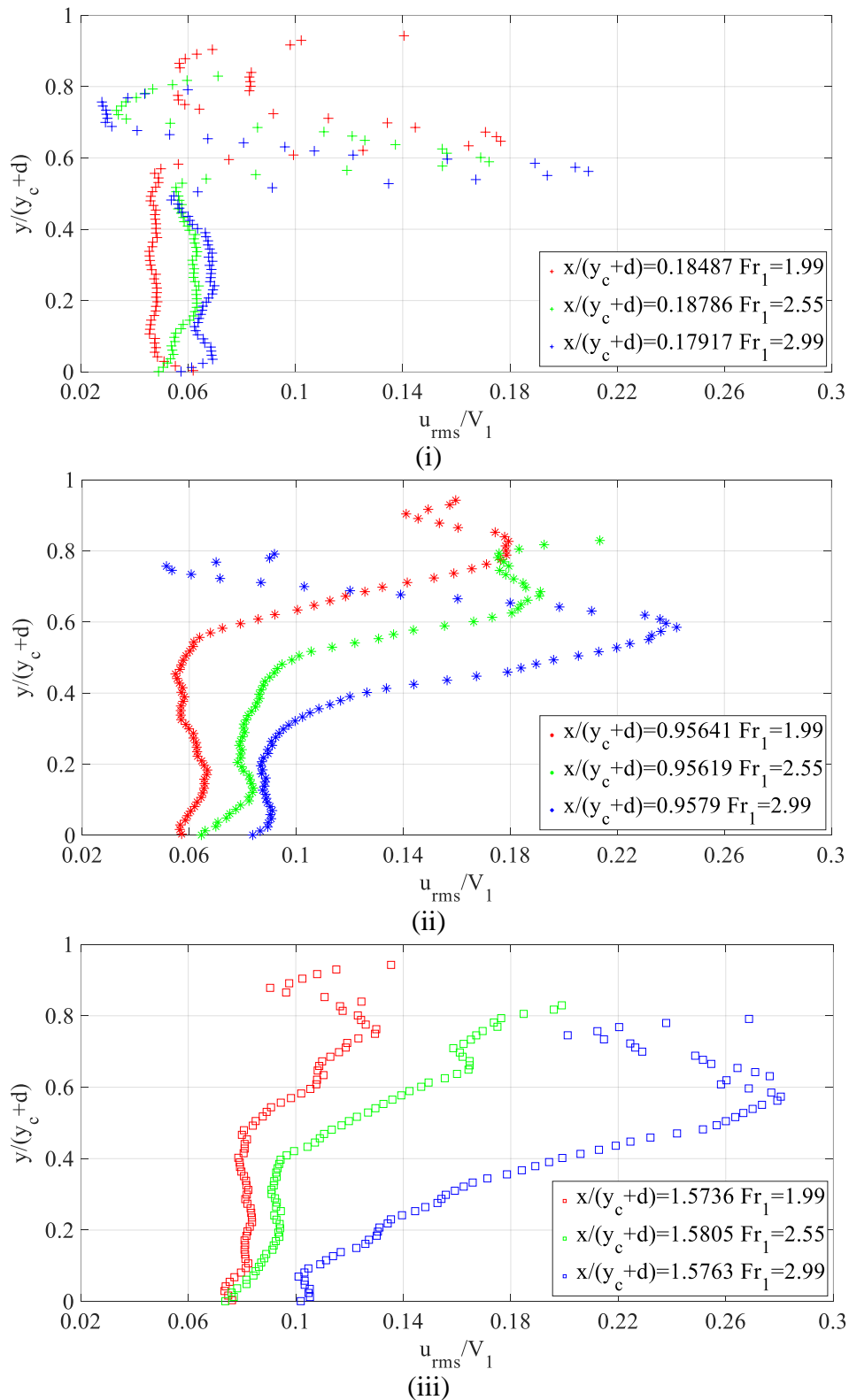


(ii)

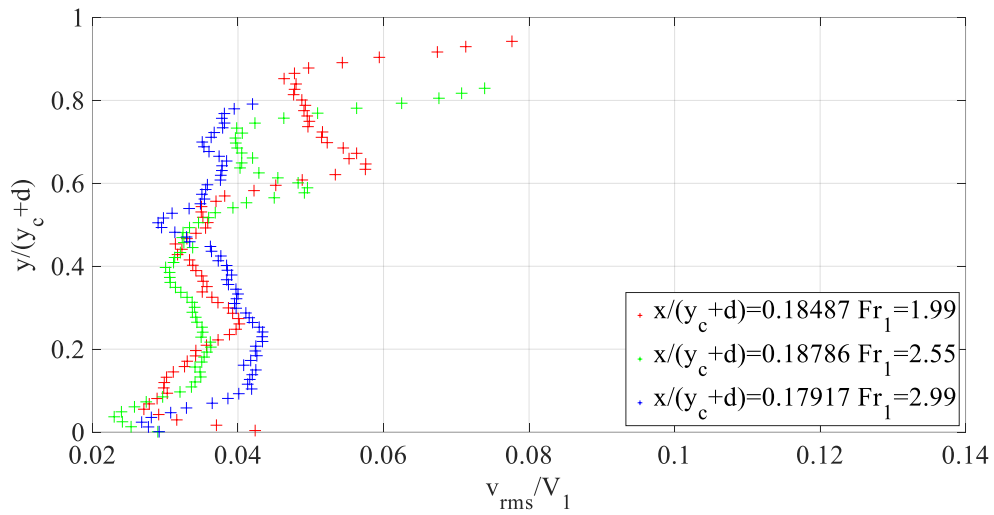


(iii)

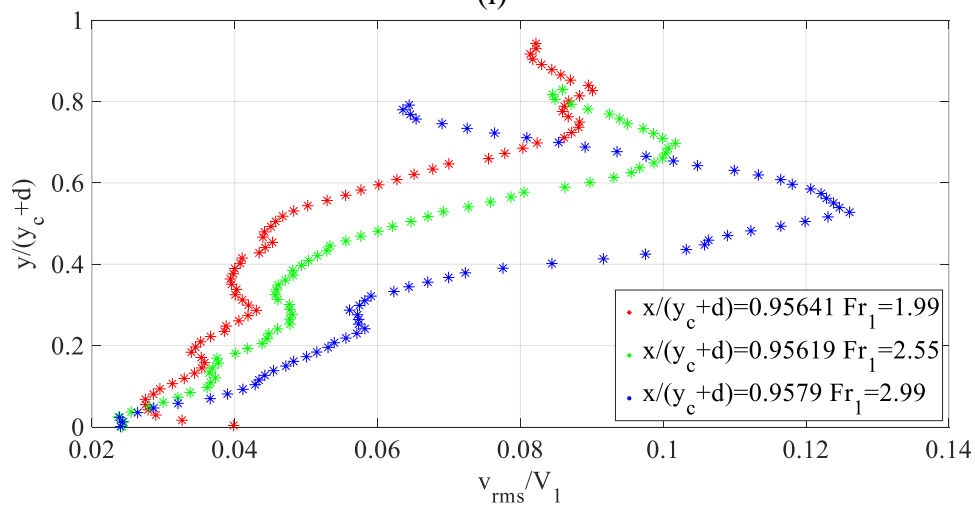
Σχήμα 5.41 Κατανομή της αδιάστατης κατακόρυφης ταχύτητας v/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$.



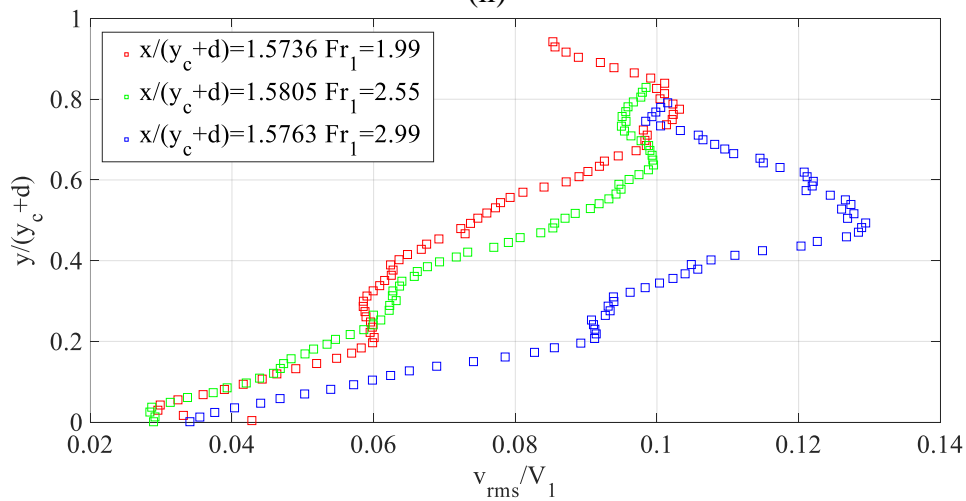
Σχήμα 5.42 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της οριζόντιας ταχύτητας u_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99$, 2.55 και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$.



(i)

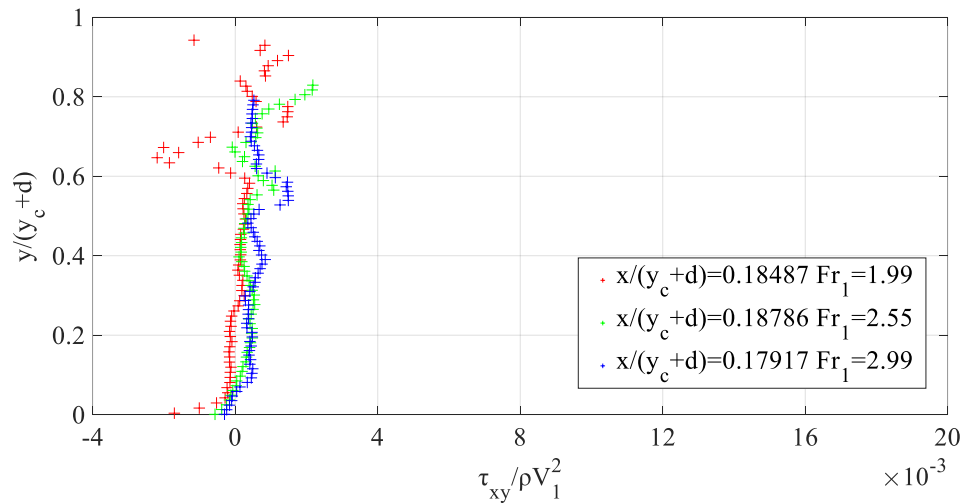


(ii)

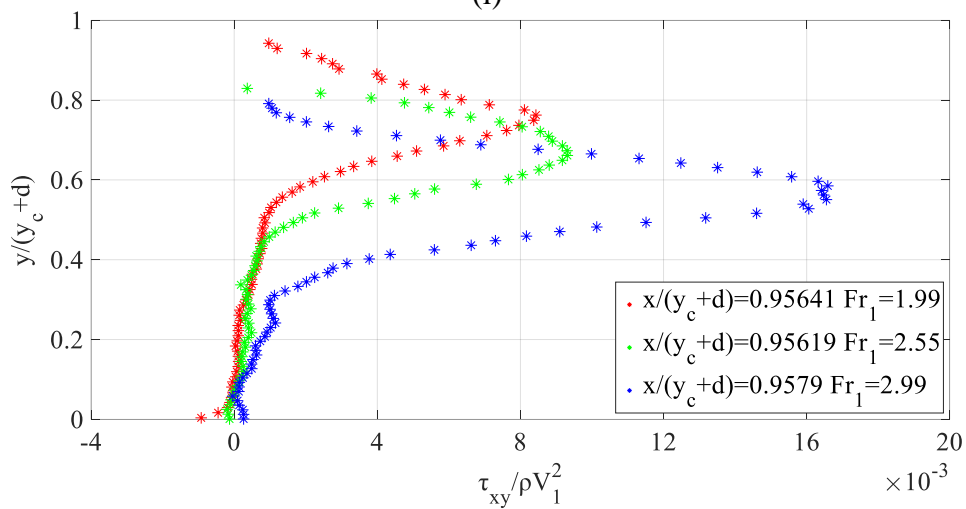


(iii)

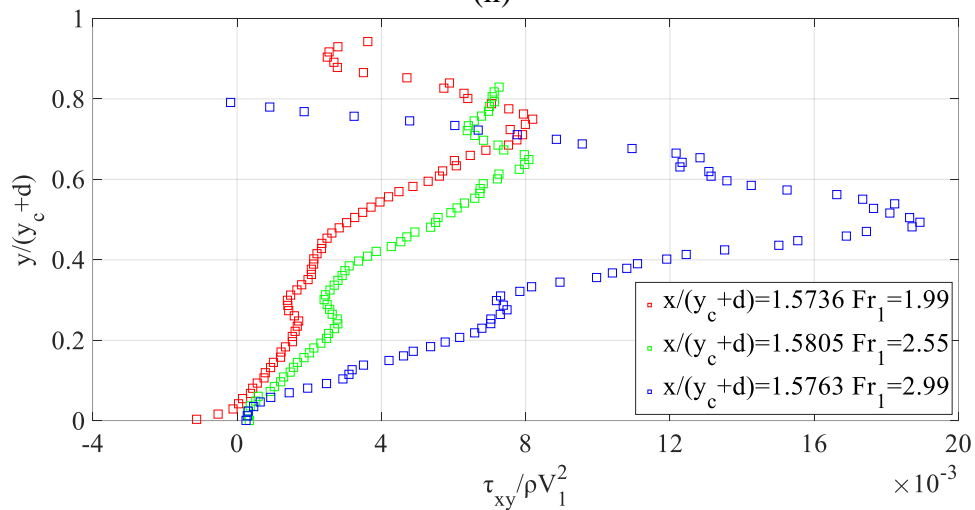
Σχήμα 5.43 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της κατακόρυφης ταχύτητας v_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$.



(i)

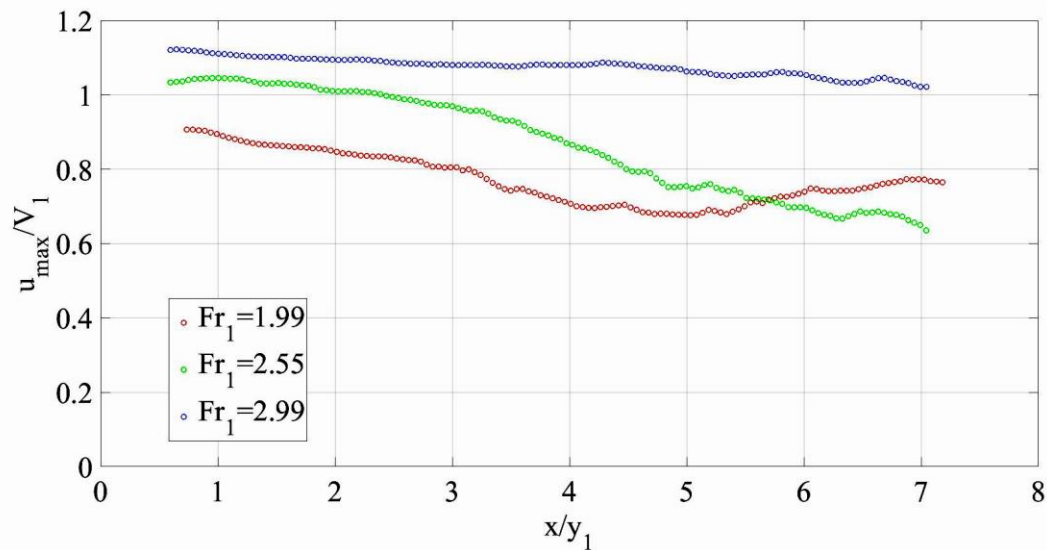


(ii)



(iii)

Σχήμα 5.44 Κατανομή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99$, 2.55 και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.18$, (ii) $x/(y_c+d)=0.95$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.58$.



Σχήμα 5.45 Μέγιστη αδιάστατη οριζόντια ταχύτητα στην διατομή u_{\max}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης x/y_1 από τον καταβαθμό σε Wave train για αριθμούς Froude $Fr_1=1.99, 2.55$ και 2.99 .

5.3.4 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave jump

Τα αποτελέσματα των μετρήσεων (μέσα χρονικά μεγέθη) των πεδίων ταχύτητας, στροβιλότητας, κινητικής ενέργειας της μέσης ροής, τυρβώδους κινητικής ενέργειας, έντασης της τύρβης κατά την οριζόντια και την κατακόρυφη διεύθυνση και τάσης του Reynolds τ_{xy} παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.46 (i)-(vii) για ένα Wave jump με $Fr_1=2.44$ (η διακεκομμένη γραμμή δείχνει το ύψος του καταβαθμού). Στο υποκεφάλαιο A.3 του Παραρτήματος παρουσιάζονται όλα τα αποτελέσματα των μετρήσεων ταχύτητας σε Wave jump.

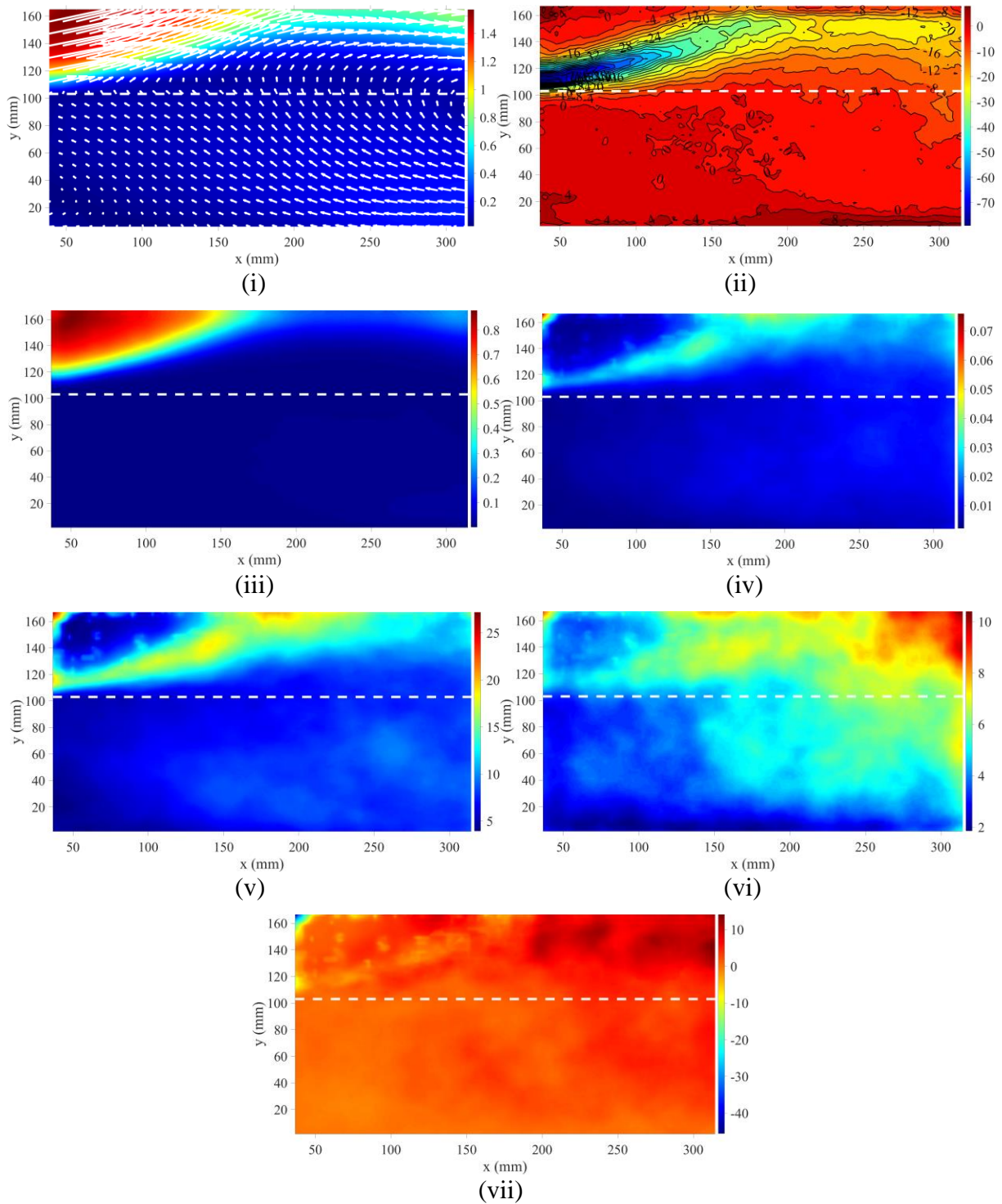
Αδιαστατοποιημένες μεταβλητές του πεδίου ροής σε Wave jump με αριθμό Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε τρεις κατά μήκος θέσεις που απέχουν από τον καταβαθμό $x/(y_c+d)=0.20, 0.98$ και 1.60 παρουσιάζονται στα Σχήματα 5.47 (i)-(iii) έως 5.51 (i)-(iii). Συγκεκριμένα, η αδιάστατη οριζόντια ταχύτητα u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ στις τρεις θέσεις φαίνεται στο Σχήμα 5.47 (i)-(iii), το προφίλ της αδιάστατης κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας v/V_1 στο Σχήμα 5.48 (i)-(iii), το προφίλ της αδιάστατης τυπικής απόκλισης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{rms}/V_1 στο Σχήμα 5.49 (i)-(iii), το προφίλ της αδιάστατης τυπικής απόκλισης της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας v_{rms}/V_1 στο Σχήμα 5.50 (i)-(iii) και το προφίλ της αδιάστατης τυρβώδους

διατμητικής τάσης Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ στο Σχήμα 5.51 (i)-(iii).

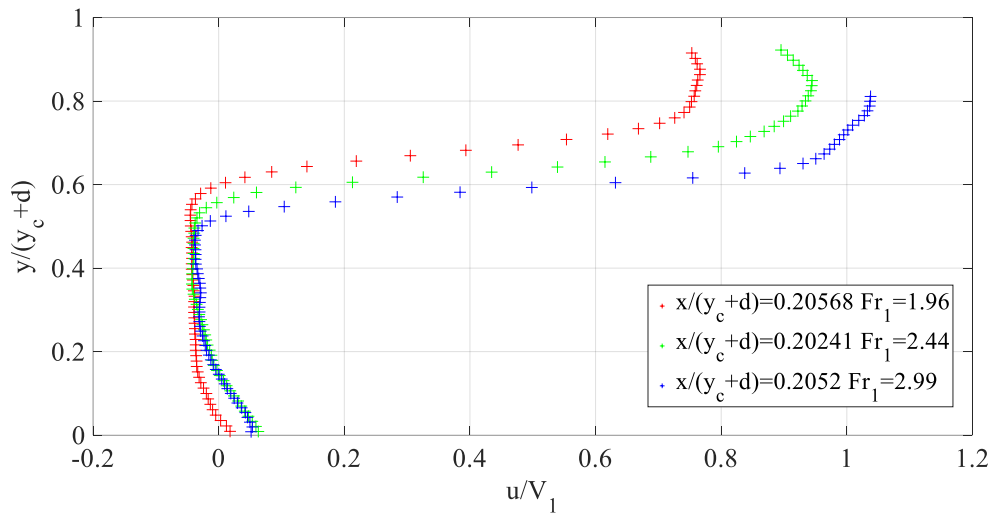
Από το Σχήμα 5.47 (i)-(iii) φαίνεται ότι στην ανάντη θέση που σε αδιάστατη απόσταση από τον καταβαθμό $x/(y_c+d)=0.18$ και για $y/(y_c+d)<0.18$ η αδιάστατη οριζόντια ταχύτητα είναι θετική για τους μεγαλύτερους αριθμούς Froude, ενώ στις δύο κατάντη θέσεις είναι αρνητική σε απόσταση $y/(y_c+d)<0.40 - 0.60$ και για τους τρεις αριθμούς Froude (περιοχή ανακυκλοφορίας με δεξιόστροφη δίνη). Η μέση οριζόντια ταχύτητα μειώνεται σαν συνάρτηση της απόστασης από τον καταβαθμό λόγω διάχυσης της υδάτινης υπερκρίσιμης φλέβας για $y/(y_c+d)>0.6$. Επίσης πλησίον του καταβαθμού προκύπτει ότι για $y/(y_c+d)>0.6$ αύξηση του αριθμού Froude οδηγεί σε αύξηση της αδιάστατης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας. Η αδιάστατη κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας είναι μικρότερη από την αδιάστατη οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.48 (i)-(iii). Επιπλέον, σε περιοχές μακρύτερα από τον καταβαθμό και κοντά στον πυθμένα η αδιάστατη κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας μεταβάλλεται γραμμικά με το $y/(y_c+d)<0.2$ και για τους τρεις αριθμούς Froude, ενώ είναι σχεδόν σταθερή καθ' ύψος για $0<y/(y_c+d)<0.4$ κοντά στον καταβαθμό και για τους τρεις αριθμούς Froude.

Από τα Σχήματα 5.49 (i)-(iii) και 5.50 (i)-(iii) προκύπτει ότι η αδιάστατη ένταση της τύρβης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{rms}/V_1 είναι γενικά μεγαλύτερη από αυτή της κατακόρυφης συνιστώσας v_{rms}/V_1 . Η ένταση της τύρβης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας παραμένει σχεδόν σταθερή καθ' ύψος μέχρι την θέση $y/(y_c+d)<0.6$ και για τους τρεις αριθμούς Froude αλλά αυξάνεται με την απόσταση από τον καταβαθμό. Στην περιοχή έντονης διάτμησης $y/(y_c+d)>0.6$ είναι εντονότερη πλησίον του καταβαθμού και απομειώνεται με την απόσταση. Η ένταση της τύρβης της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας μεταβάλλεται γραμμικά σαν συνάρτηση της απόστασης από τον πυθμένα με μειούμενη κλίση προς τα κατάντη όπου εντείνεται σημαντικά στην περιοχή διάτμησης. Από το Σχήμα 5.51 (i)-(iii) φαίνεται ότι η αδιάστατη τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ είναι σχεδόν μηδενική για $y/(y_c+d)<0.6$ κοντά στον καταβαθμό και πολύ μικρή και σταθερή για $y/(y_c+d)<0.6$ μακρύτερα, ενώ παρουσιάζει σημαντική διακύμανση στην περιοχή έντονης διάτμησης $y/(y_c+d)>0.5$ πλησίον του καταβαθμού αλλά αυξάνεται σχεδόν σε όλο το ύψος μακρύτερα για $x/(y_c+d)>1.50$.

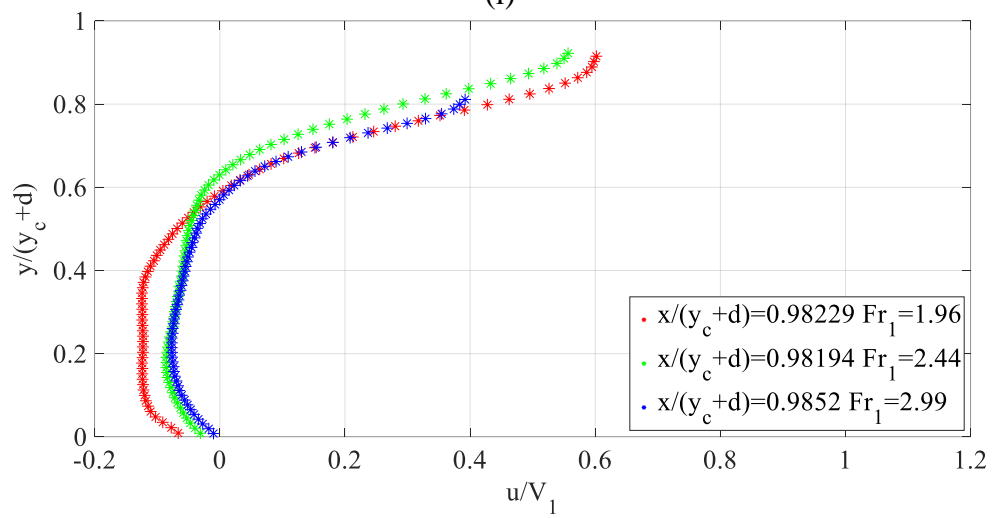
Η κατά μήκος μεταβολή της μέγιστης αδιάστατης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{\max}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από το καταβαθμό x/y_1 φαίνεται στο Σχήμα 5.52 για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 . Η αδιάστατη μέγιστη ταχύτητα βαίνει μειούμενη μονότονα για $Fr_1=2.99$ μέχρι $x/y_1=7$. Στο ίδιο σχήμα παρουσιάζονται οι μετρήσεις με σωλήνα Pitot των Rajaratnam and Ortiz, (1977) της αδιάστατης μέγιστης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας για αριθμό Froude 2.97 . Οι μετρήσεις της παρούσας εργασίας είναι σε ικανοποιητική συμφωνία στην περιοχή $0.8 < x/y_1 < 3$ ενώ για $x/y_1 > 3$ προκύπτει σημαντική απόκλιση μεταξύ των αποτελεσμάτων που πιθανόν να οφείλεται στο γεγονός ότι οι Rajaratnam and Ortiz μέτρησαν την ταχύτητα από τον πυθμένα μέχρι την στάθμη λίγο χαμηλότερα από την ελεύθερη επιφάνεια κάτι που δεν ήταν εφικτό να γίνει στην παρούσα εργασία με την τεχνική PIV λόγω της έντονης παρουσίας αέρα στην ελεύθερη επιφάνεια. Επιπλέον στην προηγούμενη εργασία πιθανόν να υπάρχουν εσφαλμένες μετρήσεις ταχυτήτων με τον σωλήνα Pitot μέσα σε περιοχές έντονου αερισμού. Μετρήσεις σε περιοχές έντονου αερισμού δεν ήταν εφικτές με την τεχνική PIV στην παρούσα εργασία για λόγους που προαναφέραμε ήδη. Από το Σχήμα 5.52 προκύπτει ότι η κλίση των δεδομένων της u_{\max}/V_1 σαν συνάρτηση της απόστασης x/y_1 είναι ίδια για $x/y_1 < 3.5$ και για τους τρεις αριθμούς Froude ενώ υπάρχουν σημαντικές αποκλίσεις μακρύτερα.



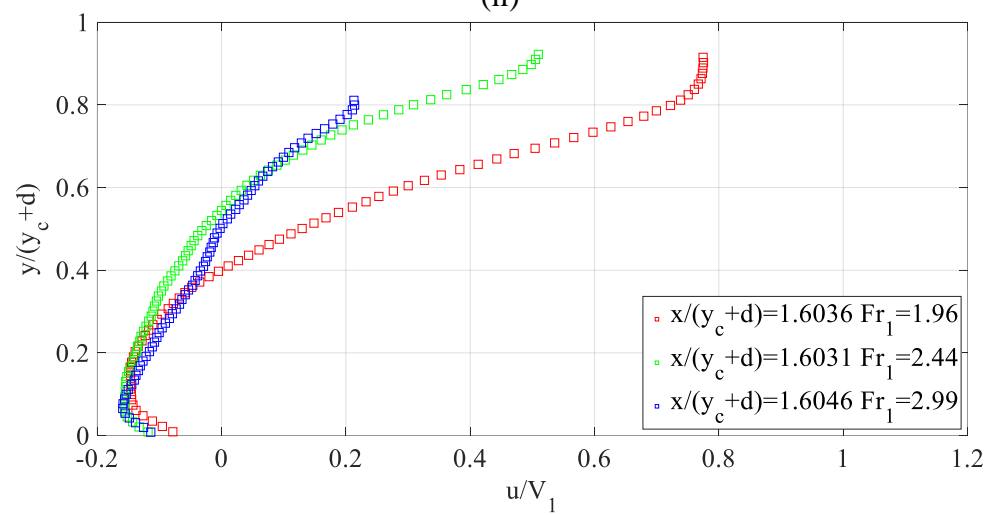
Σχήμα 5.46 Μετρήσεις ταχύτητας σε Wave jump για $Fr_1=2.44$: (i) μέση ταχύτητα ροής (m/s), (ii) στροβιλότητα (s^{-1}), (iii) κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (iv) τυρβώδης κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (v) ένταση τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση (%), (vi) ένταση τύρβης στην κατακόρυφη διεύθυνση (%), (vii) τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds τ_{xy} (Nt/m^2), (η διακεκομμένη γραμμή στο ύψος του καταβαθμού).



(i)

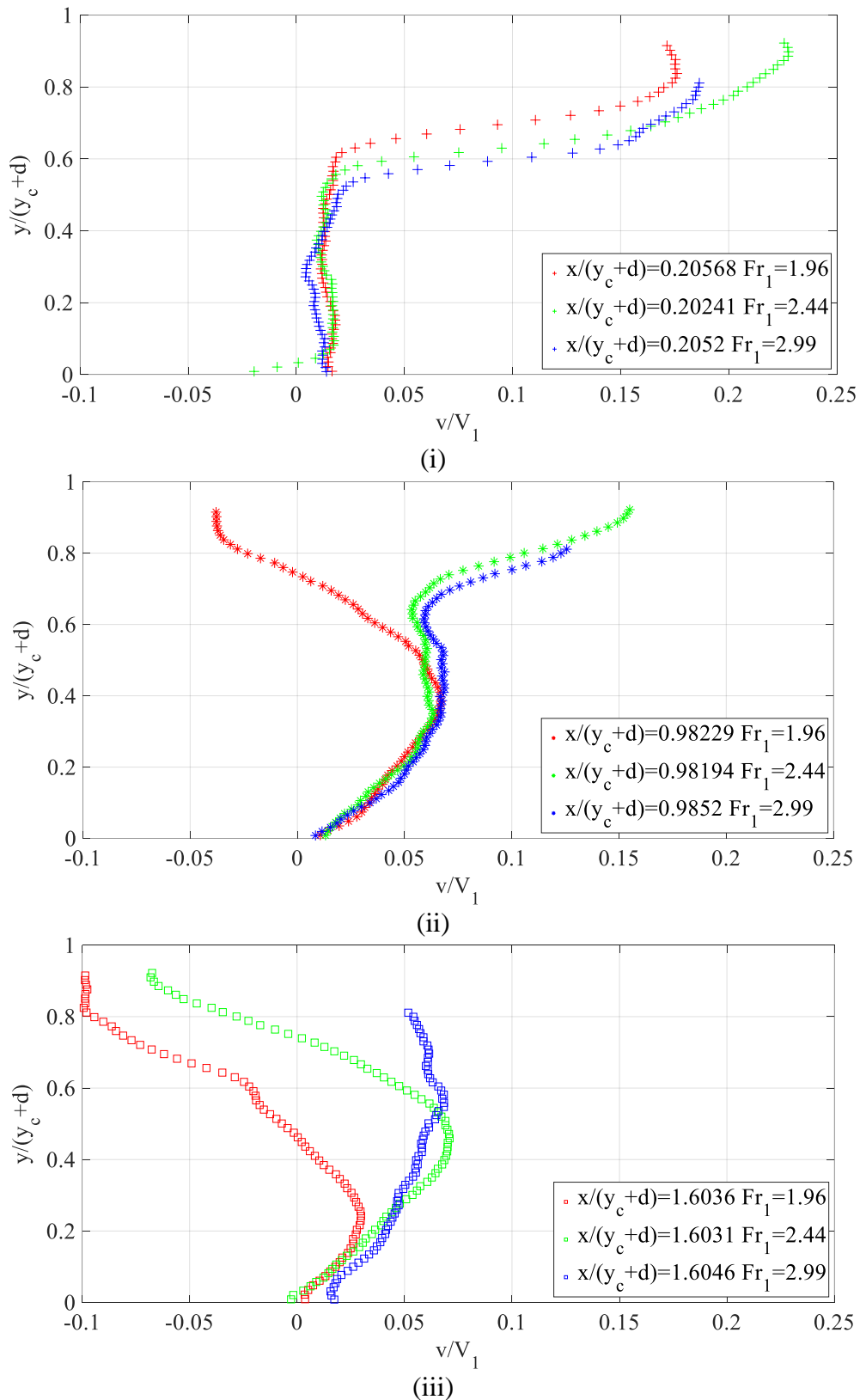


(ii)

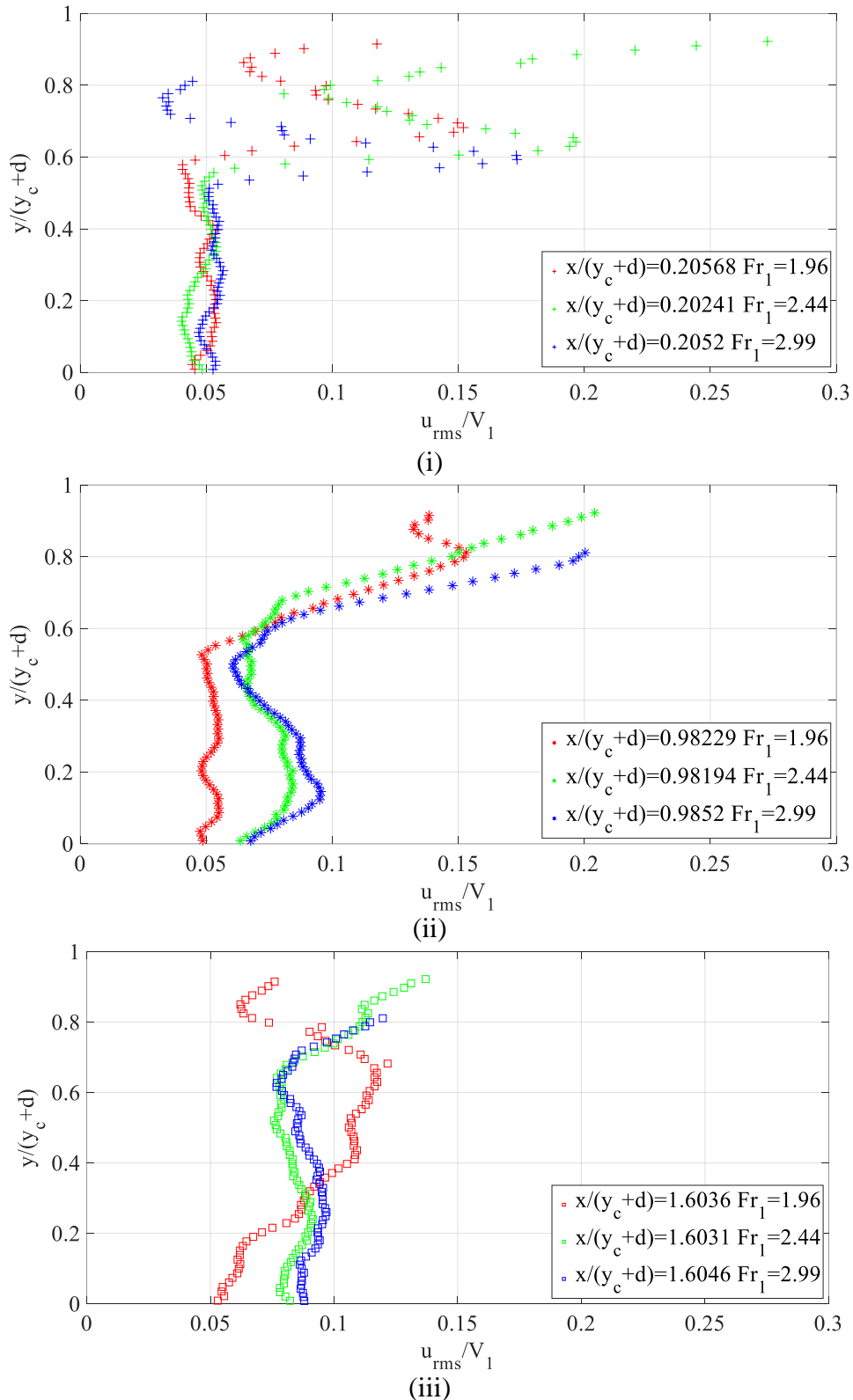


(iii)

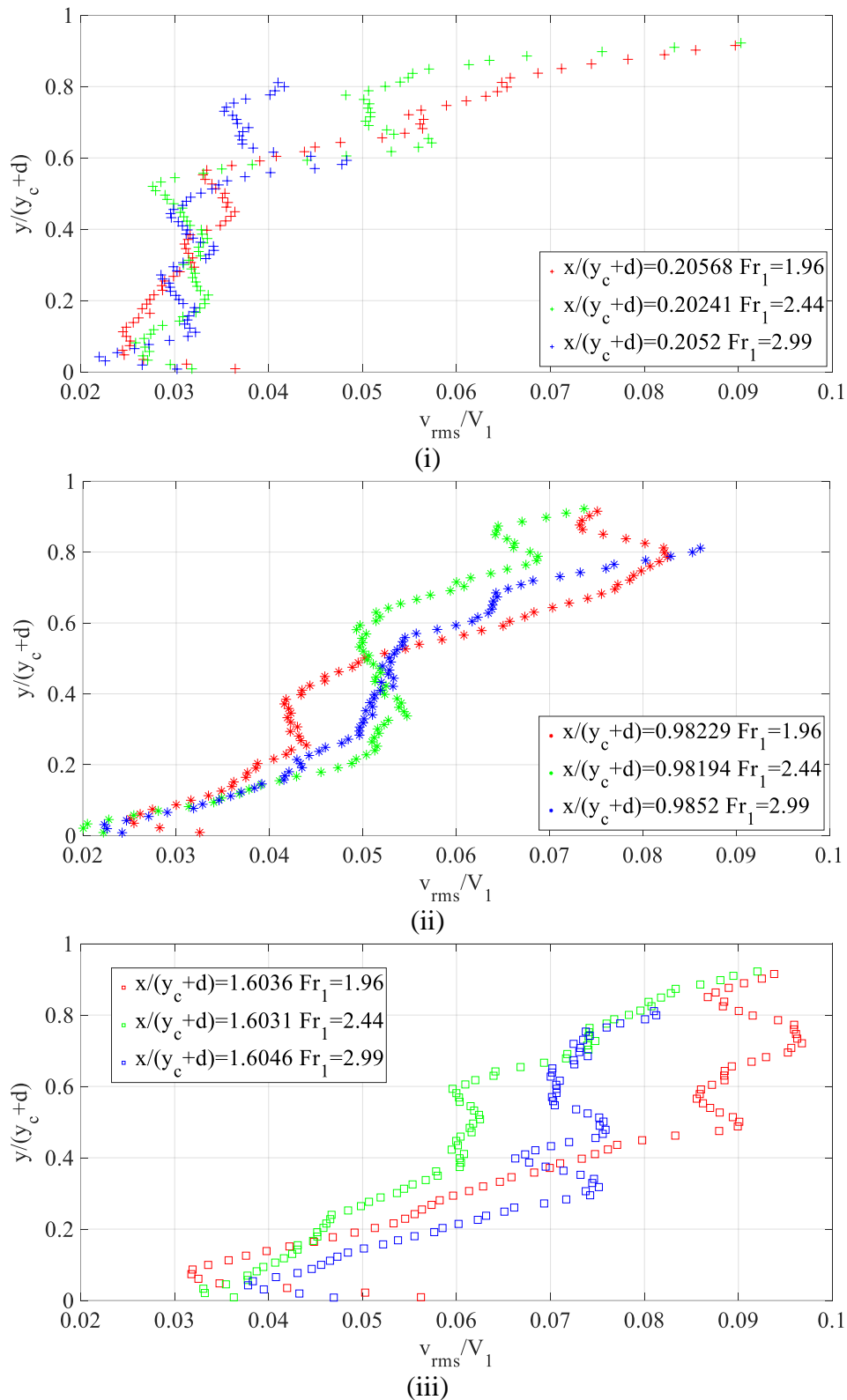
Σχήμα 5.47 Κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



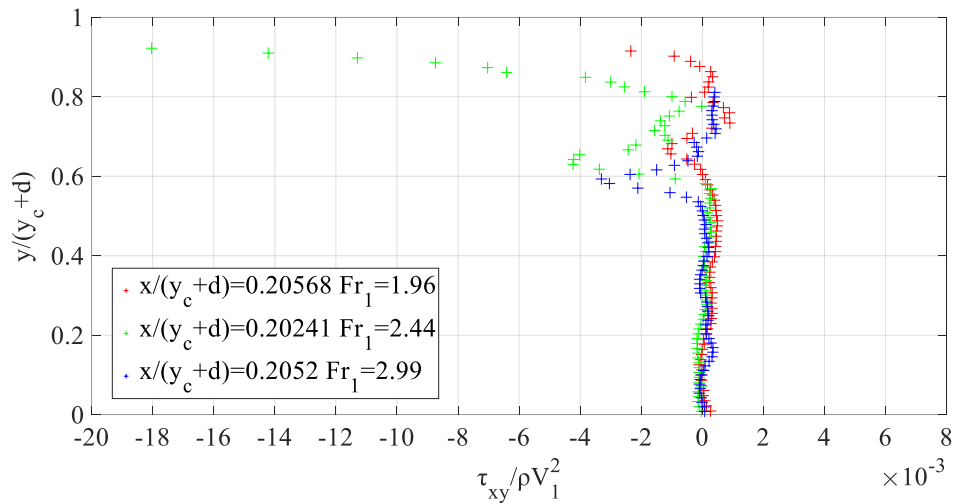
Σχήμα 5.48 Κατανομή της αδιάστατης κατακόρυφης ταχύτητας v/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96$, 2.44 και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



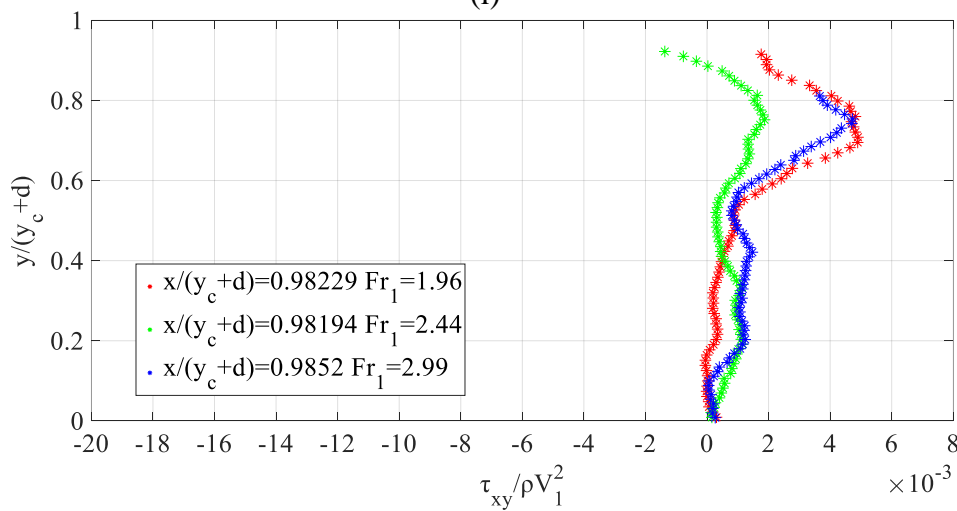
Σχήμα 5.49 Κατανομή της αδιάστατης έντασης της τύρβης της οριζόντιας ταχύτητας u_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



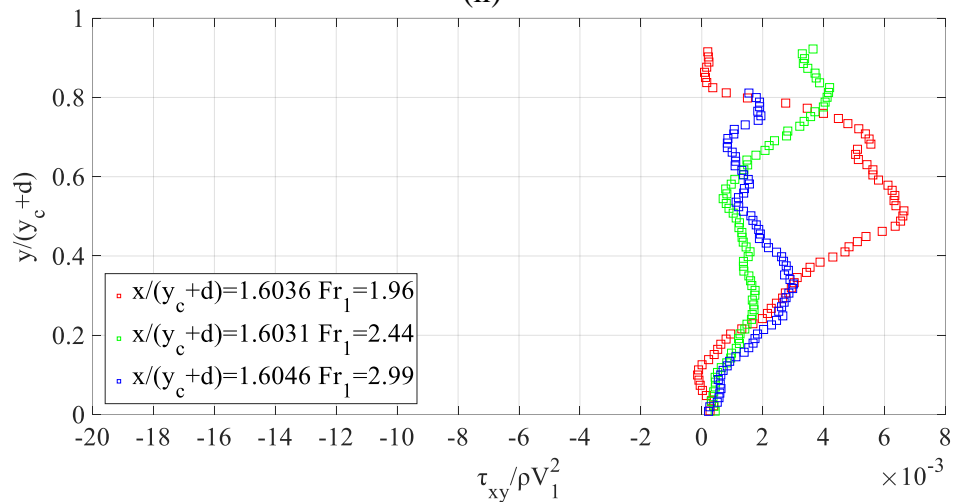
Σχήμα 5.50 Κατανομή της αδιάστατης έντασης της τύρβης της κατακόρυφης ταχύτητας v_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



(i)

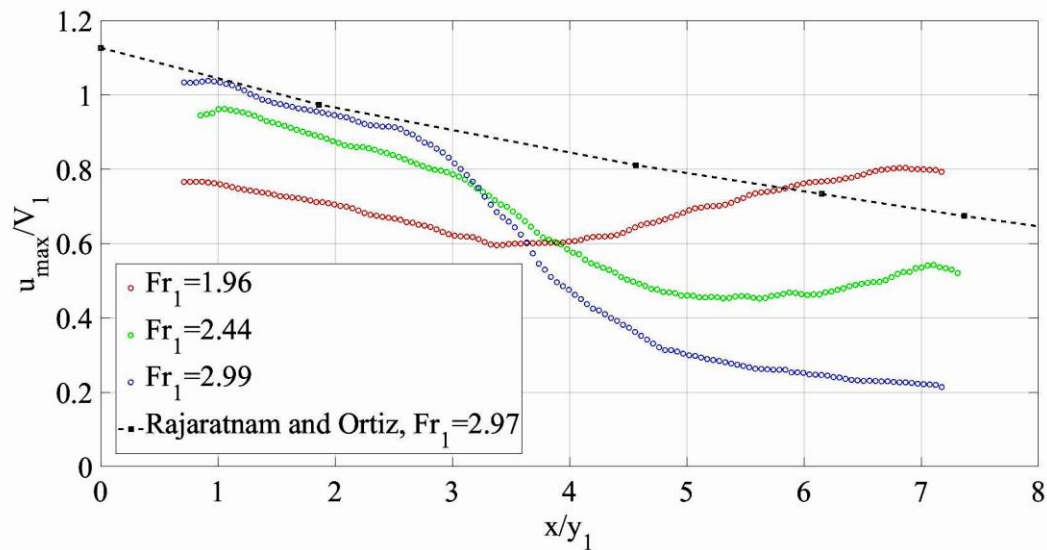


(ii)



(iii)

Σχήμα 5.51 Κατανομή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds, $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε Wave jump για αριθμούς Froude $Fr_1=1.96, 2.44$ και 2.99 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.20$, (ii) $x/(y_c+d)=0.98$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



Σχήμα 5.52 Μεταβολή της αδιάστατης μέγιστης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στην διατομή u_{\max}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης από τον καταβαθμό x/y_1 για το Wave jump και αριθμούς Froude, $Fr_1=1.96$, 2.44 και 2.99 και σύγκριση με τα πειράματα των Rajaratnam and Ortiz (1977) για $Fr_1=2.97$.

5.3.5 Μετρήσεις ταχύτητας σε A jump

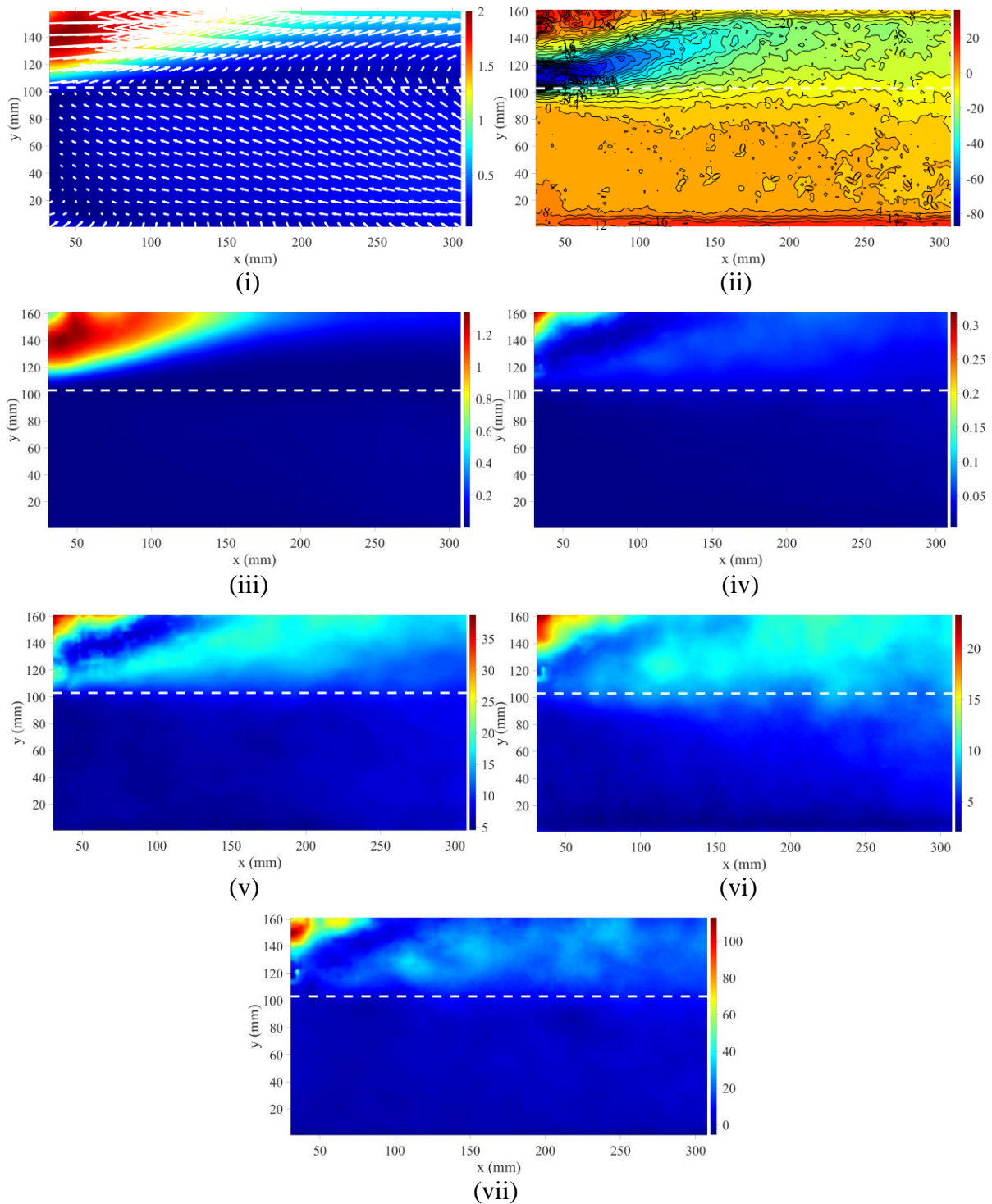
Τα αποτελέσματα για τα πειράματα του Πίνακα 4.1 σχετικά με το A jump παρουσιάζονται στο υποκεφάλαιο A.3 του Παραρτήματος. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων (time-averaged) του πεδίου ροής ενός A jump με $Fr_1=2.96$ παρουσιάζονται στο Σχήμα 5.53 (i)-(vii) και συγκεκριμένα της μέσης ταχύτητας, της στροβιλότητας, της κινητικής ενέργειας της μέσης ροής και της τυρβώδους κινητικής ενέργειας, και τα πεδία της έντασης της τύρβης κατά την οριζόντια και την κατακόρυφη διεύθυνση καθώς και η τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds τ_{xy} (η διακεκομμένη γραμμή δείχνει σχηματικά το ύψος του καταβαθμού). Από τα σχήματα αυτά παρατηρείται μια μεγάλη περιοχή ανακυκλοφορίας της ροής κάτω από το επίπεδο του καταβαθμού με την μέση ταχύτητα να παρουσιάζει την υψηλότερη τιμή της σε απόσταση από τον πυθμένα μεγαλύτερη από το ύψος του καταβαθμού. Οι υπόλοιπες μεταβλητές (στροβιλότητα, κινητική ενέργεια μέσης ροής, κλπ), παρουσιάζουν τις μεγαλύτερες τιμές σε υψόμετρα μεγαλύτερα από αυτό του καταβαθμού. Στην περιοχή διάτμησης (shear flow) πάνω από το ύψος του καταβαθμού παρατηρείται σημαντική τιμή της στροβιλότητας. Η κινητική ενέργεια της μέσης ροής είναι μεγαλύτερη από την τυρβώδη κινητική ενέργεια ενώ και η

ένταση της τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση είναι μεγαλύτερη από αυτή στην κατακόρυφη διεύθυνση. Παρόμοια συμπεράσματα προκύπτουν και από τα υπόλοιπα πειράματα.

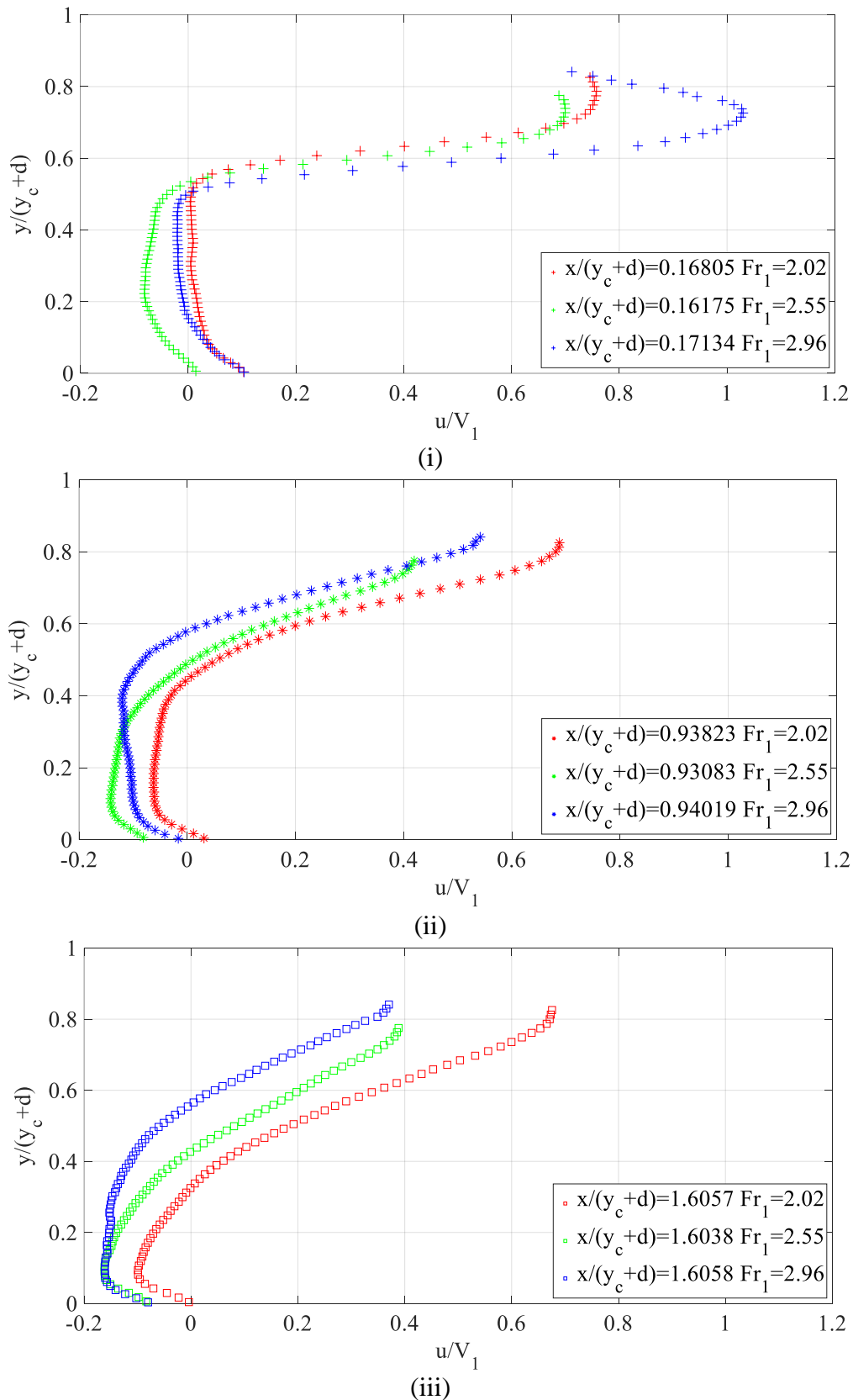
Στα Σχήματα 5.54 (i)-(iii) έως 5.58 (i)-(iii), παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μετρήσεων σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02$, 2.55 και 2.96 σε τρεις κατά μήκος θέσεις όπου $x/(y_c+d)=0.17$, 0.94 και 1.60. Η κατακόρυφη κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ φαίνεται στο Σχήμα 5.54 (i)-(iii), της αδιάστατης κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας v/V_1 στο Σχήμα 5.55 (i)-(iii), της έντασης τύρβης της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{rms}/V_1 στο Σχήμα 5.56 (i)-(iii), της έντασης τύρβης της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας v_{rms}/V_1 στο Σχήμα 5.57 (i)-(iii), και της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ στο Σχήμα 5.58 (i)-(iii). Στο Σχήμα 5.59 παρουσιάζεται η μεταβολή της μέγιστης αδιάστατης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{max}/V_1 σε κάθε διατομή σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης από το πόδι του καταβαθμού x/y_1 για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02$, 2.55 και 2.96.

Από το Σχήμα 5.54 (i)-(iii) παρατηρούμε ότι πλησίον του καταβαθμού $x/(y_c+d)=0.17$ και σε υψόμετρα όπου $y/(y_c+d)<0.1$ η οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας είναι αρνητική για τον αριθμο Froude $Fr_1=2.55$ και θετική για τους αριθμούς Froude $Fr_1=2.02$ και 2.96, ενώ στις κατάντη θέσεις η αδιάστατη οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας είναι αρνητική για $0.4<y/(y_c+d)<0.6$ για αριθμούς Froude $Fr_1=2.55$ και 2.96 και θετική για $Fr_1=2.02$. Για $y/(y_c+d)>0.4$ αύξηση του αριθμού Froude οδηγεί σε μείωση της αδιάστατης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας στις δύο κατάντη θέσεις μέτρησης. Επιπλέον στις δύο ανάντη θέσεις σε απόσταση $x/(y_c+d)=0.17$ και 0.94 παρατηρούμε ότι η αδιάστατη οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας είναι περίπου σταθερή σε ύψος $0.2<y/(y_c+d)<0.4$ από τον πυθμένα. Η αδιάστατη κατακόρυφη συνιστώσα της ταχύτητας προκύπτει από το Σχήμα 5.55 (i)-(iii) είναι μικρότερη από την οριζόντια και στις τρεις θέσεις και για τους τρεις αριθμούς Froude. Επιπλέον, παρατηρείται έντονη κλίση της κατακόρυφης ταχύτητας με την απόσταση από τον πυθμένα για $y/(y_c+d)<0.05$. Στη θέση που απέχει $x/(y_c+d)=1.60$ από τον καταβαθμό, αύξηση του αριθμού Froude οδηγεί σε αύξηση της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας για $y/(y_c+d)>0.2$. Από τα Σχήματα 5.56 (i)-(iii) και 5.57 (i)-(iii) η αδιάστατη τυπική απόκλιση της οριζόντιας

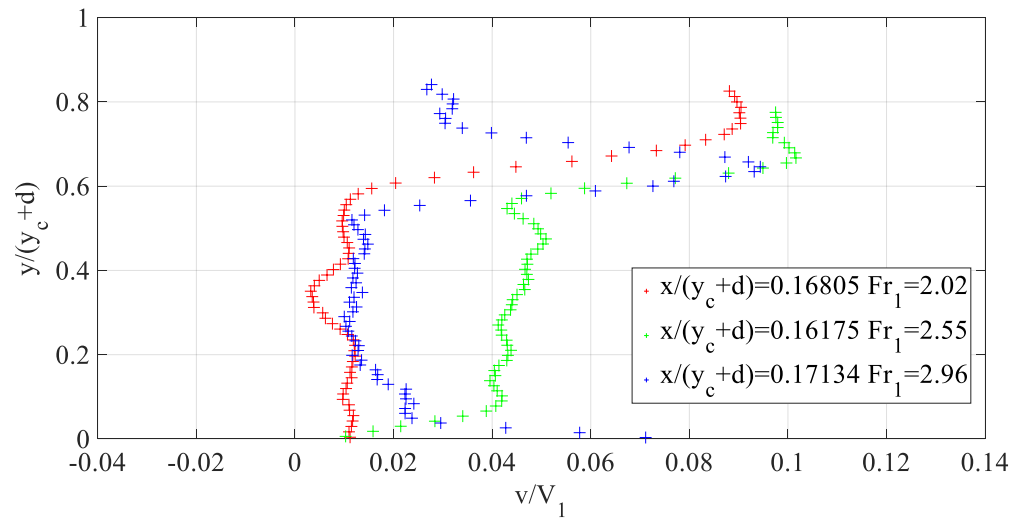
συνιστώσας της ταχύτητας u_{rms}/V_1 είναι γενικά μεγαλύτερη από την αδιάστατη τυπική απόκλιση της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας v_{rms}/V_1 και στις τρεις θέσεις για όλους τους αριθμούς Froude. Επιπλέον στην πλέον ανάντη θέση η αδιάστατη τυπική απόκλιση τόσο της οριζόντιας συνιστώσας όσο και της κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας παραμένει σχεδόν σταθερή καθ' ύψος για τις θέσεις εκείνες για τις οποίες είναι $0.05 < y/(y_c+d) < 0.4$ και για τους τρεις αριθμούς Froude. Στην μεσαία θέση η αύξηση του αριθμού Froude οδηγεί σε αύξηση της σχετικής έντασης της τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση για $y/(y_c+d) > 0.7$. Από το Σχήμα 5.58 (i)-(iii) είναι εμφανές ότι σε κοντινή και μεσαία απόσταση από τον καταβαθμό η διατμητική τάση Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ είναι μηδενική όταν $y/(y_c+d) < 0.5$ και για τους τρεις αριθμούς Froude, ενώ στην πλέον κατάντη θέση η μεταβολή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης είναι γραμμική έως $y/(y_c+d) < 0.7$ και για τους τρεις αριθμούς Froude. Η μέγιστη αδιάστατη οριζόντια συνιστώσα της ταχύτητας u_{max}/V_1 μειώνεται με την αδιάστατη απόσταση x/y_1 όπως προκύπτει από το Σχήμα 5.59. Επίσης, η u_{max}/V_1 είναι αύξουσα συνάρτηση του αριθμού Froude μέχρι την αδιάστατη απόσταση από τον καταβαθμό $x/y_1 < 3.5$, ενώ για $x/y_1 > 3.5$ μειώνεται με την αύξηση του αριθμού Froude για τους αριθμούς Froude $Fr_1=2.02$ και 2.96 .



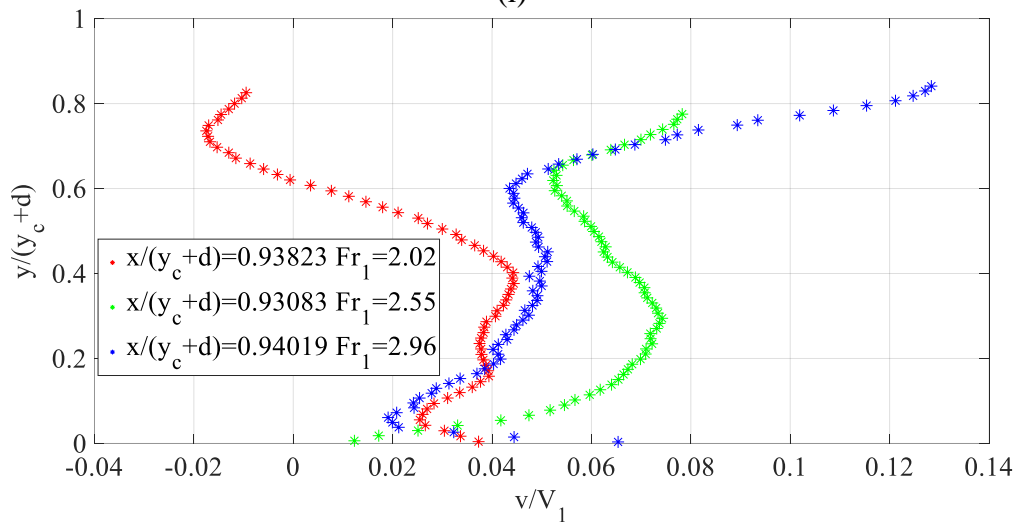
Σχήμα 5.53 Μετρήσεις ταχύτητας σε A jump για $Fr_1=2.96$: (i) μέση ταχύτητα ροής (m/s), (ii) στροβιλότητα (s^{-1}), (iii) κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (iv) τυρβώδης κινητική ενέργεια (m^2/s^2), (v) ένταση τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση (%), (vi) ένταση τύρβης στην κατακόρυφη διεύθυνση (%), (vii) τυρβώδης διατμητική τάση Reynolds τ_{xy} (Nt/m^2), (η διακεκομμένη γραμμή στο ύψος του καταβαθμού).



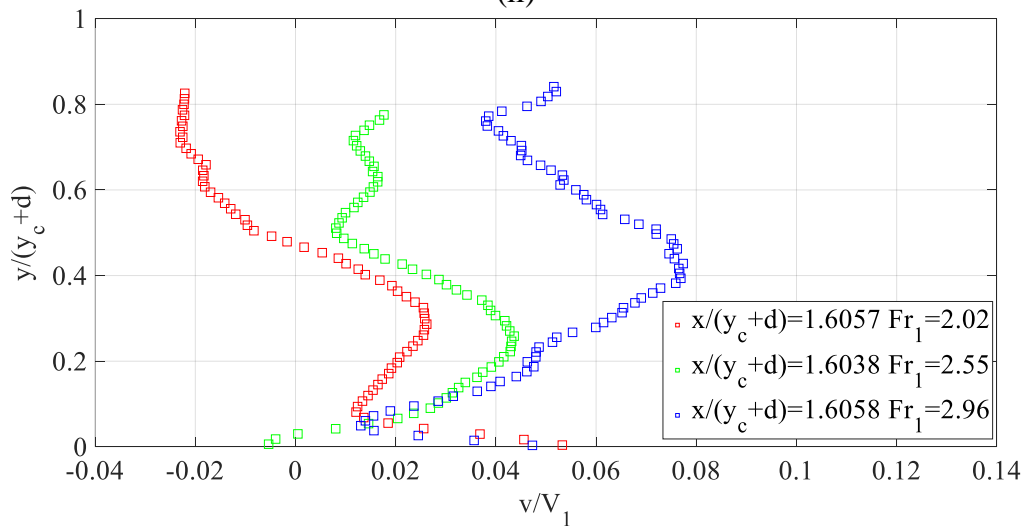
Σχήμα 5.54 Κατανομή της αδιάστατης οριζόντιας ταχύτητας u/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



(i)

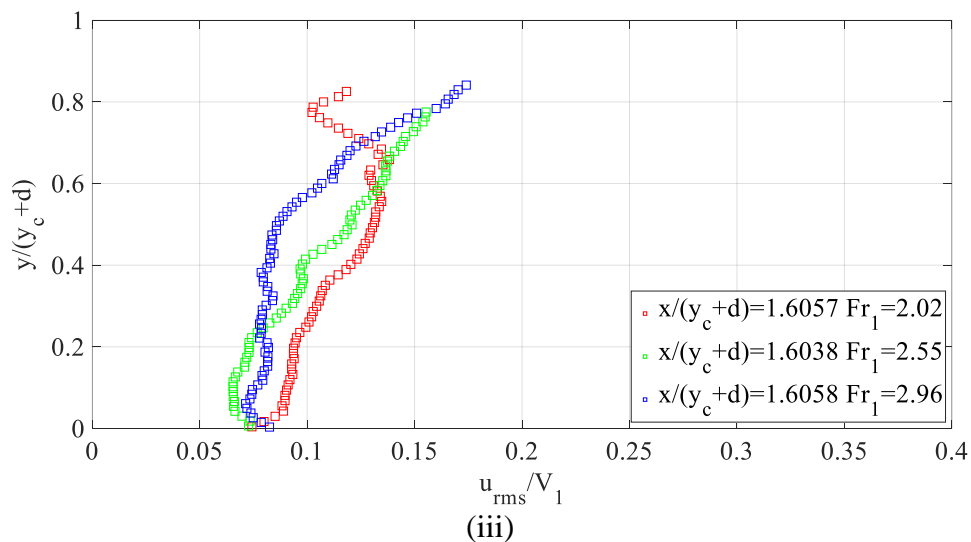
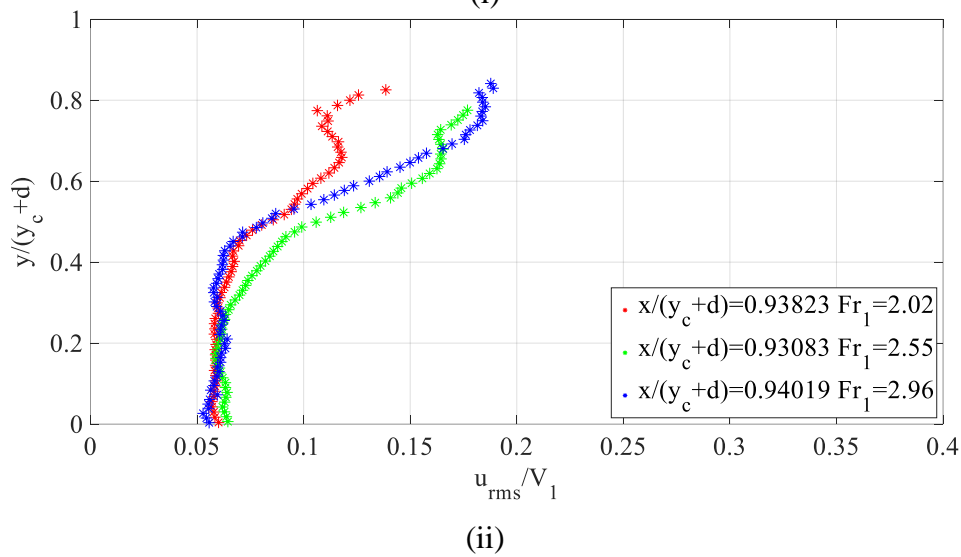
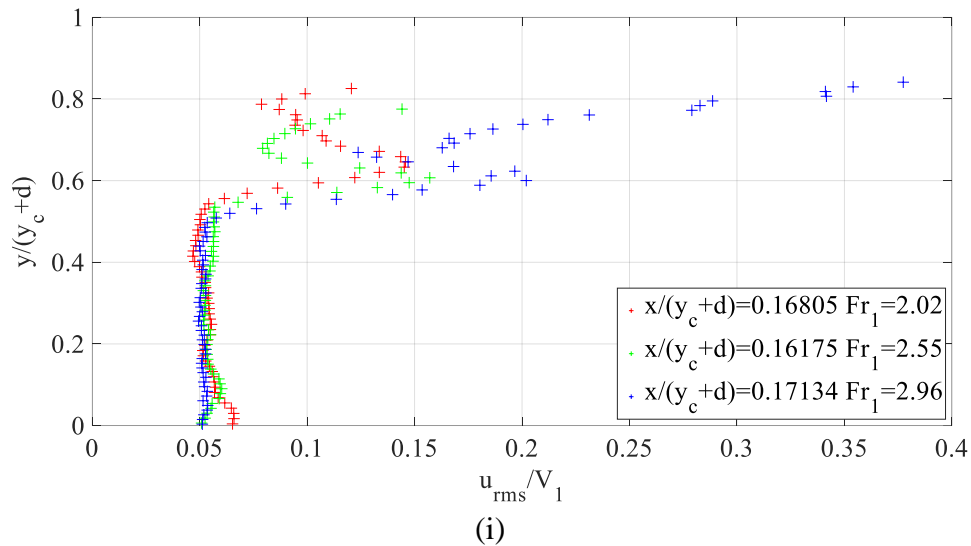


(ii)

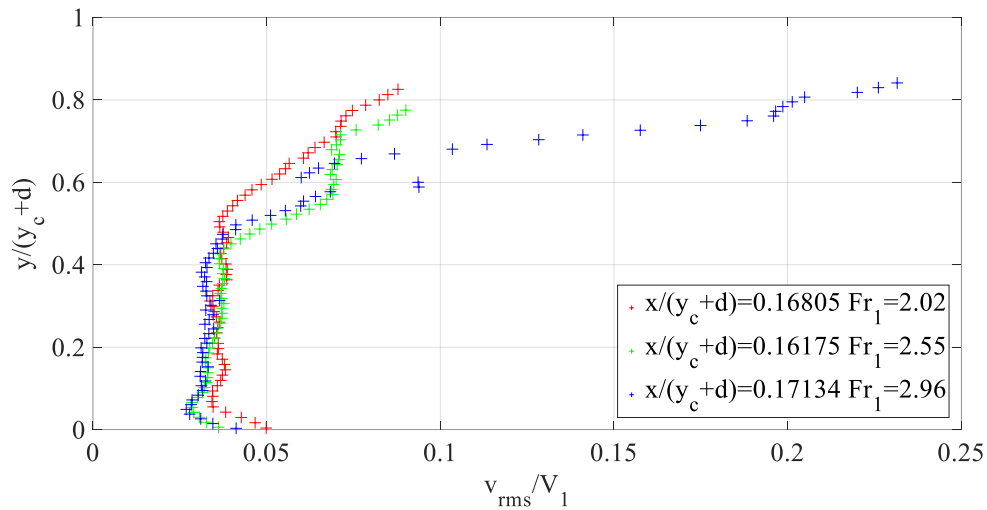


(iii)

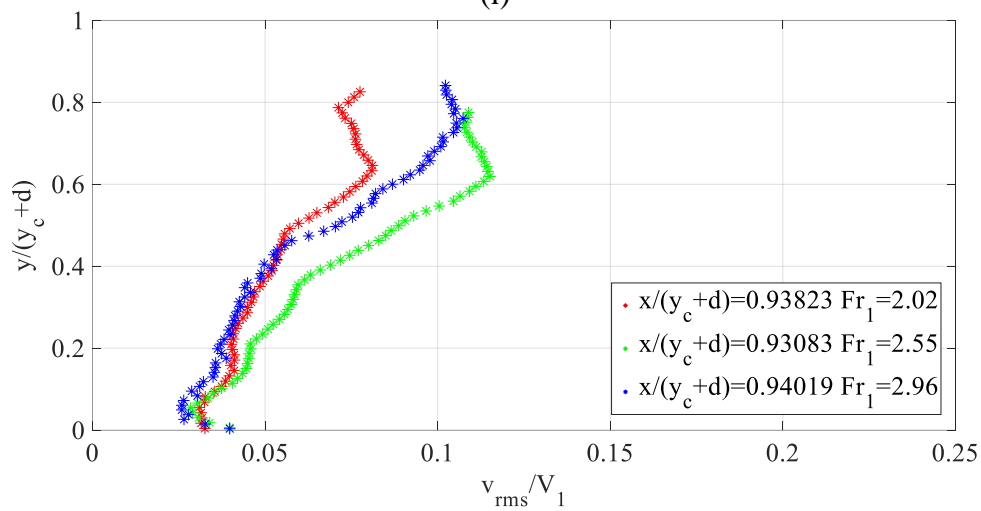
Σχήμα 5.55 Κατανομή της αδιάστατης κατακόρυφης ταχύτητας v/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



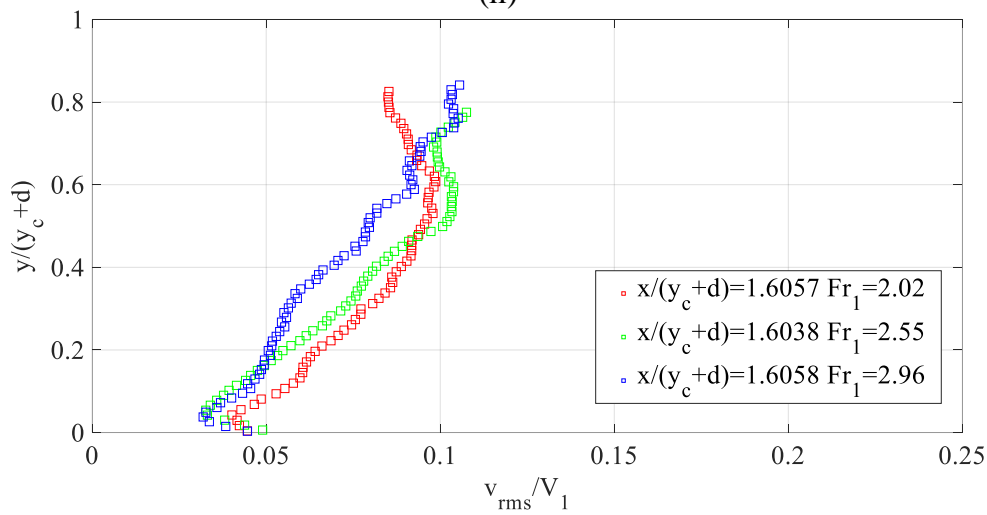
Σχήμα 5.56 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της οριζόντιας ταχύτητας u_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02$, 2.55 και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



(i)

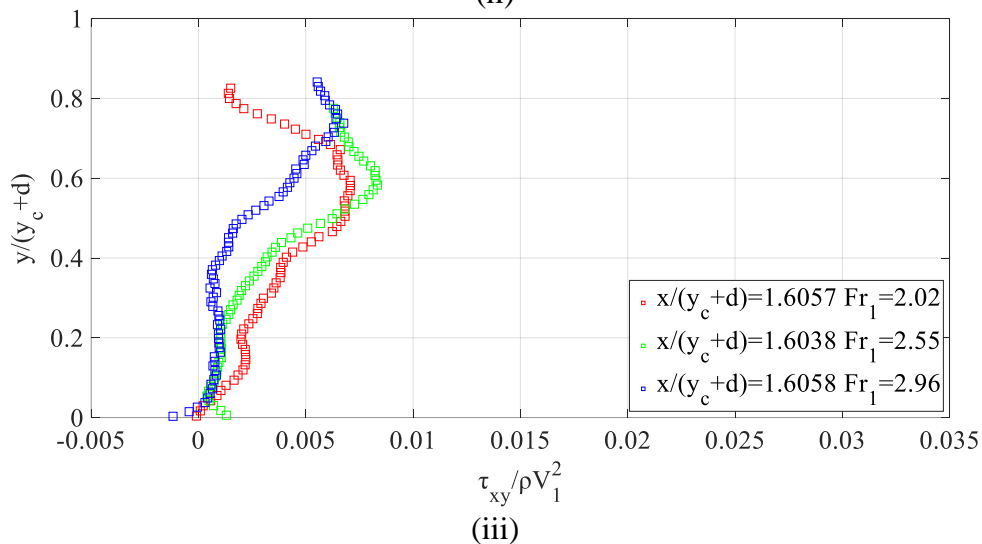
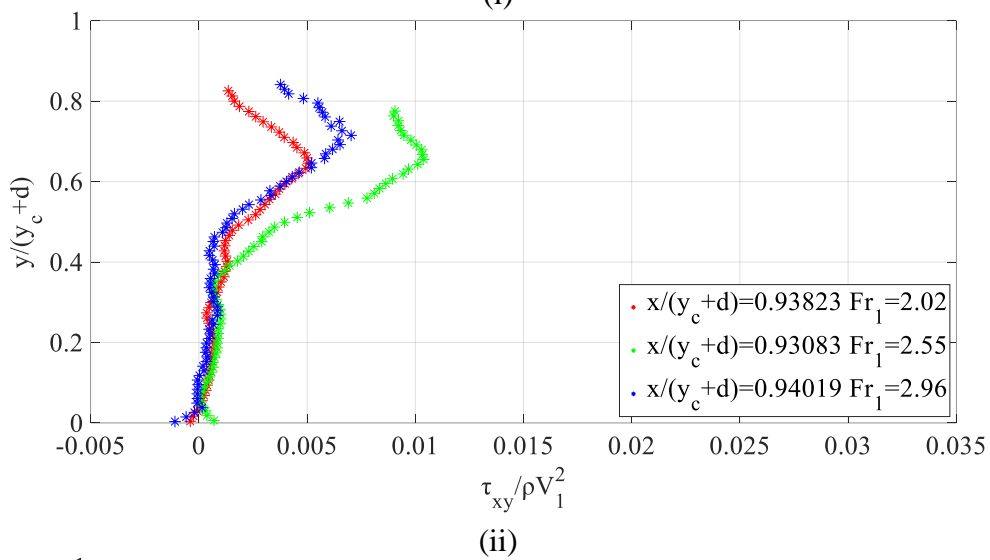
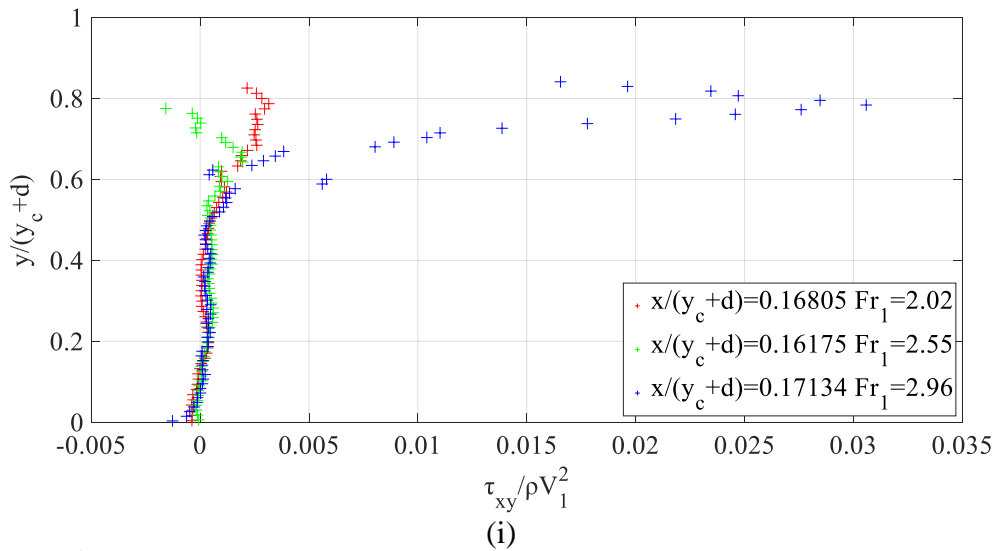


(ii)

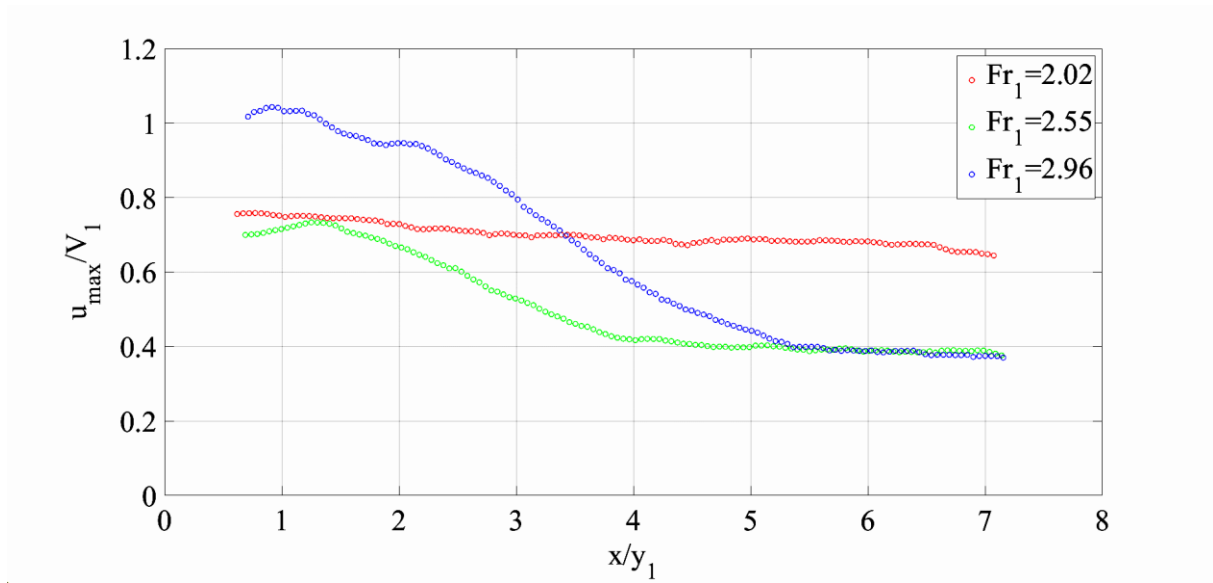


(iii)

Σχήμα 5.57 Κατανομή της αδιάστατης έντασης τύρβης της κατακόρυφης ταχύτητας v_{rms}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



Σχήμα 5.58 Κατανομή της αδιάστατης τυρβώδους διατμητικής τάσης Reynolds $\tau_{xy}/\rho V_1^2$ σαν συνάρτηση της αδιάστατης κατακόρυφης απόστασης από τον πυθμένα $y/(y_c+d)$ σε A jump για αριθμούς Froude $Fr_1=2.02, 2.55$ και 2.96 σε αδιάστατη οριζόντια απόσταση από τον καταβαθμό: (i) $x/(y_c+d)=0.17$, (ii) $x/(y_c+d)=0.94$ και (iii) $x/(y_c+d)=1.60$.



Σχήμα 5.59 Μεταβολή της αδιάστατης μέγιστης οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u_{\max}/V_1 σαν συνάρτηση της αδιάστατης οριζόντιας απόστασης x/y_1 από τον καταβαθμό για το A jump και αριθμούς Froude, $Fr_1=2.02$, 2.55 και 2.96 .

5.4 Υπολογισμός της Ελεύθερης Επιφάνειας σε minimum B Jump και A Jump

Οι εξισώσεις Boussinesq περιγράφουν την μη μόνιμη μονοδιάστατη ροή σε πρισματικό αγωγό με ελεύθερη επιφάνεια όπου η κατανομή της πίεσης δεν είναι υδροστατική. Στο κεφάλαιο θα χρησιμοποιήσουμε τις εξισώσεις Boussinesq για τον προσδιορισμό της ελεύθερης επιφάνειας στην περίπτωση εμφάνισης υδραυλικών αλμάτων τύπου minimum B jump και A jump σε οριζόντιο αγωγό ορθογωνικής διατομής με παρουσία καταβαθμού, με υπερκρίσιμη ροή ανάντη και υποκρίσιμη κατόντη. Επειδή δεν είναι δυνατή η επίλυση των εξισώσεων αναλυτικά, στη συνέχεια παρουσιάζεται αλγόριθμος για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Boussinesq με δύο δι-βηματικά αριθμητικά σχήματα πεπερασμένων διαφορών σε συνδυασμό με τη μέθοδο των χαρακτηριστικών καμπυλών. Τα δεδομένα των αρχικών και τις συνοριακών συνθηκών ελήφθησαν από πειράματα που έχουν υλοποιηθεί για σύγκριση.

5.4.1 Εξισώσεις Boussinesq

Η μη μόνιμη μονοδιάστατη ροή σε ανοικτό πρισματικό αγωγό θεωρώντας υδροστατική κατανομή της πίεσης (παράλληλη ροή) περιγράφεται από τις εξισώσεις Saint Venant (Chaudhry, 2008).

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial(Vy)}{\partial x} = 0 \quad (5.6)$$

$$\frac{\partial(Vy)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[V^2 y + \frac{1}{2} g y^2 \right] = g y (S_o - S_f) \quad (5.7)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις x είναι η απόσταση κατά μήκος του αγωγού μετρημένη από ένα σημείο αναφοράς, t ο χρόνος, $y=y(x,t)$ το βάθος ροής, $V=V(x,t)$ η μέση χωρικά ταχύτητα ροής στην διατομή κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής, S_f η κλίση της γραμμής ενέργειας, S_o η κατά μήκος κλίση πυθμένα του αγωγού και g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Οι εξισώσεις Saint Venant είναι απλές, περιγράφουν τη μη μόνιμη ροή θεωρώντας τη μέση ταχύτητα στη διατομή και με αποδεκτή ακρίβεια για πρακτικές εφαρμογές επιλύονται αριθμητικά και μπορούν να μοντελοποιήσουν μόνο βασικά χαρακτηριστικά της ροής ενώ δεν

μπορούν να αποκαλύψουν τα πλήρη χαρακτηριστικά μεταβατικών ή πλήρως ανεπτυγμένων τυρβωδών ροών.

Στην παρούσα διατριβή θα διερευνηθεί η δυνατότητα αριθμητικής μοντελοποίησης του minimum B jump και του A jump κάνοντας χρήση των μονοδιάστατων εξισώσεων Boussinesq. Αυτές αποτελούν γενίκευση των εξισώσεων Saint Venant και ακριβέστερο μαθηματικό μοντέλο περιγραφής της μη μόνιμης ροής σε ανοικτό πρισματικό αγωγό με την παρουσία υδραυλικού άλματος, όπου οι γραμμές ροής παρουσιάζουν έντονη καμπυλότητα λόγω της ανάπτυξης έντονης κεντρομόλου επιτάχυνσης (Chaudhry, 2008, p. 271), θεωρώντας ότι η κατανομή της πίεσης εκεί δεν είναι υδροστατική. Η μη υδροστατική κατανομή της πίεσης επιβεβαιώνεται και από τις πειραματικές μετρήσεις της παρούσας διατριβής τόσο στο μέτωπο του καταβαθμού όσο και στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού. Η επιλογή του μοντέλου αυτού για την μοντελοποίηση των βασικών χαρακτηριστικών των αλμάτων minimum B jump και A jump με αποδεκτή ακρίβεια βασίστηκε στην απλότητά του.

Οι αρχές διατήρησης της μάζας και της ποσότητας κίνησης αποτελούν τις θεμελιώδεις αρχές για την παραγωγή των εξισώσεων Boussinesq. Ωστόσο υπάρχουν αρκετές προσεγγίσεις για την παραγωγή των εξισώσεων αυτών. Η ολοκλήρωση των ανωτέρω εξισώσεων κατά την κατακόρυφη διεύθυνση (Szymkiewicz, 2010, Chaudhry, 2008) ή η εφαρμογή της μονοδιάστατης ανάλυσης σε κατάλληλο πεπερασμένο ρευστό όγκο αναφοράς (Akan, 2006) αποτελούν τις επικρατέστερες μεθοδολογίες. Οι εξισώσεις Boussinesq προκύπτουν με την ολοκλήρωση των διδιάστατων εξισώσεων Navier-Stokes στην κατακόρυφη διεύθυνση. Οι εξισώσεις αυτές περιλαμβάνουν στην εξίσωση της ποσότητας κίνησης τον όρο Boussinesq E λόγω της μη υδροστατικής κατανομής της πίεσης. Οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας και ορμής είναι (Chaudhry, 2008, p. 271):

$$\frac{\partial y}{\partial t} + \frac{\partial(Vy)}{\partial x} = 0 \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial(Vy)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left[V^2 y + \frac{1}{2} g y^2 - E \right] = g y (S_o - S_f) \quad (5.9)$$

όπου

$$E = E(x, t) = \frac{y^3}{3} \left[\frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} + V \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right)^2 \right] \quad (5.10)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις x είναι η απόσταση κατά μήκος του αγωγού μετρημένη από ένα σημείο αναφοράς όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.60, t ο χρόνος, $y=y(x,t)$ το βάθος ροής, $V=V(x,t)$ η μέση χωρικά ταχύτητα ροής στην διατομή κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής, S_f η κλίση της γραμμής ενέργειας, S_o η κατά μήκος κλίση πυθμένα του αγωγού και g η επιτάχυνση της βαρύτητας. Η κλίση της γραμμής ενέργειας υπολογίζεται από τη σχέση του Manning $S_f = n_f^2 V^2 / R^{4/3}$, όπου R είναι η υδραυλική ακτίνα σε μέτρα, V η μέση ταχύτητα σε m/s και n_f ο συντελεστής τραχύτητας κατά Manning.

Οι βασικές παραδοχές για την εξαγωγή των εξισώσεων είναι οι εξής:

1. η συνιστώσα της ταχύτητας κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής V κατανέμεται ομοιόμορφα ως προς το βάθος, συνεπώς οι διορθωτικοί συντελεστές στις εξισώσεις ορμής και ενέργειας είναι μονάδα στην διατομή,
2. η συνιστώσα της ταχύτητας στην εγκάρσια διεύθυνση είναι μηδέν,
3. η συνιστώσα της ταχύτητας στην κατακόρυφη κατεύθυνση μεταβάλλεται από μηδέν στον πυθμένα έως τη μέγιστη τιμή της στην ελεύθερη επιφάνεια,
4. το ρευστό είναι ασυμπίεστο και ομογενές,
5. ο αγωγός είναι πρισματικός με ορθογωνική διατομή,
6. η κλίση πυθμένα του αγωγού είναι μικρή,
7. δεν υφίσταται πλευρική εισροή,
8. η κλίση της γραμμής ενέργειας σε μόνιμη ροή μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στη μη μόνιμη ροή.

Οι εξισώσεις Boussinesq σε διανυσματική μορφή γράφονται ως (Chaudhry, 2008, p. 271):

$$\frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} = S \quad (5.11)$$

όπου:

$$G = \begin{bmatrix} y \\ Vy \end{bmatrix} \quad F = \begin{bmatrix} Vy \\ V^2y + \left(\frac{1}{2}\right)gy^2 - \left(\frac{1}{3}\right)y^3E \end{bmatrix} \quad S = \begin{bmatrix} 0 \\ gy(S_o - S_f) \end{bmatrix} \quad (5.12)$$

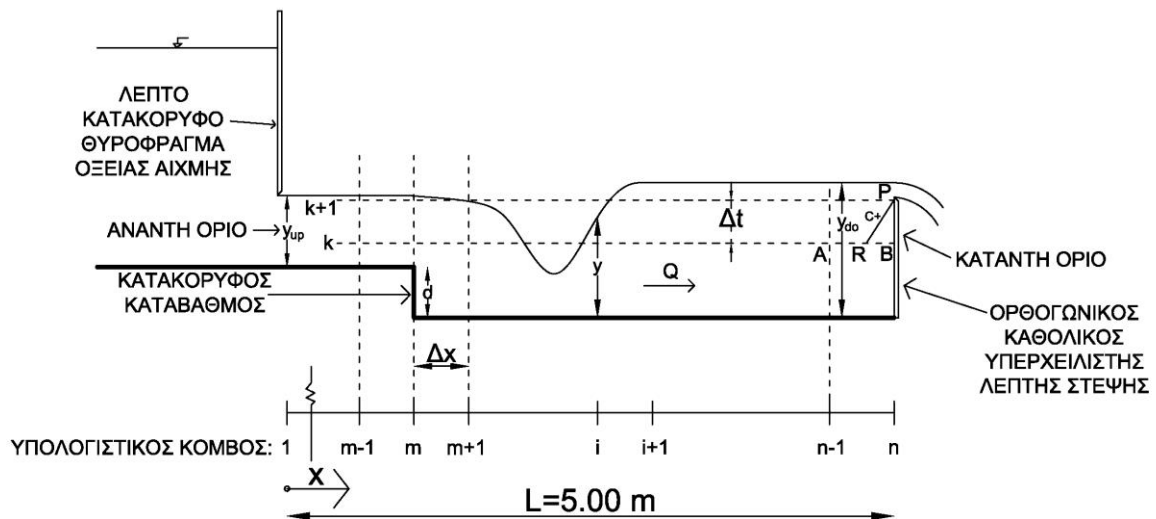
$$E = \frac{\partial^2 V}{\partial x \partial t} + V \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} - \left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)^2 \quad (5.13)$$

5.4.2 Αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Boussinesq

Οι εξισώσεις Boussinesq επιλύθηκαν με βάση την μέθοδο των πεπερασμένων διαφορών και την μέθοδο των χαρακτηριστικών καμπυλών. Στην παρούσα διατριβή χρησιμοποιήθηκαν δύο αριθμητικά σχήματα πεπερασμένων διαφορών για την διακριτοποίηση των εξισώσεων συνέχειας και ορμής με τις κατάλληλες αρχικές και συνοριακές συνθήκες. Το πρώτο είναι το σχήμα Dissipative Two-Four (Gottlieb and Turkel, 1976) και το δεύτερο το σχήμα MacCormack (1969). Το σχήμα Dissipative Two-Four είναι τέταρτης τάξης ακρίβειας στο χώρο και δεύτερης τάξης στο χρόνο, ενώ το σχήμα MacCormack είναι δεύτερης τάξης ακρίβειας στο χώρο και στο χρόνο. Ο λόγος επιλογής αυτών των σχημάτων έγκειται στο γεγονός ότι και τα δύο σχήματα επιτρέπουν την ακριβή διακριτοποίηση μη γραμμικών μερικών διαφορικών εξισώσεων υπερβολικού τύπου όπως είναι οι εξισώσεις Boussinesq (Delis and Nikolos, 2021), ενώ επιπλέον είναι κατάλληλα για την επίλυση ροών που εμφανίζουν απότομες μεταβολές (ασυνέχειες) στην ελεύθερη επιφάνεια όπως συμβαίνει στο υδραυλικό άλμα, με ταυτόχρονη ύπαρξη υπερκρίσιμων και υποκρίσιμων συνθηκών ροής (Charangik and Chaudhry, 1991, Mnassri and Triki, 2021). Στους αλγόριθμους επαναλαμβάνονται οι υπολογισμοί έως ότου η μεταβολή του άγνωστου βάθους μεταξύ δύο διαδοχικών επαναλήψεων γίνει μικρότερη από μια σταθερή τιμή σύγκλισης. Τότε η ελεύθερη επιφάνεια στο minimum B jump και στο A jump σχηματίζεται ως μέρος της μόνιμης λύσης του προβλήματος.

Το υπολογιστικό πλέγμα της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής που εφαρμόστηκε στην περιοχή του καταβαθμού φαίνεται στο Σχήμα 5.60. Το υδραυλικό άλμα σχηματίζεται σε οριζόντιο αγωγό ορθογωνικής διατομής πλάτους b με καταβαθμό ύψους d που μεταφέρει παροχή Q . Ο έλεγχος της ροής γίνεται από λεπτό κατακόρυφο θυρόφραγμα οξείας αιχμής ανάντη του

καταβαθμού όπου η ροή είναι υπερκρίσιμη και ορθογωνικό καθολικό υπερχειλιστή λεπτής στέψης σε απόσταση 5.20 m κατάντη όπου η ροή είναι υποκρίσιμη. Η κατά μήκος απόσταση x μετράται από τη διατομή πλήρους συστολής κατάντη του θυροφράγματος. Η απόσταση L μεταξύ της διατομής πλήρους συστολής και της διατομής ομοιόμορφης ροής ανάντη του υπερχειλιστή ήταν ίση με 5.00 m (η περιοχή του πεδίου ροής στην οποία αναζητείται η υπολογιστική λύση) και διακριτοποιήθηκε με n υπολογιστικούς κόμβους περιλαμβάνοντας τους συνοριακούς κόμβους. Έτσι σχηματίζεται ένα ομοιόμορφο υπολογιστικό πλέγμα όπου η απόσταση μεταξύ των κόμβων είναι $\Delta x=L/(n-1)$. Το βάθος στην διατομή πλήρους συστολής κατάντη του θυροφράγματος είναι y_{up} ενώ το βάθος ανάντη του υπερχειλιστή όπου η ροή είναι σχεδόν ομοιόμορφη είναι y_{do} . Ο δείκτης i σε οποιαδήποτε μεταβλητή του προβλήματος δηλώνει την θέση του υπολογιστικού κόμβου στο πλέγμα όπου οι συνοριακοί κόμβοι ανάντη και κατάντη $i=1$ και $i=n$ αντίστοιχα έχουν βάθη ροής y_{up} και y_{do} . Ο καταβαθμός αντιστοιχεί στον κόμβο $i=m$ και αντιμετωπίστηκε αριθμητικά ως εσωτερικό σύνορο του πεδίου ροής. Στην συνέχεια ακολουθεί σύντομη περιγραφή των αριθμητικών σχημάτων Dissipative Two-Four και MacCormack που χρησιμοποιήθηκαν για την διακριτοποίηση της εξίσωσης (5.11) και παρουσίαση του επαναληπτικού αλγορίθμου για την επίλυσή της.



Σχήμα 5.60 Φυσικό και υπολογιστικό πεδίο της ταχέως μεταβαλλόμενης ροής στην περιοχή πλήρως βυθισμένου καταβαθμού.

Σχήμα Dissipative Two-Four

Το σχήμα Dissipative Two-Four αποτελείται από το βήμα πρόβλεψης και το βήμα διόρθωσης όπου για την διακριτοποίηση της χωρικής παραγώγου στην εξίσωση (5.11) χρησιμοποιήθηκε η προς τα εμπρός πεπερασμένη διαφορά στο βήμα πρόβλεψης και η προς τα πίσω πεπερασμένη διαφορά στο βήμα διόρθωσης. Στο σχήμα αυτό περιλαμβάνονται οι κόμβοι $i+2$, $i+1$ και i στην υπολογιστική κυψέλη του βήματος πρόβλεψης και οι κόμβοι i , $i-1$ και $i-2$ στο βήμα διόρθωσης σύμφωνα με τις σχέσεις που ακολουθούν:

Βήμα πρόβλεψης:

$$G_i^* = G_i^k + \frac{\lambda}{6} (F_{i+2}^k - 8F_{i+1}^k + 7F_i^k) + \Delta t S_i^k, \quad (5.14)$$

Βήμα διόρθωσης:

$$G_i^{**} = \frac{1}{2} (G_i^k + G_i^*) + \frac{\lambda}{12} (-7F_i^* + 8F_{i-1}^* - F_{i-2}^*) + \frac{1}{2} \Delta t S_i^*, \quad (5.15)$$

ενώ το διάνυσμα, G_i^{k+1} , στην επανάληψη $k+1$ στον κόμβο i προκύπτει από την εξίσωση:

$$G_i^{k+1} = \frac{1}{2} (G_i^k + G_i^{**}), \quad (5.16)$$

όπου είναι $\lambda = \Delta t / \Delta x$, Δt είναι το χρονικό βήμα και οι εκθέτες k και $k+1$ δηλώνουν τον αριθμό επανάληψης. Οι μεταβλητές με έναν αστερίσκο (*) αναφέρονται σε εκείνες που υπολογίζονται στο βήμα πρόβλεψης ενώ οι μεταβλητές με δύο αστερίσκους (**) σε εκείνες που υπολογίζονται στο βήμα διόρθωσης.

Σχήμα MacCormack

Το σχήμα MacCormack αποτελείται επίσης από το βήμα πρόβλεψης και το βήμα διόρθωσης όπου για την διακριτοποίηση της χωρικής παραγώγου στην εξίσωση (5.11) χρησιμοποιήθηκε προς τα εμπρός πεπερασμένη διαφορά στο βήμα πρόβλεψης και προς τα πίσω πεπερασμένη διαφορά στο βήμα διόρθωσης. Στο σχήμα αυτό περιλαμβάνονται οι κόμβοι $i+1$ και i στην υπολογιστική κυψέλη του βήματος πρόβλεψης και οι κόμβοι i και $i-1$ στο βήμα διόρθωσης σύμφωνα με τις σχέσεις που ακολουθούν:

Βήμα πρόβλεψης:

$$G_i^* = G_i^k - \lambda(F_{i+1}^k - F_i^k) + \Delta t S_i^k, \quad (5.17)$$

Βήμα διόρθωσης:

$$G_i^{**} = G_i^* - \lambda(F_i^* - F_{i-1}^*) + \Delta t S_i^* \quad (5.18)$$

Οι άγνωστες μεταβλητές στην επόμενη επανάληψη, $k+1$ και στον κόμβο, i , υπολογίζονται σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

$$G_i^{k+1} = \frac{1}{2}(G_i^k + G_i^{**}), \quad (5.19)$$

Όρος Boussinesq

Σχετικά με την διακριτοποίηση του όρου Boussinesq, η δεύτερη μερική παράγωγος, $\partial^2 V / \partial x^2$, διακριτοποιήθηκε με την χρήση κεντρικής πεπερασμένης διαφοράς τριών σημείων και στα δύο βήματα, ενώ για την πρώτη μερική παράγωγο, $\partial V / \partial x$, στο βήμα πρόβλεψης χρησιμοποιήθηκε προς τα εμπρός πεπερασμένη διαφορά και στο βήμα διόρθωσης χρησιμοποιήθηκε προς τα πίσω πεπερασμένη διαφορά. Η μεικτή μερική παράγωγος δεύτερης τάξης, $\partial^2 V / \partial x \partial t$, αγνοήθηκε καθώς κατά την επίτευξη της μόνιμης λύσης αυτή μηδενίζεται. Οι σχέσεις που χρησιμοποιήθηκαν για την διακριτοποίηση του όρου Boussinesq είναι οι παρακάτω:

Βήμα πρόβλεψης:

$$E_i = V_i^k \frac{V_{i+1}^k - 2V_i^k + V_{i-1}^k}{\Delta x^2} - \left(\frac{V_{i+1}^k - V_i^k}{\Delta x} \right)^2, \quad (5.20)$$

Βήμα διόρθωσης:

$$E_i^* = V_i^* \frac{V_{i+1}^* - 2V_i^* + V_{i-1}^*}{\Delta x^2} - \left(\frac{V_i^* - V_{i-1}^*}{\Delta x} \right)^2. \quad (5.21)$$

Βοηθητικές συνθήκες (αρχικές και συνοριακές συνθήκες)

Για να είναι ένα πρόβλημα ισχυρά θεμελιωμένο μαθηματικά θα πρέπει να ορισθούν οι αρχικές και οι συνοριακές συνθήκες. Ο Chaudhry (2008) αναφέρει πως στην περίπτωση μερικών διαφορικών εξισώσεων υπερβολικού τύπου, για κάθε χαρακτηριστική καμπύλη που εισέρχεται στο πεδίο ορισμού του προβλήματος θα πρέπει να ορισθεί μία βοηθητική συνθήκη. Στον αρχικό

χρόνο $t=0$ εισέρχονται δύο χαρακτηριστικές καμπύλες στο υπολογιστικό πεδίο του προβλήματος, οπότε το βάθος ροής και η μέση ταχύτητα της διατομής στην κύρια κατεύθυνση της ροής θα πρέπει να οριστούν ως οι αρχικές συνθήκες του προβλήματος. Στην παρούσα εργασία, η αρχική συνθήκη περιλαμβάνει την ύπαρξη μόνιμης, βαθμιαίας μεταβαλλόμενης υπερκρίσιμης ροής σε όλο το μήκος του αγωγού. Η εξίσωση της μόνιμης βαθμιαίας μεταβαλλόμενης ροής

$$\frac{dy}{dx} = \frac{S_o - S_f}{1 - Fr^2} \quad (5.22)$$

επιλύθηκε αριθμητικά με την μέθοδο Kutta-Merson, (Νουτσόπουλος κ.α., 2007), από την οποία μπορούν να υπολογιστούν το βάθος ροής και η αντίστοιχη μέση ταχύτητα σε κάθε υπολογιστικό κόμβο στον χρόνο $t=0$. Η μέθοδος Kutta-Merson απαιτεί την γνώση ενός αρχικού ανάντη βάθους ώστε οι υπολογισμοί να προχωρήσουν στους κατάντη κόμβους. Το αρχικό ανάντη βάθος ήταν σταθερό και γνωστό από την πειραματική μέτρηση του βάθους στην έξοδο της ροής κατάντη του θυροφράγματος και ισούται με το βάθος, y_{up} , (Σχήμα 5.60).

Οι συνοριακές συνθήκες στα όρια του αγωγού είναι καθορισμένες. Στον κόμβο $i=1$ (Σχήμα 5.60) η ροή είναι υπερκρίσιμη με βάθος y_{up} ενώ στον κόμβο $i=n$ η ροή είναι υποκρίσιμη με βάθος y_{do} . Κατά την επαναληπτική διαδικασία εκτέλεσης του αλγορίθμου τα βάθη στους κόμβους $i=1$ και $i=n$ κατάντη του θυροφράγματος και ανάντη του υπερχειλιστή αντίστοιχα ήταν σταθερά και γνωστά από τις πειραματικές μετρήσεις. Η ταχύτητα στον κόμβο $i=1$ ήταν επίσης σταθερή και γνωστή από την σχέση, $V_{up}=Q/(by_{up})$, ενώ στον κόμβο $i=n$ υπολογίζονταν σε κάθε επανάληψη.

Η ταχύτητα στον κατάντη συνοριακό κόμβο $i=n$ υπολογίστηκε με βάση την μέθοδο των καθορισμένων διαστημάτων (method of specified intervals) και την θετική χαρακτηριστική καμπύλη, C^+ , διακριτοποιημένη με πεπερασμένες διαφορές. Τα σημεία A και B στο Σχήμα 5.60 αντιστοιχούν στους κόμβους $n-1$ και n της επανάληψης k , ενώ η θετική χαρακτηριστική καμπύλη περνά από το σημείο P το οποίο αντιστοιχεί στην άγνωστη ταχύτητα στο κατάντη όριο του αγωγού στην επόμενη επανάληψη $k+1$. Το σημείο R αποτελεί την τομή της θετικής χαρακτηριστικής καμπύλης που περνά από το σημείο P με την οριζόντια γραμμή που περνά από τα σημεία A και B στην επανάληψη k . Σύμφωνα με την μέθοδο των καθορισμένων

διαστημάτων υπολογίζονται η ταχύτητα V_R , η ταχύτητα διάδοσης του κυματισμού c_R και το βάθος ροής y_R στο σημείο R σύμφωνα με τις εξισώσεις (Chanson, 2004):

$$V_R = \frac{V_B + \lambda(c_B V_A - c_A V_B)}{1 + \lambda(V_B - V_A + c_B - c_A)} \quad (5.23)$$

$$c_R = \frac{c_B + \lambda V_R (c_B - c_A)}{1 + \lambda(c_B - c_A)} \quad (5.24)$$

$$y_R = c_R^2 / g \quad (5.25)$$

όπου $c = \sqrt{gy}$ είναι η σχετική ταχύτητα διάδοσης κυματισμού μικρού ύψους σε ρηχό αγωγό ορθογωνικής διατομής και $V_A = V_{n-1}^k$, $V_B = V_n^k$, $c_A = \sqrt{gy_{n-1}^k}$, and $c_B = \sqrt{gy_n^k}$. Η κλίση της γραμμής ενέργειας στο σημείο R υπολογίζεται από την σχέση του Manning:

$$S_{fR} = n_f^2 V_R^2 / R_R^{4/3}, \quad (5.26)$$

όπου είναι $R_R = by_R / (b + 2y_R)$. Επομένως η ταχύτητα u_P στο σημείο P δηλαδή η μεταβλητή V_n^{k+1} στην επανάληψη k+1, υπολογίστηκε με την σχέση:

$$V_P = V_n^{k+1} = V_R + 2c_R - 2\sqrt{gy_n^{k+1} - g\Delta t(S_{fR} - S_o)}. \quad (5.27)$$

Στην θέση του καταβαθμού, το βάθος ροής και η μέση ταχύτητα υπολογίστηκαν με την μέθοδο των καθορισμένων διαστημάτων χρησιμοποιώντας την θετική (C+) και την αρνητική, (C-) χαρακτηριστική καμπύλη. Στην περίπτωση του minimum B jump, η ροή είναι υπερκρίσιμη στον καταβαθμό. Στο Σχήμα 5.61 (αριστερά) τα σημεία A και B αντιστοιχούν στους κόμβους m-1 και m, στην επανάληψη k, ενώ φαίνονται η θετική και η αρνητική χαρακτηριστική καμπύλη που διέρχονται από το σημείο P που βρίσκεται στον κόμβο m (θέση καταβαθμού) στον οποίο αναζητείται το βάθος ροής και η ταχύτητα στην επόμενη επανάληψη k+1. Το

σημείο R αποτελεί την τομή της θετικής χαρακτηριστικής καμπύλης που διέρχεται από το σημείο P με την οριζόντια γραμμή από τα σημεία A και B στην επανάληψη k. Σύμφωνα με την μέθοδο των καθορισμένων διαστημάτων υπολογίζονται η ταχύτητα, η ταχύτητα διάδοσης του κυματισμού, το βάθος ροής και η κλίση της γραμμής ενέργειας στο σημείο R σύμφωνα με τις εξισώσεις (5.23)-(5.26), όπου είναι $V_A = V_{m-1}^k$, $V_B = V_m^k$, $c_A = \sqrt{gy_{m-1}^k}$, $c_B = \sqrt{gy_m^k}$, και $R_R = by_R / (b + 2y_R)$. Το σημείο S αποτελεί την τομή της αρνητικής χαρακτηριστικής καμπύλης που διέρχεται από το σημείο P με την οριζόντια γραμμή από τα σημεία A και B στην επανάληψη k. Σύμφωνα με την μέθοδο των καθορισμένων διαστημάτων υπολογίζονται η ταχύτητα, η ταχύτητα διάδοσης του κυματισμού, το βάθος και η κλίση της γραμμής ενέργειας στο σημείο S σύμφωνα με τις εξισώσεις (Chanson, 2004).:

$$V_S = \frac{V_B - \lambda(c_B V_A - c_A V_B)}{1 + \lambda(V_B - V_A - c_B + c_A)}, \quad (5.28)$$

$$c_S = \frac{c_B - \lambda V_S (c_B - c_A)}{1 - \lambda(c_B - c_A)}, \quad (5.29)$$

$$y_S = c_S^2 / g, \quad (5.30)$$

$$S_{f_S} = n_f^2 V_S^2 / R_S^{4/3}, \quad (5.31)$$

όπου $V_A = V_{m-1}^k$, $V_B = V_m^k$, $c_A = \sqrt{gy_{m-1}^k}$, $c_B = \sqrt{gy_m^k}$, και $R_S = by_S / (b + 2y_S)$. Επομένως το βάθος ροής και η μέση ταχύτητα στο σημείο P, y_P , V_P , αντίστοιχα, δηλαδή οι μεταβλητές y_m^{k+1} , V_m^{k+1} στην επανάληψη k+1, υπολογίζονται από τις σχέσεις:

$$y_P = y_m^{k+1} = \{0.25[V_R - V_S + 2(c_R + c_S) - g\Delta t(S_{f_R} - S_{f_S})]\}^2 / g, \quad (5.32)$$

$$V_P = V_m^{k+1} = 0.5[V_R + V_S + 2(c_R - c_S) - g\Delta t(S_{f_R} + S_{f_S})] \quad (5.33)$$

$$V_S = \frac{V_B + \lambda(c_B V_C - c_C V_B)}{1 + \lambda(V_C - V_B - c_B + c_C)}, \quad (5.34)$$

$$c_S = \frac{c_B + \lambda V_S (c_B - c_C)}{1 + \lambda(c_B - c_C)}, \quad (5.35)$$

$$y_S = c_S^2 / g, \quad (5.36)$$

$$S_{f_S} = n_f^2 V_S^2 / R_S^{4/3}, \quad (5.37)$$

όπου $V_B = V_m^k$, $V_C = V_{m+1}^k$, $c_B = \sqrt{g y_m^k}$, $c_C = \sqrt{g y_{m+1}^k}$, και $R_S = b y_S / (b + 2 y_S)$. Επομένως το βάθος και η ταχύτητα στο σημείο P, y_P , V_P , αντίστοιχα, δηλαδή οι μεταβλητές y_m^{k+1} , V_m^{k+1} στην επανάληψη k+1, μπορούν να υπολογιστούν από τις εξισώσεις (5.32) και (5.33) που ισχύουν για το minimum B jump.

Συνθήκη ευστάθειας Courant-Προσθήκη τεχνητού ιξώδους

Το χρονικό βήμα Δt ήταν μεταβλητό και υπολογίζονταν από τη σχέση:

$$\Delta t = \frac{c_n \Delta x}{\max \left(|V_i^k| + \sqrt{g y_i^k} \right)}, \quad (5.38)$$

σε κάθε επανάληψη ικανοποιώντας το κριτήριο ευστάθειας Courant-Friedrichs-Lewy σε όλους τους χωρικούς κόμβους, όπου $c_n \leq 0.65$ είναι ο αριθμός Courant (Gottlieb and Turkel, 1976) και Δx είναι το σταθερό χωρικό βήμα διακριτοποίησης σύμφωνα με το Σχήμα 5.60.

Στην περιοχή του υδραυλικού άλματος εμφανίζονται απότομες διαταραχές στην ελεύθερη επιφάνεια, κρίθηκε επομένως απαραίτητη η προσθήκη τεχνητού ιξώδους στον αλγόριθμο για (i) απόσβεση των διαταραχών και (ii) σύγκλιση του αλγορίθμου. Τα βήματα για την προσθήκη της τεχνητού ιξώδους είναι τα παρακάτω (Chaudhry, 2008):

Αρχικά υπολογίζονταν η παράμετρος ξ_i στον υπολογιστικό κόμβο, i, στην επανάληψη k+1:

$$\xi_i^{k+1} = \frac{|y_{i+1}^{k+1} - 2y_i^{k+1} + y_{i-1}^{k+1}|}{|y_{i+1}^{k+1}| + 2|y_i^{k+1}| + |y_{i-1}^{k+1}|}, \quad \text{για τους εσωτερικούς κόμβους} \quad (5.39)$$

$$\xi_i^{k+1} = \frac{|y_{i+1}^{k+1} - y_i^{k+1}|}{|y_{i+1}^{k+1}| + |y_i^{k+1}|}, \quad \text{για τον ανάντη συνοριακό κόμβο} \quad (5.40)$$

$$\xi_i^{k+1} = \frac{|y_i^{k+1} - y_{i-1}^{k+1}|}{|y_i^{k+1}| + |y_{i-1}^{k+1}|}, \quad \text{για τον κατάντη συνοριακό κόμβο} \quad (5.41)$$

Στην συνέχεια υπολογίζονται η ίδια παράμετρος στο κέντρο του τμήματος που βρίσκονται μεταξύ των κόμβων i και $i+1$ σύμφωνα με την σχέση:

$$\xi_{i+(1/2)}^{k+1} = k_{\text{art}} \frac{\Delta x}{\Delta t} \max(\xi_i^{k+1}, \xi_{i+1}^{k+1}), \quad (5.42)$$

Ομοίως για το τμήμα μεταξύ των κόμβων $i-1$ και i είναι:

$$\xi_{i-(1/2)}^{k+1} = k_{\text{art}} \frac{\Delta x}{\Delta t} \max(\xi_{i-1}^{k+1}, \xi_i^{k+1}), \quad (5.43)$$

όπου k_{art} είναι ο συντελεστής που ρυθμίζει το μέγεθος του τεχνητού ιξώδους. Στην συνέχεια τροποποιούνται το βάθος και η ταχύτητα σύμφωνα με την σχέση:

$$f_{\text{new}_i}^{k+1} = f_{\text{old}_i}^{k+1} + \xi_{i+(1/2)}^{k+1} (f_{\text{old}_{i+1}}^{k+1} - f_{\text{old}_i}^{k+1}) - \xi_{i-(1/2)}^{k+1} (f_{\text{old}_i}^{k+1} - f_{\text{old}_{i-1}}^{k+1}), \quad (5.44)$$

όπου η μεταβλητή f δηλώνει το βάθος ή την ταχύτητα.

Συγκεντρωτικά, για κάθε αριθμητικό σχήμα ο αλγόριθμος περιλαμβάνει τα παρακάτω βήματα:

1. Υπολογισμός του βάθους ροής και της ταχύτητας σε όλους τους υπολογιστικούς χωρικούς κόμβους στον χρόνο $t=0$ σύμφωνα με την αρχική συνθήκη του προβλήματος, (αριθμητική

επίλυση της εξίσωσης 5.22).

Στην πρώτη επανάληψη:

2. Καθορισμός των βαθών στον ανάντη και στον κατάντη συνοριακό υπολογιστικό κόμβο του αγωγού στα γνωστά και μετρημένα από την πειραματική διαδικασία βάθη y_{up} και y_{do} αντίστοιχα.
3. Υπολογισμός του διανύσματος G_i^* στο βήμα πρόβλεψης, υπολογισμός του διανύσματος G_i^{**} στο βήμα διόρθωσης και υπολογισμός του διανύσματος G_i σε όλους τους εσωτερικούς υπολογιστικούς κόμβους i εκτός από τον κόμβο στον οποίο βρίσκεται ο καταβαθμός.
4. Υπολογισμός του διανύσματος G_i στην θέση του καταβαθμού και της ταχύτητας στο κατάντη όριο του αγωγού με την μέθοδο των καθορισμένων διαστημάτων.
5. Υπολογισμός των ξ_i και $\xi_{i\pm(1/2)}$ και τροποποίηση του βάθους και της ταχύτητας σύμφωνα με την εξίσωση (5.44).
6. Επανάληψη των βημάτων 2 έως και 5, με τις τιμές του βάθους και της ταχύτητας που υπολογίστηκαν στην τρέχουσα επανάληψη να αποτελούν τις τιμές εκκίνησης της επόμενης επανάληψης. Οι επαναλήψεις συνεχίζονται έως ότου η μεταβολή του βάθους σε όλους τους υπολογιστικούς χωρικούς κόμβους ανάμεσα σε δύο διαδοχικές επαναλήψεις γίνει μικρότερη από μια καθορισμένη τιμή σύγκλισης. Όταν συμβεί αυτό το minimum B jump και το A jump διαμορφώνονται από τα αποτελέσματα του βάθους ροής ως μέρος της μόνιμης λύσης του προβλήματος.

Τα δεδομένα εισόδου στον αλγόριθμο περιλαμβάνουν εκτός από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του αγωγού, το ανάντη βάθος y_{up} το κατάντη βάθος y_{do} και την παροχή Q . Ο αλγόριθμος προγραμματίστηκε στην γλώσσα προγραμματισμού Matlab[®].

5.4.3 Αποτελέσματα

Από το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων επιλέχθηκαν έξι μετρήσεις που αφορούν στο minimum B jump και έξι μετρήσεις για το A jump οι οποίες παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.3. Στον πίνακα αυτό για κάθε τύπο άλματος παρουσιάζονται οι μετρήσεις της παροχής Q , ο

αριθμός Froude Fr στην διατομή πλήρους συστολής κατάντη του θυροφράγματος και το αντίστοιχο βάθος y_{up} και το βάθος, y_{do} , που μετρούνταν ανάντη του υπερχειλιστή. Τα δώδεκα μετρημένα άλματα προσομοιώθηκαν αριθμητικά με τις ίδιες συνθήκες (ανάντη και κατάντη βάθη και παροχή) και τα αποτελέσματα της προσομοίωσης παρουσιάζονται στη συνέχεια.

Πίνακας 5.3 Μετρημένες παράμετροι των υδραυλικών αλμάτων που διερευνήθηκαν.

Πείραμα	Q (L/s)	Fr	y_{up} (m)	y_{do} (m)	Τύπος άλματος
1	7.24	3.20	0.0200	0.1124	minimum B
2	8.11	3.59	0.0200	0.1259	minimum B
3	8.03	3.84	0.0190	0.1249	minimum B
4	17.11	4.12	0.0300	0.1836	minimum B
5	9.88	4.37	0.0200	0.1442	minimum B
6	11.21	5.81	0.0180	0.1569	minimum B
7	16.69	3.06	0.0360	0.2680	A jump
8	6.70	3.20	0.0190	0.1922	A jump
9	7.60	3.64	0.0190	0.2027	A jump
10	9.41	4.50	0.0190	0.2234	A jump
11	10.78	5.59	0.0180	0.2361	A jump
12	10.82	5.61	0.0180	0.2410	A jump

Για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Boussinesq χρησιμοποιήθηκαν τα αριθμητικά σχήματα Dissipative Two-Four και MacCormack. Στην περίπτωση του σχήματος Dissipative Two-Four οι εξισώσεις Boussinesq διακριτοποιήθηκαν με τις εξισώσεις (5.14) και (5.15) στους εσωτερικούς υπολογιστικούς χωρικούς κόμβους ($i=3, 4, \dots, m-3, m-2, m+2, m+3, \dots, n-3, n-2$) ενώ στους κόμβους γειτονικά στα όρια του υπολογιστικού πεδίου ($i=2, m-1, m+1, n-1$) χρησιμοποιήθηκαν οι εξισώσεις (5.17) και (5.18). Κατά τον προγραμματισμό του αλγορίθμου οι εξισώσεις (5.14) έως (5.19) έπρεπε να απλοποιηθούν στη μη διανυσματική μορφή τους. Σε όλες τις περιπτώσεις το χωρικό βήμα Δx ήταν 0.025 m με την χρήση 201 υπολογιστικών χωρικών κόμβων έτσι ώστε η ελεύθερη επιφάνεια να προκύψει με ικανοποιητική ακρίβεια. Το χρονικό βήμα Δt ήταν μεταβλητό σε κάθε επανάληψη για λόγους ευστάθειας και υπολογίζονταν από την εξίσωση (5.38). Εξαιτίας των διαταραχών που εμφανίζονταν στην περιοχή εμφάνισης του άλματος, ήταν απαραίτητη η προσθήκη τεχνητού ιξώδους στον

αλγόριθμο μέσω της εξίσωσης (5.44), με τον συντελεστή να καθορίζεται σε όλες τις περιπτώσεις στην τιμή 0.012 μετά από μια διαδικασία δοκιμής και σφάλματος. Το κριτήριο σύγκλισης του αλγορίθμου εξέταζε την μεταβολή του βάθους ανάμεσα σε δύο διαδοχικές επαναλήψεις και καθορίστηκε στην σταθερή τιμή 10^{-4} m.

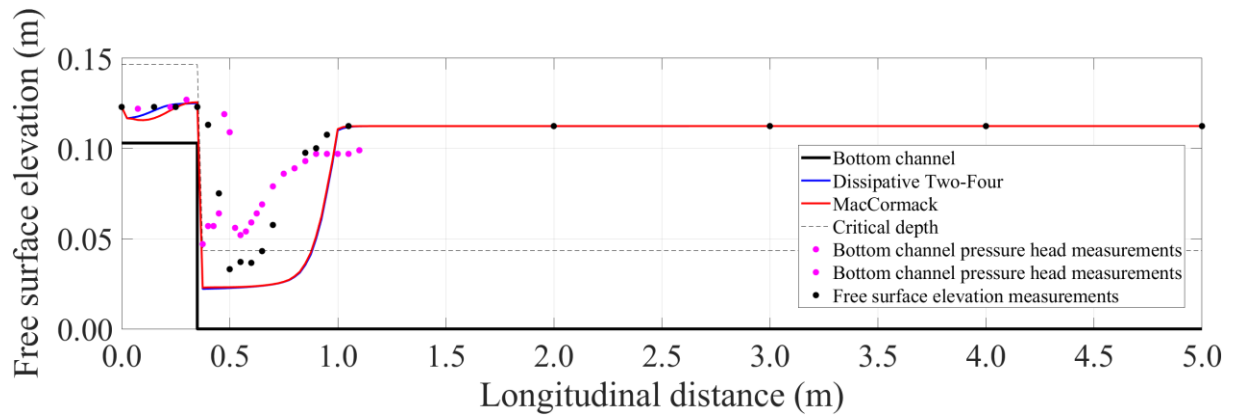
Στα Σχήματα 5.62 (i) έως και 5.69 (i), συγκρίνονται τα πειραματικά και τα αριθμητικά αποτελέσματα για την μεταβολή της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας με την κατά μήκος απόσταση της διώρυγας και από τα δύο αριθμητικά σχήματα όπου εμφανίζεται η γραμμή του κρίσιμου βάθους για τις περιπτώσεις 1, 2, 3, 5 (minimum B jump) και για τις περιπτώσεις 8, 9, 10, 11 (A jump) αντίστοιχα. Επιπρόσθετα στα ίδια σχήματα παρουσιάζονται και οι μετρήσεις για το ύψος πίεσης στο οριζόντιο επίπεδο του καταβαθμού και στον πυθμένα της διώρυγας κατάντη του καταβαθμού για τις ίδιες περιπτώσεις αλμάτων. Σχετικά με την στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας, σε όλες τις περιπτώσεις και τα δύο αριθμητικά σχήματα παράγουν σχεδόν πανομοιότυπα αποτελέσματα. Στην περίπτωση του minimum B jump, από τα αριθμητικά αποτελέσματα και των δύο σχημάτων προκύπτει ότι το βάθος αυξάνεται αμέσως μετά την διατομή πλήρους συστολής και μέχρι την πτώση ενώ επιπλέον παρατηρείται αύξηση του βάθους αμέσως μετά τον καταβαθμό μέχρι την αρχή του minimum B jump λόγω του γεγονότος ότι οι απώλειες ενέργειας λαμβάνονται υπόψη στο μαθηματικό μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία. Τα αριθμητικά αποτελέσματα για τις υπόλοιπες περιπτώσεις παρουσιάζονται στο υποκεφάλαιο A.4 του παραρτήματος.

Στα Σχήματα 5.62 (ii) έως και 5.69 (ii), παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για την μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος της διώρυγας τόσο για το βήμα πρόβλεψης E όσο και για το βήμα διόρθωσης E^* που προκύπτουν είτε από το σχήμα Dissipative Two-Four, είτε από το σχήμα MacCormack για τις περιπτώσεις 1, 2, 3, 5 (minimum B jump) και για τις περιπτώσεις 8, 9, 10, 11 (A jump) αντίστοιχα. Από τα σχήματα αυτά είναι προφανές ότι ο όρος Boussinesq παρουσιάζει σημαντικές διακυμάνσεις στην περιοχή εμφάνισης του υδραυλικού άλματος εξαιτίας της έντονα μη παράλληλης ροής και της ύπαρξης μη υδροστατικής κατανομής της πίεσης στην περιοχή αυτή, ενώ εκτός της περιοχής του άλματος επιβεβαιώνεται η παράλληλη ροή και η ύπαρξη υδροστατικής κατανομής της πίεσης από την σχεδόν μηδενική τιμή του όρου Boussinesq, όπως προκύπτει από τα αριθμητικά αποτελέσματα. Επιπλέον, ο όρος Boussinesq

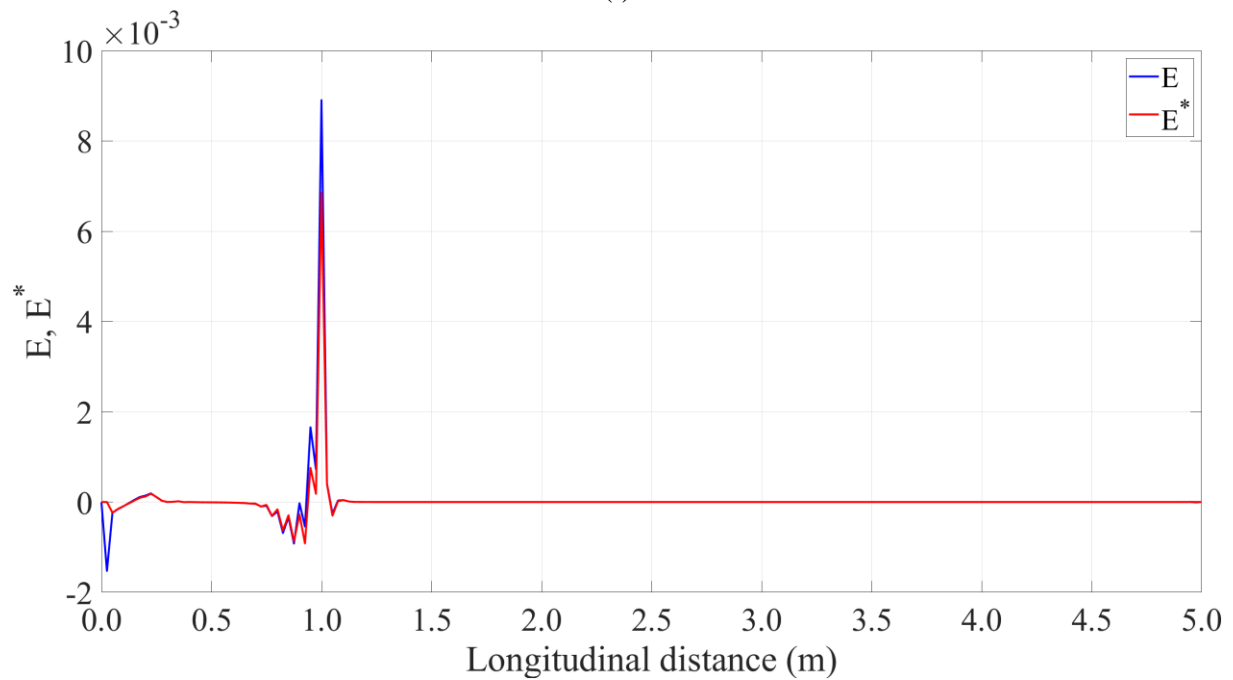
δεν είναι μηδενικός στην αρχή του αγωγού αλλά παρουσιάζει σημαντική τιμή οπότε αναμένεται και η ελεύθερη επιφάνεια να μην είναι ομαλή όπως άλλωστε επιβεβαιώνεται από τα αριθμητικά αποτελέσματα για την ελεύθερη επιφάνεια στην αρχή του αγωγού. Πιθανή εξήγηση για αυτό αποτελεί η προσθήκη τεχνητού ιξώδους στον αλγόριθμο επίλυσης. Τα αριθμητικά αποτελέσματα για τις υπόλοιπες περιπτώσεις παρουσιάζονται στο υποκεφάλαιο A.4 του παραρτήματος.

Η υπολογισμένη θέση αρχής του άλματος από τα αριθμητικά αποτελέσματα προκύπτει κατάντη της θέση του μετρημένου άλματος κατά μήκος της διώρυγας όσον αφορά στο minimum B jump, ενώ για τα άλματα A jump προκύπτει ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων. Η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας και η αρχή των αλμάτων minimum B jump και A jump που προκύπτουν από τα αριθμητικά αποτελέσματα, συμφωνούν με τα βασικά χαρακτηριστικά που αναφέρονται για αυτούς τους τύπους αλμάτων σε προηγούμενες εργασίες που έχουν ήδη αναφερθεί στην βιβλιογραφική ανασκόπηση (κεφάλαιο 2).

Οι μετρήσεις του ύψους πίεσης, είναι σε ικανοποιητική συμφωνία με τα αριθμητικά και τα πειραματικά αποτελέσματα για την στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας ανάντη του καταβαθμού για όλες τις περιπτώσεις αλμάτων, ενώ κατάντη του καταβαθμού, για μεν το minimum B jump το ύψος πίεσης εμφανίζει μέγιστη τιμή η οποία είναι μεγαλύτερη από το ύψος υδροστατικής πίεσης y_2 της διατομής κατάντη με ομοιόμορφη ροή, ενώ στο A jump δεν υπάρχει αιχμή του ύψους πίεσης. Αυτό είναι μικρότερο από το ύψος υδροστατικής πίεσης y_2 της διατομής με ομοιόμορφη ροή κατάντη όπως έχει ήδη αναφερθεί. Το ύψος πίεσης τείνει να εξισωθεί με το ομοιόμορφο βάθος y_2 κατάντη του καταβαθμού αφού σε ικανή απόσταση από τον καταβαθμό η ροή προσεγγίζει περισσότερο την ομοιόμορφη ροή (παράλληλες γραμμές ροής-υδροστατική κατανομή πίεσης) για όλες τις περιπτώσεις αλμάτων.

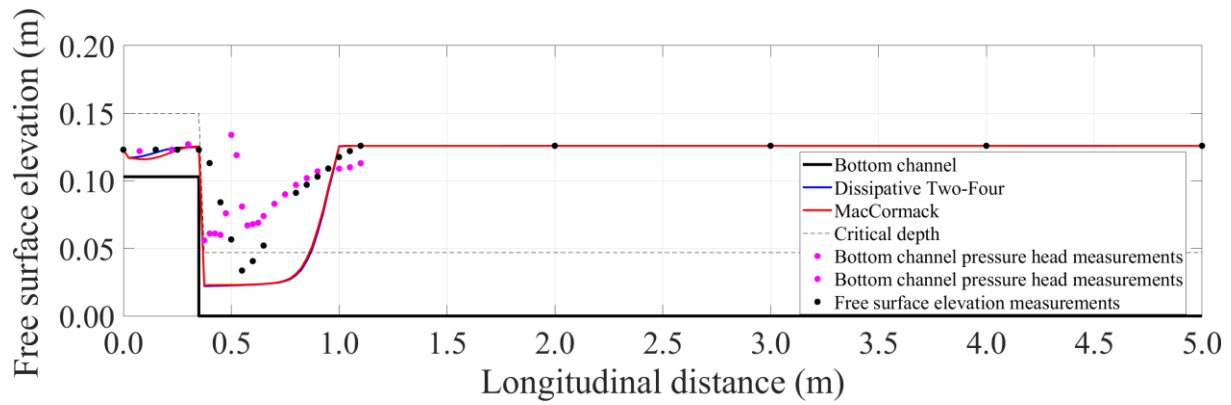


(i)

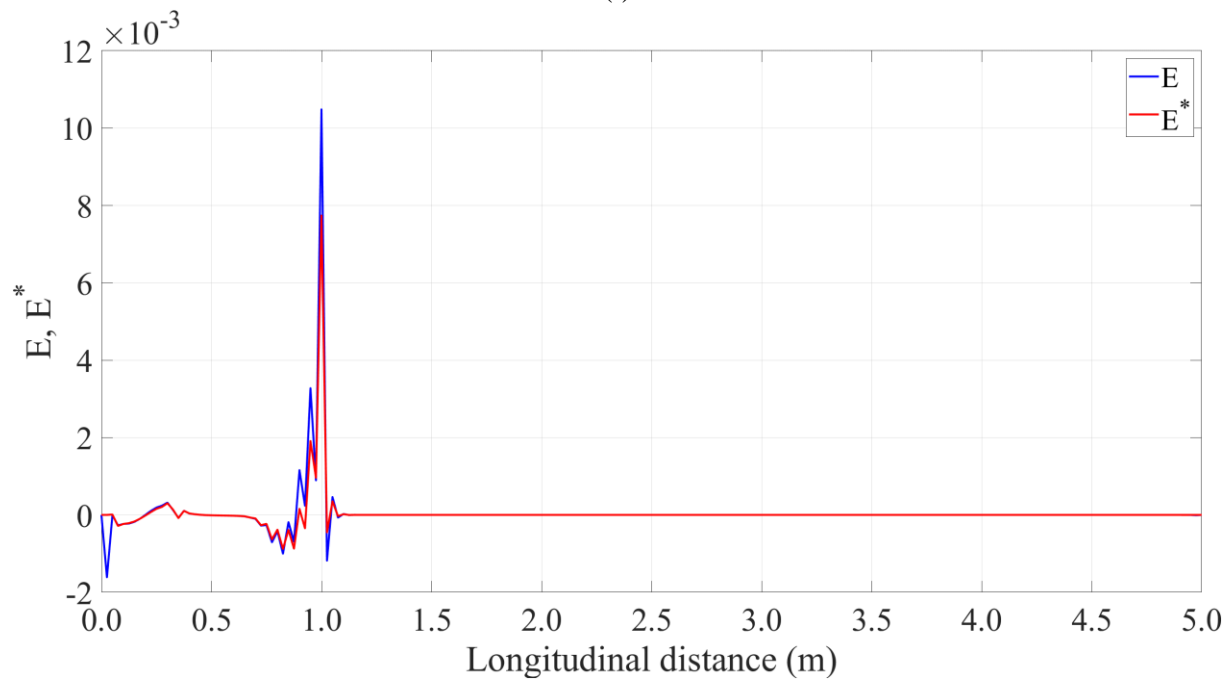


(ii)

Σχήμα 5.62 Πείραμα 1: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.

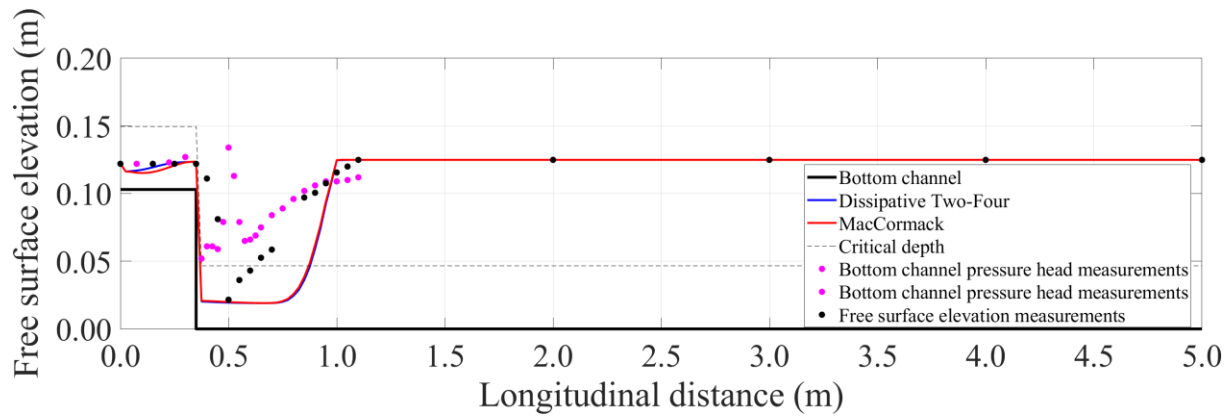


(i)

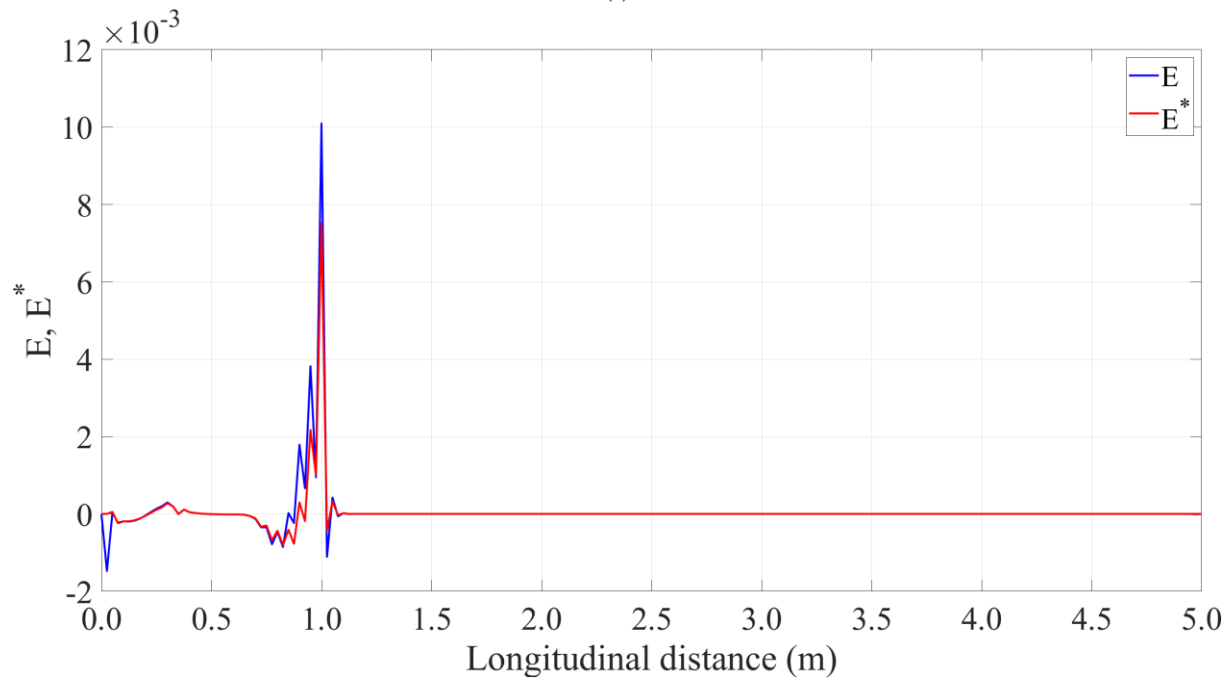


(ii)

Σχήμα 5.63 Πείραμα 2: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.

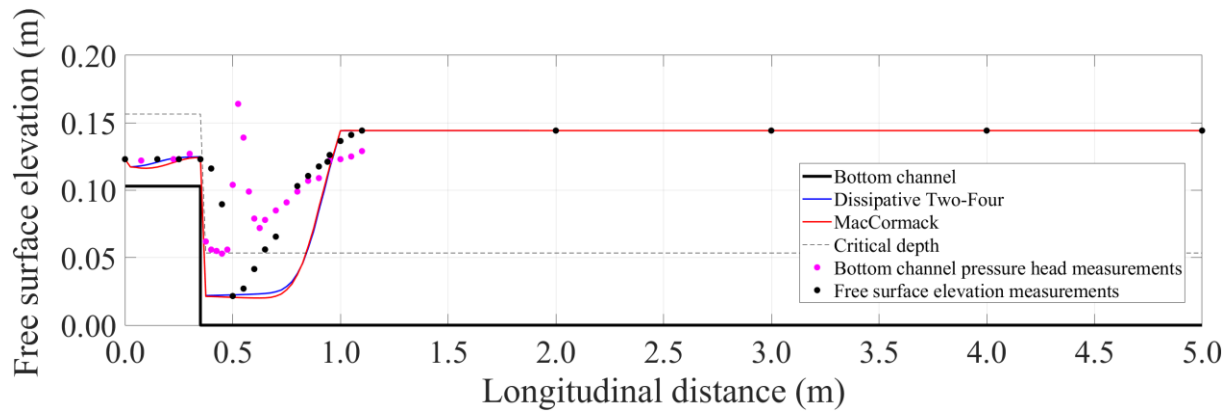


(i)

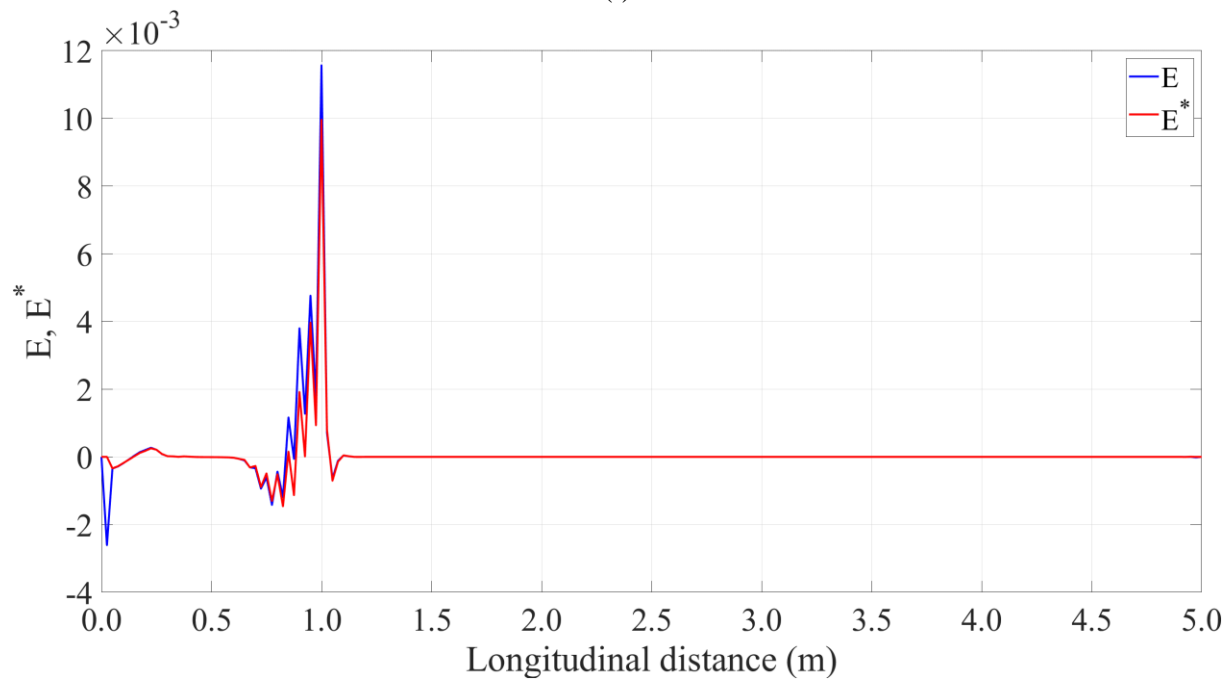


(ii)

Σχήμα 5.64 Πείραμα 3: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διάρρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.

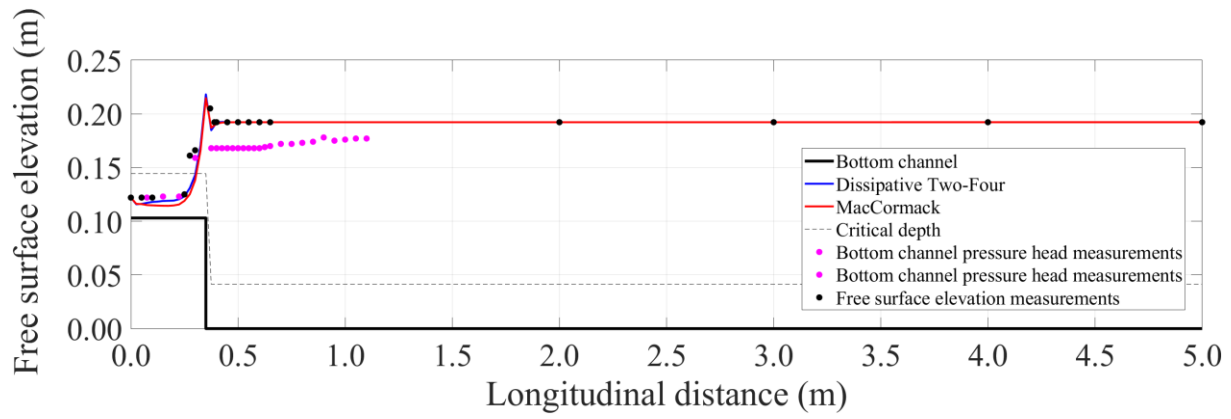


(i)

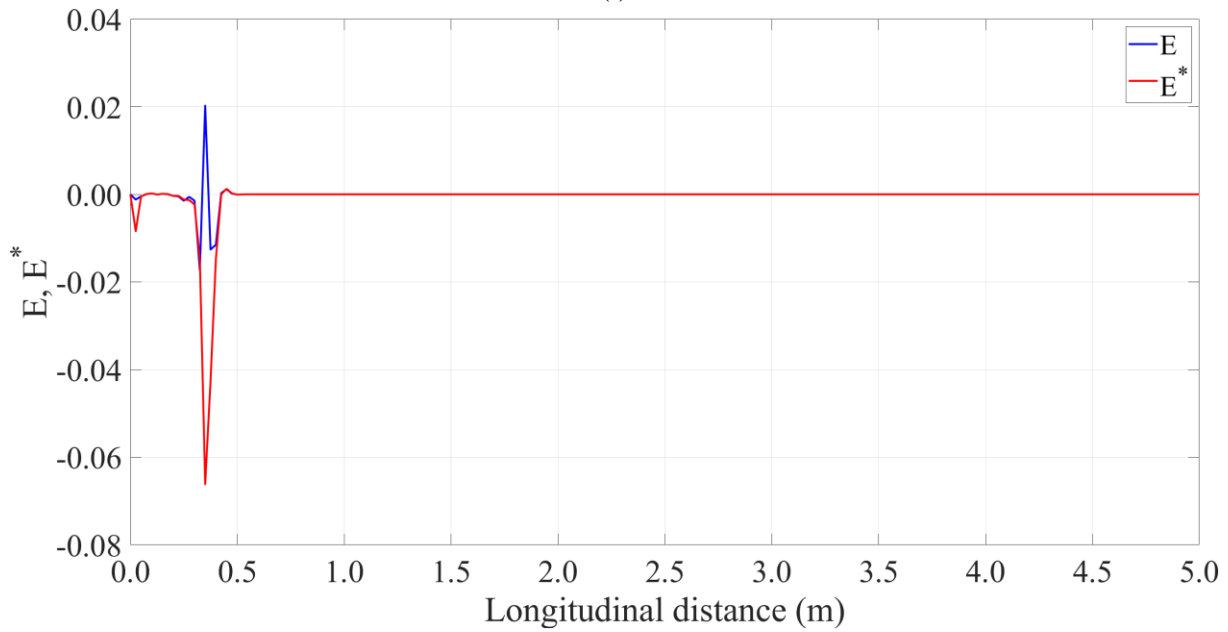


(ii)

Σχήμα 5.65 Πείραμα 5: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.

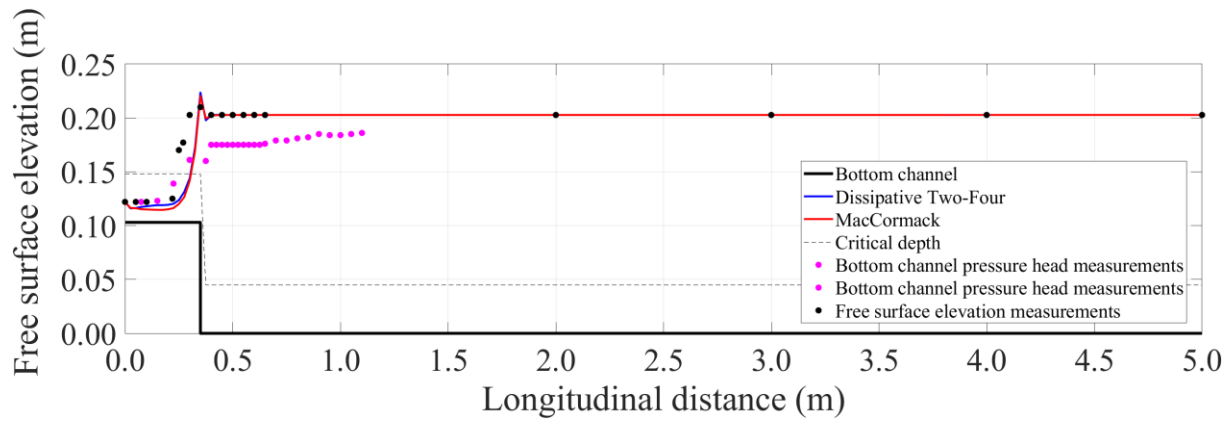


(i)

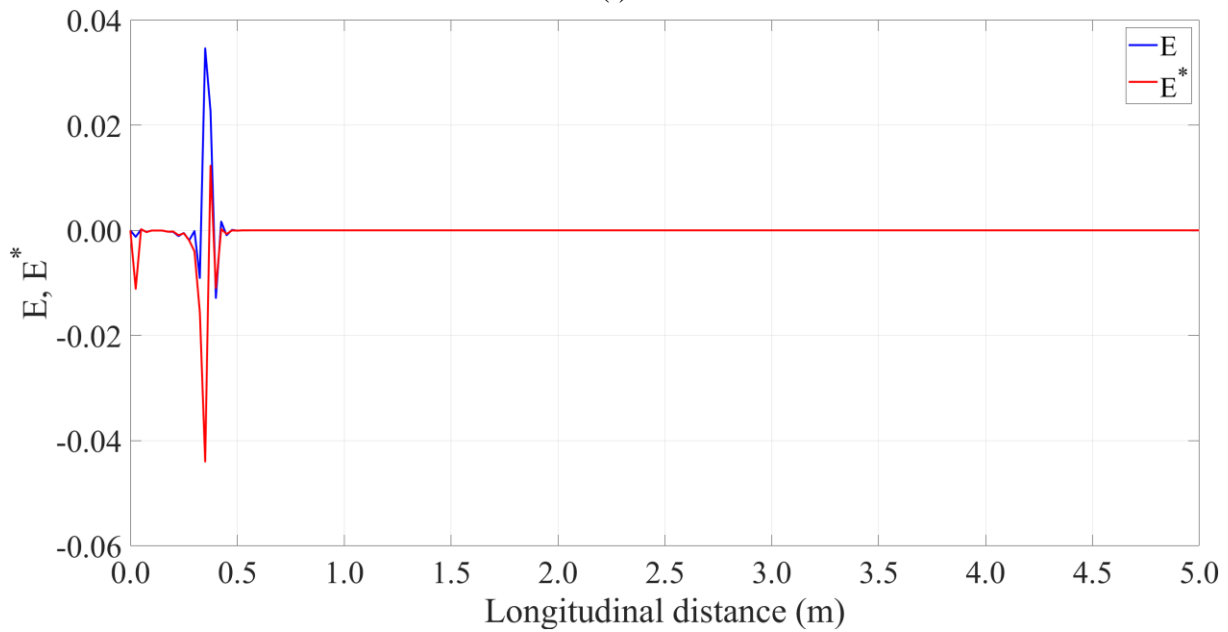


(ii)

Σχήμα 5.66 Πείραμα 8: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.

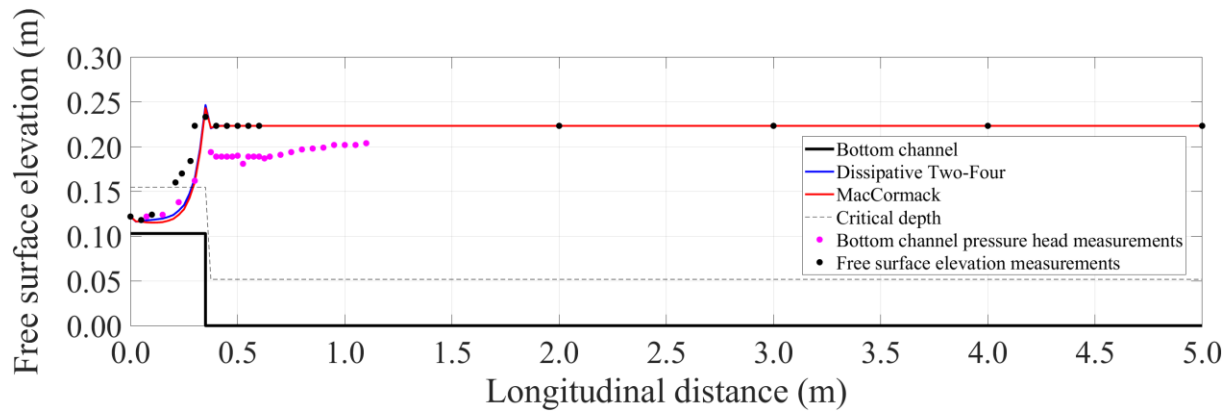


(i)

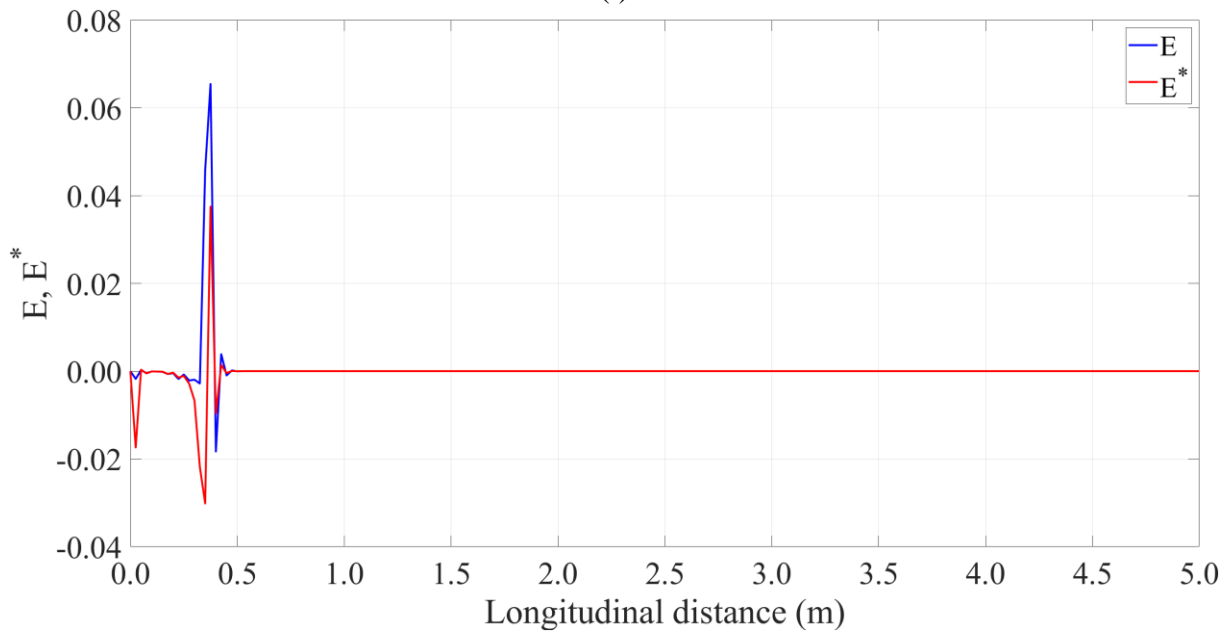


(ii)

Σχήμα 5.67 Πείραμα 9: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.

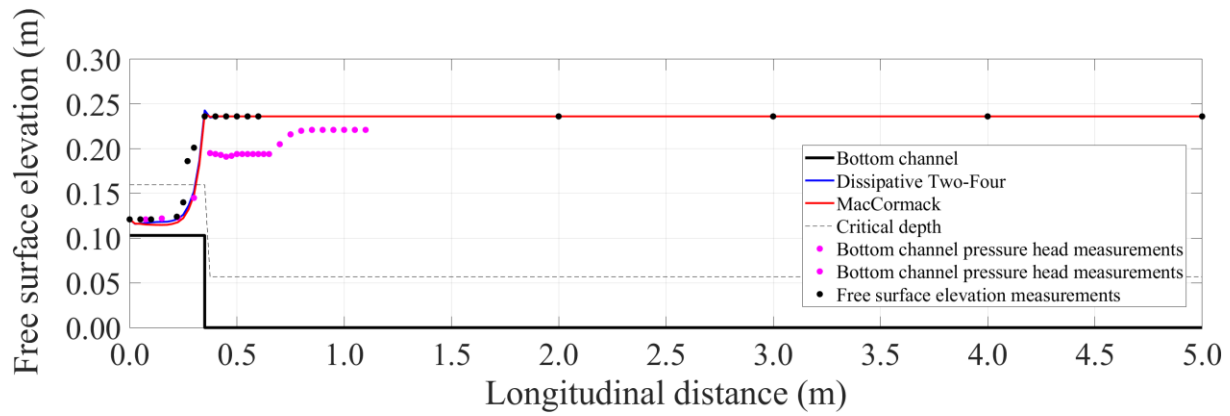


(i)

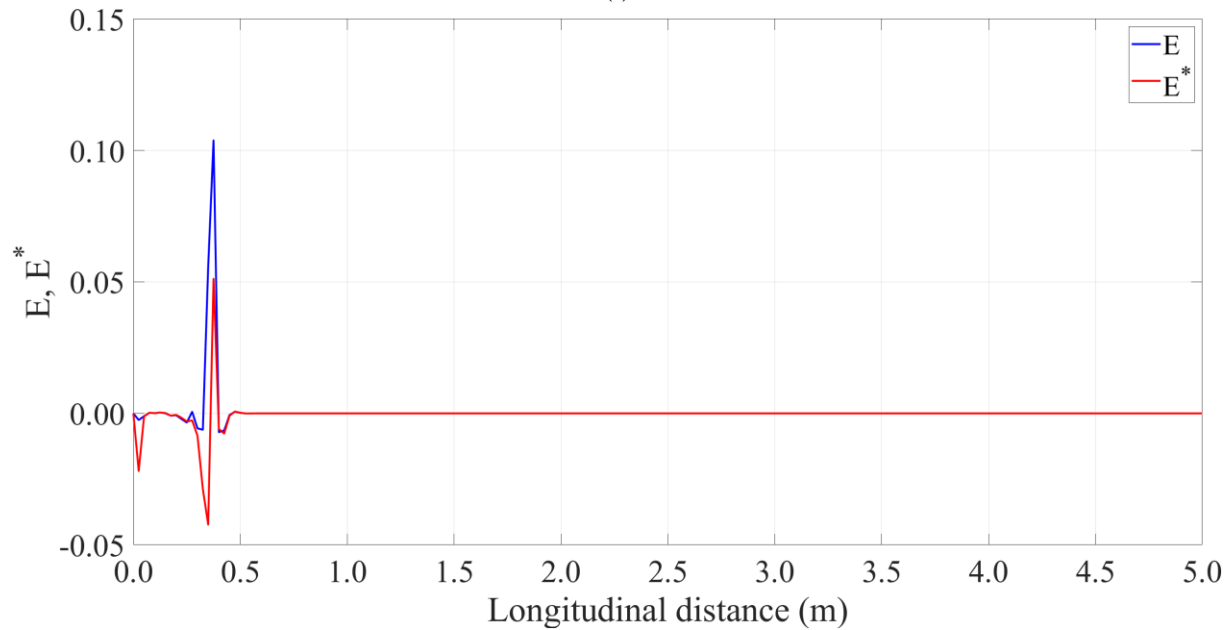


(ii)

Σχήμα 5.68 Πείραμα 10: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα MacCormack στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.



(i)



(ii)

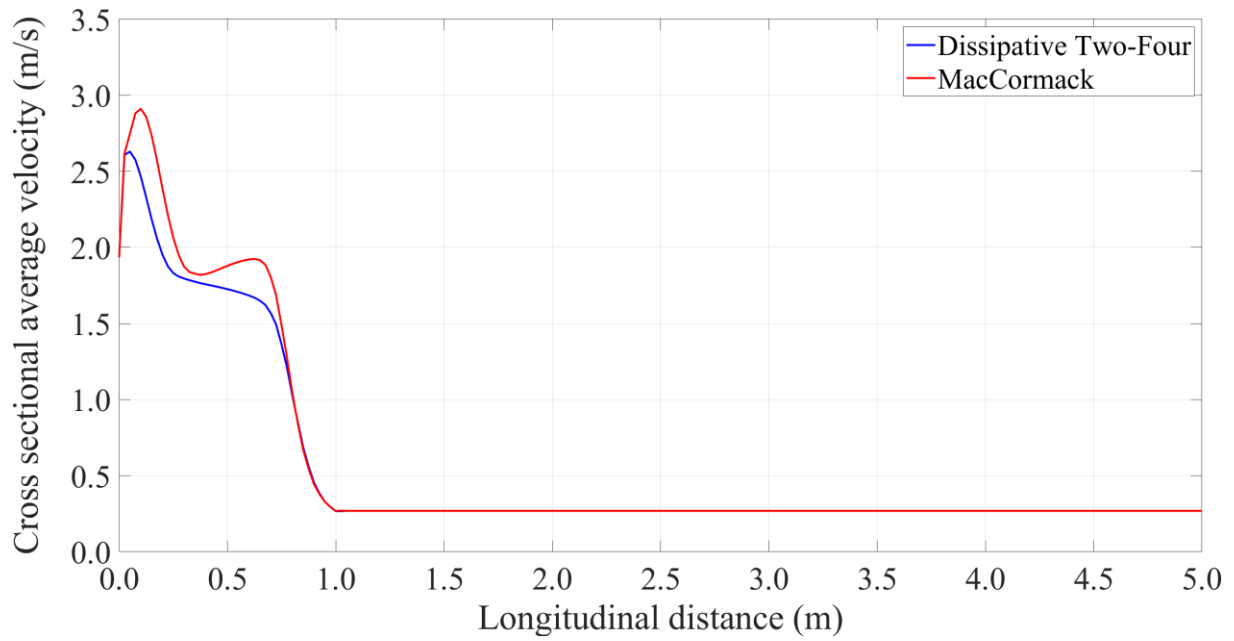
Σχήμα 5.69 Πείραμα 11: (i) Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων και μετρήσεων της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και του ύψους πίεσης στον πυθμένα κατά μήκος της διώρυγας, (ii) Μεταβολή του όρου Boussinesq κατά μήκος του αγωγού για το σχήμα Dissipative Two-Four στο βήμα πρόβλεψης και στο βήμα διόρθωσης.

Η μεταβολή της υπολογισμένης μέσης ταχύτητας κατά μήκος του αγωγού και με τα δύο αριθμητικά σχήματα φαίνεται στο Σχήμα 5.70 (i)-(ii) για τα πειράματα 5 και 10 αντίστοιχα. Το σχήμα MacCormack υπολογίζει μεγαλύτερες τιμές ταχύτητας σε σχέση με το Dissipative Two-Four στην αρχή του αγωγού, πιθανόν λόγω του γεγονότος ότι από το σχήμα MacCormack προκύπτει μικρότερο βάθος σε σχέση με το Dissipative Two-Four, (Σχήματα 5.65 (i) και 5.68

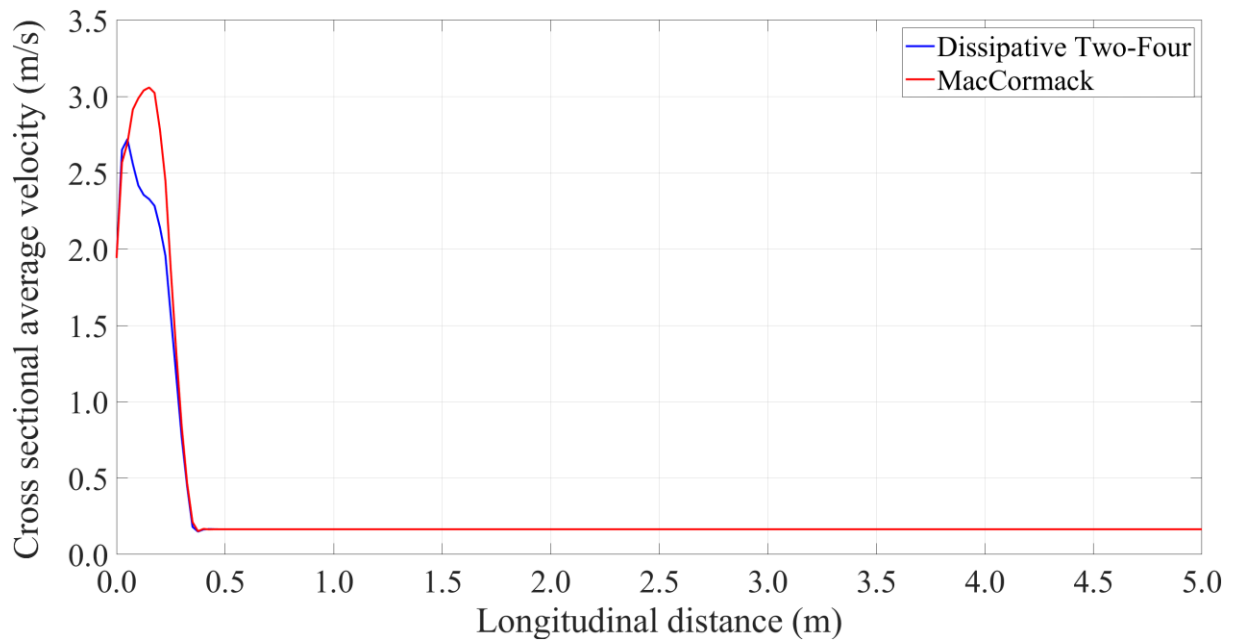
(i). Στο κατάντη τμήμα του αγωγού και τα δύο αριθμητικά σχήματα δίνουν παρόμοια αποτελέσματα. Παρόμοια αποτελέσματα προκύπτουν και για τις υπόλοιπες περιπτώσεις αλμάτων.

Η χρονική μεταβολή της εξέλιξης της ελεύθερης επιφάνειας και της θέσης του άλματος σε "ψευδο-υπολογιστικό χρόνο" για τα πειράματα 4 και 8 φαίνεται στο Σχήμα 5.71 (i) και (ii) υπολογισμένες με τα σχήματα Dissipative Two-Four και MacCormack αντίστοιχα. Στα ίδια σχήματα φαίνεται και η στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας στον χρόνο $t=0$ (αρχική συνθήκη). Από αυτά τα σχήματα προκύπτει ότι το άλμα μετακινείται ανάντη έως ότου σταθεροποιηθεί στην τελική του θέση όταν επιτευχθεί η μόνιμη λύση, γεγονός που επιβεβαιώνεται και από την πειραματική διαδικασία σχηματισμού των αντίστοιχων αλμάτων. Επίσης από αυτά τα σχήματα φαίνεται ο μεγαλύτερος χρόνος που απαιτείται για την σταθεροποίηση του A jump σε σχέση με το minimum B jump, γεγονός αναμενόμενο. Παρόμοια αριθμητικά αποτελέσματα έχουν προκύψει και για τις υπόλοιπες περιπτώσεις αλμάτων.

Το κριτήριο σύγκλισης, δηλαδή η μέγιστη απόλυτη τιμή της μεταβολής του βάθους ροής ανάλογα με τον αριθμό επαναλήψεων παρουσιάζεται στα Σχήμα 5.72 (i) και (ii) για τα πειράματα 1 και 9 αντίστοιχα, όταν ο υπολογισμός γίνεται με τα σχήματα Dissipative Two-Four και το σχήμα MacCormack. Στον Πίνακα 5.4 φαίνεται συγκεντρωτικά ο αριθμός επαναλήψεων για να επιτευχθεί μόνιμη κατάσταση για όλα τα πειράματα, καθώς επίσης και το μέγιστο ποσοστιαίο σφάλμα στον υπολογισμό της παροχής που προκύπτει και από τα δύο αριθμητικά σχήματα. Για τον έλεγχο της εξίσωσης συνέχειας χρησιμοποιήθηκαν το βάθος και η μέση ταχύτητα στη διατομή κατά την κύρια κατεύθυνση της ροής. Το σχήμα MacCormack έδωσε μικρότερο ποσοστιαίο σφάλμα σε σχέση με το Dissipative Two-Four (εκτός από τα πειράματα 7, 9, 10, 11 και 12), ενώ συνέκλινε ταχύτερα στην μόνιμη κατάσταση απαιτώντας μικρότερο αριθμό επαναλήψεων (εκτός από τα πειράματα 5 και 10). Τέλος, σε όλα τα πειράματα minimum B jump προέκυψε μεγαλύτερο σφάλμα στην εκτίμηση της παροχής σε σχέση με αυτό των πειραμάτων του A jump.

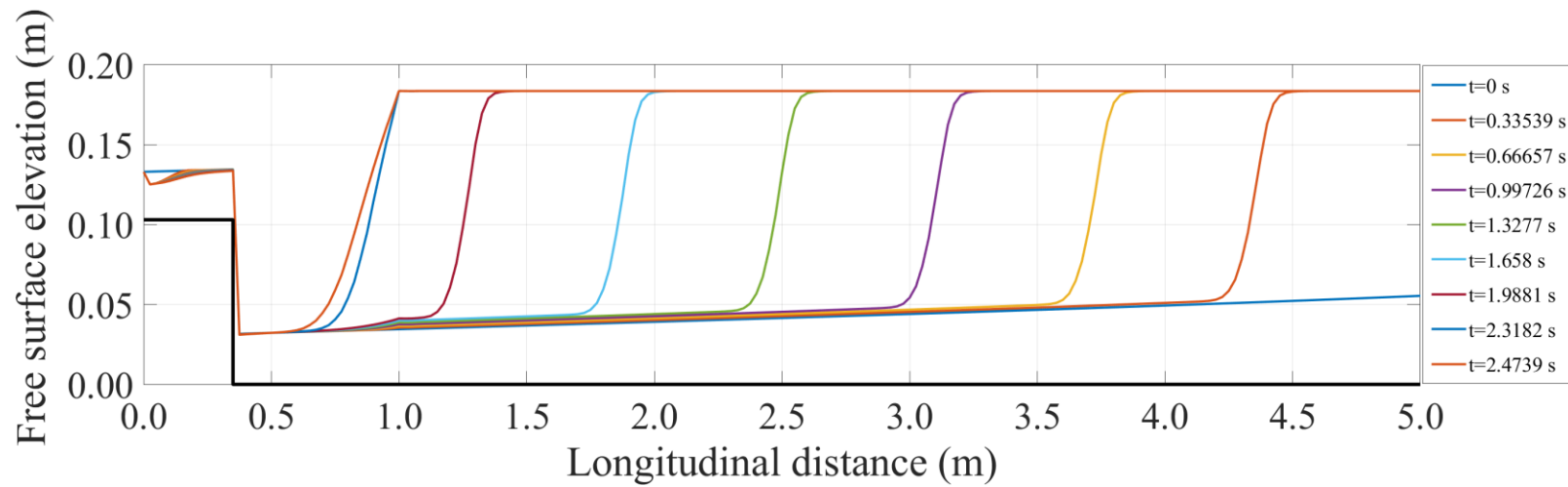


(i)

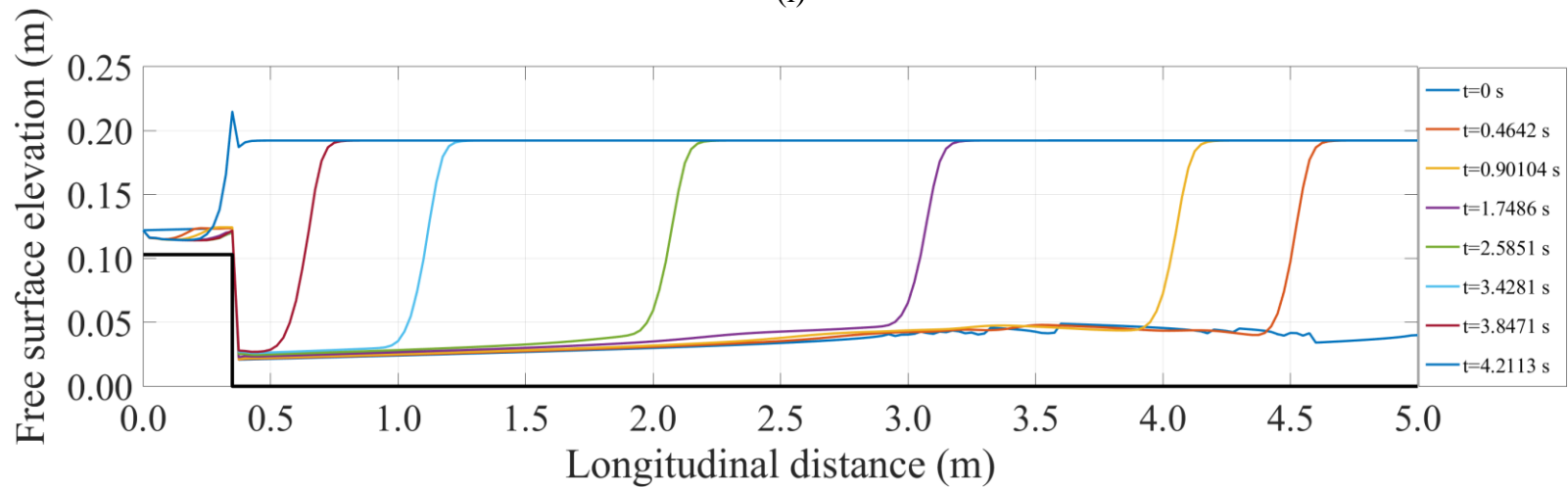


(ii)

Σχήμα 5.70 Υπολογισμός της μέσης ταχύτητας κατά μήκος του αγωγού: (i) πείραμα 5, (ii) πείραμα 10.

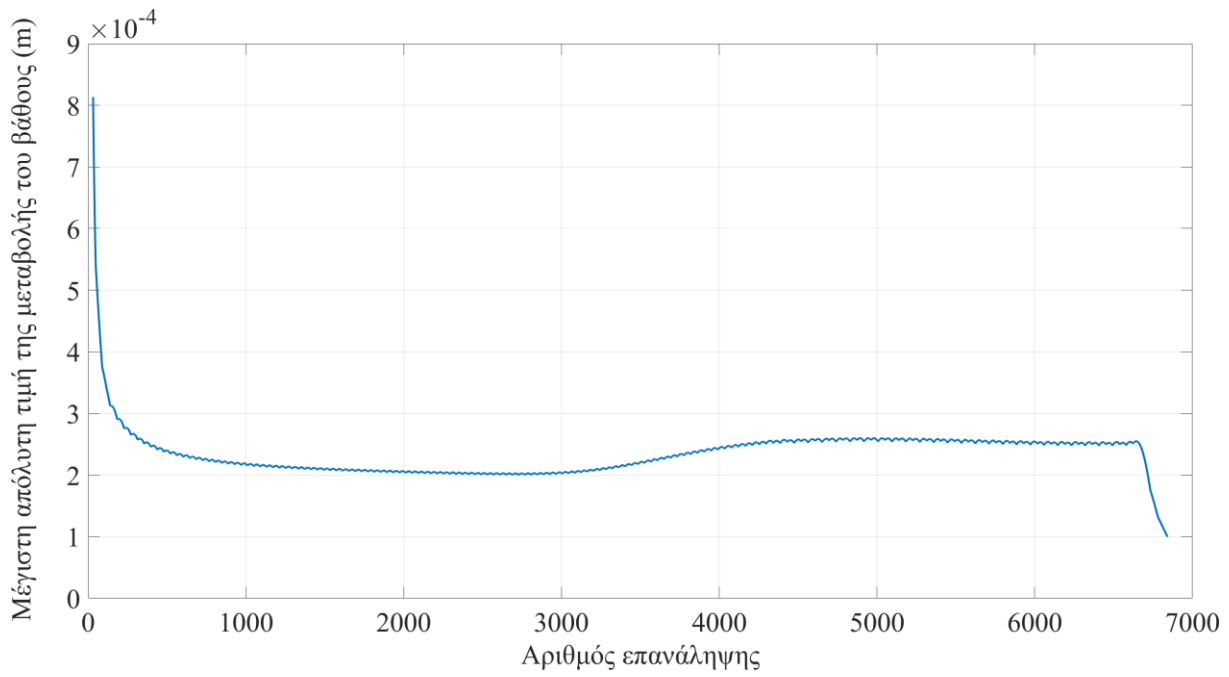


(i)

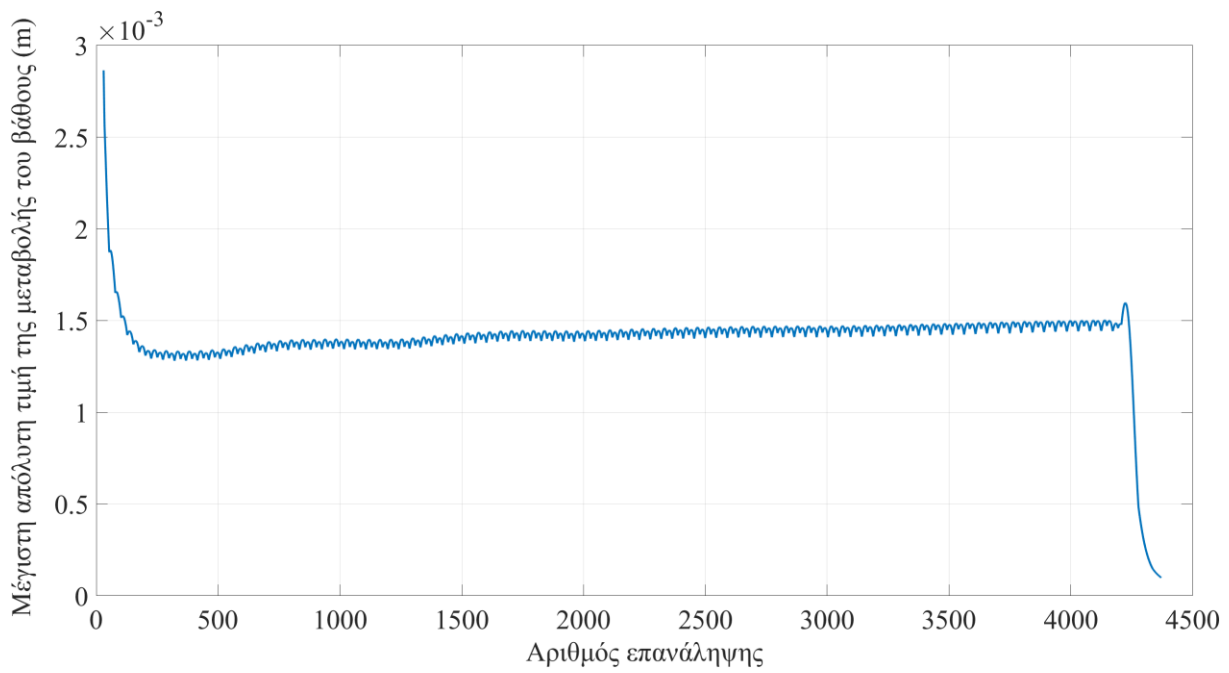


(ii)

Σχήμα 5.71 Χρονική εξέλιξη του σχηματισμού: (i) minimum B jump για το πείραμα 4 με το σχήμα Dissipative Two-Four, (ii) A jump για το πείραμα 8 με το σχήμα MacCormack.



(i)



(ii)

Σχήμα 5.72 Απόλυτη τιμή της μεταβολής του βάθους ανά επανάληψη για: (i) το πείραμα 1 με το σχήμα Dissipative Two-Four, (ii) το πείραμα 9 με το σχήμα MacCormack.

Πίνακας 5.4 Σφάλμα στην διατήρηση της μάζας και απαιτούμενος αριθμός επαναλήψεων για την σύγκλιση του αλγορίθμου για όλες τις περιπτώσεις αλμάτων.

Πείραμα	Αριθμητικό σχήμα	Μέγιστο σφάλμα διατήρησης μάζας (%)	Επαναλήψεις
1	Dissipative Two-Four	3.97	6842
	MacCormack	3.54	6435
2	Dissipative Two-Four	4.01	6117
	MacCormack	3.59	5779
3	Dissipative Two-Four	4.03	6646
	MacCormack	3.58	6247
4	Dissipative Two-Four	4.05	3737
	MacCormack	3.67	3610
5	Dissipative Two-Four	4.07	4866
	MacCormack	3.64	5067
6	Dissipative Two-Four	4.15	4066
	MacCormack	3.76	3875
7	Dissipative Two-Four	2.53	3434
	MacCormack	2.69	2986
8	Dissipative Two-Four	2.45	5474
	MacCormack	2.12	4934
9	Dissipative Two-Four	1.37	5125
	MacCormack	1.58	4371
10	Dissipative Two-Four	3.91	5965
	MacCormack	4.09	6355
11	Dissipative Two-Four	0.60	3251
	MacCormack	1.08	2971
12	Dissipative Two-Four	0.66	3185
	MacCormack	1.06	2913

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

6. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ

6.1 Συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία μελετήθηκαν πειραματικά οι συνθήκες ροής παρουσία κατακόρυφου, πλήρως βυθισμένου καταβαθμού οξείας αιχμής σε οριζόντιο πρισματικό αγωγό ορθογωνικής διατομής με υπερκρίσιμη ροή ανάντη και υποκρίσιμη κατόντη. Πέντε διαφορετικοί τύποι ταχέως μεταβαλλόμενης ροής με την μορφή υδραυλικού άλματος που εμφανίζονται με διαδοχική αύξηση του κατόντη βάθους είναι οι minimum B jump, B jump, Wave train, Wave jump και A jump. Στους δύο πρώτους τύπους η υπερκρίσιμη φλέβα νερού προσκρούει στον πυθμένα ενώ στους υπόλοιπους η φλέβα νερού παραμένει στην επιφάνεια. Το ύψος του καταβαθμού ήταν 10.3 cm, ο αριθμός Froude της υπερκρίσιμης ροής ήταν στην περιοχή $1.88 < Fr_1 < 5.82$, ενώ το βάθος υποκρίσιμης ροής κατόντη του καταβαθμού ήταν παρόμοιο με το πλάτος της διώρυγας. Η ανάλυση των πειραματικών δεδομένων έγινε με βάση τις αρχές της διαστατικής ανάλυσης, ώστε τα αποτελέσματα να τυγχάνουν γενικευμένης χρήσης. Είναι διαφορετική από ότι σχετικό υπάρχει στη βιβλιογραφία, τα δε αποτελέσματα της παρούσας εργασίας συγκρίνονται με παλαιότερες μετρήσεις των οποίων η ανάλυση έγινε παρόμοια.

Η χαρακτηριστική κλίμακα μήκους προέκυψε ότι είναι το άθροισμα του κρίσιμου βάθους και του ύψους του καταβαθμού y_c+d που περιλαμβάνει την ελάχιστη ειδική ενέργεια της ροής και την μέγιστη ασυμπτωτικά στάθμη νερού ανάντη του καταβαθμού. Η οριοθέτηση δύο περιοχών, μιας όπου η ανάντη φλέβα νερού προσκρούει στον πυθμένα και δημιουργούνται τα minimum B jump και B jump και μιας όπου η φλέβα παραμένει επιφανειακή (Wave train, Wave jump και A jump) είναι η εμπειρική ευθεία σε αδιάστατη μορφή $(y_c+d)/y_2=0.71+0.43/Fr_1$ που προέκυψε από τα πειραματικά δεδομένα.

Η μονοδιάστατη εξίσωση της ορμής υποθέτοντας υδροστατική κατανομή της πίεσης στο μέτωπο του καταβαθμού από την ελεύθερη επιφάνεια, ισχύει με την προσθήκη ενός συντελεστή k διόρθωσης της πίεσης. Ο συντελεστής βρέθηκε ότι είναι $k=1$ στην περίπτωση του A jump. Στην περίπτωση του minimum B jump προέκυψε ότι $k \sim 0.5$, ενώ $k > 1$ στη ροή όπου η υπερκρίσιμη φλέβα νερού κινείται επιφανειακά (Wave train, Wave jump). Στην περίπτωση του βυθισμένου άλματος B jump $0.5 < k < 1.5$ για $0.6 < (y_1+d)/y_2 < 1$.

Το ύψος πίεσης στο μέτωπο του καταβαθμού μετρήθηκε σε τρία σημεία και βρέθηκε να μεταβάλλεται γραμμικά με την απόσταση από τον πυθμένα. Με γραμμική επέκταση του ύψους πίεσης ως το χείλος του καταβαθμού και τον πυθμένα του αγωγού, στην περίπτωση υπερκρίσιμης ροής κατάντη του καταβαθμού, minimum B jump και B jump τμήμα του μετώπου βρίσκονταν υπό αρνητική πίεση, ενώ στην περίπτωση των Wave train, Wave jump και A jump ολόκληρο το μέτωπο του καταβαθμού βρίσκονταν μονίμως υπό θετική πίεση. Από την κατανομή της αδιάστατης πίεσης με την αδιάστατη απόσταση από τον πυθμένα του αγωγού, για κάθε τύπο ροής, προέκυψε ότι η πίεση ελαττώνεται με την απόσταση από τον πυθμένα και μηδενίζεται όταν το αδιάστατο ύψος από τον πυθμένα $y/(p/\rho g)_{\max} \sim 1$.

Το ύψος πίεσης στον πυθμένα της διώρυγας μετρήθηκε σε 21 πιεζομετρικές οπές κατάντη του καταβαθμού. Το αδιαστατοποιημένο ύψος πίεσης με το βάθος ροής y_2 σαν συνάρτηση της αδιάστατης απόστασης $x/(2^{0.5}Fr_1d)$ από τον καταβαθμό, εμφάνισε αιχμή μεγαλύτερη από το κατάντη βάθος y_2 στις ροές για τις οποίες η φλέβα νερού ήταν καθοδική και προσέκρουε απευθείας στον πυθμένα (minimum B jump, B jump), ενώ όπου παρέμενε επιφανειακή (Wave train, Wave jump, A jump), το ύψος πίεσης ήταν μικρότερο από y_2 σε απόσταση έως $x/(2^{0.5}Fr_1d)=1.50$. Το αδιάστατο μέγιστο ύψος πίεσης στον πυθμένα του αγωγού κατάντη του καταβαθμού $(p/\rho g)_{\max}/y_2$ βρέθηκε ότι είναι μεγαλύτερο της μονάδας για το minimum B jump και το B jump όταν $y_2/(y_c+d) < 1.07$ και μικρότερο της μονάδας για τους υπόλοιπους τύπους αλμάτων όταν $y_2/(y_c+d) > 1.07$.

Οι απώλειες ενέργειας $\Delta H/y_c$ βρέθηκαν ότι είναι συνάρτηση του αδιάστατου όρου $Fr_1(y_c+d)/y_2$ με τον οποίο συνδέονται με πολυωνυμική εξίσωση δευτέρου βαθμού. Η εξίσωση αυτή είναι χρήσιμη για τον υπολογισμό των απωλειών ενέργειας εάν είναι γνωστά η παροχή Q , τα βάθη ροής y_1 και y_2 αντίστοιχα και ύψος του καταβαθμού d . Από το διάγραμμα $\Delta H/y_c$ σαν συνάρτηση του $Fr_1(y_c+d)/y_2$ προκύπτει ότι το minimum B jump είναι το πιο αποδοτικό από την άποψη των ενεργειακών απωλειών παρουσιάζοντας το μεγαλύτερο ύψος απωλειών ενέργειας ακολουθούμενο από το B jump.

Για τις συνθήκες ροής της παρούσας εργασίας προέκυψε ότι τα αδιάστατα μονώνυμα $(y_2/Fr_1)/(y_1+d)$ και $(y_2/Fr_1)/(y_c+d)$ συνδέονται με πολυωνυμική σχέση 2^{ου} βαθμού, όπου τα δεδομένα για όλους τους τύπους ροής βρίσκονται πάνω στην ίδια καμπύλη. Το διάγραμμα αυτό

σε συνδυασμό με το διάγραμμα των απωλειών ενέργειας είναι χρήσιμα στον υδραυλικό μηχανικό για το σχεδιασμό λεκανών ηρεμίσσεως με παρουσία καταβαθμού.

Εργαστηριακές μετρήσεις ταχύτητας πραγματοποιήθηκαν με τη μεθοδολογία particle image velocimetry (PIV) με συχνότητα δειγματοληψίας 10.29 Hz στο πεδίο ροής τύπου Wave train, Wave jump και A jump, όπου όμως δεν υπήρχε παρουσία αέρα. Για τους τρεις τύπους αλμάτων προέκυψε μιας σημαντική περιοχή ανακυκλοφορίας στην περιοχή κατάντη του καταβαθμού. Ειδικά για το Wave train η έκταση της περιοχής ανακυκλοφορίας ήταν αρκετά εκτεταμένη. Σε όλους τους τύπους ροής, το πεδίο της μέσης ταχύτητας εμφάνισε τις μεγαλύτερες τιμές σε στάθμη μεγαλύτερη από το ύψος του καταβαθμού, ενώ η μέγιστη τιμή της στροβιλότητας παρατηρήθηκε στην έξοδο της υπερκρίσιμης φλέβας νερού στη διατμητική στρώση περί το ύψος του καταβαθμού και στα κατάντη αυτού. Η ένταση της τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση ήταν μεγαλύτερη από αυτή στην κατακόρυφη διεύθυνση. Η ένταση της τύρβης στην οριζόντια διεύθυνση σε A jump προσεγγίζει την τιμή 40% στην περιοχή διάτμησης κοντά στο χείλος του καταβαθμού. Η τυρβώδης διατμητική τάση είναι περίπου μηδενική σε όλο το ύψος του καταβαθμού κοντά σε αυτόν και μεταβάλλεται γραμμικά μακρύτερα για όλους τους τύπους ροής που μετρήθηκαν. Τέλος από τα αποτελέσματα για τις καθ' ύψος κατανομές της ταχύτητας, η τιμή της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας σε διάφορες κατά μήκος θέσεις και σε αδιάστατους όρους, προέκυψε σημαντικά μεγαλύτερη από την αδιάστατη κατακόρυφη συνιστώσα για τους τρεις αριθμούς Froude και τους τρεις τύπους αλμάτων που διερευνήθηκαν.

Τέλος, οι εξισώσεις Boussinesq που περιγράφουν την μη μόνιμη, μονοδιάστατη ροή, σε ανοικτό πρισματικό αγωγό με την υπόθεση μη υδροστατικής κατανομής της πίεσης στην διατομή επιλύθηκαν αριθμητικά με δύο δι-βηματικά σχήματα πεπερασμένων διαφορών, του Dissipative Two-Four και του MacCormack και της μεθόδου των χαρακτηριστικών καμπυλών. Από το σύνολο των πειραματικών μετρήσεων σε minimum B jump και A jump, επιλέχθηκαν κάποιες μετρήσεις και επιχειρήθηκε η αριθμητική τους μοντελοποίηση με βάση τον προτεινόμενο αλγόριθμο κάτω από τις ίδιες υδραυλικές πειραματικές συνθήκες. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι και τα δύο αριθμητικά σχήματα παράγουν σχεδόν πανομοιότυπα αποτελέσματα όσον αφορά στην στάθμη του νερού, ενώ από την εξέταση του όρου Boussinesq αυτός προέκυψε ότι είναι σημαντικός εντός του υδραυλικού άλματος λόγω της έντονης

καμπύλωσης των γραμμών ροής και σχεδόν μηδενικός εκτός του άλματος λόγω της σχεδόν παράλληλης ροής (υδροστατική κατανομή πίεσης) όπως αναμένονταν. Σχετικά με την θέση έναρξης του άλματος, για το minimum B jump από τα αριθμητικά αποτελέσματα προκύπτει κατάντη σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα από την μέτρηση του προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας, ενώ για το A jump προκύπτει ικανοποιητική συμφωνία μεταξύ αριθμητικών και πειραματικών αποτελεσμάτων. Από τον έλεγχο της εξίσωσης συνέχειας με βάση τα αριθμητικά αποτελέσματα (βάθος ροής επί μέση ταχύτητα) προέκυψαν μικρές αποκλίσεις έως 4% με το σχήμα MacCormack να πλεονεκτεί έναντι του σχήματος Dissipative Two-Four. Συμπερασματικά, οι εξισώσεις Boussinesq και ο προτεινόμενος αλγόριθμος μπορούν να μοντελοποιήσουν τα βασικά χαρακτηριστικά του minimum B jump και του A jump για τον σχεδιασμό των έργων καταστροφής ενέργειας με αποδεκτή ακρίβεια.

6.2 Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

Στην παρούσα διατριβή μελετήσαμε τη ροή σε βυθισμένο καταβαθμό όταν η ροή είναι υπερκρίσιμη στα ανάντη για καταβαθμό δεδομένου ύψους και βάθους υποκρίσιμης ροής όσο περίπου το πλάτος της διώρυγας. Ως περαιτέρω έρευνα προτείνεται η υλοποίηση μετρήσεων υδραυλικών αλμάτων με την παρουσία πλήρως βυθισμένου, κατακόρυφου καταβαθμού οξείας αιχμής με ύψος μικρότερο και μεγαλύτερο από 10.3 cm που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα εργασία. Έτσι το εύρος τιμών του λόγου του ύψους του καταβαθμού προς το κρίσιμο βάθος d/y_c της παρούσας εργασίας $d/y_c=1.34-2.56$ μπορεί να διευρυνθεί όσον αφορά στον λόγο της δυναμικής ενέργειας προς την ελάχιστη ειδική ενέργεια της ροής. Επίσης, μετρήσεις όπου η ροή είναι διδιάστατη (βάθος μικρό σε σχέση με το πλάτος) αναμένεται να παράγουν αποτελέσματα που θα είναι αρκετά διαφορετικά από αυτά της παρούσας εργασίας.

Στην παρούσα διδακτορική διατριβή, η μέτρηση της ταχύτητας του νερού εντός της περιοχής εμφάνισης του υδραυλικού άλματος με την παρουσία πλήρως βυθισμένου καταβαθμού και με την τεχνική PIV, περιορίστηκε από την ύπαρξη υψηλής συγκέντρωσης αέρα, για τους λόγους που έχουν ήδη αναφερθεί. Στις περιπτώσεις ροών με σημαντική συγκέντρωση αέρα απαιτείται η χρήση φθορίζοντων σωματιδίων (fluorescent particles), εμποτισμένων με κάποια ροδαμίνη

(Rhodamine B ή 6G) που όταν διεγείρεται από ακτινοβολία μήκους κύματος 532 nm εκπέμπει την μέγιστη ενέργεια σε μήκος κύματος περί τα 560 - 580 nm. Με την επιπλέον χρήση κατάλληλου οπτικού φίλτρου στην κάμερα που επιτρέπει την διέλευση ακτινοβολίας με μήκους κύματος μεγαλύτερου από 550 nm, εμποδίζοντας τις ανακλάσεις και διαθλάσεις μήκους κύματος 532 nm του πράσινου φωτός από τις φυσαλίδες αέρα να φθάσουν στον αισθητήρα CCD, προστατεύεται ο αισθητήρας και λαμβάνονται ποιοτικές εικόνες με υψηλή τιμή του λόγου σήματος προς θόρυβο. Για τον σκοπό αυτό, έγινε προμήθεια ποσότητας φθορίζόντων σωματιδίων για την μέτρηση της ταχύτητας σε περιοχές εντός του άλματος με υψηλή συγκέντρωση αέρα. Οι εικόνες που προέκυψαν ήταν χαμηλής ποιότητας δεδομένου ότι δεν ήταν δυνατόν να αποτυπωθούν οι θέσεις των σωματιδίων που ήταν σχεδόν αόρατα πιθανόν λόγω της μικρής διαθέσιμης ισχύος του laser. Επομένως, προτείνεται η προμήθεια laser υψηλής ισχύος και η μέτρηση της ταχύτητας του νερού σε περιοχές εντός του άλματος με υψηλή συγκέντρωση αέρα.

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ

Διεθνείς

1. Akan, A., (2006). *Open Channel Hydraulics*, First Edition, Elsevier.
2. Armenio, V., Toscano, P., and Fiorotto, V., (2000). On the Effects of a Negative Step in Pressure Fluctuations at the Bottom of a Hydraulic Jump, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 38, N° 5, pp. 359-368.
3. Bakhmeteff, B., and Matzke, A., (1936). The Hydraulic Jump in Terms of Dynamic Similarity, *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, Vol. 101, Issue 1, pp. 630-647, <https://doi.org/10.1061/TACEAT.0004707>.
4. Bakhti, S., and Hazzab, A., (2010). Comparative Analysis of the Positive and Negative Steps in a Forced Hydraulic Jump, *Jordan Journal of Civil Engineering*, Volume 4, No. 3, pp. 197-204.
5. Basco, D. R., (1987). Introduction to Rapidly-Variied Unsteady, Free-Surface Flow Computation, USGS, *Water Resour. Invest. Report No. 83-4284*. U.S. Geological Service, Reston, Va.
6. Belanger, J.B., (1828). *Essai Sur La Solution Numeric de Quelques Problems Relatifs an Mouvement Permenent des Causcourantes*, Carilian-Goeury: Paris, France, (in French).
7. Benik, R., (2010). *Outlet Works Energy Dissipators-Best Practices for Design, Construction, Problem Identification and Evaluation, Inspection, Maintenance, Renovation, and Repair*, Federal Emergency Management Agency, FEMA P-679, June, U.S.A., pp.1-555.
8. Bidone, G., (1819). *Observations Sur Le Hauteur Du Ressaut Hydraulique en 1818*, Report, Royal Academy of Sciences, Turin, Italy, (in French)
9. Chanson, H., and Toombes, L., (1998). Supercritical Flow at an Abrupt Drop: Flow Patterns and Aeration, *Canadian Journal of Civil Engineering*, Vol. 25, No. 5, October, pp. 956-966.
10. Chanson, H., (2004). *Environmental Hydraulics of Open Channel Flows*, First Edition, Elsevier.
11. Chaudhry, H. M., (2008). *Open-Channel Flow*, Second Edition, Springer.

-
12. Chow, V.T., (1959). *Open Channel Hydraulics*, McGraw-Hill, New York.
 13. Dantec Dynamics A/S, (2014). *DynamicStudio User's Guide*, Publication no.: 9040U1858, October 2014, Denmark.
 14. Delis, A., and Nikolos, I., (2021). Shallow Water Equations in Hydraulics: Modeling, Numerics and Applications, *Water*, 13, 3598, pp. 1-6, <https://doi.org/10.3390/w13243598>.
 15. Ergin, F., (2017). Dynamic Masking Techniques for Particle Image Velocimetry, *Journal of Thermal Science and Technology*, 37, 2, pp. 61-74.
 16. Esfahani, M., and Bajestan, M., (2012). Effect of Roughness Height on the Length of B jump at an Abrupt Drop, *International Research Journal of Applied and Basic Sciences*, Vol. 3 (S), pp. 2757-2762.
 17. Esfahani, M., and Bajestan, M., (2012). Dynamic Force Measurement of Roughened Bed B-jump at an Abrupt Drop, *Archives Des Sciences*, Vol 65, No. 8, Aug 2012, pp. 47-54.
 18. Ferreri, G., and Nasello, C., (2002). Hydraulic Jumps at Drop and Abrupt Enlargement in Rectangular Channel, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 40, N° 4, pp. 491-505.
 19. French, R., (1987). *Open-Channel Hydraulics*, 2nd Printing, McGraw-Hill, New York.
 20. Fuchs, H., (2017). Effect of Adjustable Flaps on River Surf Waves at Abrupt Drops, *E-proceedings of the 37th IAHR World Congress*, August 13-18, Kuala Lumpur, Malaysia, pages 7, <https://doi.org/10.3929/ethz-b-000256475>.
 21. Gharangik, A., and Chaudhry, M., (1991). Numerical Simulation of Hydraulic Jump, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 117, No. 9, September, ASCE, pp. 1195-1211.
 22. Giudice, D. G., Gisonni, C., and Rasulo, G., (2008). Vortex Drop Shaft for Supercritical Flow, *Proceedings of 16th IAHR-APD Congress and 3rd Symposium of IAHR-ISHS*, October 20-23, Hohai University, Nanjing, China, pp. 1515-1520.
 23. Gottlieb, D., and Turkel, E. (1976). Dissipative Two-Four Methods for Time-Dependent Problems, *Mathematics of Computation*, 30(136), pp. 703-723.
 24. Hager, W.H., (1985). B-Jumps at Abrupt Channel Drops, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 111, N° 5, pp. 861-866.
 25. Hager, W.H., (1992). Energy Dissipators and Hydraulic Jump, *Water Science and Technology Library*, Vol. 8, 1st Edition, Springer, DOI: 10.1007/978-94-015-8048-9.

-
26. Hager, W. H., and Bretz, N.V., (1986). Hydraulic Jumps at Positive and Negative Steps, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 24, N° 4, pp. 237-253.
 27. Hager, W. H., and Bretz, N.V., (1987). Reply by the authors on Hydraulic Jumps at Positive and Negative Steps, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 25, N° 3, pp. 411-413, doi: 10.1080/00221688709499279.
 28. Hager, W. H., and Kawagoshi, N., (1990). Hydraulic Jumps at Rounded Drop, *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, 89, pp. 443-470.
 29. Henderson, M. F. (1966). *Open Channel Flow*, Macmillan Publishing CO., INC, New York, pp. 1-521.
 30. Hsu, Y., (1950). Discussion of Control of the Hydraulic Jump by Sills by Forster and Skrinde, *Transactions of the American Society of Civil Engineers*, Vol. 115, Issue 1, pp. 988-991.
 31. Husain, D., Alhamid, A., and Negm, A., (1994). Length and Depth of Hydraulic Jump in Sloping Channels, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 32, N° 6, pp. 899-910, doi:10.1080/00221689409498697.
 32. ITTC – Recommended Procedures and Guidelines, (2014). Guideline on Best Practices for the Applications of PIV/SPIV in Towing Tanks and Cavitation Tunnels, *International Towing Tank Conference*, 7.5-02-01-04, pp. 1-28.
 33. Kawagoshi, N., and Hager, W.H., (1990). Wave Type Flow at Abrupt Drops, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 28, N° 2, pp. 235-252.
 34. Kay, M., (2008). *Practical Hydraulics*, Second Edition, Taylor & Francis, pp.1-266.
 35. Larson, E., (2004). *Energy Dissipation in Culverts by Forcing a Hydraulic Jump at the Outlet*, Master Thesis, Department of Civil and Environmental Engineering, Washington State University, USA, pages 124.
 36. MacCormack, R. W., (1969). The Effect of Viscosity in Hypervelocity Impact Cratering, Paper 69-354, *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, Cincinnati, Ohio.
 37. Matin, M., and Sultana, A., (2015). Prediction of Sequent Depth Ratio of Hydraulic Jump in Sloping Channel with Sudden Drop, *Journal of Civil Engineering (IEB)*, 43 (2), pp. 145-155.
 38. Matziounis, P., and Papanicolaou, P., (2005). Subcritical and Supercritical Flow

-
- Conditions at a Submerged Forward Facing Step, *1st International Conference on Experiments/Process/System Modelling/Simulation/Optimization*, 1st IC-EpsMsO, Athens, 6-9 July, 2005, pages 8.
39. Moore, W.L., and Morgan, C.W., (1957). The Hydraulic Jump at an Abrupt Drop, *Journal of the Hydraulics Division*, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol. 83, N^o HY 6, Paper 1149, December, pp. 1-21.
 40. Moore, W.L., and Morgan, C.W., (1959). Closure of Hydraulic Jump at an Abrupt Drop by Moore and Morgan, *Journal of the Hydraulics Division, Transactions of the American Society of Civil Engineers*, Vol. 124, Issue 1, Paper 2991, pp. 521-524.
 41. Mossa, M., (1999). On the Oscillating Characteristics of Hydraulic Jumps, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 37, N^o 4, pp. 541-558.
 42. Mossa, M., Petrillo, A., and Chanson, H., (2003). Tailwater Level Effects on Flow Conditions at an Abrupt Drop, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 41, N^o 1, pp. 39-51.
 43. Mnassri, S., and Triki, A., (2021). On the Numerical Solution of Rapidly Varied Regime in Open-Channel Flows, *International Conference on Acoustics and Vibration, ICAV 2021, Advances in Acoustics and Vibration III*, pp. 87-94, https://doi.org/10.1007/978-3-030-76517-0_11.
 44. Negm, M., A., (1996). Hydraulic Jumps at Positive and Negative Steps on Sloping Floors, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 34, N^o 3, pp. 409-420.
 45. Negm, M., A., (1998). Analysis of Pressure Distribution Coefficient on Steps Under Hydraulic Jump Conditions in Sloping Stilling Basins, *Transactions on Ecology and the Environment*, Vol. 19, pages 10.
 46. Nobach., N. and Honkanen, M., (2005). Two-Dimensional Gaussian Regression for Sub-Pixel Displacement Estimation in Particle Image Velocimetry or Particle Position Estimation in Particle Tracking Velocimetry, *Experiments in Fluids*, 38, pp. 511-515, doi: 10.1007/s00348-005-0942-3.
 47. Ohtsu, I., and Yasuda, Y., (1987). Discussion of Hydraulic Jumps at Positive and Negative Steps by Hager and Bretz, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 25, N^o 3, pp. 407-411.
 48. Ohtsu, I., and Yasuda, Y., (1991). Transition From Supercritical to Subcritical Flow at an Abrupt Drop, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 29, N^o 3, pp. 309-328.

-
49. Ohtsu, I., and Yasuda, Y., (1993). Discussion of Hydraulic Jump in Sloping Channel with Positive or Negative Step by Quraishi and Al-Brahim, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 31, N° 5, pp. 712-716.
 50. Padova, D., Mossa, M., and Sibilla, S., (2017). SPH Modelling of Hydraulic Jump Oscillations at an Abrupt Drop, *Water*, 9, 790, pp. 1-25, doi:10.3390/w9100790.
 51. Pagliara, S., (1992). Discussion of Transition from Supercritical to Subcritical Flow at an Abrupt Drop by Ohtsu and Yasuda, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 30, N° 3, pp. 428-431.
 52. Pagliara, S., (1992). Wave Type Flow at Abrupt Drop: Flow Geometry and Energy Loss, Entropy and Energy Dissipation in Water Resources, *Water Science and Technology Library*, Volume 9, Kluwer Academic Publishers, pp. 469-479.
 53. Panametrics, (2003). Panametrics-Olympus-PT868 Brochure, www.panametrics.com.
 54. Papanicolaou, P., and Matziounis, P., (2006). Supercritical Flow Conditions Around a Submerged Forward Facing Step, *10th National Congress in Management of Water Resources and Protection of Environment*, Hellenic Hydrotechnical Association, December 13-16, Xanthi, Greece, pages 8.
 55. Park, J., Im, S., Sung, H., and Park, J., (2015). PIV Measurements of Flow Around an Arbitrarily Moving Free Surface, *Experiments in Fluids*, 56:56, Springer, pp. 1-16, doi: 10.1007/s00348-015-1920-z.
 56. Peterka, A., (1984). Hydraulic Design of Stilling Basins and Energy Dissipators, *A Water Resources Technical Publication, Engineering Monograph No. 25*, Eighth Printing, United States Department of the Interior Bureau of Reclamation, pp. 1-240.
 57. Quraishi, A., and Al-Brahim, A.M., (1992). Hydraulic Jump in Sloping Channel with Positive or Negative Step, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 30, N° 6, pp. 769-782.
 58. Raffel, M., Willert, C., Wereley, S., and Kompenhans, J., (2007). *Particle Image Velocimetry-A Practical Guide*, Second Edition, Springer.
 59. Rajaratnam, N., and Ortiz, N., (1977). Hydraulic Jumps and Waves at Abrupt Drops, *Journal of the Hydraulics Division*, Proceedings of the American Society of Civil Engineers, Vol. 103, N° HY 4, April, pp. 381-394.
 60. Ram, K., and Prasad, R., (1998). Spatial B-Jump at Sudden Channel Enlargements with

-
- Abrupt Drop, *Journal of Hydraulic Engineering*, Vol. 124, No. 6, June, pp. 643-646.
61. Riazi, R., and Bajestan, M., (2014). Analysis Location of Pressure Fluctuation in Hydraulic Jump Over Roughened Bed with Negative Step, *Bull. Env. Pharmacol. Life Sci.*, Vol 3 (4), Academy for Environment and Life Sciences, India, March, pp. 103-110.
 62. Richardson, J., (1997). Control of Hydraulic Jump by Abrupt Drop, Energy and Water: Sustainable Development, Theme D: Water for a Changing Global Community, *The 27th Congress of the International Association for Hydraulic Research*, August 10-15, San Francisco, California, United States, pp. 625-630.
 63. Sharp, J., (1974). Observations on Hydraulic Jumps at Rounded Step, Journal of the Hydraulics Division, *Proceedings of the American Society of Civil Engineers*, Vol. 100, N^o HY6, June, pp. 787-795.
 64. Simsek, O., Soydan, N., Gumus, V., Akoz, M., and Kirkgoz, M., (2015). Numerical Modeling of B-Type Hydraulic Jump at an Abrupt Drop, *Digest 2015*, December 2015, pp. 1915-1939.
 65. Sunik, S.M., (2009). Tailwater Level Effect on Flow Conditions at an Abrupt Drop, *Seminar Nasional Aplikasi Teknologi Prasarana Wilayah*, pp. A-263-A-270.
 66. Szymkiewicz, R., (2010). *Numerical Modeling in Open Channel Hydraulics*, Springer.
 67. Thielicke, W., and Stamhuis, E., (2014). PIVlab – Towards User-friendly, Affordable and Accurate Digital Particle Image Velocimetry in MATLAB, *Journal of Open Research Software*, 2: e30, pp.1-10, doi: <http://dx.doi.org/10.5334/jors.bl>.
 68. Tokyay, D., N., Altan-Sakarya, B., A., and Eski, E., (2008). Numerical Simulation of Minimum B-Jumps at Abrupt Drops, *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, 56, pp. 1605-1623, doi: 10.1002/fld.1551.
 69. Uchida, T., (2018). An Enhanced Depth-Integrated Model for Flows Over a Negative Step with Hydraulic Jump, *E3S Web of Conferences 40*, 05017, River Flow 2018, pages 8, <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20184005017>.
 70. Viti, N.; Valero, D.; Gualtieri, C. (2019). Numerical Simulation of Hydraulic Jumps. Part 2: Recent Results and Future Outlook, *Water*, Vol. 11, Issue: 1, 28, pp. 1-18, <https://doi.org/10.3390/w11010028>.
 71. Wilcox, D., (1994). *Turbulence Modeling for CFD*, DCW Industries, Inc. La Canada,
-

California.

72. Willert, C., and Gharib, M., (1991). Digital Particle Image Velocimetry, *Experiments in Fluids*, 10, pp. 181-193.
73. Yausda, Y., Takahashi, M., and Ohtsu, I., (2005). Discussion of Tailwater Level Effects on Flow Conditions at an Abrupt Drop, *Journal of Hydraulic Research*, Vol. 43, N^o 2, pp. 217-224.
74. Zhang, C., Vasilevskis, S., and Kozlowski, B., (2018). *Particle Image Velocimetry: User Guide*. Department of Civil Engineering, Aalborg University, Denmark, DCE Technical reports No. 237.

Ελληνικές

75. Δημητρίου, Ι., (1997). *Ρευστομηχανική*, Τεύχος 1-Εισαγωγή, Αθήνα.
76. Δημητρίου, Ι., και Δημητρίου, Δ., (2004). *Πειραματική Υδραυλική και Υδραυλικές Μετρήσεις*, Δεύτερη Έκδοση, Εκδότης: Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
77. Δημητρίου, Ι., (2005). *Εφαρμοσμένη Υδραυλική, Τεύχος Α Εισαγωγή*, Εκδότης: Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.
78. Νουτσόπουλος, Γ. και Χριστοδούλου, Γ., (1996). *Μαθήματα Μηχανικής των Ρευστών για Πολιτικούς Μηχανικούς*, Α' Έκδοση-ΕΜ Πολυτεχνείο.
79. Νουτσόπουλος, Γ., Χριστοδούλου, Γ. και Παπαθανασιάδης, Τ., (2007). *Υδραυλική Ανοικτών Αγωγών*, Εκδόσεις Φουντάς.
80. Παπανικολάου, Π., (2017). *Στοιχεία Μόνιμης Ροής σε Αγωγούς με Ελεύθερη Επιφάνεια*, Διδακτικές Σημειώσεις, Έκδοση 5, Σχολή Πολιτικών Μηχανικών Ε.Μ.Π.

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ

ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΑ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ ΚΑΙ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΣΥΝΕΔΡΙΑ ΑΠΟ ΤΗ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

1. Eugene Retsinis and Panos Papanicolaou, (2022). Supercritical Flow over a Submerged Vertical Negative Step, *Hydrology, Special Issue: Advances in Flow Modeling for Water Resources and Hydrological Engineering*, MDPI, Vol. 9, Issue 5, 74, April 2022, pp. 1-33, <https://doi.org/10.3390/hydrology9050074>.
2. Eugene Retsinis and Panayiotis Papanicolaou, (2020). Numerical and Experimental Study of Classical Hydraulic Jump, *Water, Special Issue: Shallow Water Equations in Hydraulics: Modeling, Numerics and Applications*, MDPI, Vol. 12, Issue 6, 1766, June 2020, pp. 1-16, <https://doi.org/10.3390/w12061766>.
3. Eugene Retsinis and Panos Papanicolaou, (2022). Velocity Measurements in Transient Flow Downstream of a Submerged Vertical Drop, *7th IAHR Europe Congress, Innovative Water Management in a Changing Climate*, September 7th-9th, Athens, Greece, (accepted for oral presentation).

ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΑ ΠΕΡΙΟΔΙΚΑ ΚΑΙ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΣΥΝΕΔΡΙΑ ΣΕ ΕΥΡΥΤΕΡΟ ΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΟ ΠΕΛΙΟ

1. Eugene Retsinis and Panos Papanicolaou, (2021). A Comparison Between Finite Volume and Finite Difference Method for Lid Driven Cavity Flow, *10th GRACM International Congress on Computational Mechanics*, July 5-7, Athens, Greece, orally presented.
2. Eugene Retsinis, Erna Daskalaki and Panayiotis Papanicolaou, (2020). Dynamic Flood Wave Routing in Prismatic Channels with Hydraulic and Hydrologic Methods, *Journal of Water Supply: Research and Technology-AQUA*, IWA Publishing, Vol. 69, Issue 3, May 2020, pp. 276-287, <https://doi.org/10.2166/aqua.2019.091>.

-
3. Eugene Retsinis, Erna Daskalaki and Panayiotis Papanicolaou, (2018). Hydraulic and Hydrologic Analysis of Unsteady Flow in Prismatic Open Channel Flow, *Journal of Proceedings*, MDPI, Vol. 2, Issue 11, 571, August 2018, pp. 1-11, <https://doi.org/10.3390/proceedings2110571>.
 4. Eugene Retsinis, Erna Daskalaki and Panayiotis Papanicolaou, (2018). Hydraulic and Hydrologic Analysis of Unsteady Flow in Prismatic Open Channel Flow, *3rd International Conference EWaS Insights on the Water-Energy-Food Nexus*, June 27-30, Lefkada Island, Greece, orally presented. (ίδια με την δημοσίευση με αριθμηση 3)

Η σελίδα αυτή παραμένει κενή.

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ-APPENDICES

A.1 Measurements of the classical hydraulic jump

Experimental measurements regarding the conjugate depths upstream and downstream of the jump y_1 and y_2 respectively (Figure A.1), are shown in Table A.1 along with discharge Q .

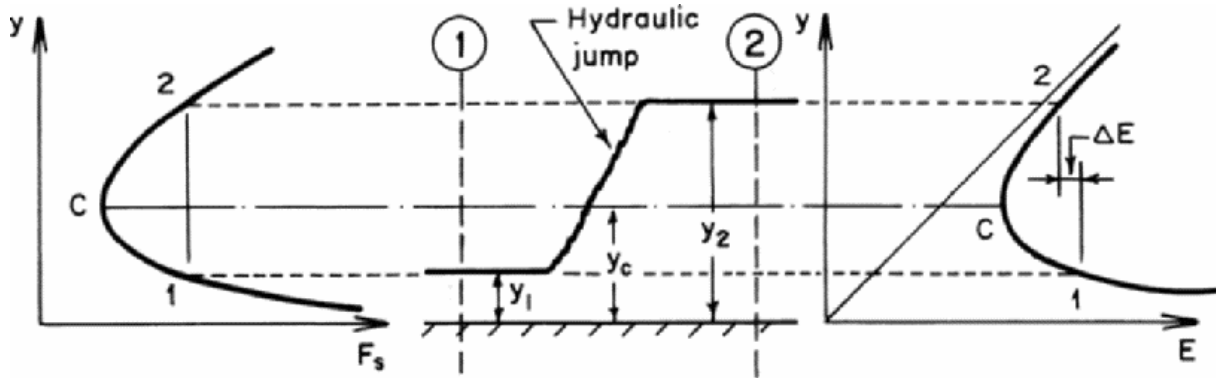


Figure A.1 Classical hydraulic jump showing the conjugate depths, y_1 and y_2 (Chaudhry, 2008).

Table A.1 Experimental measurements of the classical hydraulic jump.

No	Q (L/s)	y_1 (mm)	y_2 (mm)	No	Q (L/s)	y_1 (mm)	y_2 (mm)
1	3.84	10.0	63.3	25	9.01	21.0	105.0
2	5.43	12.3	81.4	26	9.01	22.6	105.0
3	5.43	12.3	80.5	27	9.79	28.6	101.3
4	5.43	11.9	89.5	28	9.79	27.3	96.1
5	5.43	17.2	69.6	29	9.79	32.4	90.8
6	5.43	18.2	69.4	30	10.52	22.9	114.6
7	7.19	16.2	90.6	31	10.52	27.6	111.1
8	7.19	17.4	78.8	32	10.52	29.3	105.8
9	7.19	18.5	81.0	33	10.52	27.4	112.8
10	7.19	19.8	78.0	34	11.84	26.7	116.5
11	7.68	17.6	100.0	35	11.84	23.5	119.7
12	7.68	19.7	85.0	36	11.84	26.8	116.9
13	7.68	21.3	80.0	37	11.84	31.6	113.2
14	6.07	17.4	73.5	38	13.58	31.9	133.5
15	6.07	21.7	68.2	39	13.58	23.5	142.7
16	6.07	21.5	75.0	40	13.58	26.8	133.0
17	7.19	21.6	82.7	41	14.12	28.5	145.3
18	7.19	23.6	74.1	42	14.12	27.0	148.3
19	7.19	21.5	80.4	43	14.12	27.8	143.5
20	7.19	17.8	83.2	44	14.12	28.5	140.9
21	8.15	21.5	100.5	45	14.88	29.3	151.3
22	8.15	19.2	101.2	46	14.88	30.5	144.5
23	8.15	23.5	89.5	47	14.88	30.8	140.3
24	9.01	22.7	97.6	48	14.88	32.3	137.4

No	Q (L/s)	y ₁ (mm)	y ₂ (mm)	No	Q (L/s)	y ₁ (mm)	y ₂ (mm)
49	9.79	34.3	83.8	73	16.07	33.9	145.1
50	9.79	32.0	84.4	74	16.75	34.2	157.2
51	9.79	36.3	85.7	75	16.75	34.1	151.7
52	10.87	29.4	95.7	76	16.75	34.9	151.3
53	10.87	35.9	90.6	77	16.75	39.2	147.4
54	10.87	36.7	85.0	78	18.02	34.5	164.5
55	10.87	34.7	77.2	79	18.02	29.5	169.4
56	12.15	33.5	108.8	80	18.02	34.7	163.2
57	12.15	30.0	109.8	81	18.02	33.1	162.6
58	12.15	38.2	106.7	82	18.42	30.1	175.3
59	12.15	37.7	105.9	83	18.42	34.8	172.1
60	13.03	31.2	119.3	84	18.42	31.8	174.5
61	13.03	28.0	120.8	85	14.63	39.4	113.9
62	13.03	33.0	116.0	86	14.63	36.0	117.5
63	13.85	29.9	125.9	87	14.63	40.6	113.8
64	13.85	34.5	124.6	88	14.63	41.8	108.4
65	13.85	38.0	119.5	89	15.37	36.4	126.3
66	13.85	33.2	116.9	90	15.37	41.4	123.2
67	14.63	32.3	131.4	91	15.37	43.0	117.7
68	14.63	32.7	135.5	92	15.37	43.3	113.2
69	14.63	32.2	132.8	93	15.37	47.3	113.4
70	14.63	39.4	128.8	94	7.68	15.0	105.0
71	16.07	29.0	152.5	95	7.68	18.8	99.0
72	16.07	30.0	149.5	96	7.68	19.1	105.2

For each experiment in Table A.1 the free surface profile of the jump was measured (96 free surface profile measurements). Six free surface profile measurements of the classical hydraulic jump for various Froude numbers Fr_1 are shown in Table A.2 (flow depth y versus the longitudinal distance x) for Froude numbers $Fr_1=2.44, 3.06, 3.40, 4.03, 4.48$ and 5.38 (in parentheses is mentioned the serial number of experiments in Table A.1). They were used for comparison with computation of the free surface profile.

Table A.2 Free surface profile measurements of six hydraulic jumps.

Fr₁=2.44 (No: 15)		Fr₁=3.06 (No: 38)		Fr₁=3.40 (No: 14)	
x (m)	y (m)	x (m)	y (m)	x (m)	y (m)
0.00	0.0217	0.00	0.0319	0.00	0.0174
0.20	0.0210	1.44	0.0319	0.10	0.0173
0.40	0.0208	1.47	0.0320	0.20	0.0172
0.60	0.0206	1.50	0.0350	0.30	0.0173
0.80	0.0205	1.60	0.0600	0.36	0.0174
0.88	0.0217	1.70	0.0850	0.38	0.0180
0.90	0.0240	1.80	0.1050	0.40	0.0190
0.93	0.0300	1.90	0.1150	0.43	0.0250
0.97	0.0400	2.00	0.1250	0.49	0.0390
0.99	0.0500	2.10	0.1300	0.54	0.0500
1.00	0.0550	2.15	0.1320	0.59	0.0600
1.01	0.0600	2.20	0.1330	0.64	0.0650
1.05	0.0630	2.22	0.1335	0.69	0.0680
1.10	0.0650	5.20	0.1335	0.74	0.0700
1.20	0.0660	-	-	0.77	0.0730
1.30	0.0670	-	-	0.79	0.0735
1.33	0.0682	-	-	5.20	0.0735
5.20	0.0682	-	-	-	-

Table A.2 (continued) Free surface profile measurements of the classical hydraulic jump.

Fr₁=4.03 (No: 8)		Fr₁=4.48 (No: 7)		Fr₁=5.38 (No: 4)	
x (m)	y (m)	x (m)	y (m)	x (m)	y (m)
0.00	0.0174	0.00	0.0162	0.00	0.0119
0.20	0.0172	0.20	0.0159	0.10	0.0117
0.40	0.0170	0.40	0.0154	0.20	0.0114
0.60	0.0169	0.60	0.0150	0.30	0.0110
0.80	0.0168	0.80	0.0155	0.40	0.0111
1.00	0.0167	1.00	0.0158	0.50	0.0118
1.20	0.0165	1.10	0.0162	0.51	0.0119
1.34	0.0174	1.15	0.0200	0.55	0.0220
1.35	0.0200	1.16	0.0300	0.58	0.0320
1.40	0.0300	1.17	0.0400	0.65	0.0550
1.44	0.0400	1.18	0.0420	0.70	0.0650
1.49	0.0500	1.19	0.0450	0.75	0.0750
1.54	0.0600	1.20	0.0500	0.80	0.0800
1.59	0.0650	1.24	0.0600	0.90	0.0850
1.64	0.0690	1.34	0.0720	0.95	0.0860
1.69	0.0750	1.40	0.0820	0.96	0.0870
1.74	0.0770	1.50	0.0900	0.97	0.0880
1.80	0.0780	1.64	0.0906	0.98	0.0895
1.83	0.0788	5.20	0.0906	5.20	0.0895
5.20	0.0788	-	-	-	-

A.2 Measurements of flow depths and pressure head of jumps in the region of the step

Experimental measurements of the flow depths upstream and downstream the jump y_1 and y_2 respectively, the discharge, Q , as well as the pressure head $p/\rho g$ measured at three piezometers K1, K2 and K3 located at vertical distances 70, 45 and 20 mm from the bottom (see Figure 10 in Extended Abstract) are presented in Table A.3. The pressure head measurements $p/\rho g$ at 21 piezometers at the bottom of the channel downstream of the step are shown in Table A.4.

Table A.3 Experimental measurements of the flow depths, the discharge and pressure head $p/\rho g$ at piezometers K1, K2, K3 at the face of the step.

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y_1 (cm)	y_2 (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
26	10.3	11.34	supercritical flow	-	-	-0.6	1.7	4.6
42	10.3	10.39	supercritical flow	-	-	-0.4	1.8	4.7
57	10.3	9.39	supercritical flow	-	-	-0.6	1.8	4.7
74	10.3	8.06	supercritical flow	-	-	-0.4	1.9	4.7
148	10.3	13.77	supercritical flow	-	-	-0.1	2.3	4.7
168	10.3	16.05	supercritical flow	-	-	-0.6	2.0	4.6
190	10.3	17.00	supercritical flow	-	-	-0.7	1.6	3.8
201	10.3	16.30	supercritical flow	-	-	-1.2	1.8	4.3
219	10.3	17.51	supercritical flow	-	-	-1.8	1.3	3.8
240	10.3	11.71	supercritical flow	-	-	-1.7	-0.5	2.2
241	10.3	10.32	supercritical flow	-	-	-1.8	0.1	2.3
255	10.3	8.47	supercritical flow	-	-	-1.5	0.7	3.3
270	10.3	7.58	supercritical flow	-	-	-1.3	1.1	3.9
291	10.3	7.05	supercritical flow	-	-	0.0	0.0	0.0
1	10.3	12.59	minimum B jump	2.70	14.75	-0.7	1.9	4.5
14	10.3	12.47	minimum B jump	2.70	15.53	-0.1	2.7	5.1
15	10.3	13.31	minimum B jump	2.70	15.80	-1.1	1.8	4.4
25	10.3	13.28	minimum B jump	2.70	16.41	0.2	3.4	5.2
27	10.3	11.04	minimum B jump	2.70	14.10	-0.2	2.3	5.2
41	10.3	10.98	minimum B jump	2.70	14.38	0.3	2.9	5.6
43	10.3	10.10	minimum B jump	2.70	13.08	-0.2	2.3	5.0
56	10.3	10.10	minimum B jump	2.70	12.85	-0.3	1.9	4.7
58	10.3	9.15	minimum B jump	2.70	12.12	-0.5	2.1	4.8

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y1 (cm)	y2 (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
73	10.3	9.11	minimum B jump	2.70	11.99	-0.3	2.2	4.9
75	10.3	7.70	minimum B jump	2.70	10.76	-0.3	2.2	4.9
90	10.3	7.70	minimum B jump	2.70	10.72	-0.3	2.2	4.9
91	10.3	15.01	minimum B jump	2.60	17.65	-1.2	1.6	4.4
105	10.3	14.99	minimum B jump	2.60	18.09	-0.6	2.0	4.4
106	10.3	11.58	minimum B jump	2.20	16.36	-0.8	2.0	4.5
125	10.3	11.51	minimum B jump	2.10	16.54	-0.1	2.5	4.9
149	10.3	13.30	minimum B jump	3.20	15.26	0.4	2.8	5.1
167	10.3	13.30	minimum B jump	3.20	15.21	0.3	2.8	5.5
169	10.3	15.72	minimum B jump	3.10	17.35	-0.1	2.4	4.9
189	10.3	15.72	minimum B jump	3.10	16.97	-0.4	2.3	4.6
191	10.3	16.66	minimum B jump	3.00	17.85	-0.6	1.6	4.2
202	10.3	16.01	minimum B jump	3.10	17.94	-0.6	3.0	5.4
218	10.3	15.98	minimum B jump	3.10	17.41	0.3	2.3	4.7
220	10.3	17.11	minimum B jump	3.00	18.36	-1.2	1.8	4.3
225	10.3	11.23	minimum B jump	1.80	15.52	-1.6	0.4	3.2
239	10.3	11.21	minimum B jump	1.80	15.69	-1.6	0.4	3.2
242	10.3	9.88	minimum B jump	2.00	14.42	-1.0	1.7	3.7
254	10.3	9.83	minimum B jump	2.00	14.18	-1.2	1.5	3.9
256	10.3	8.11	minimum B jump	2.00	12.59	-0.6	2.0	4.7
269	10.3	8.03	minimum B jump	1.90	12.49	-0.6	1.9	4.7
271	10.3	7.24	minimum B jump	2.00	11.24	-0.9	1.5	4.3
276	10.3	6.77	minimum B jump	1.40	12.94	-0.8	1.4	3.7
290	10.3	6.73	minimum B jump	1.40	13.09	-0.3	1.8	4.2
2	10.3	12.47	B jump	2.70	17.75	2.4	5.2	7.8
11	10.3	12.32	B jump	2.70	19.09	4.9	7.8	9.6
12	10.3	12.41	B jump	2.70	18.17	3.7	6.8	8.5
13	10.3	12.41	B jump	2.70	17.74	3.0	5.9	7.7
16	10.3	13.26	B jump	2.70	18.35	2.0	5.5	7.8
23	10.3	13.20	B jump	2.70	19.14	3.4	6.8	8.9
24	10.3	13.20	B jump	2.70	18.63	3.0	5.9	8.2
28	10.3	10.91	B jump	2.70	16.35	2.3	5.3	7.7
29	10.3	10.87	B jump	2.70	16.97	2.8	6.1	8.4
39	10.3	10.87	B jump	2.70	17.43	3.3	6.8	9.1
40	10.3	10.84	B jump	2.70	17.12	3.1	6.4	8.7

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
44	10.3	9.92	B jump	2.70	15.88	2.4	5.7	8.1
54	10.3	9.92	B jump	2.70	16.34	3.0	6.3	8.7
55	10.3	9.95	B jump	2.70	15.67	2.4	5.3	7.8
59	10.3	8.95	B jump	2.70	14.43	1.6	4.8	7.2
60	10.3	8.91	B jump	2.70	15.05	2.0	5.5	7.8
71	10.3	8.79	B jump	2.70	15.52	2.6	6.3	8.6
72	10.3	8.83	B jump	2.70	14.96	2.4	5.6	8.0
76	10.3	7.52	B jump	2.70	13.54	1.6	4.8	7.3
77	10.3	7.47	B jump	2.70	13.87	1.9	5.3	7.7
78	10.3	7.47	B jump	2.70	14.36	2.2	5.8	8.1
89	10.3	7.42	B jump	2.70	13.97	2.3	5.5	7.8
92	10.3	15.01	B jump	2.60	18.37	0.0	2.7	5.2
93	10.3	14.99	B jump	2.60	19.15	1.2	3.7	6.2
94	10.3	14.96	B jump	2.60	19.76	2.4	4.6	7.4
103	10.3	14.89	B jump	2.60	20.26	2.7	5.3	7.7
104	10.3	14.94	B jump	2.60	19.23	1.4	4.3	6.4
107	10.3	11.54	B jump	2.10	16.95	-0.4	2.8	5.2
108	10.3	11.49	B jump	2.10	17.45	0.1	3.7	6.2
109	10.3	11.43	B jump	2.10	18.03	0.7	4.8	7.0
120	10.3	11.34	B jump	2.10	19.77	4.9	7.1	9.5
121	10.3	11.36	B jump	2.10	19.41	4.1	6.4	8.8
122	10.3	11.36	B jump	2.10	18.80	3.1	5.3	7.9
123	10.3	11.40	B jump	2.10	18.44	2.4	4.5	7.2
124	10.3	11.45	B jump	2.10	17.65	1.4	3.8	6.2
126	10.3	7.86	B jump	1.50	14.83	0.1	2.6	5.2
127	10.3	7.84	B jump	1.50	15.31	0.2	2.8	5.4
128	10.3	7.83	B jump	1.50	15.88	0.7	3.4	5.9
143	10.3	7.74	B jump	1.50	17.15	3.4	5.7	8.2
144	10.3	7.75	B jump	1.50	16.84	3.0	5.0	7.6
145	10.3	7.77	B jump	1.50	16.33	2.3	4.3	7.0
146	10.3	7.78	B jump	1.50	15.74	1.2	3.3	5.7
147	10.3	7.80	B jump	1.50	15.12	0.7	2.9	5.2
150	10.3	13.26	B jump	3.20	16.26	1.4	3.9	6.1
151	10.3	13.21	B jump	3.10	16.85	2.3	4.8	7.1
152	10.3	13.30	B jump	3.20	17.81	3.5	6.0	8.1

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y1 (cm)	y2 (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
165	10.3	13.21	B jump	3.20	18.63	5.0	7.5	9.9
166	10.3	13.21	B jump	3.20	18.03	4.1	6.6	9.0
170	10.3	15.76	B jump	3.10	18.37	1.3	3.8	6.2
171	10.3	15.65	B jump	3.10	19.11	2.5	5.0	7.3
172	10.3	15.72	B jump	3.10	19.87	3.8	6.2	8.3
186	10.3	15.54	B jump	3.10	20.88	5.3	7.8	10.2
187	10.3	15.54	B jump	3.10	20.42	4.6	7.1	9.4
188	10.3	15.61	B jump	3.10	19.99	3.9	6.4	8.7
192	10.3	16.76	B jump	3.00	18.89	0.7	3.3	5.7
193	10.3	16.73	B jump	3.00	19.90	1.9	4.7	7.1
194	10.3	16.66	B jump	3.00	20.54	3.1	5.6	8.0
203	10.3	15.98	B jump	3.10	18.80	0.4	4.4	6.7
204	10.3	15.91	B jump	3.10	19.41	1.9	4.9	7.3
205	10.3	15.91	B jump	3.10	20.09	2.7	6.1	8.5
221	10.3	17.07	B jump	3.00	18.38	0.0	3.5	5.9
226	10.3	11.19	B jump	1.80	16.69	-0.3	1.8	5.1
227	10.3	11.19	B jump	1.80	16.40	0.5	3.0	5.3
236	10.3	11.13	B jump	1.80	16.61	0.4	3.3	6.5
237	10.3	11.15	B jump	1.80	17.02	0.0	2.7	5.6
238	10.3	11.19	B jump	1.80	16.25	-1.1	1.7	4.5
243	10.3	9.83	B jump	2.00	15.05	-0.2	2.3	4.5
244	10.3	9.81	B jump	2.00	15.70	0.5	3.2	5.2
251	10.3	9.77	B jump	2.00	15.82	0.9	3.3	5.6
252	10.3	9.75	B jump	2.00	15.44	0.4	3.0	5.4
253	10.3	9.79	B jump	2.00	14.95	-0.3	2.3	4.6
257	10.3	8.11	B jump	1.90	13.13	0.0	2.5	5.2
258	10.3	8.03	B jump	2.00	13.70	0.4	3.1	5.7
267	10.3	7.88	B jump	2.00	14.64	1.8	4.5	6.9
268	10.3	7.93	B jump	2.00	14.00	0.9	3.6	6.1
273	10.3	7.09	B jump	2.00	13.51	1.5	3.9	6.5
277	10.3	6.76	B jump	1.40	13.44	-0.1	2.4	4.9
278	10.3	6.72	B jump	1.40	13.74	0.2	2.5	5.1
289	10.3	6.67	B jump	1.40	14.57	1.0	3.5	6.0
215	10.3	15.83	B jump	3.10	21.02	4.5	7.8	10.2
216	10.3	15.83	B jump	3.10	20.41	3.7	6.8	9.2

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
217	10.3	15.87	B jump	3.10	19.73	2.9	5.5	7.9
3	10.3	12.35	Wave train	2.70	19.94	4.0	8.3	10.9
10	10.3	12.32	Wave train	2.70	19.92	6.3	9.2	11.1
17	10.3	13.17	Wave train	2.70	20.82	4.1	9.2	11.2
22	10.3	13.09	Wave train	2.70	20.54	6.6	8.1	11.0
30	10.3	10.84	Wave train	2.70	18.07	3.5	7.7	9.8
38	10.3	10.74	Wave train	2.70	19.15	4.7	9.4	11.6
173	10.3	15.50	Wave train	3.10	21.61	6.7	9.1	11.4
185	10.3	15.50	Wave train	3.10	21.45	6.5	8.9	10.9
206	10.3	15.76	Wave train	3.10	21.67	5.0	9.1	11.3
259	10.3	7.85	Wave train	2.00	16.64	4.4	6.9	9.2
265	10.3	7.71	Wave train	2.00	17.83	6.6	9.2	11.5
272	10.3	7.00	Wave train	2.00	15.70	4.3	6.8	9.1
129	10.3	7.75	Wave train	1.50	17.98	3.7	7.3	9.3
46	10.3	9.84	Wave train	2.70	18.38	4.2	9.3	11.3
52	10.3	9.77	Wave train	2.70	18.72	4.9	9.8	12.1
62	10.3	8.70	Wave train	2.70	17.29	3.7	8.7	10.8
63	10.3	8.62	Wave train	2.70	18.22	4.7	10.1	12.2
68	10.3	8.54	Wave train	2.70	18.48	6.2	10.7	12.9
69	10.3	8.62	Wave train	2.70	17.65	4.4	9.4	11.6
80	10.3	7.23	Wave train	2.70	16.67	3.9	9.1	11.2
86	10.3	7.14	Wave train	2.70	16.95	5.2	9.7	11.9
95	10.3	14.76	Wave train	2.60	22.14	4.8	9.3	11.2
102	10.3	14.79	Wave train	2.60	22.81	7.4	10.0	12.2
110	10.3	11.32	Wave train	2.10	20.07	4.0	8.0	9.9
119	10.3	11.32	Wave train	2.10	20.58	6.4	8.7	10.8
141	10.3	7.67	Wave train	1.50	19.37	7.3	9.5	11.6
142	10.3	7.69	Wave train	1.50	18.97	6.5	8.8	10.9
154	10.3	13.17	Wave train	3.20	19.77	6.9	9.3	11.4
155	10.3	13.13	Wave train	3.20	20.43	7.9	10.4	12.5
163	10.3	13.13	Wave train	3.20	20.51	7.9	10.3	12.7
174	10.3	15.39	Wave train	3.10	22.30	7.9	10.3	12.6
184	10.3	15.54	Wave train	3.10	22.04	7.7	9.9	12.2
195	10.3	16.55	Wave train	3.00	22.63	7.4	9.5	12.0
214	10.3	15.76	Wave train	3.10	22.54	6.4	10.4	12.6

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
222	10.3	16.83	Wave train	3.00	23.09	6.5	9.7	11.7
228	10.3	11.04	Wave train	1.80	20.37	5.4	7.8	10.7
235	10.3	10.96	Wave train	1.80	20.82	6.7	8.8	11.7
245	10.3	9.64	Wave train	2.00	18.72	5.2	7.6	9.1
250	10.3	9.59	Wave train	2.10	18.56	5.2	7.6	9.0
279	10.3	6.60	Wave train	1.40	17.18	4.9	7.6	9.8
288	10.3	6.55	Wave train	1.40	17.68	6.0	8.4	10.8
84	10.3	7.09	Wave train	2.70	17.77	6.5	10.8	13.1
85	10.3	7.14	Wave train	2.70	17.30	5.8	10.2	12.4
45	10.3	9.92	Wave train	2.70	17.12	3.4	7.4	9.6
53	10.3	9.84	Wave train	2.70	17.57	4.1	8.2	10.2
61	10.3	8.83	Wave train	2.70	16.15	2.9	7.1	9.2
70	10.3	8.70	Wave train	2.70	16.30	3.4	7.4	9.6
79	10.3	7.42	Wave train	2.70	14.94	2.6	6.7	8.8
87	10.3	7.33	Wave train	2.70	15.26	3.3	7.2	9.3
88	10.3	7.38	Wave train	2.70	14.73	2.5	6.3	8.6
153	10.3	13.17	Wave train	3.20	19.16	5.6	8.0	10.1
164	10.3	13.17	Wave train	3.20	19.28	5.8	8.3	10.7
266	10.3	7.82	Wave train	2.00	16.35	4.4	6.9	9.2
4	10.3	12.23	Wave jump	2.70	21.86	7.8	11.9	14.6
5	10.3	12.26	Wave jump	2.70	22.96	9.7	13.7	16.5
8	10.3	12.23	Wave jump	2.70	23.20	10.1	13.9	17.0
9	10.3	12.20	Wave jump	2.70	22.57	9.5	13.3	16.6
18	10.3	12.94	Wave jump	2.70	23.15	10.4	13.7	16.2
21	10.3	13.06	Wave jump	2.70	23.77	12.0	14.9	17.6
31	10.3	10.70	Wave jump	2.70	19.77	5.3	10.7	13.2
32	10.3	10.74	Wave jump	2.70	20.19	6.4	11.5	13.6
33	10.3	10.70	Wave jump	2.70	21.16	8.9	13.4	15.4
36	10.3	10.70	Wave jump	2.70	21.02	9.0	13.1	15.2
37	10.3	10.70	Wave jump	2.70	20.66	7.8	12.4	14.4
47	10.3	9.73	Wave jump	2.70	19.81	7.4	11.9	14.0
48	10.3	9.73	Wave jump	2.70	20.15	8.0	12.7	14.7
51	10.3	9.69	Wave jump	2.70	19.98	8.1	12.3	14.5
64	10.3	8.54	Wave jump	2.70	19.07	6.5	11.7	13.8
67	10.3	8.49	Wave jump	2.70	19.04	7.5	11.8	13.9

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
81	10.3	7.18	Wave jump	2.70	17.71	5.5	10.7	12.8
96	10.3	14.68	Wave jump	2.60	24.33	8.8	13.5	15.8
97	10.3	14.66	Wave jump	2.60	24.99	9.8	15.0	17.2
98	10.3	14.55	Wave jump	2.60	25.48	11.8	16.4	18.7
101	10.3	14.63	Wave jump	2.60	25.14	10.9	15.5	17.7
111	10.3	11.23	Wave jump	2.10	22.15	7.9	12.0	14.1
112	10.3	11.21	Wave jump	2.10	22.75	8.8	12.8	15.1
113	10.3	11.15	Wave jump	2.10	23.32	10.2	14.1	16.3
116	10.3	11.15	Wave jump	2.10	23.55	11.5	14.9	17.3
117	10.3	11.13	Wave jump	2.10	23.03	10.9	13.8	16.1
118	10.3	11.21	Wave jump	2.10	22.64	10.0	12.8	15.0
130	10.3	7.65	Wave jump	1.50	19.99	7.4	10.8	12.8
131	10.3	7.64	Wave jump	1.50	20.39	8.1	11.6	13.7
132	10.3	7.63	Wave jump	1.50	20.91	9.0	12.4	14.7
133	10.3	7.59	Wave jump	1.50	21.42	10.0	13.5	15.7
136	10.3	7.59	Wave jump	1.50	21.54	10.8	14.0	16.1
137	10.3	7.60	Wave jump	1.50	21.22	10.4	13.3	15.5
138	10.3	7.62	Wave jump	1.50	20.93	9.9	12.7	14.8
139	10.3	7.62	Wave jump	1.50	20.64	9.4	12.1	14.3
140	10.3	7.65	Wave jump	1.50	20.05	8.6	11.0	13.2
156	10.3	13.21	Wave jump	3.20	21.31	9.5	12.0	14.1
157	10.3	13.08	Wave jump	3.20	21.86	10.7	13.1	15.3
158	10.3	13.04	Wave jump	3.20	22.54	11.7	14.2	16.4
161	10.3	13.08	Wave jump	3.30	22.29	11.4	13.9	16.2
162	10.3	13.08	Wave jump	3.20	21.85	10.8	13.3	15.6
175	10.3	15.46	Wave jump	3.10	22.95	9.4	11.9	14.2
176	10.3	15.50	Wave jump	3.10	23.69	11.0	13.5	15.8
177	10.3	15.39	Wave jump	3.10	24.24	12.2	14.6	17.0
180	10.3	15.39	Wave jump	3.10	24.33	12.4	14.8	17.1
181	10.3	15.42	Wave jump	3.10	23.83	11.5	13.9	16.2
182	10.3	15.42	Wave jump	3.10	23.25	10.3	12.7	15.0
183	10.3	15.46	Wave jump	3.10	22.84	9.1	11.4	13.9
196	10.3	16.52	Wave jump	3.00	23.54	8.7	11.1	13.2
197	10.3	16.52	Wave jump	3.00	24.23	10.3	12.8	15.1
198	10.3	16.44	Wave jump	3.00	25.00	12.3	14.7	17.0

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
199	10.3	16.44	Wave jump	3.00	25.61	13.4	15.8	18.1
207	10.3	15.69	Wave jump	3.10	23.24	7.7	12.2	14.5
208	10.3	15.61	Wave jump	3.10	24.07	9.4	13.8	16.1
209	10.3	15.69	Wave jump	3.10	24.73	10.8	15.3	17.5
212	10.3	15.72	Wave jump	3.20	24.39	10.2	14.6	17.0
213	10.3	15.65	Wave jump	3.20	23.81	8.9	13.3	15.7
223	10.3	16.80	Wave jump	3.00	25.75	12.4	15.8	18.0
229	10.3	10.94	Wave jump	1.80	22.07	9.5	11.8	14.2
230	10.3	10.82	Wave jump	1.80	23.09	11.4	13.9	16.2
233	10.3	10.80	Wave jump	1.80	23.11	11.8	14.3	16.5
234	10.3	10.84	Wave jump	1.80	22.76	10.6	13.0	15.6
246	10.3	9.44	Wave jump	2.00	21.57	10.9	13.4	14.7
249	10.3	9.44	Wave jump	2.10	21.53	10.9	13.3	14.7
260	10.3	7.71	Wave jump	2.00	19.18	8.8	11.3	13.6
263	10.3	7.63	Wave jump	2.00	19.31	9.2	11.7	14.1
264	10.3	7.66	Wave jump	2.00	18.89	8.4	11.0	13.3
274	10.3	6.79	Wave jump	2.00	18.30	8.4	11.0	13.3
280	10.3	6.56	Wave jump	1.40	18.37	6.9	9.4	11.7
281	10.3	6.55	Wave jump	1.40	18.79	7.8	10.3	12.6
282	10.3	6.49	Wave jump	1.40	19.64	9.1	11.7	14.0
285	10.3	6.49	Wave jump	1.40	19.56	9.1	11.7	13.9
286	10.3	6.49	Wave jump	1.40	19.05	8.3	10.7	13.1
287	10.3	6.52	Wave jump	1.40	18.68	7.4	9.9	12.2
6	10.3	12.14	A jump	2.80	23.69	10.7	14.7	18.0
7	10.3	12.14	A jump	2.80	23.49	10.3	14.5	17.8
19	10.3	12.91	A jump	2.80	24.27	13.0	15.4	18.2
20	10.3	13.03	A jump	2.80	24.07	12.9	15.3	18.1
34	10.3	10.63	A jump	2.90	21.67	10.2	14.0	16.2
35	10.3	10.70	A jump	2.90	21.45	9.9	13.7	15.8
49	10.3	9.65	A jump	2.90	20.82	9.4	13.5	15.7
50	10.3	9.65	A jump	2.80	20.61	9.4	13.3	15.5
65	10.3	8.45	A jump	2.80	19.84	8.6	12.9	15.1
66	10.3	8.45	A jump	2.80	19.58	8.6	12.8	14.9
82	10.3	7.04	A jump	2.80	18.58	7.2	12.0	14.1
83	10.3	7.04	A jump	2.80	18.33	7.2	11.8	14.0

No	d (cm)	Q (L/s)	Type of Jump	y1 (cm)	y2 (cm)	K1 (cm)	K2 (cm)	K3 (cm)
99	10.3	14.50	A jump	2.80	25.99	12.4	17.3	19.6
100	10.3	14.55	A jump	2.80	25.78	11.9	16.9	19.3
114	10.3	11.13	A jump	1.80	24.34	12.3	16.3	18.7
115	10.3	11.13	A jump	1.80	23.93	12.0	15.8	18.1
134	10.3	7.57	A jump	1.50	22.09	11.1	14.6	16.8
135	10.3	7.57	A jump	1.50	22.01	11.1	14.6	16.9
159	10.3	13.00	A jump	3.50	23.23	12.9	15.4	17.6
160	10.3	12.95	A jump	3.50	22.96	12.4	14.9	17.2
178	10.3	15.35	A jump	3.50	25.33	14.2	16.7	18.9
179	10.3	15.35	A jump	3.50	24.86	13.4	15.8	18.1
200	10.3	16.30	A jump	3.60	26.33	14.8	17.1	19.4
210	10.3	15.54	A jump	3.50	25.50	12.1	16.7	19.0
211	10.3	15.76	A jump	3.50	25.14	11.5	16.2	18.5
224	10.3	16.69	A jump	3.60	26.80	14.4	17.6	19.9
231	10.3	10.82	A jump	1.80	24.10	13.7	16.2	18.2
232	10.3	10.78	A jump	1.80	23.61	12.8	15.3	17.3
247	10.3	9.41	A jump	1.90	22.34	12.0	14.6	15.9
248	10.3	9.41	A jump	1.90	21.87	11.5	14.1	15.5
261	10.3	7.60	A jump	1.90	20.27	10.4	13.1	15.4
262	10.3	7.60	A jump	1.90	19.84	10.0	12.5	14.8
275	10.3	6.70	A jump	1.90	19.22	9.8	12.3	14.7
283	10.3	6.46	A jump	1.40	20.54	10.5	13.1	15.4
284	10.3	6.46	A jump	1.40	20.18	9.9	12.5	14.8

Table A.4 Experimental measurements of the pressure head $p/\rho g$ at 21 piezometers numbered from 16 to 36 at the bottom channel downstream the step.

No	d (cm)	Type of jump	16 (cm)	17 (cm)	18 (cm)	19 (cm)	20 (cm)	21 (cm)	22 (cm)	23 (cm)	24 (cm)	25 (cm)	26 (cm)	27 (cm)	28 (cm)	29 (cm)	30 (cm)	31 (cm)	32 (cm)	33 (cm)	34 (cm)	35 (cm)	36 (cm)
220	10.3	minimum B jump	5.6	5.4	5.1	5.4	8.9	15.9	19.2	16.3	10.9	9.1	8.2	8.2	9.9	10.9	12	13	13.5	14.3	14.8	14.8	14.8
225	10.3	minimum B jump	5.1	4.9	4.6	4.6	4.7	4.8	4.4	5.1	11.9	17.2	14.4	10.4	7.6	7.1	8.4	9.4	9.9	11.5	12.1	12.7	13.4
239	10.3	minimum B jump	5.3	5.2	4.9	4.4	4.8	4.9	4.9	5.2	13.9	16.9	14.9	9.9	7.9	6.9	8.9	10.2	10.6	11.3	12.4	13.0	13.4
242	10.3	minimum B jump	6.2	5.6	5.5	5.3	5.6	10.4	16.4	13.9	9.9	7.9	7.2	7.8	8.5	9.1	9.9	10.7	10.9	12.2	12.3	12.5	12.9
254	10.3	minimum B jump	6.1	5.4	5.4	5.2	5.7	10.2	16.4	14.4	9.4	7.8	7.1	7.4	8.3	9.0	9.9	10.6	11.3	12.0	12.1	12.3	12.7
256	10.3	minimum B jump	5.6	6.1	6.1	6.0	7.6	13.4	11.9	8.1	6.7	6.8	6.9	7.4	8.3	9.0	9.7	10.2	10.7	10.9	10.9	11.0	11.3
269	10.3	minimum B jump	5.2	6.1	6.1	5.9	7.9	13.4	11.3	7.9	6.5	6.6	6.9	7.5	8.4	8.9	9.6	10.2	10.6	10.9	10.9	11.0	11.2
271	10.3	minimum B jump	4.7	5.7	5.7	6.4	11.9	10.9	5.6	5.2	5.4	5.9	6.4	6.9	7.9	8.6	8.9	9.3	9.7	9.7	9.7	9.7	9.9
276	10.3	minimum B jump	5.7	5.6	5.3	5.5	5.5	5.5	9.9	14.9	12.4	9.4	8.1	7.9	8.1	8.4	9.4	10.2	10.7	10.9	11.2	11.4	11.6
290	10.3	minimum B jump	5.9	6.1	6.1	5.9	5.9	5.9	9.4	14.4	10.9	9.1	8.1	8.3	8.8	9.3	9.8	10.5	11.3	11.3	11.4	11.6	11.7
221	10.3	B jump	7.7	7.2	6.9	6.4	7.4	10.4	16.4	19.1	17.2	14.5	10.9	10.5	11.9	12.4	13.5	14	14.5	15.2	15.9	15.9	15.9
226	10.3	B jump	6.5	6.4	6.4	5.9	6.0	6.3	10.9	18.4	17.9	13.4	11.9	10.3	10.1	10.1	11.3	11.9	12.4	12.8	13.5	13.9	14.4
227	10.3	B jump	7.4	7.1	6.8	6.7	6.9	7.4	9.9	11.9	15.9	17.1	14.4	12.0	11.3	11.1	11.9	12.9	13.4	13.7	14.4	14.4	15.1
236	10.3	B jump	7.9	7.9	7.4	7.4	7.4	8.0	8.1	10.2	16.9	16.4	13.4	12.8	11.9	11.9	12.8	13.8	13.6	14.2	14.9	15.2	15.4
237	10.3	B jump	7.3	6.9	6.7	6.8	6.7	7.6	13.9	14.9	17.9	14.4	13.1	11.6	11.3	11.2	12.2	12.5	13.1	13.3	14.3	14.5	14.9
238	10.3	B jump	6.4	5.8	5.9	5.9	5.4	7.4	11.4	17.9	16.4	12.4	10.4	9.7	9.7	9.6	10.9	11.4	11.9	12.5	13.5	13.9	14.3
243	10.3	B jump	6.9	6.4	6.2	6.0	6.3	8.4	15.4	16.4	11.9	9.7	8.6	8.7	9.2	9.5	9.9	11.1	11.7	12.7	12.7	12.9	13.3
244	10.3	B jump	7.7	7.5	7.0	6.9	6.9	8.4	13.4	16.9	14.1	11.5	10.4	9.8	10.0	10.0	11.1	11.5	12.3	13.0	13.1	13.4	13.9
251	10.3	B jump	8.3	8.1	7.9	7.4	7.3	8.3	13.4	16.4	14.1	12.0	11.0	10.2	10.3	10.4	11.2	11.9	12.3	13.2	13.3	13.7	14.0
252	10.3	B jump	7.7	7.1	6.7	6.5	6.9	7.4	12.1	16.5	13.4	10.7	9.4	9.4	9.8	10.1	10.9	11.5	12.0	12.7	12.9	13.2	13.6
253	10.3	B jump	6.9	6.3	6.2	5.9	6.2	9.1	15.1	16.4	11.4	9.4	8.4	8.3	9.1	9.6	10.4	11.2	11.6	12.6	12.5	12.9	13.2
257	10.3	B jump	5.8	6.7	6.7	6.5	7.1	11.9	13.8	10.4	8.1	7.5	7.6	8.1	8.7	9.3	10.0	10.4	11.1	11.4	11.4	11.5	11.7
258	10.3	B jump	6.1	7.2	7.2	7.0	7.4	9.9	14.4	11.9	9.3	8.4	8.3	8.5	9.2	9.6	10.2	10.8	11.4	11.7	11.7	11.9	12.0
267	10.3	B jump	8.3	8.6	8.4	8.4	8.4	9.0	10.9	14.9	13.1	11.1	10.4	10.3	10.5	10.7	11.3	11.7	12.4	12.5	12.6	12.9	13.1

No	d (cm)	Type of jump	16 (cm)	17 (cm)	18 (cm)	19 (cm)	20 (cm)	21 (cm)	22 (cm)	23 (cm)	24 (cm)	25 (cm)	26 (cm)	27 (cm)	28 (cm)	29 (cm)	30 (cm)	31 (cm)	32 (cm)	33 (cm)	34 (cm)	35 (cm)	36 (cm)
268	10.3	B jump	6.4	7.6	7.5	7.4	7.7	9.8	14.3	13.4	10.6	9.4	8.9	9.1	9.6	10.1	10.7	11.0	11.7	11.9	12.0	12.3	12.5
273	10.3	B jump	8.7	8.3	8.0	8.1	8.3	9.9	13.9	12.4	10.1	9.6	9.4	9.5	9.9	10.2	10.8	11.2	11.7	11.7	11.7	11.9	12.1
277	10.3	B jump	6.9	6.6	6.5	6.4	6.9	11.4	14.5	12.4	9.9	9.2	8.9	8.9	9.4	9.9	10.4	11.0	11.7	11.6	11.7	11.8	12.1
278	10.3	B jump	6.9	6.8	6.8	6.7	7.7	11.4	14.4	11.9	10.9	9.8	9.3	9.6	9.9	10.3	10.8	11.3	12.0	12.0	12.1	12.2	12.4
289	10.3	B jump	7.9	7.8	7.5	7.6	8.7	12.4	14.9	12.9	11.4	11.3	10.9	10.7	11.2	11.3	11.9	12.0	12.9	12.9	12.9	12.9	13.3
266	10.3	Wave train	10.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.8	12.0	12.4	12.8	13.4	13.7	14.0	14.3	14.4
222	10.3	Wave train	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.0	14.0	14.4	14.5	15.4	16.4	17.7	18.1	18.4	19.0
228	10.3	Wave train	12.3	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.5	12.8	13.4	14.1	16.4	16.9	17.4	17.5	17.9
235	10.3	Wave train	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.4	13.0	13.6	14.2	16.4	16.9	17.4	18.4	18.6	18.9
245	10.3	Wave train	12.2	12.1	12.1	12.0	11.9	11.9	11.5	11.7	11.9	11.9	11.8	11.8	11.9	12.6	13.3	14.3	14.9	15.5	15.8	15.9	16.7
250	10.3	Wave train	12.4	12.0	12.3	12.0	12.2	11.8	11.5	11.7	11.8	11.5	11.4	11.4	11.6	12.9	13.9	15.9	16.4	16.6	16.5	16.5	16.8
279	10.3	Wave train	11.7	11.8	11.8	11.7	11.7	11.7	11.7	11.7	11.7	11.7	11.7	11.7	11.7	12.3	13.4	14.1	14.7	15.2	15.1	15.3	15.5
288	10.3	Wave train	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	12.9	13.5	13.7	14.6	14.3	15.1	15.4	15.7
259	10.3	Wave train	10.4	11.5	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.4	11.7	12.1	12.4	12.7	13.7	13.9	14.0	14.3	14.8
265	10.3	Wave train	12.2	13.6	13.6	13.6	13.6	13.6	13.6	13.6	13.6	13.6	13.4	13.4	13.4	13.6	14.0	14.4	14.8	14.9	15.1	15.3	15.9
272	10.3	Wave train	9.9	11.2	11.2	11.2	11.2	11.2	11.2	11.2	11.2	11.2	11.2	11.3	11.6	11.8	12.1	12.4	13.0	13.2	13.3	13.6	13.9
223	10.3	Wave jump	20.2	20.0	20.0	20.0	20.0	20.0	20.0	19.4	19.4	18.9	19.4	20.1	21.4	23.4	23.4	23.4	23.9	23.9	23.9	23.9	23.9
229	10.3	Wave jump	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.4	16.3	16.4	16.9	17.9	18.4	18.9	19.4	19.4	19.6
230	10.3	Wave jump	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.9	19.4	20.1	20.3	20.4	20.6	20.6	20.7	20.9
233	10.3	Wave jump	18.6	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.4	18.3	18.3	18.4	19.1	19.4	19.9	20.4	21.0	21.1	21.2	21.3	21.4
234	10.3	Wave jump	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	17.8	18.1	19.1	19.3	19.8	20.1	20.3	20.4	20.7
246	10.3	Wave jump	18.3	17.5	17.5	17.7	17.7	17.7	16.8	17.1	17.4	17.5	17.6	18.0	18.9	19.1	19.7	19.6	19.6	19.9	19.9	19.9	20.0
249	10.3	Wave jump	18.0	17.5	17.4	17.4	17.5	17.4	17.1	17.2	17.3	17.4	17.9	17.9	18.8	19.3	19.8	19.7	19.7	19.8	19.7	19.9	20.0
260	10.3	Wave jump	14.4	15.9	15.9	15.9	15.9	15.9	15.9	15.9	15.9	15.9	15.9	15.9	16.2	16.9	17.5	17.4	17.7	17.4	17.5	17.5	17.6
263	10.3	Wave jump	14.6	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.3	17.4	17.8	17.8	18.1	17.9	17.9	17.9	17.9
264	10.3	Wave jump	14.0	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.5	15.9	16.7	17.4	17.5	17.6	17.3	17.3	17.3	17.4
274	10.3	Wave jump	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.4	15.5	15.7	15.8	16.3	16.4	17.0	16.8	16.8	16.9	17.0

No	d (cm)	Type of jump	16 (cm)	17 (cm)	18 (cm)	19 (cm)	20 (cm)	21 (cm)	22 (cm)	23 (cm)	24 (cm)	25 (cm)	26 (cm)	27 (cm)	28 (cm)	29 (cm)	30 (cm)	31 (cm)	32 (cm)	33 (cm)	34 (cm)	35 (cm)	36 (cm)
280	10.3	Wave jump	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	13.9	14.0	14.3	14.7	15.1	15.2	15.7	15.9	16.3
281	10.3	Wave jump	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.7	14.8	15.4	16.3	16.9	17.0	16.9	16.9	17.1	17.4
282	10.3	Wave jump	16.0	16.0	16.0	16.0	16.0	16.0	16.0	16.0	16.0	16.0	16.0	16.3	16.9	17.3	17.6	17.4	17.8	17.7	17.9	18.0	18.2
285	10.3	Wave jump	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.1	16.6	16.8	17.0	17.4	17.4	18.1	17.7	17.8	17.9	18.1
286	10.3	Wave jump	15.3	15.3	15.3	15.1	15.3	15.3	15.3	15.3	15.3	15.3	15.3	15.4	16.1	16.0	16.9	17.0	17.4	16.9	17.3	17.4	17.6
287	10.3	Wave jump	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	14.4	15.9	16.0	16.1	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9
224	10.3	A jump	22.0	22.0	22.0	22.0	22.0	22.0	22.0	22.0	21.9	21.9	22.1	22.4	22.7	23.3	23.9	23.9	24.0	24.0	24.0	24.0	24.2
231	10.3	A jump	20.4	20.4	20.4	20.4	20.4	20.4	20.4	20.4	20.4	20.4	20.5	20.4	20.5	20.7	20.9	21.4	21.4	21.5	21.5	21.6	21.9
232	10.3	A jump	19.5	19.4	19.3	19.1	19.2	19.4	19.4	19.4	19.4	19.4	19.4	19.4	20.5	21.6	22.0	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1	22.1
247	10.3	A jump	19.4	18.9	18.9	18.9	18.9	19.0	18.1	18.9	18.9	18.9	18.7	18.9	19.1	19.4	19.7	19.8	19.9	20.2	20.2	20.2	20.4
248	10.3	A jump	18.9	18.4	18.4	18.3	18.4	18.4	17.8	18.2	18.2	18.2	18.1	18.4	18.5	18.9	19.1	19.4	19.6	20.1	19.9	20.1	20.2
261	10.3	A jump	16.0	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.6	17.9	17.9	18.1	18.2	18.5	18.4	18.4	18.5	18.6
262	10.3	A jump	15.9	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9	16.9	17.2	17.3	17.4	17.6	18.0	17.8	17.9	18.0	18.2
275	10.3	A jump	16.8	16.8	16.8	16.8	16.8	16.8	16.8	16.8	16.8	16.8	16.9	17.0	17.2	17.2	17.3	17.4	17.8	17.5	17.6	17.7	17.7
283	10.3	A jump	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.5	17.6	17.9	17.9	18.0	18.2	18.8	18.4	18.4	18.6	18.8
284	10.3	A jump	16.9	16.9	16.7	16.7	16.7	16.7	16.7	16.7	16.7	16.7	16.7	16.9	17.2	17.6	17.7	17.8	18.4	18.1	18.3	18.4	18.5

A.3 Two-dimensional velocity measurements with PIV technique

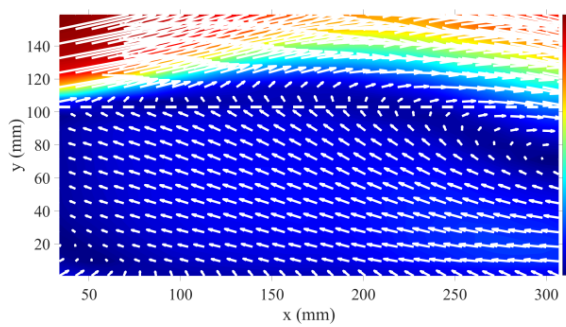
Table A.5 Initial parameters of PIV measurements.

EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
1	Wave train	14.21	4.30	21.50	1.30	0.26	1.99	281.6x281.6	2.95≤x≤31.11	0.06≤y≤16.12
2	Wave train	18.17	4.30	22.96	1.66	0.31	2.55	281.7x281.7	2.35≤x≤30.52	0.01≤y≤15.20
3	Wave train	21.26	4.30	24.23	1.94	0.34	2.99	281.7x281.7	2.35≤x≤30.52	0.01≤y≤15.20
4	Wave jump	13.96	4.30	21.43	1.27	0.26	1.96	282.3x282.3	2.85≤x≤31.08	0.15≤y≤15.59
5	Wave jump	17.39	4.30	23.18	1.59	0.29	2.44	282.2x282.2	3.45≤x≤31.67	0.16≤y≤16.69
6	Wave jump	21.31	4.30	26.08	1.94	0.32	2.99	282.3x282.3	2.85≤x≤31.08	0.16≤y≤15.60
7	A jump	14.35	4.30	22.09	1.31	0.25	2.02	282.0x282.0	2.45≤x≤30.65	0.07≤y≤14.17
8	A jump	18.13	4.30	25.38	1.65	0.28	2.55	281.8x281.8	2.75≤x≤31.10	0.11≤y≤14.20
9	A jump	21.07	4.30	27.26	1.92	0.30	2.96	281.4x281.4	2.85≤x≤30.99	0.06≤y≤16.12

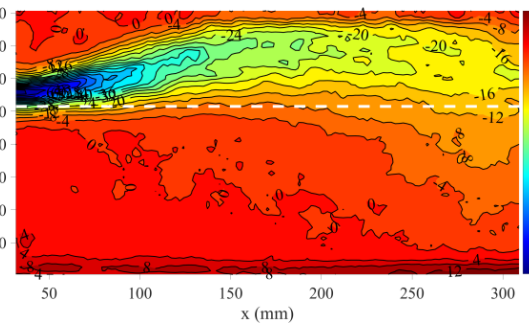
In the following figures the two-dimensional graphs that correspond to latin numbers are (dotted line shows the step height):

- (i) mean velocity field (m/s)
- (ii) vorticity field (s⁻¹)
- (iii) mean flow kinetic energy field (m²/s²)
- (iv) turbulent kinetic energy field (m²/s²)
- (v) field of turbulence intensity along the horizontal direction (%)
- (vi) field of turbulence intensity along the vertical direction (%)
- (vii) field of Reynolds turbulent shear stresses (Nt/m²),

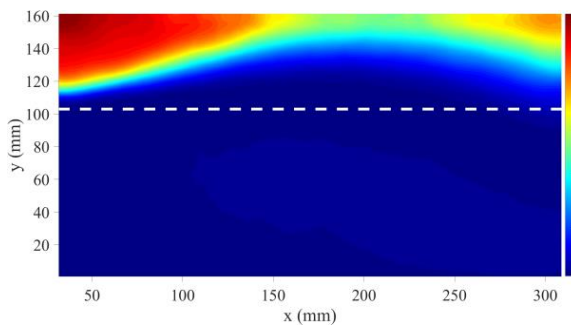
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
1	Wave train	14.21	4.30	21.50	1.30	0.26	1.99	281.6x281.6	2.95 ≤ x ≤ 31.11	0.06 ≤ y ≤ 16.12



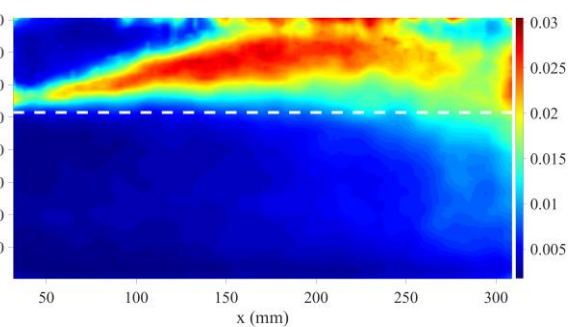
(i)



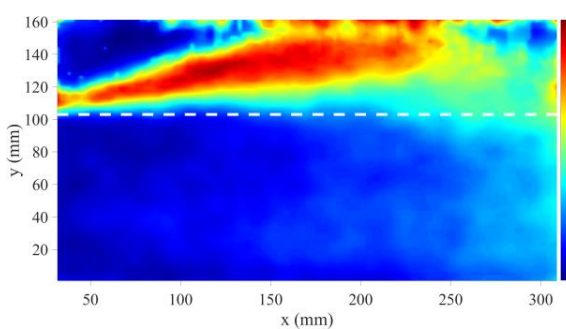
(ii)



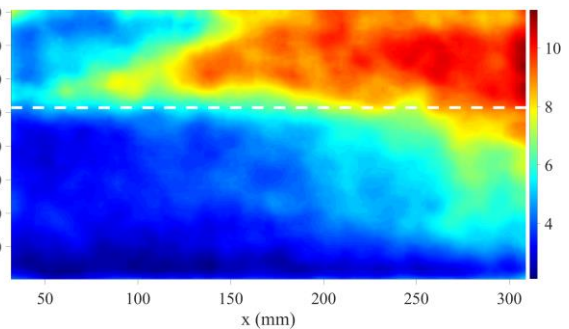
(iii)



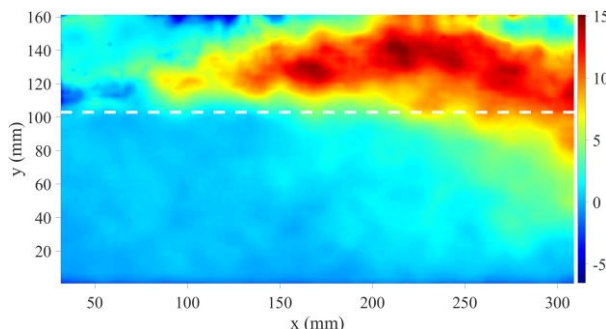
(iv)



(v)

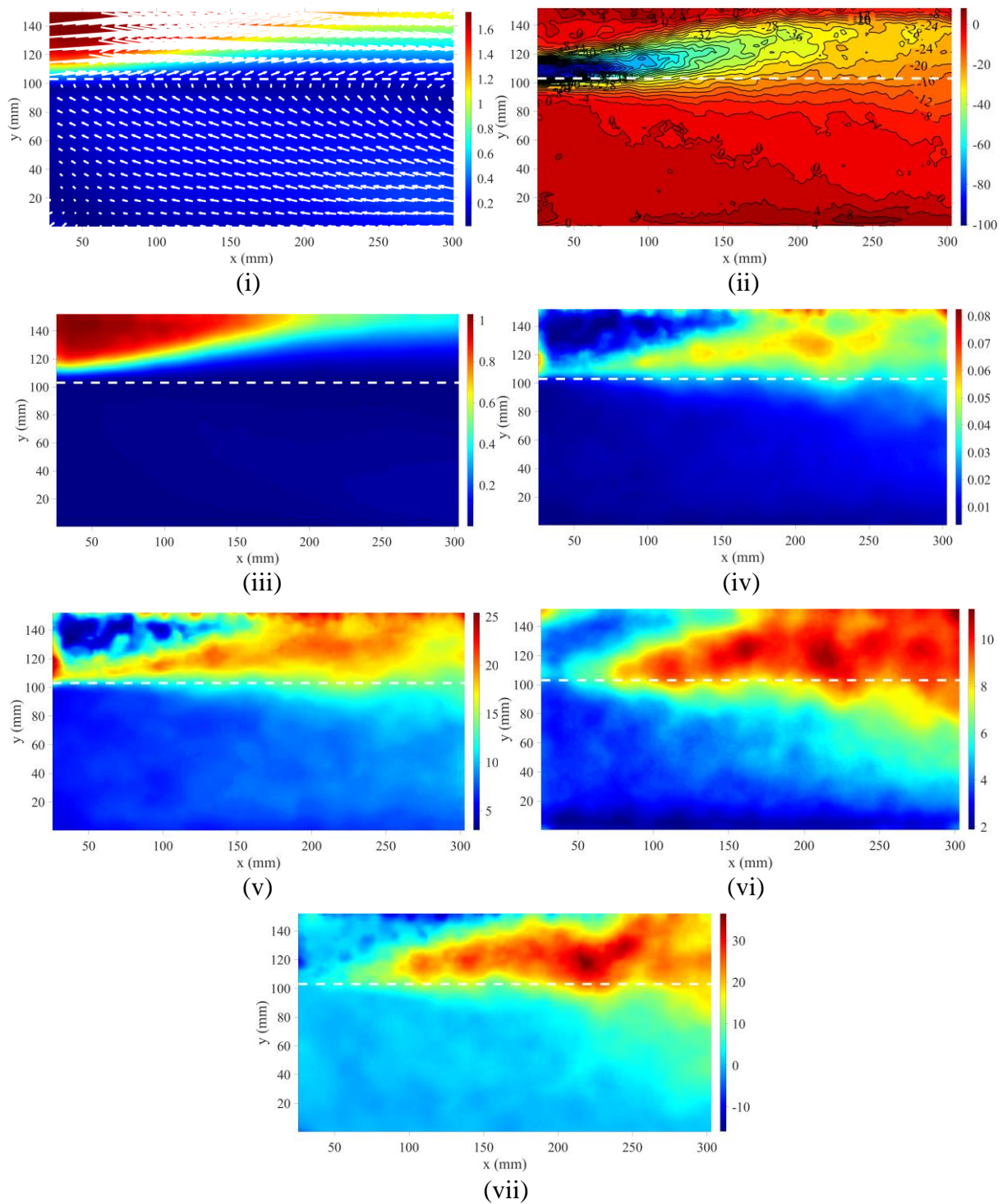


(vi)

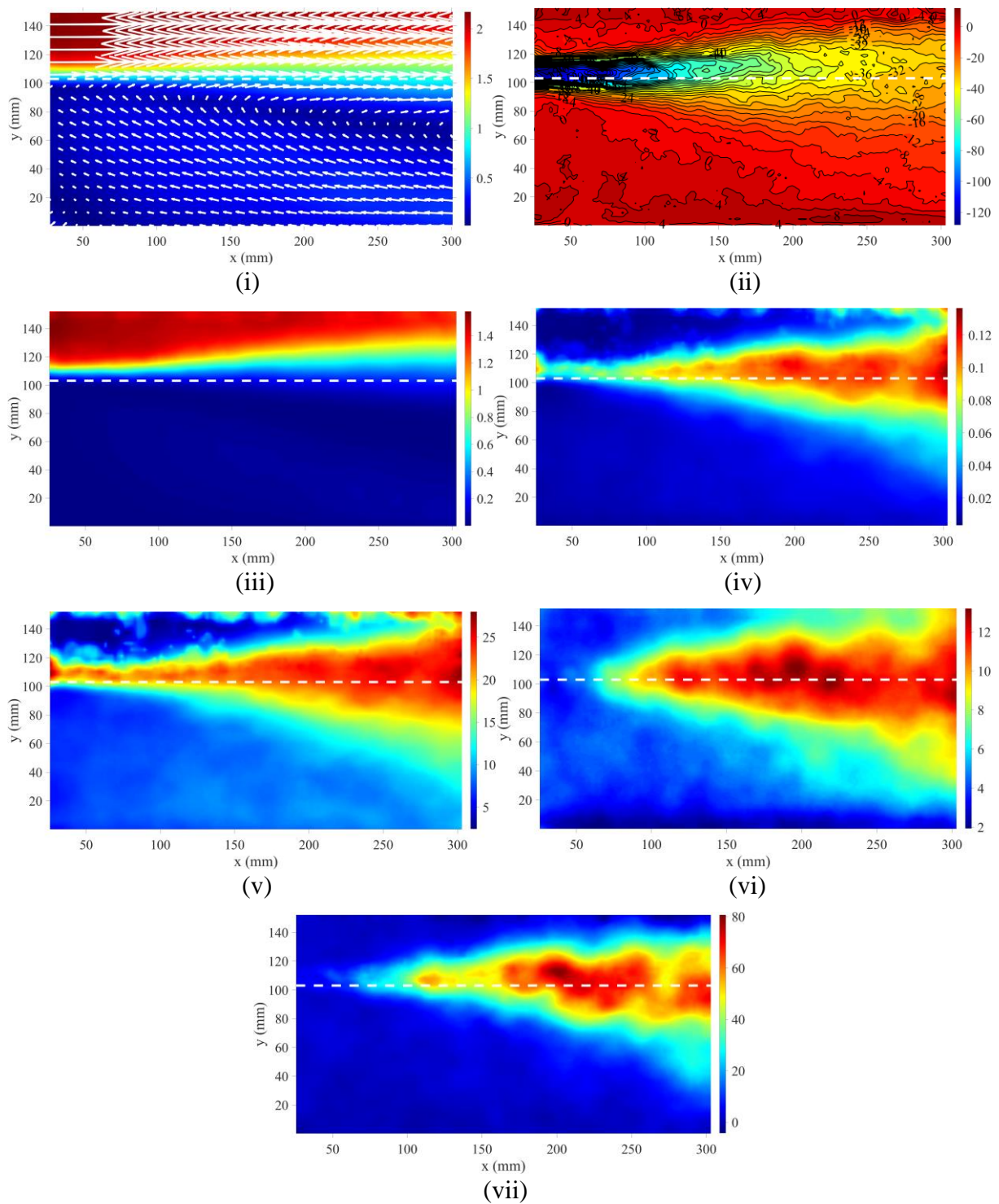


(vii)

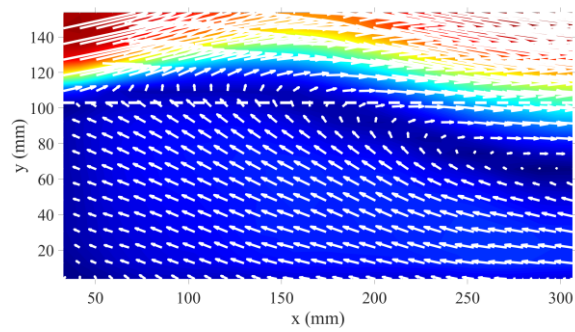
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
2	Wave train	18.17	4.30	22.96	1.66	0.31	2.55	281.7x281.7	2.35 ≤ x ≤ 30.52	0.01 ≤ y ≤ 15.20



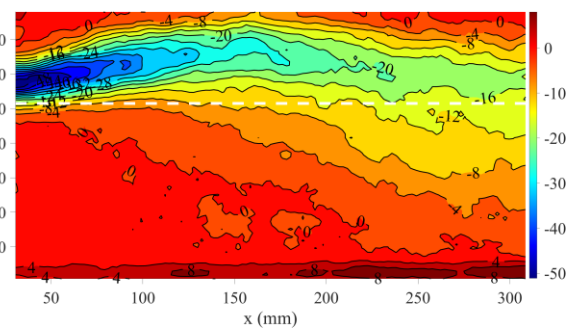
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
3	Wave train	21.26	4.30	24.23	1.94	0.34	2.99	281.7x281.7	2.35 ≤ x ≤ 30.52	0.01 ≤ y ≤ 15.20



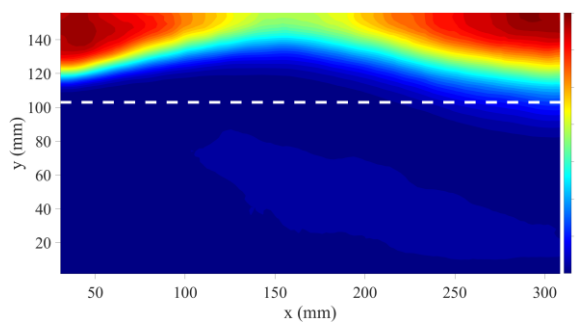
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
4	Wave jump	13.96	4.30	21.43	1.27	0.26	1.96	282.3x282.3	2.85 ≤ x ≤ 31.08	0.15 ≤ y ≤ 15.59



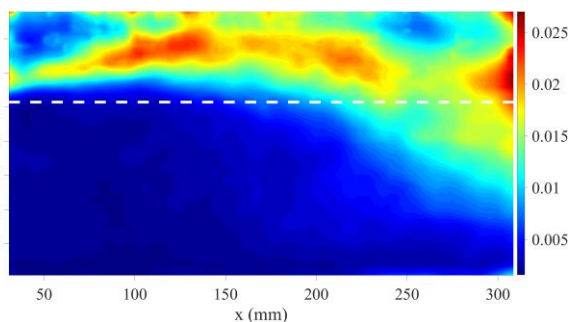
(i)



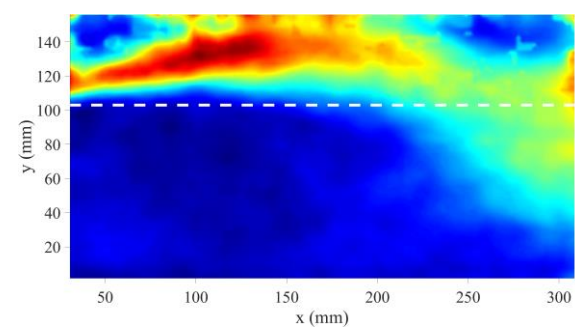
(ii)



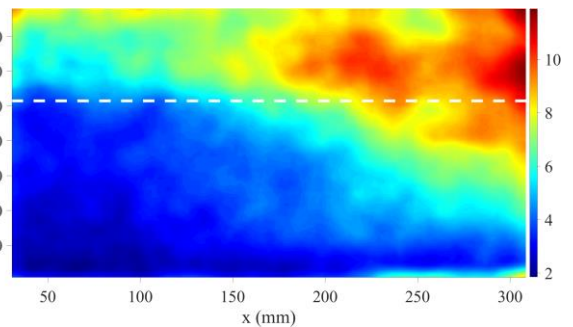
(iii)



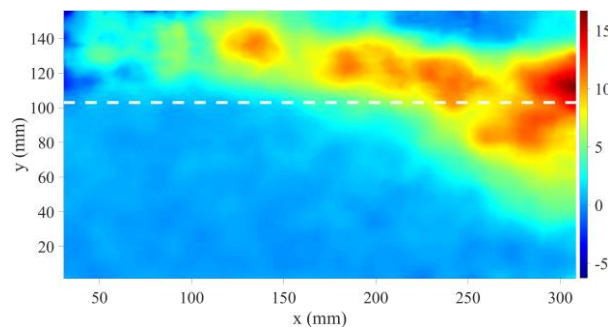
(iv)



(v)

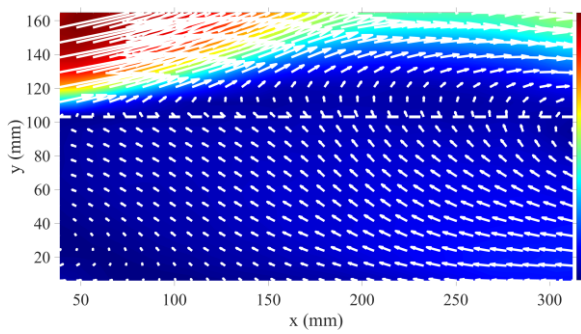


(vi)

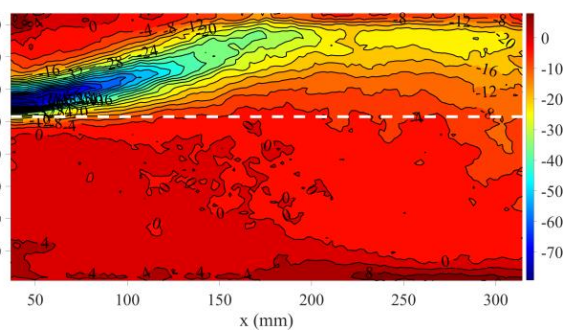


(vii)

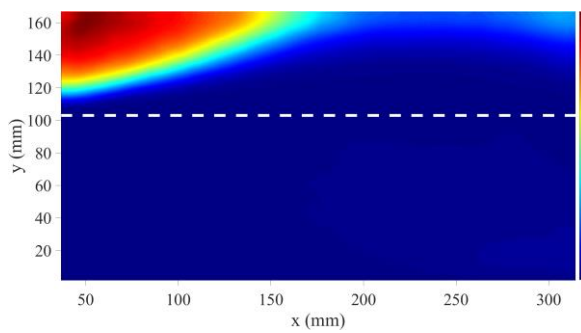
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
5	Wave jump	17.39	4.30	23.18	1.59	0.29	2.44	282.2x282.2	3.45 ≤ x ≤ 31.67	0.16 ≤ y ≤ 16.69



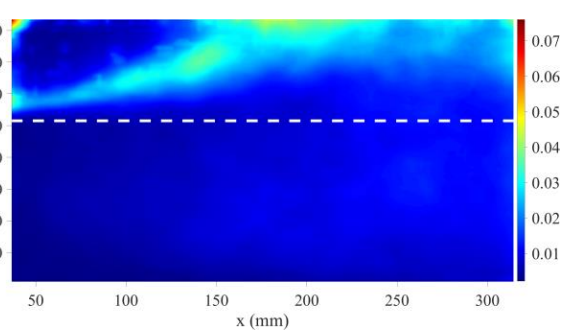
(i)



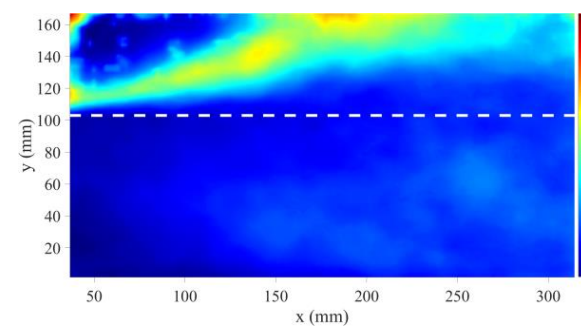
(ii)



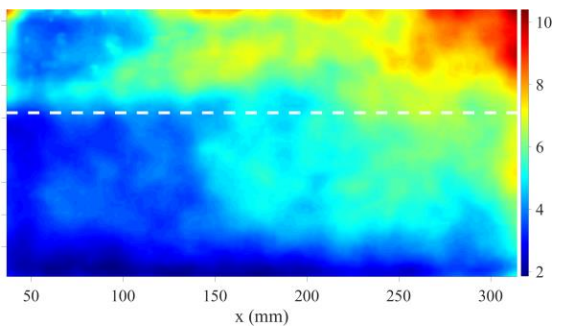
(iii)



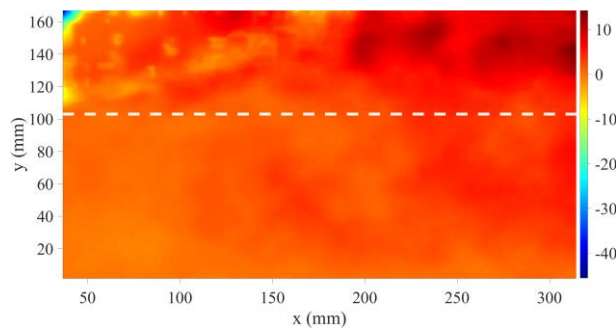
(iv)



(v)

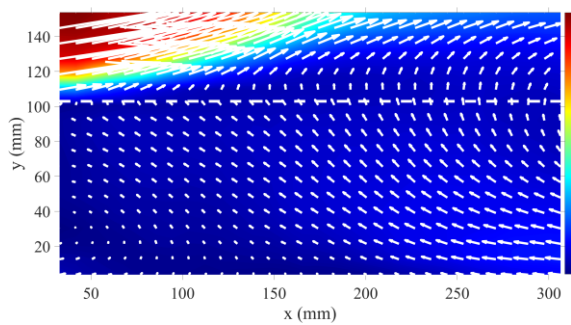


(vi)

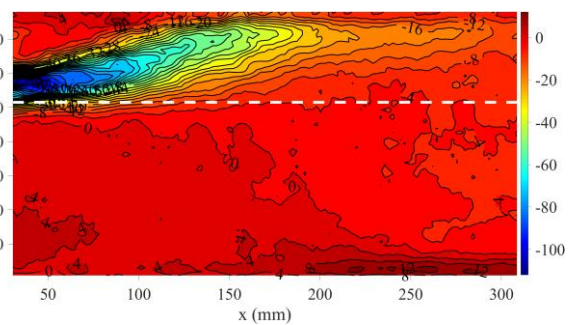


(vii)

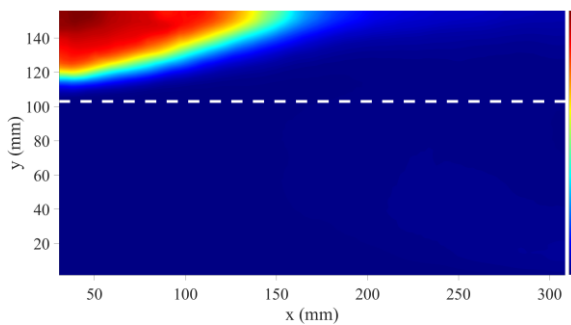
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
6	Wave jump	21.31	4.30	26.08	1.94	0.32	2.99	282.3x282.3	2.85 ≤ x ≤ 31.08	0.16 ≤ y ≤ 15.60



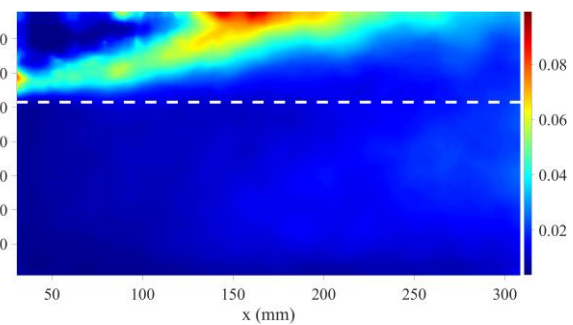
(i)



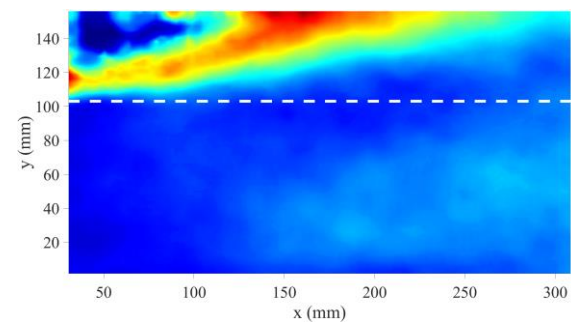
(ii)



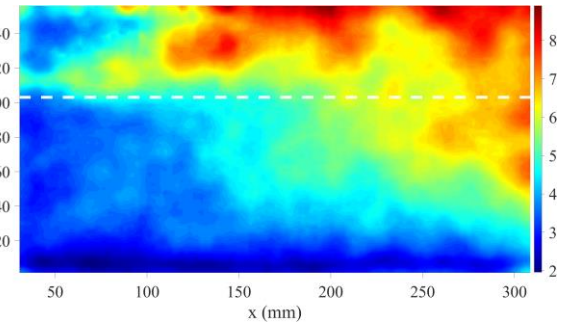
(iii)



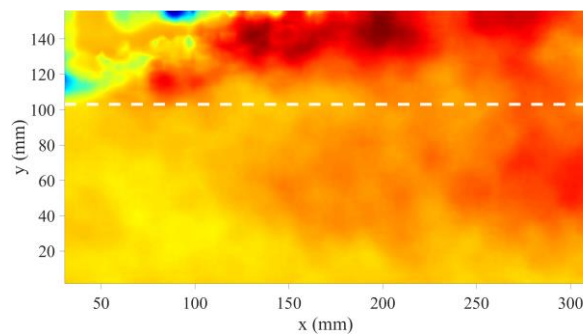
(iv)



(v)

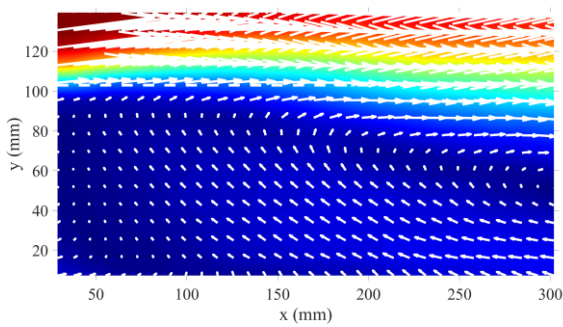


(vi)

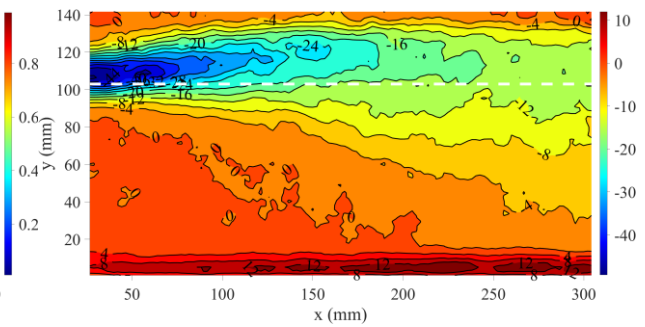


(vii)

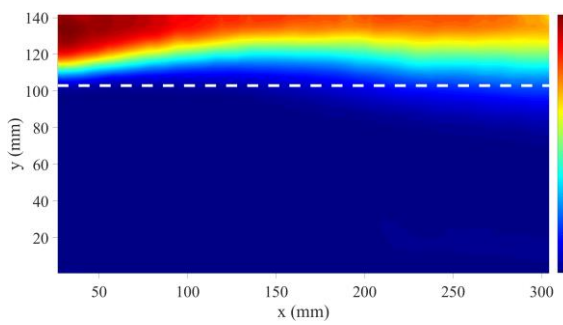
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
7	A jump	14.35	4.30	22.09	1.31	0.25	2.02	282.0x282.0	2.45 ≤ x ≤ 30.65	0.07 ≤ y ≤ 14.17



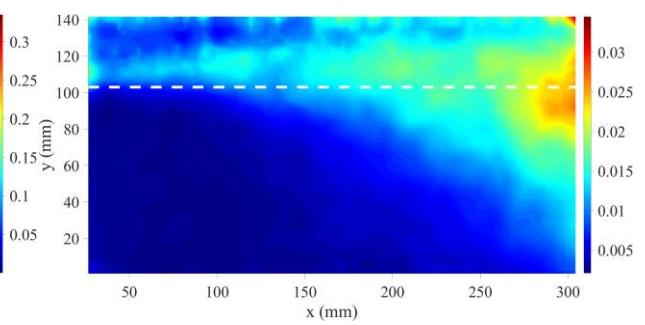
(i)



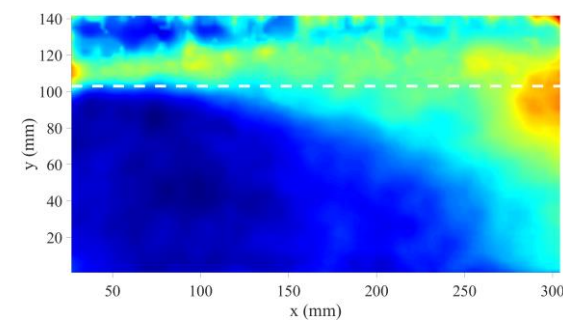
(ii)



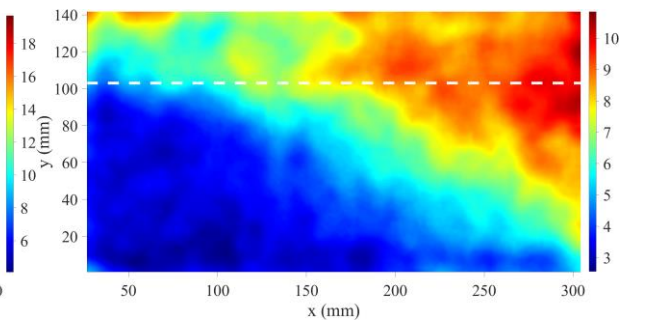
(iii)



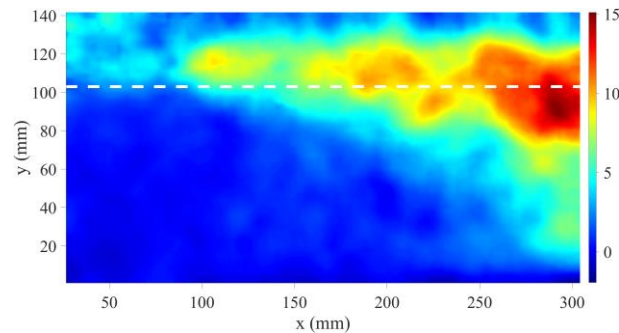
(iv)



(v)

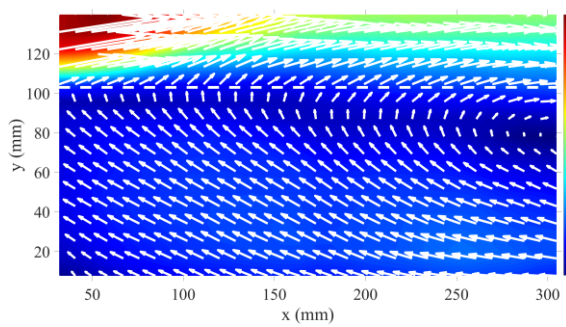


(vi)

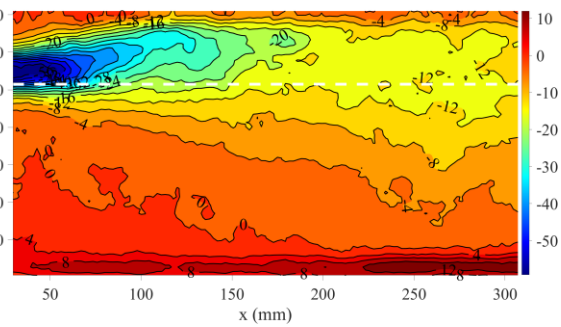


(vii)

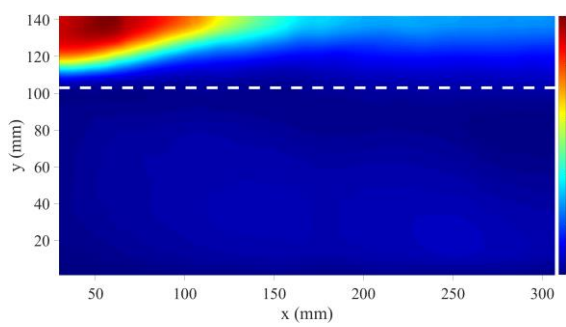
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
8	A jump	18.13	4.30	25.38	1.65	0.28	2.55	281.8x281.8	2.75 ≤ x ≤ 31.10	0.11 ≤ y ≤ 14.20



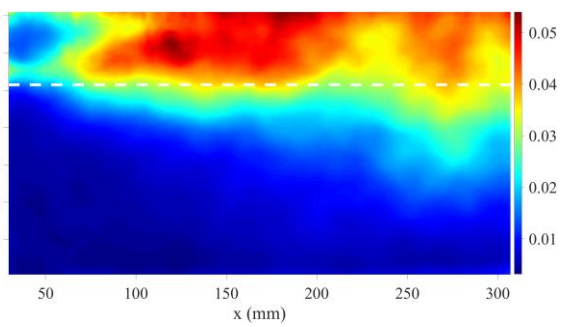
(i)



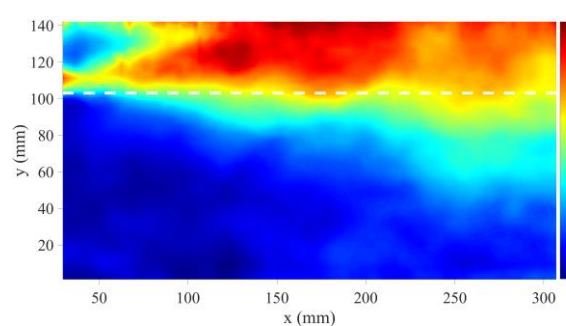
(ii)



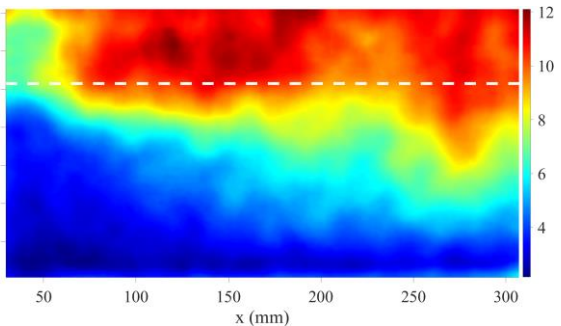
(iii)



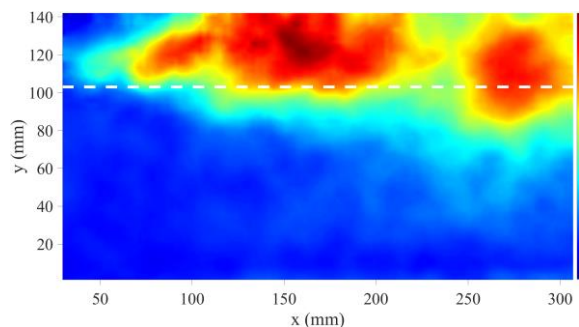
(iv)



(v)

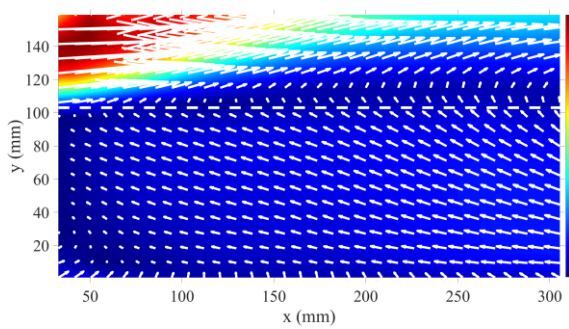


(vi)

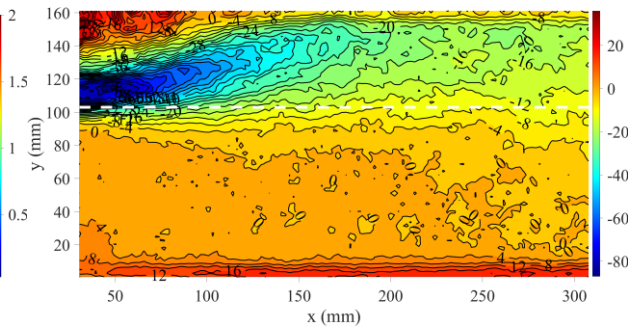


(vii)

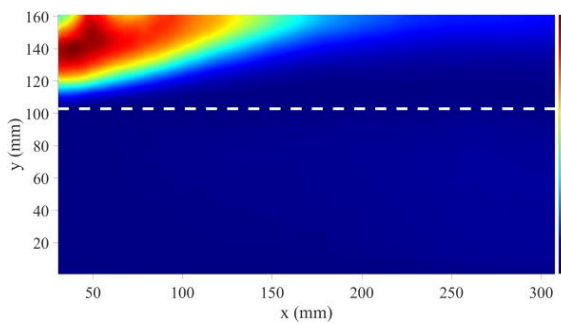
EXP	Flow type	Q (L/s)	y ₁ (cm)	y ₂ (cm)	V ₁ (m/sec)	V ₂ (m/sec)	Fr ₁	FOV (mm ²)	x (cm)	y (cm)
9	A jump	21.07	4.30	27.26	1.92	0.30	2.96	281.4x281.4	2.85 ≤ x ≤ 30.99	0.06 ≤ y ≤ 16.12



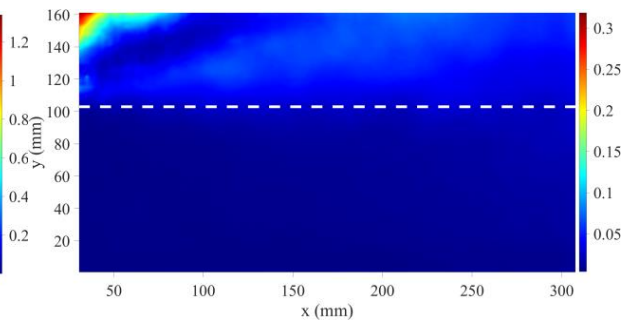
(i)



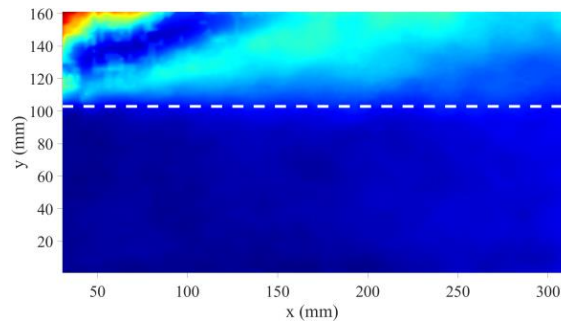
(ii)



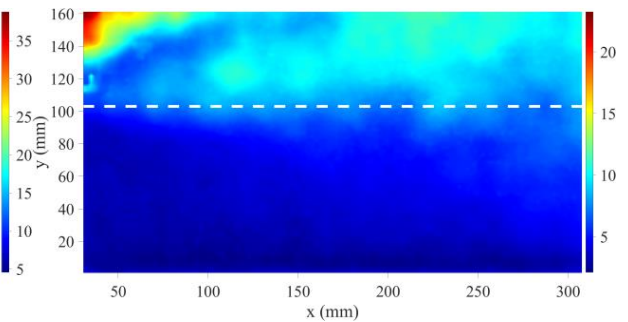
(iii)



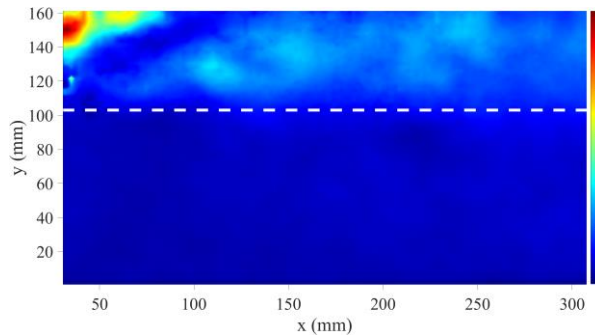
(iv)



(v)



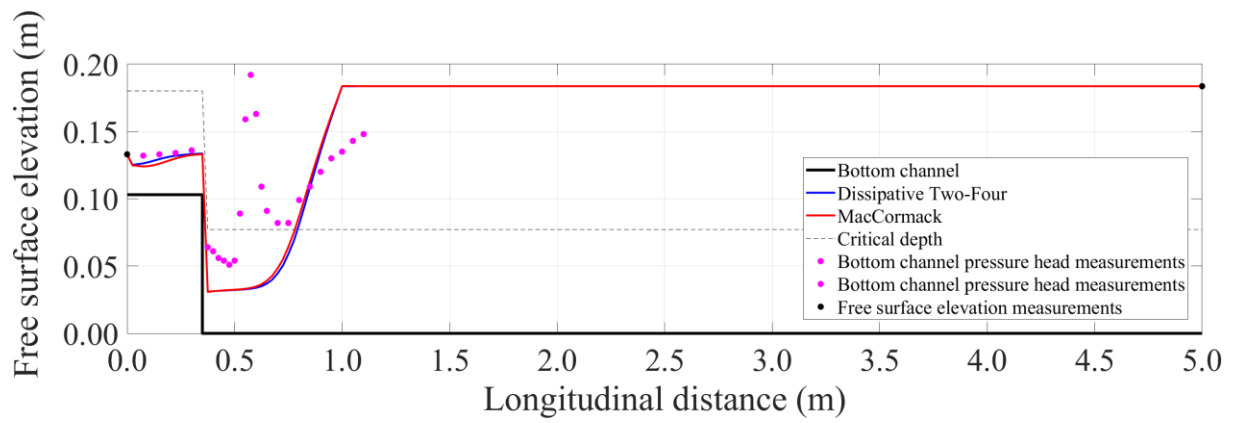
(vi)



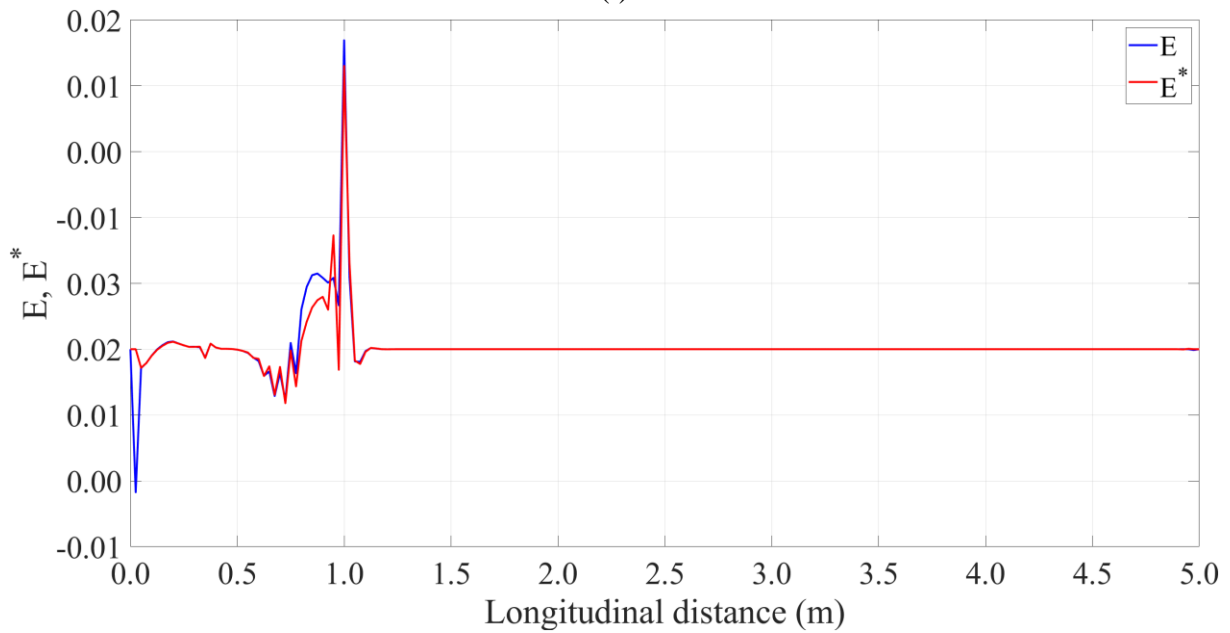
(vii)

A.4 Numerical results from the solution of Boussinesq equations

The following figures present the numerical results obtained from the solution of the Boussinesq equations for the computation of the free surface of the minimum B jump and the A jump for the test cases 4, 6, 7, 12 of Table 5.3. More specifically, Figures A.2 (i), A.3 (i), A.4 (i) and A.5 (i), present the numerical results for the free surface elevation with the longitudinal distance of the channel for both numerical schemes presenting also the line of critical depth for the test cases 4, 6, 7, 12, respectively. In the same figures, they are also presented the bottom channel pressure head measurements. Figures A.2 (ii), A.3 (ii), A.4 (ii) and A.5 (ii), present the numerical results for the Boussinesq term with the longitudinal distance of the channel for both the predictor and the corrector step for the same test cases.

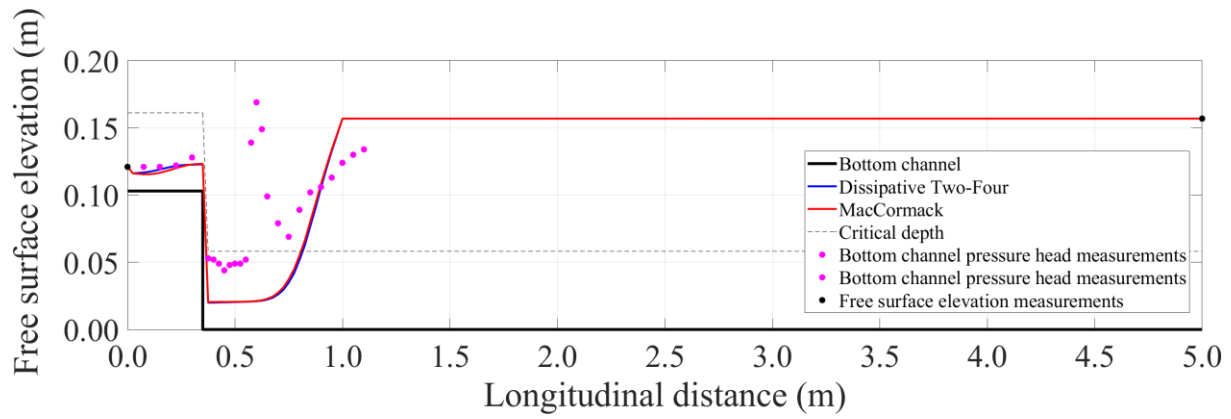


(i)

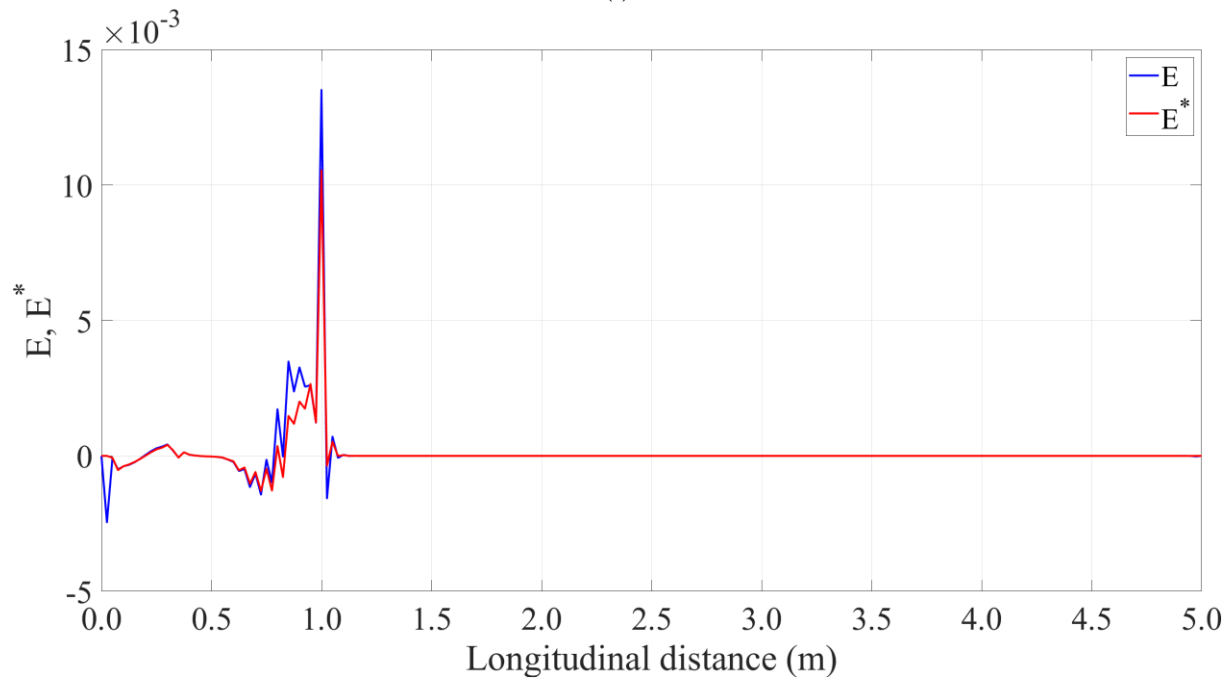


(ii)

Figure A.2 Test case 4: (i) Numerical results for the free surface elevation with the longitudinal distance of the channel presenting also the bottom channel pressure head measurements, (ii) Numerical results for the Boussinesq term with the longitudinal distance of the channel for the Dissipative Two-Four scheme both for the predictor and the corrector step.

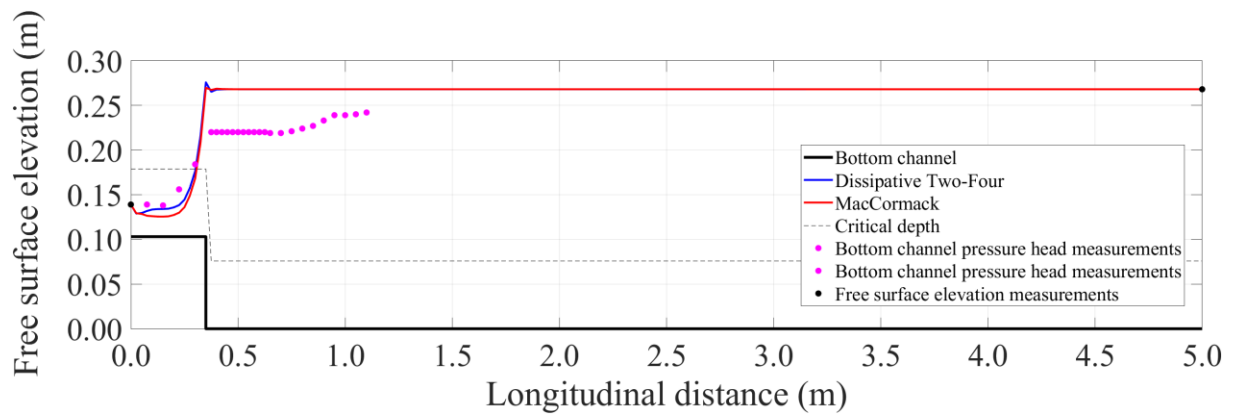


(i)

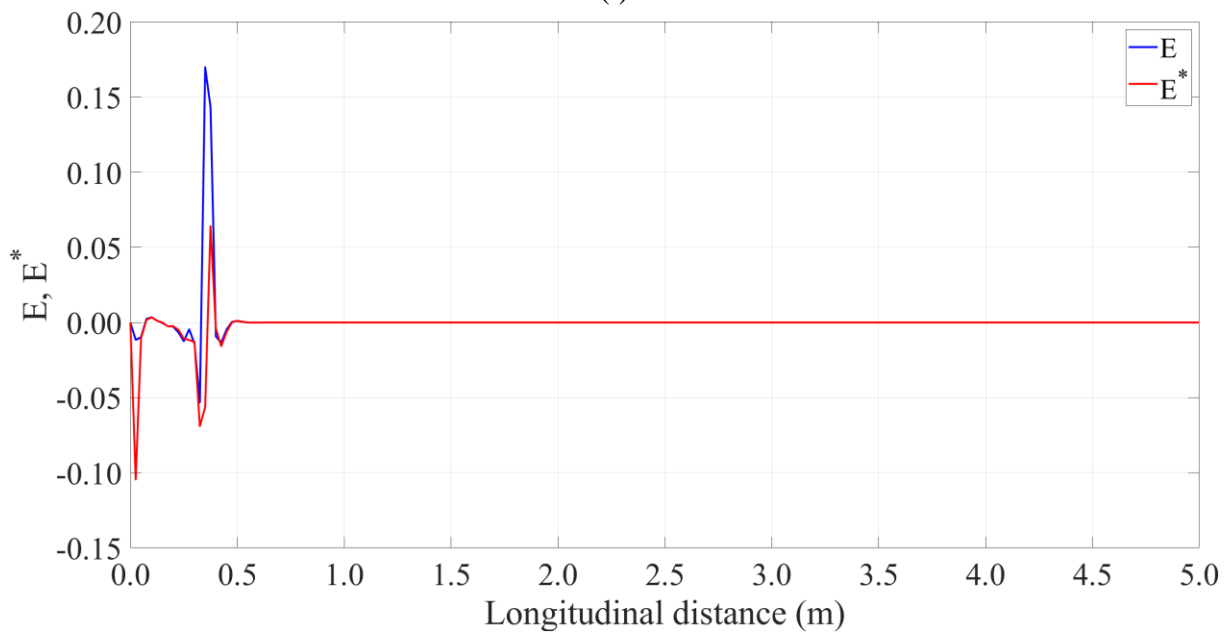


(ii)

Figure A.3 Test case 6: (i) Numerical results for the free surface elevation with the longitudinal distance of the channel presenting also the bottom channel pressure head measurements, (ii) Numerical results for the Boussinesq term with the longitudinal distance of the channel for the MacCormack scheme both for the predictor and the corrector step.

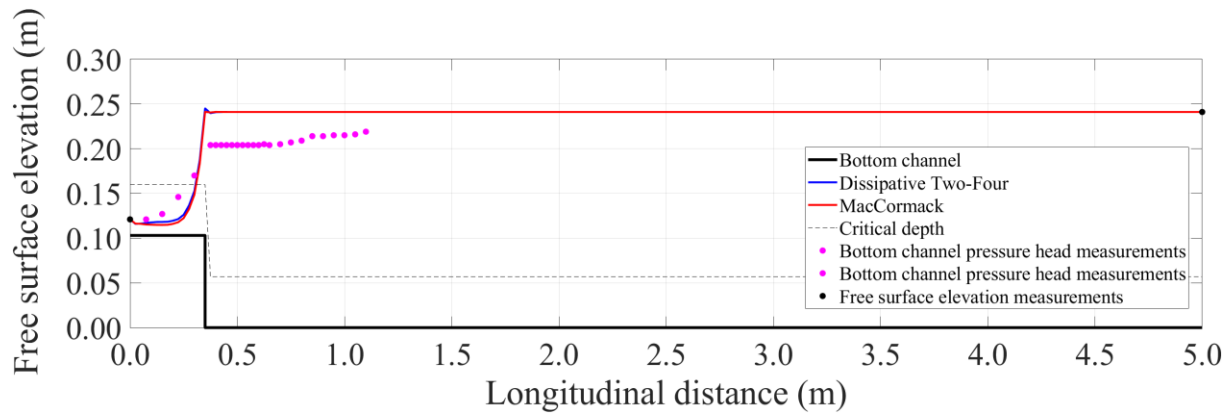


(i)

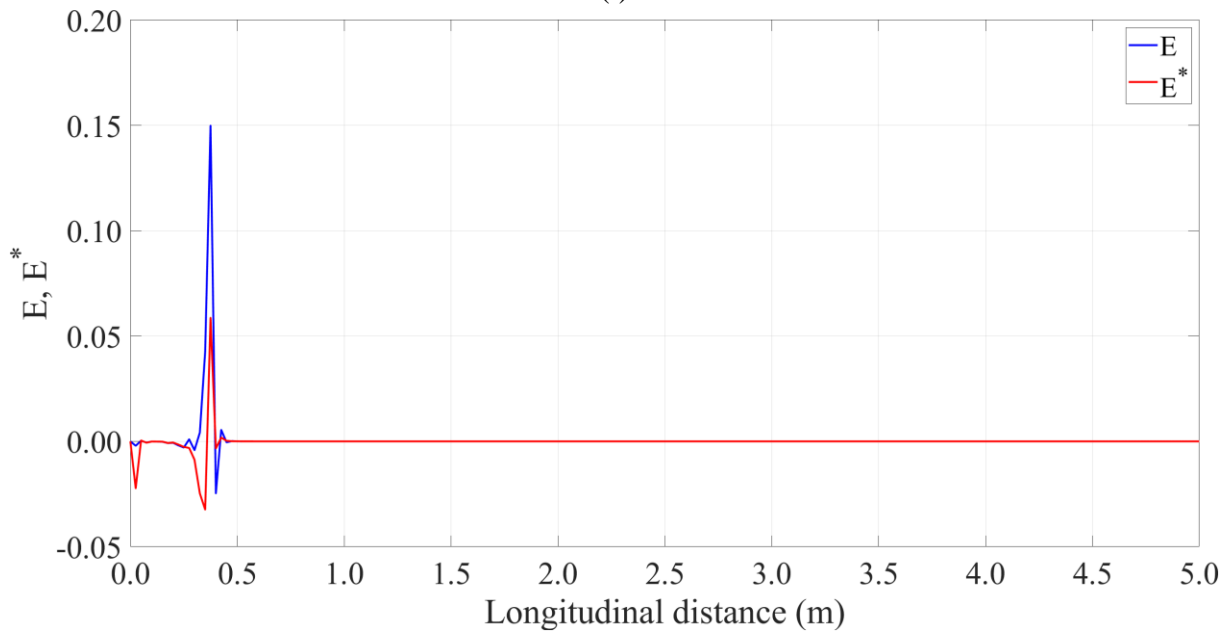


(ii)

Figure A.4 Test case 7: (i) Numerical results for the free surface elevation with the longitudinal distance of the channel presenting also the bottom channel pressure head measurements, (ii) Numerical results for the Boussinesq term with the longitudinal distance of the channel for the Dissipative Two-Four scheme both for the predictor and the corrector step.



(i)



(ii)

Figure A.5 Test case 12: (i) Numerical results for the free surface elevation with the longitudinal distance of the channel presenting also the bottom channel pressure head measurements, (ii) Numerical results for the Boussinesq term with the longitudinal distance of the channel for the MacCormack scheme both for the predictor and the corrector step.

A.5 Particle Image Velocimetry

Εισαγωγή

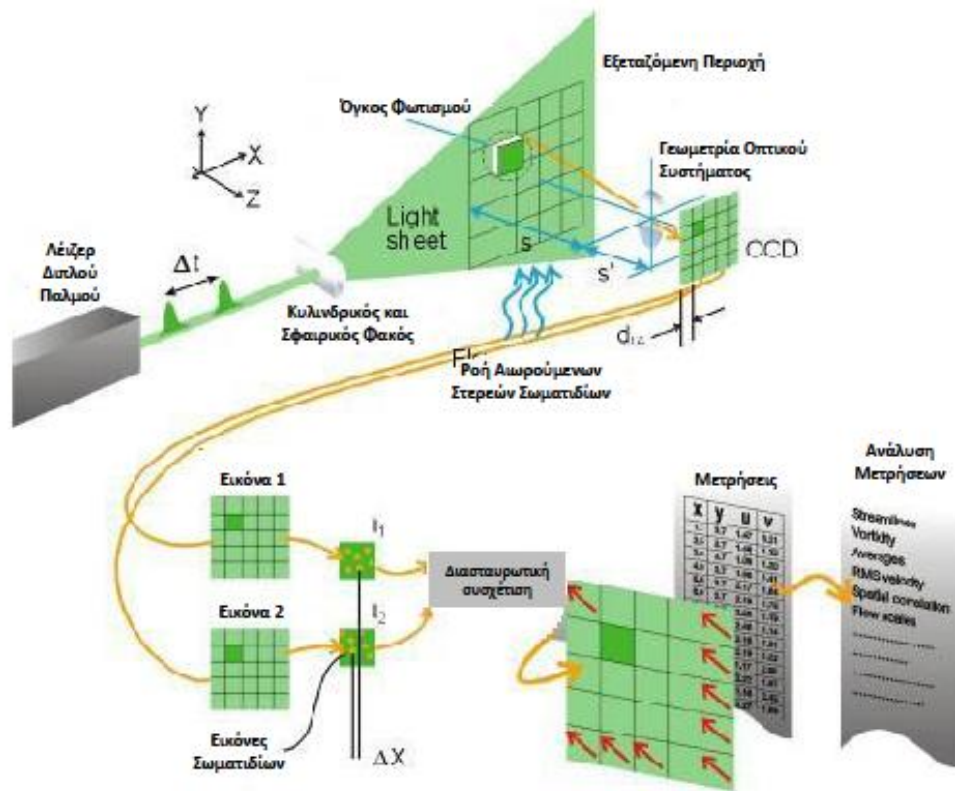
Η τεχνολογική εξέλιξη στον τομέα των συστημάτων laser, των ψηφιακών καμερών υψηλής χωρικής ανάλυσης και συχνότητας καταγραφής καθώς και των υπολογιστικών συστημάτων που επιτρέπουν την ταχεία εκτέλεση μεγάλου όγκου αριθμητικών πράξεων οδήγησε στην ανάπτυξη της πειραματικής τεχνικής Digital Particle Image Velocimetry που αποτελεί την εξέλιξη των προγενέστερων μορφών της με αναλογικά μέσα.

Το Εργαστήριο Εφαρμοσμένης Υδραυλικής του Ε.Μ.Π. προμηθεύτηκε τον Απρίλιο του 2015 τον απαραίτητο εξοπλισμό PIV μέσω ένταξης της προμήθειας στο πρόγραμμα ΕΣΠΑ 2014-2020. Πρόκειται για μια σύγχρονη μη παρεμβατική πειραματική διαδικασία οπτικοποίησης του πεδίου ροής η οποία βασίζεται στην τροφοδοσία της ροής με αιωρούμενα στερεά σωματίδια με κατάλληλες φυσικές ή χημικές ιδιότητες ώστε να παρουσιάζουν παρόμοια υδροδυναμική συμπεριφορά με τα γειτονικά ρευστά σωματίδια στην περιοχή των οποίων αναζητείται η ταχύτητά τους. Με τη βοήθεια laser υψηλής ενέργειας δέσμης φωτός και πρόσθετων φακών δημιουργείται κάθε φορά το απαραίτητο φύλλο φωτισμού (παραλληλεπίπεδο μικρού πάχους) συντελώντας έτσι στον φωτισμό της εξεταζόμενης περιοχής του πεδίου ροής και των στερεών σωματιδίων που βρίσκονται εντός αυτής της περιοχής. Το laser παράγει με σταθερή συχνότητα εκπομπής κάθε φορά δύο παλμούς φωτός σε δύο δεδομένες χρονικές στιγμές με το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί ανάμεσά τους, Δt , να ρυθμίζεται από τον χρήστη. Ταυτόχρονα η θέση των στερεών σωματιδίων στο φύλλο φωτισμού αποτυπώνεται στις δύο δεδομένες διαφορετικές χρονικές στιγμές που απέχουν χρονικά Δt μέσω μιας ψηφιακής κάμερας υψηλής ανάλυσης τεχνολογίας Charge Couple Devices (CCD) τοποθετημένη έτσι ώστε ο φακός της να εστιάζει κάθετα στο φύλλο φωτισμού. Με τον ακριβή συγχρονισμό laser και κάμερας από ειδική ηλεκτρονική διάταξη συγχρονιστή, οι αρχικές θέσεις των σωματιδίων που αποτυπώνονται στον πρώτο χρόνο αποθηκεύονται στην αρχική εικόνα 1 (frame 1) και οι τελικές θέσεις των σωματιδίων που αποτυπώνονται στον δεύτερο χρόνο αποθηκεύονται στην τελική εικόνα 2 (frame 2). Στη συνέχεια οι εικόνες 1 και 2 αφού προηγουμένως διαμεριστούν σε ένα πυκνό

πλέγμα που αποτελείται από μικρές υποπεριοχές (interrogation windows), συσχετίζονται αξιοποιώντας την μαθηματική συνάρτηση της διδιάστατης χωρικής ετεροσυσχέτισης (cross-correlation function) των δύο εικόνων σύμφωνα με την θεωρία σήματος καταλήγοντας στον υπολογισμό της επιφάνειας ετεροσυσχέτισης της οποίας η μέγιστη τιμή αντιστοιχεί στην πιθανότερη μετατόπιση για την συγκεκριμένη υποπεριοχή της εικόνας που εξετάζεται. Στην συνέχεια, με προσαρμογή της κανονικής κατανομής στην επιφάνεια της ετεροσυσχέτισης προκύπτει η μέση μετατόπιση όλων των σωματιδίων, $\vec{d}_0 = (x_0, y_0)$, που βρίσκονται εντός της συγκεκριμένης υποπεριοχής της εικόνας που εξετάζεται με ακρίβεια υπο-εικονοστοιχείου. Έχοντας ως επιπλέον δεδομένα το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί ανάμεσα στους δύο παλμούς φωτός, Δt , τον συντελεστή μεγέθυνσης, $M=s'/s$, (Σχήμα A.6), μεταξύ των φυσικών διαστάσεων του πεδίου ροής και των διαστάσεων στην εικόνα και την απόσταση μεταξύ των κέντρων δύο γειτονικών εικονοστοιχείων (pixel pitch) είτε στην οριζόντια ή στην κατακόρυφη διεύθυνση της κάμερας, υπολογίζεται το στιγμιαίο χρονικά διδιάστατο πεδίο ταχύτητας, \vec{v} , για την συγκεκριμένη υποπεριοχή της εικόνας σύμφωνα με την εξίσωση (A.1), (Dantec Dynamics A/S, 2014):

$$\vec{v} = \frac{\text{pixel pitch} \cdot M \cdot \vec{d}_0}{\Delta t} \quad (\text{A. 1})$$

Η ανωτέρω διαδικασία υπολογισμού της τιμής της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης επαναλαμβάνεται για όλες τις υπόλοιπες υποπεριοχές των εικόνων 1 και 2. Η τεχνική Particle Image Velocimetry φαίνεται σχηματικά στο Σχήμα A.6.



Σχήμα Α.6 Τεχνική Particle Image Velocimetry (Dantec Dynamics, 2014).

Βασικό ζητούμενο της τεχνικής αυτής είναι η παραμονή όσο το δυνατόν μεγαλύτερου πλήθους ζευγών αιωρούμενων στερεών σωματιδίων εντός του φύλλου φωτισμού. Αυτό με τη σειρά του οδηγεί στην ύπαρξη ικανοποιητικού αριθμού ζευγών εικόνων 1 και 2 των στερεών σωματιδίων με συνέπεια η συσχέτισή τους να είναι έντονη με αποτέλεσμα την επίτευξη μεγάλης ακρίβειας στην μέτρηση των δύο συνιστωσών της ταχύτητας ροής. Επομένως σε κάθε περίπτωση απαιτείται η ελαχιστοποίηση της πιθανότητας απώλειας των σωματιδίων λόγω της κίνησής τους είτε στο επίπεδο φωτισμού (in-plane loss-of-pairs) ή κατά την εγκάρσια διεύθυνση στο επίπεδο φωτισμού (out-of-plane loss-of-pairs) λόγω του έντονα τριδιάστατου χαρακτήρα της ροής που υπάρχει στις περισσότερες πρακτικές εφαρμογές. Παράλληλα όμως θα πρέπει να εξασφαλισθεί ο σωστός φωτισμός των σωματιδίων έτσι ώστε η αποτύπωση της θέσης τους στις δύο εικόνες να είναι όσο το δυνατόν πιο ευκρινής.

Τα βασικά χαρακτηριστικά της μεθοδολογίας PIV συνοψίζονται παρακάτω:

- πρόκειται για μη παρεμβατική μέθοδο μέτρησης της ταχύτητας αφού ο μετρητικός

εξοπλισμός δεν διαταράσσει το πεδίο ροής,

- η μέτρηση της ταχύτητας βασίζεται στον προσδιορισμό της μετατόπισης με γνωστό το αντίστοιχο χρονικό διάστημα,
- μέτρηση του πεδίου ταχυτήτων σε δύο διαστάσεις με τη μέγιστη χωρική και χρονική ανάλυση σε επιλεγμένες περιοχές του πεδίου ροής,
- στατιστική επεξεργασία των στιγμιαίων χρονικά πεδίων ταχυτήτων με σκοπό τον υπολογισμό των τυρβωδών χαρακτηριστικών της ροής.

Στα παρακάτω υποκεφάλαια παρουσιάζονται τα κυριότερα χαρακτηριστικά των βασικών στοιχείων που είναι απαραίτητα για την υλοποίηση της τεχνικής PIV.

Τροφοδοσία της Ροής με Αιωρούμενα Στερεά Σωματίδια

Η τεχνική PIV βασίζεται στον έμμεσο προσδιορισμό του πεδίου ταχυτήτων αφού δεν αφορά στην απευθείας μέτρηση της ταχύτητας των ρευστών σωματιδίων αλλά στην ταχύτητα των αιωρούμενων στερεών σωματιδίων με τα οποία τροφοδοτείται η ροή. Για τον ακριβή προσδιορισμό της ταχύτητας, απαιτείται τα σωματίδια να παρουσιάζουν την ελάχιστη απόκλιση ταχύτητας με το περιβάλλον ρευστό και ταυτόχρονα να αντανακλούν έντονα το προσπίπτον φως που παράγεται από το laser, έτσι ώστε οι εικόνες που αποτυπώνουν τις θέσεις των σωματιδίων στην υπό εξέταση περιοχή του πεδίου ροής να είναι όσο το δυνατόν πιο ευκρινείς.

Σχετικά με την απαίτηση ελαχιστοποίησης της σχετικής ταχύτητας, \vec{U}_s , μεταξύ της ταχύτητας του στερεού σωματιδίου, \vec{U}_p και της ταχύτητας του ρευστού σωματιδίου, \vec{U}_f , $\vec{U}_s = \vec{U}_p - \vec{U}_f$, ο Hinze (1959) κατέληξε στην παρακάτω εξίσωση κίνησης (A.2) του σφαιρικού σωματιδίου μέσα σε κινούμενο ρευστό όγκο άπειρων διαστάσεων (Dantec Dynamics, 2014):

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p \frac{d\vec{U}_p}{dt} = -3\pi\mu d_p \vec{U}_s + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_f \frac{d\vec{U}_f}{dt} - \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_f \frac{d\vec{U}_s}{dt} - \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\mu\rho_f} \int_{t_0}^t \left(\frac{d\vec{U}_s}{d\xi} \frac{d\xi}{\sqrt{t-\xi}} \right) (A. 2)$$

όπου d_p και ρ_p είναι η διάμετρος και η πυκνότητα του στερεού σωματιδίου αντίστοιχα και ρ_f και μ η πυκνότητα και η συνεκτικότητα (ιξώδες) του ρευστού. Στην εξίσωση αυτή το αριστερό μέλος αντιπροσωπεύει την δύναμη που απαιτείται για την επιτάχυνση του στερεού σωματιδίου, ενώ στο δεξί μέλος ο πρώτος όρος από τα αριστερά αντιπροσωπεύει την δύναμη αντίστασης λόγω της κίνησης του στερεού σωματιδίου στο ρευστό (νόμος Stokes), ο δεύτερος όρος την κλίση πίεσης που αναπτύσσεται λόγω της επιτάχυνσης του στερεού σωματιδίου, ο τρίτος όρος την δύναμη αντίστασης λόγω της συνεκτικότητας που αναπτύσσεται κατά την επιτάχυνση του στερεού σωματιδίου (δυναμική θεωρία) και ο τελευταίος όρος την δύναμη αντίστασης που ασκείται στο στερεό σωματίδιο μέχρι η ροή να καταστεί μόνιμη. Εάν αμελήσουμε όλους τους όρους στο δεξί μέλος εκτός από τον όρο που αντιπροσωπεύει τον νόμο του Stokes, προκύπτει η παρακάτω εκθετική εξίσωση για την μεταβολή της ταχύτητας του σωματιδίου σαν συνάρτηση της ταχύτητας του ρευστού σωματιδίου και του χρόνου απόκρισης t_s (Raffel et al. 2007):

$$U_p = U_f \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{t_s}\right) \right] \quad (\text{A. 3})$$

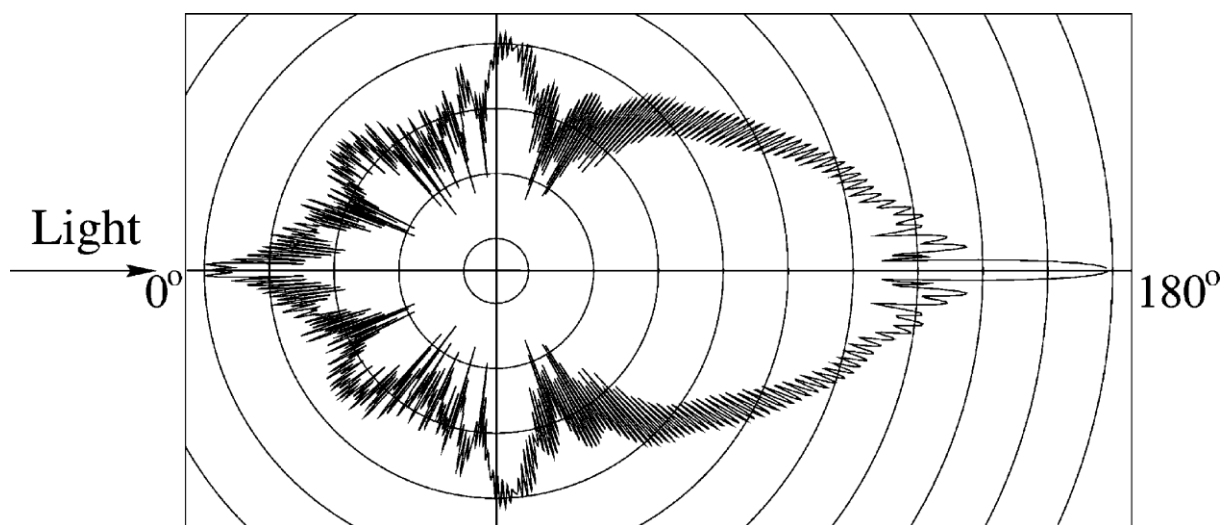
Ο χρόνος απόκρισης, t_s , αποτελεί μέτρο της δυνατότητας του στερεού σωματιδίου να αποκτά ταχύτητα ίση με το ρευστό σωματίδιο και δίνεται από την εξίσωση:

$$t_s = d_p^2 \frac{\rho_p}{18\mu} \quad (\text{A. 4})$$

Από την παραπάνω εξίσωση προκύπτει ότι η μείωση της διαμέτρου του σωματιδίου μειώνει τον χρόνο απόκρισής του στις μεταβολές ταχύτητας του περιβάλλοντος ρευστού.

Η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός από το σωματίδιο εξαρτάται από το λόγο των δεικτών διάθλασης του υλικού του σωματιδίου και του περιβάλλοντος ρευστού, το μέγεθος του σωματιδίου, το σχήμα του και την γωνία παρατήρησης (Raffel et al. 2007). Για σφαιρικά σωματίδια διαμέτρου d_p πολύ μεγαλύτερης από το μήκος κύματος του φωτός του laser λ ($d_p \gg \lambda$) κυριαρχεί η απευθείας ανάκλαση του φωτός έναντι της περίθλασης, με το μέγεθος του σωματιδίου να επηρεάζει την ένταση του σκεδαζόμενου φωτός και την κατανομή του στον χώρο. Σε αυτή την περίπτωση, η ένταση είναι ανάλογη του τετραγώνου της διαμέτρου του σωματιδίου d_p^2 , οπότε τα σωματίδια μεγαλύτερης διαμέτρου αντανακλούν περισσότερο φως. Για σωματίδια με διάμετρο πολύ μικρότερη από το μήκος κύματος του φωτός ($d_p < \lambda/10$),

κυριαρχεί η περίθλαση, οπότε σε αυτή την περίπτωση η ένταση του φωτός είναι αντιστρόφως ανάλογη της διαμέτρου (ένταση ανάλογη του όρου d_p^{-6}). Στο Σχήμα A.7 παρουσιάζεται η κατανομή της έντασης του σκεδαζόμενου φωτός σε ομόκεντρους κύκλους σε λογαριθμική κλίμακα, με την διαφορά δύο γειτονικών κύκλων να είναι ίση με 100, ανάλογα με την γωνία διάδοσης, από γυάλινο στερεό σωματίδιο διαμέτρου 10 μm . Από το σχήμα αυτό φαίνεται ότι για γωνίες παρατήρησης 0° και 180° , η ένταση του σκεδαζόμενου φωτός μεγιστοποιείται, αλλά πρακτικοί λόγοι υλοποίησης πειραμάτων ορίζουν ως συνηθέστερη γωνία παρατήρησης την γωνία των 90° , (Raffel et al., 2007).



Σχήμα A.7 Γωνιακή κατανομή έντασης φωτός γυάλινου σωματιδίου διαμέτρου 10 μm σε μετρήσεις ταχύτητας νερού (Raffel et al., 2007).

Συνεπώς η διάμετρος του σωματιδίου πρέπει να είναι τέτοια που μεν να ελαχιστοποιεί τον χρόνο απόκρισης αλλά και ταυτόχρονα να αυξάνει την ανακλαστική ικανότητα του φωτός. Τα στερεά σωματίδια από γυαλί σφαιρικού σχήματος, διαμέτρου 10 μm και πυκνότητας 1.04 g/cm^3 , κοίλα στο εσωτερικό και επαργυρωμένη την εξωτερική τους επιφάνεια για την μεγιστοποίηση της ανάκλασης του φωτός Laser που χρησιμοποιήθηκαν για τις πειραματικές μετρήσεις ταχύτητας παρουσιάζονται στην Εικόνα A.1.

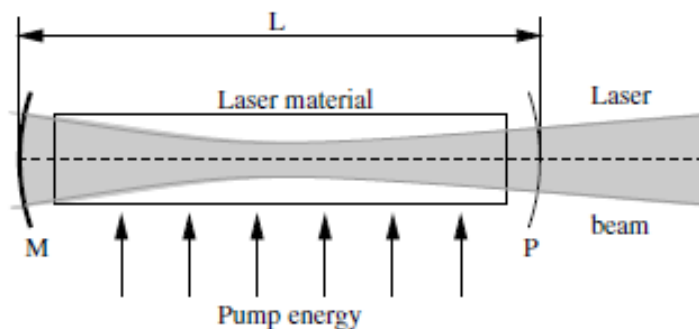


Εικόνα A.1 Επαργυρωμένα και κοίλα στο εσωτερικό γυάλινα σφαιρικά σωματίδια διαμέτρου 10 μm .

Φωτισμός με Laser της Υπό Μέτρηση Περιοχής του Πεδίου Ροής

Για την υλοποίηση της τεχνικής PIV, είναι απαραίτητος ο φωτισμός του πεδίου ροής με φύλλο laser μονοχρωματικού φωτός υψηλής και σταθερής ενεργειακής πυκνότητας (ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας) με πολύ μικρή χρονική διάρκεια. Συνοπτικά μια συσκευή laser απαρτίζεται από τα εξής τμήματα (Raffel et al. 2007), (Σχήμα A.8):

- το ενεργό υλικό του laser που είναι στερεό υλικό ή ευγενές αέριο (laser material),
- την εξωτερική πηγή ενέργειας που διεγείρει το ανωτέρω ενεργό υλικό (pump energy),
- έναν διεγέρτη (oscillator).

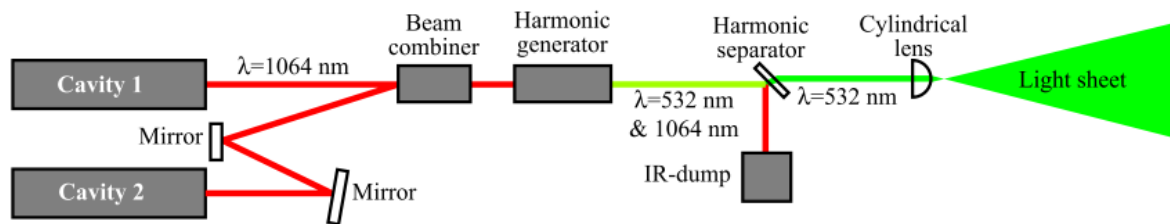


Σχήμα A.8 Τυπική δομή Nd:YAG laser (Raffel et al., 2007).

Για τις μετρήσεις ταχύτητας χρησιμοποιήθηκε Q-switched Nd:YAG (Neodymium-doped Yttrium Aluminum Garnet) laser διπλής κοιλότητας μήκους κύματος 532 nm με μέγιστη ενέργεια παλμού 135 mJ (Εικόνα Α.2). Η μέγιστη συχνότητα εκπομπής δύο ζευγών παλμών του laser είναι 15 Hz. Στο συγκεκριμένο laser το ενεργό υλικό αποτελείται από έναν κρύσταλλο YAG, ενώ ως εξωτερική πηγή ενέργειας χρησιμοποιήθηκε μία λυχνία από κρυπτόν και ως διεγέρτης ένα σύνολο κατόπτρων υψηλής ανακλαστικότητας. Σε κάθε κοιλότητα το ενεργό υλικό YAG διεγείρεται από την λυχνία ευγενούς αερίου για χρόνο περίπου 150-200 μ s η οποία με τη σειρά της τροφοδοτείται με ηλεκτρική ενέργεια. Η αρχικά παραγόμενη ακτίνα φωτός αποτελούμενη από ιόντα Νεοδυμίου (Nd^{+3}) ανήκει στο υπέρυθρο μη ορατό τμήμα του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος με μήκος κύματος στα 1064 nm. Στη συνέχεια με τη βοήθεια ειδικής διάταξης καθρεπτών (Harmonic generator) το μήκος κύματος μειώνεται στο ήμισυ μετατρέποντας το φως στο πράσινο ορατό φάσμα με μήκος κύματος στα 532 nm (Σχήμα Α.9), ώστε η κάμερα CCD να αποτυπώνει με μεγαλύτερη ακρίβεια τη θέση των σωματιδίων και επιπλέον να διευκολύνεται ο χρήστης για την τοποθέτηση και ρύθμιση του φύλλου φωτισμού σε σχέση με το αόρατο, υπέρυθρο φως.

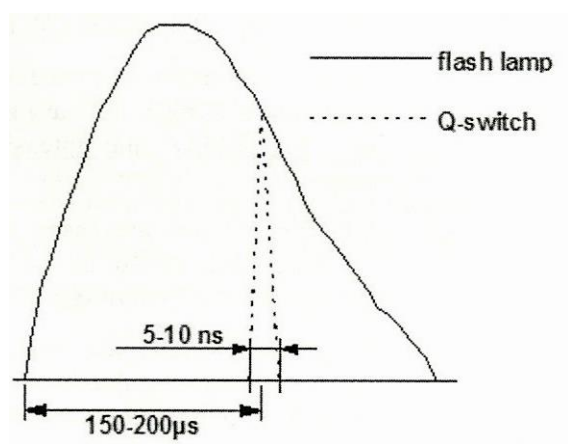


Εικόνα Α.2 Laser Nd:YAG εκπομπής πράσινου φωτός και μέγιστης ενέργειας 135 mJ.



Σχήμα A.9 Λειτουργία laser Nd:YAG διπλής κοιλότητας, Q-switched και μετατροπή του υπέρυθρου φωτός σε πράσινο φως (Zhang et al., 2018).

Για την αύξηση της ισχύος του παλμού φωτός ακολουθείται η τεχνική Q-switching σύμφωνα με την οποία αντί να εκπέμπεται ακτινοβολία συνεχώς από την κεφαλή του laser όσο διαρκεί η διέγερση του ενεργού υλικού από την λυχνία, η κεφαλή παραμένει κλειστή και ανοίγει μόνο για περιορισμένο χρονικό διάστημα περίπου 5-10 ns, (Σχήμα A.10). Με τον τρόπο αυτό η ενέργεια που έχει συσσωρευτεί σε κάθε κοιλότητα αποδίδεται σε πολύ μικρό χρόνο (ns) επιτυγχάνοντας έτσι υψηλή απόδοση ενέργειας της ακτινοβολίας στο πεδίο ροής και ακριβή αποτύπωση των θέσεων των σωματιδίων. Επίσης παρέχει ευελιξία στον καθορισμό του χρονικού διαστήματος που μεσολαβεί ανάμεσα στους δύο παλμούς φωτός, επιτρέποντας έτσι την μέτρηση ταχύτητας τόσο σε βραδείες όσο και σε ταχείες ροές. Η μέγιστη διαθέσιμη ενέργεια του laser επηρεάζει σημαντικά την επιλογή της διαμέτρου των σωματιδίων με σκοπό την επίτευξη της μεγαλύτερης δυνατής σκέδασης του φωτός, αφού μικρότερη διαθέσιμη ενέργεια απαιτεί σωματίδια μεγαλύτερης διαμέτρου και αντίστροφα (ITTC, 2014).



Σχήμα A.10 Διέγερση ενεργού υλικού από την λυχνία (flashlamp) και λειτουργία Q-switch (Dantec Dynamics, 2014).

Συνεπώς για την λήψη ποιοτικών εικόνων απαιτείται να πληρούνται οι παρακάτω

προϋποθέσεις:

- 1) Επίτευξη υψηλής ενεργειακής πυκνότητας στο φύλλο φωτισμού με σκοπό την μεγιστοποίηση της ανακλαστικής δυνατότητας του φωτός από τα στερεά σωματίδια. Για μετρήσεις ταχυτήτων νερού απαιτείται ενεργειακή πυκνότητα της τάξης $5 \cdot 10^{-4}$ έως 10^{-3} mJ/mm² υποθέτοντας πάχος όγκου φωτισμού 1 mm και χρήση στερεών σωματιδίων διαμέτρου 10 μm από γυαλί, κοίλων στο εσωτερικό και επαργυρωμένα στην εξωτερική τους επιφάνεια. Επιπλέον η μέγιστη ενέργεια του laser επηρεάζει το μέγεθος του πεδίου ροής που μπορεί να μετρηθεί, με αποτέλεσμα περιοχές μεγάλων διαστάσεων να απαιτούν υψηλής ισχύος laser (ITTC, 2014).
- 2) Δημιουργία παλμών φωτός μικρής χρονικής διάρκειας (5-10 ns) και υψηλής ενέργειας έτσι ώστε τα ταχέως κινούμενα σωματίδια να "ακινητοποιούνται" στην εικόνα. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω της λειτουργίας Q-switch, με αποτέλεσμα την βελτίωση της ποιότητας των εικόνων και την ακριβή αποτύπωση των θέσεων των σωματιδίων.
- 3) Παροχή δυνατότητας στον χρήστη να ρυθμίζει την χρονική απόσταση των δύο διαδοχικών παλμών Δt , προσφέροντας έτσι τη δυνατότητα μέτρησης τόσο μικρών όσο και υψηλών ταχυτήτων ροής.
- 4) Η συχνότητα των παλμών του φωτός πρέπει να ταυτίζεται με την συχνότητα καταγραφής της κάμερας με σκοπό την μεγιστοποίηση του ρυθμού λήψης εικόνων και την ελαχιστοποίηση του χρόνου απασχόλησης του συστήματος PIV.

Λήψη Εικόνων των Θέσεων των Σωματιδίων με Κάμερα CCD

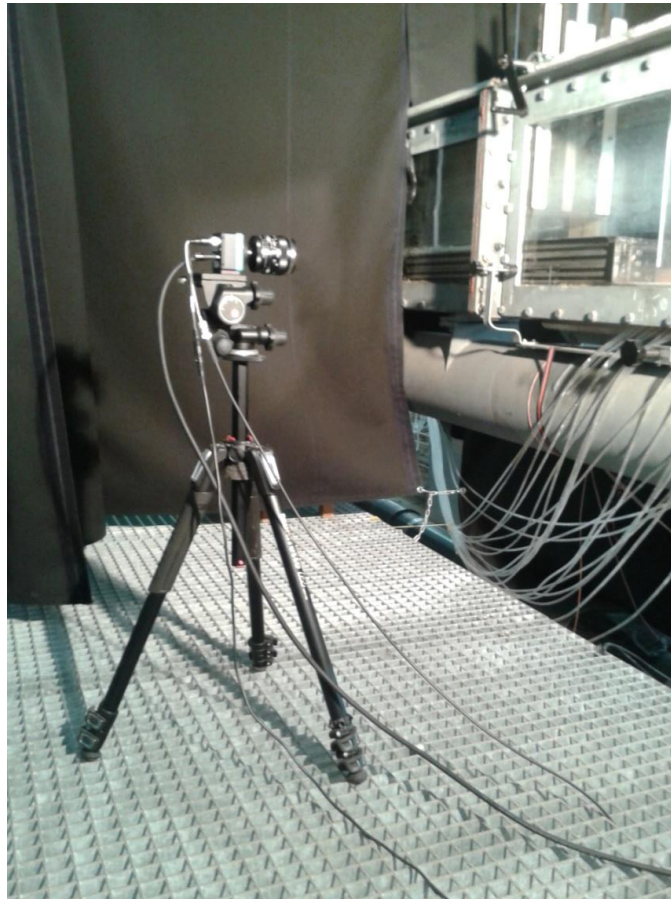
Για την λήψη των εικόνων που απεικονίζουν τις θέσεις των στερεών σωματιδίων στις δύο διαδοχικές χρονικές στιγμές είναι απαραίτητη η χρήση ψηφιακής κάμερας υψηλής χωρικής ανάλυσης, συχνότητας λήψης και ευαισθησίας. Σε εφαρμογές PIV οι πιο συχνά χρησιμοποιούμενοι τύποι κάμερας είναι εκείνος με τεχνολογία Charge Coupled Devices (CCD) και Complementary Metal-Oxide Semiconductor (CMOS). Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκε κάμερα εξοπλισμένη με αισθητήρα CCD, του οποίου η λειτουργία βασίζεται στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο σύμφωνα με το οποίο γίνεται μετατροπή του φωτός (φωτόνια)

που ανακλάται από τα στερεά σωματίδια και προσπίπτει στον αισθητήρα, σε ηλεκτρικό φορτίο (ηλεκτρόνια) μέσω της διέγερσης της ευαίσθητης επιφάνειας στο φως. Στην πραγματικότητα η επιφάνεια αυτή απαρτίζεται από πολλούς αισθητήρες που ονομάζονται εικονοστοιχεία (pixels) διατεταγμένους σε συγκεκριμένη διάταξη όπου λαμβάνει χώρα το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Όσο μεγαλύτερο είναι το πλήθος των εικονοστοιχείων τόσο υψηλότερη είναι η χωρική ανάλυση της κάμερας. Απαιτείται η ύπαρξη υψηλής χωρικής ανάλυσης στον αισθητήρα CCD, της τάξης των 5-20 pixel/mm², για την ακριβή αποτύπωση των θέσεων των σωματιδίων (ITTC, 2014). Επίσης ο αισθητήρας CCD είναι κατασκευασμένος από πυρίτιο, ένα υλικό ευαίσθητο στο φως, έτσι ώστε το φως από τα σωματίδια να τον διεγείρει απελευθερώνοντας αριθμό ηλεκτρονίων ευθέως ανάλογο του πλήθους των φωτονίων που προσπίπτουν στην φωτοευαίσθητη επιφάνεια. Η ευαισθησία της κάμερας ποσοτικοποιείται με τον δείκτη Quantum Efficiency, ο οποίος δείχνει το ποσοστό των φωτονίων που μετατρέπονται σε ηλεκτρικό φορτίο (Zhang et al., 2018). Η ύπαρξη υψηλής ευαισθησίας του αισθητήρα CCD προσδιορίζει την ελάχιστη ένταση φωτός που μπορεί να ανιχνευθεί και να μετατραπεί σε ηλεκτρικό σήμα. Το φως που προσπίπτει σε κάθε αισθητήρα δεν επηρεάζεται από τους γειτονικούς αισθητήρες ενώ η παραγόμενη εικόνα έχει περιοχές στις οποίες εμφανίζεται:

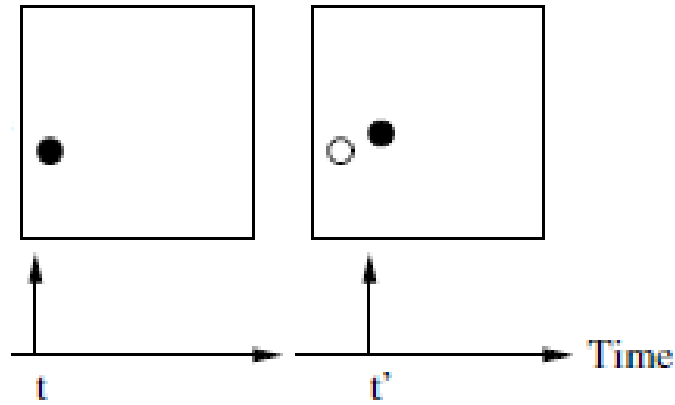
- η θέση του σωματιδίου με έντονο λευκό χρώμα λόγω του υψηλού ηλεκτρικού φορτίου που αντιστοιχεί στο μεγάλο πλήθος των φωτονίων (έντονο φως από το σωματίδιο) που δεσμεύεται από τον αισθητήρα,
- μαύρο υπόβαθρο λόγω της χαμηλής τιμής του ηλεκτρικού φορτίου λόγω του περιορισμένου πλήθους φωτονίων από έλλειψη σωματιδίων (λιγότερο φως).

Στην διδακτορική διατριβή χρησιμοποιήθηκε ψηφιακή κάμερα (Εικόνα Α.3) χαμηλού θορύβου με χωρική ανάλυση 2048x2048 εικονοστοιχεία και απόσταση μεταξύ των κέντρων δύο γειτονικών εικονοστοιχείων (pixel pitch) στην οριζόντια ή στην κατακόρυφη διεύθυνση 7.4 μm. Ο αισθητήρας CCD έχει δυνατότητα μεταβολής του βάθους χρώματος στα 8, 10, 12 και 14 bit, συχνότητα καταγραφής 15 Hz και Quantum Efficiency 56%. Στην κάμερα ήταν προσαρμοσμένος φακός με εστιακό μήκος 50 mm, με δυνατότητα μεταβολής του αριθμού f_# (λόγος της εστιακής απόστασης του φακού, f, προς το άνοιγμα του φακού D_a) στο εύρος 1.4-16 και μεταβολή του μήκους εστίασης στο εύρος 0.45 m - ∞.

Επίσης η κάμερα είναι τεχνολογίας Double Frame/Single Exposure που επιτρέπει την λήψη και αποθήκευση της εικόνας της αρχικής και της τελικής θέσης των σωματιδίων σε δύο διαφορετικές εικόνες (frames) (Σχήμα A.11). Στον πρώτο χρόνο (t) η λήψη της αρχικής θέσης των σωματιδίων γινόταν στην εικόνα 1 και στον δεύτερο χρόνο ($t'=t+\Delta t$) γινόταν στην εικόνα 2 όπως εμφανίζεται στο Σχήμα A.11, όπου Δt είναι το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί μεταξύ των δύο παλμών φωτός. Το πλεονέκτημα της τεχνικής αυτής έναντι της τεχνικής Single Frame/Double Exposure έγκειται στη διατήρηση της πληροφορίας της χρονικής σειράς αποτύπωσης της θέσης του σωματιδίου που συνεπάγεται την ορθή παραγωγή της κατεύθυνσης του διανύσματος της μετατόπισης και επομένως της ταχύτητας.



Εικόνα A.3 Κάμερα CCD.



Σχήμα A.11 Τεχνική Double Frame/Single Exposure. Ο μαύρος κύκλος δηλώνει τη θέση του σωματιδίου στον πρώτο χρόνο t και ο ανοικτός κύκλος δηλώνει τη θέση του σωματιδίου στον δεύτερο χρόνο $t'=t+\Delta t$ (Dantec Dynamics, 2014).

Από τις σημαντικότερες παραμέτρους που επηρεάζουν την ακρίβεια της μεθόδου είναι η διάμετρος του σωματιδίου στην εικόνα d_{image} , η οποία υπολογίζεται από την εξίσωση (A.5), (Raffel et al., 2007):

$$d_{\text{image}} = \sqrt{(Md_p)^2 + d_{\text{diff}}^2} = \sqrt{(Md_p)^2 + (2.44(1 + M)f_{\#}\lambda)^2} \quad (\text{A.5})$$

όπου:

- d_p είναι η φυσική διάμετρος του στερεού σωματιδίου,
- M είναι ο λόγος μετατροπής ή συντελεστής μεγέθυνσης των φυσικών διαστάσεων προς τις αντίστοιχες διαστάσεις στην εικόνα,
- $f_{\#}$ είναι ο λόγος της εστιακής απόστασης του φακού, f , προς το άνοιγμα του φακού D_a ,
- λ είναι το μήκος κύματος του φωτός.

Στην παραπάνω σχέση, d_{diff} είναι η ελάχιστη διάμετρος που μπορεί να παρατηρηθεί σε εικόνα όταν απεικονίζονται πολύ μικρά σωματίδια σε μικρή μεγέθυνση ενώ σε μεγαλύτερης διαμέτρου σωματίδια ή μεγαλύτερες μεγεθύνσεις κυριαρχεί ο όρος $(Md_p)^2$. Από την εξίσωση (A.5), προκύπτει ότι η αύξηση του αριθμού $f_{\#}$ οδηγεί σε αύξηση της διαμέτρου του σωματιδίου στην εικόνα.

Η ακρίβεια μέτρησης της ταχύτητας επηρεάζεται σημαντικά από την διάμετρο του στερεού

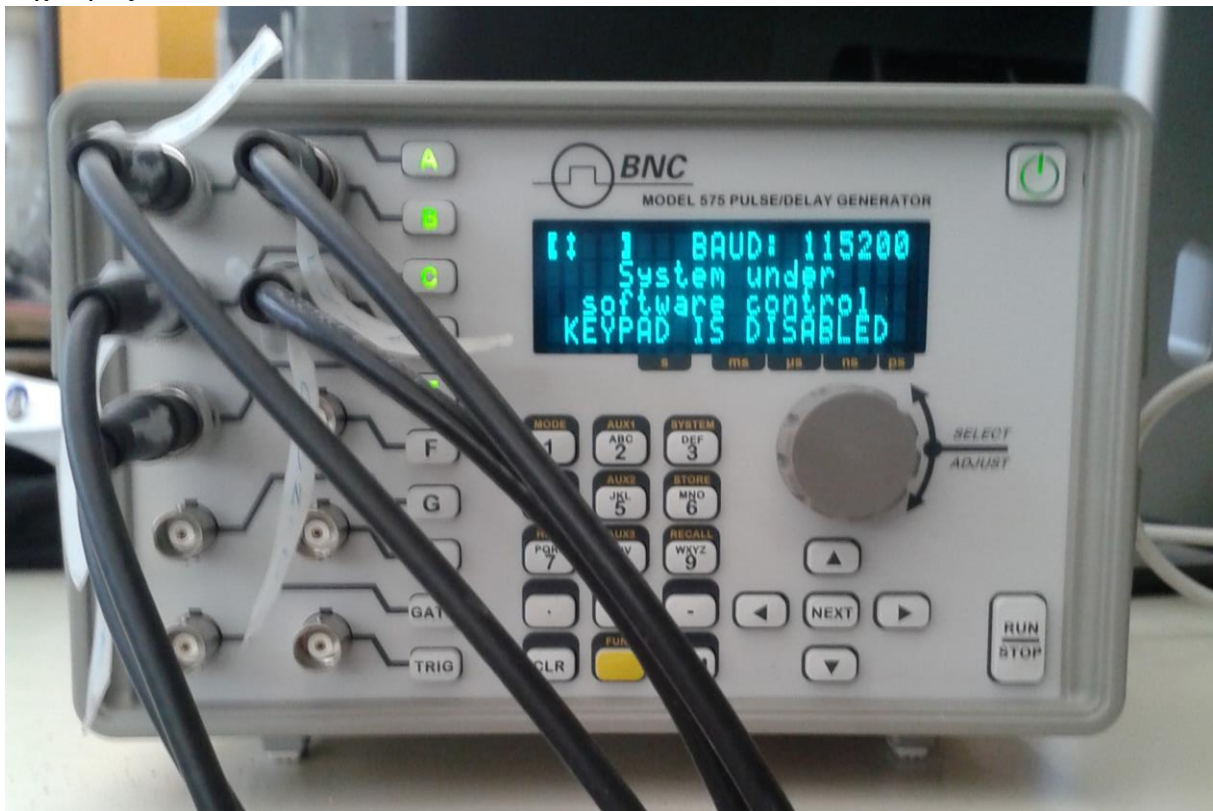
σωματιδίου στην εικόνα. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό σχετίζεται με την δυνατότητα υπολογισμού της μετατόπισης του σωματιδίου με τη μέγιστη δυνατή ακρίβεια σε επίπεδο υπο-εικονοστοιχείου (0.1 εικονοστοιχεία). Για να επιτυγχάνεται αυτό, πρέπει το σωματίδιο να έχει εικόνα με διάμετρο δύο έως τρία εικονοστοιχεία. Στην περίπτωση που η διάμετρος της εικόνας είναι μικρότερη από δύο εικονοστοιχεία, παραβιάζεται το θεώρημα δειγματοληψίας του Nyquist οπότε η συχνότητα δειγματοληψίας είναι μικρότερη από την απαιτούμενη με συνέπεια να χάνεται σημαντική πληροφορία, ή εναλλακτικά ο θόρυβος είναι τόσο σημαντικός που δεν μπορεί να ξεχωρίσει με σαφήνεια η μέγιστη τιμή της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης. Σωματίδια με διάμετρο μικρότερη από δύο εικονοστοιχεία στην εικόνα παράγουν αιχμές στη συνάρτηση της ετεροσυσχέτισης με περιορισμένο πλάτος και στις δύο χωρικές διευθύνσεις, ενώ στον χώρο των συχνοτήτων αυτό συμβαίνει στις υψηλές συχνότητες. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται την έλλειψη αρκετών δεδομένων ώστε να προσαρμοστεί σε αυτά κατάλληλη συνάρτηση οπότε πλέον ο υπολογισμός της μετατόπισης με ακρίβεια υπο-εικονοστοιχείου δεν είναι εφικτός και παρουσιάζεται το φαινόμενο οι μετρηθείσες ταχύτητες να βασίζονται αποκλειστικά σε ακέραιες τιμές μετατοπίσεων (pixel locking), (Raffel et al., 2007).

Η επίλυση αυτού του προβλήματος γίνεται με χρήση κατάλληλων συναρτήσεων-φίλτρων και την κατάλληλη ρύθμιση της κάμερας (εστίαση, αριθμός $f_{\#}$). Για τον λόγο αυτό γίνονταν προεπεξεργασία των εικόνων με την χρήση κατάλληλων Γκαουσιανών συναρτήσεων-φίλτρων στον χώρο των συχνοτήτων που επιτρέπουν τη διέλευση μόνο των χαμηλών συχνοτήτων (low-pass filters). Επίσης ρυθμίζονταν κατάλληλα το άνοιγμα του φακού και η εστίαση της κάμερας σε σχέση με την εξεταζόμενη περιοχή του πεδίου ροής αφού σύμφωνα με την εξίσωση (A.5) αύξηση του αριθμού $f_{\#}$ οδηγεί σε αύξηση της διαμέτρου του σωματιδίου στην εικόνα. Με την εφαρμογή αυτών των δύο μεθόδων, το φαινόμενο της απεικόνισης των σωματιδίων με διάμετρο μικρότερη από δύο εικονοστοιχεία περιορίζονταν οδηγώντας έτσι σε αιχμές της επιφάνειας της ετεροσυσχέτισης με μεγαλύτερο πλάτος και μικρότερο ύψος αλλά ταυτόχρονα και λιγότερο θόρυβο οδηγώντας τελικά σε ικανοποιητική τιμή του λόγου σήματος προς θόρυβο (signal to noise ratio) που είναι και το βασικό ζητούμενο. Επομένως με αυτό τον τρόπο εξασφαλίζεται ικανοποιητικό μέγεθος δείγματος που αποτελούνταν από τις τιμές της συνάρτησης της

ετεροσυσχέτισης οπότε ήταν πλέον δυνατή η μαθηματική προσαρμογή μιας διδιάστατης Γκαουσιανής συνάρτησης στα δεδομένα αυτά με σκοπό τον υπολογισμό της ζητούμενης μετατόπισης με ακρίβεια υπο-εικονοστοιχείου.

Συγχρονισμός Λειτουργίας Laser και Κάμερας

Το σύστημα PIV απαιτεί ακριβή συγχρονισμό του laser και της κάμερας. Για τον σκοπό αυτό, ο ακριβής συγχρονισμός μεταξύ της λειτουργίας του laser και της κάμερας επιτυγχάνεται με μια ειδική ηλεκτρονική διάταξη που ονομάζεται συγχρονιστής (Εικόνα A.4). Ο συγχρονιστής που ελέγχεται από υπολογιστή παράγει εξωτερικά ηλεκτρικά σήματα ανάλογα με τις ρυθμίσεις που θέτει ο χρήστης για τον ακριβή συγχρονισμό της εκπομπής των παλμών φωτός από το laser και του χρόνου έναρξης λειτουργίας της κάμερας με ακρίβεια 1 ns. Επιπλέον ο συγχρονιστής προσφέρει ακριβή έλεγχο του χρονικού διαστήματος Δt που μεσολαβεί μεταξύ των δύο παλμών φωτός laser αποτελώντας έναν από τους πλέον σημαντικούς παράγοντες για την μέτρηση της ταχύτητας.

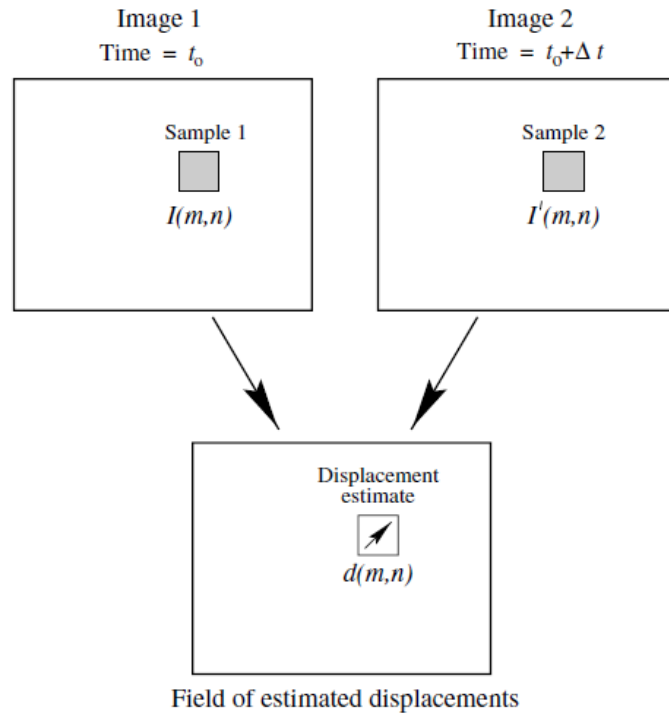


Εικόνα A.4 Συσκευή συγχρονισμού λειτουργίας laser και κάμερας.

Επεξεργασία Εικόνας

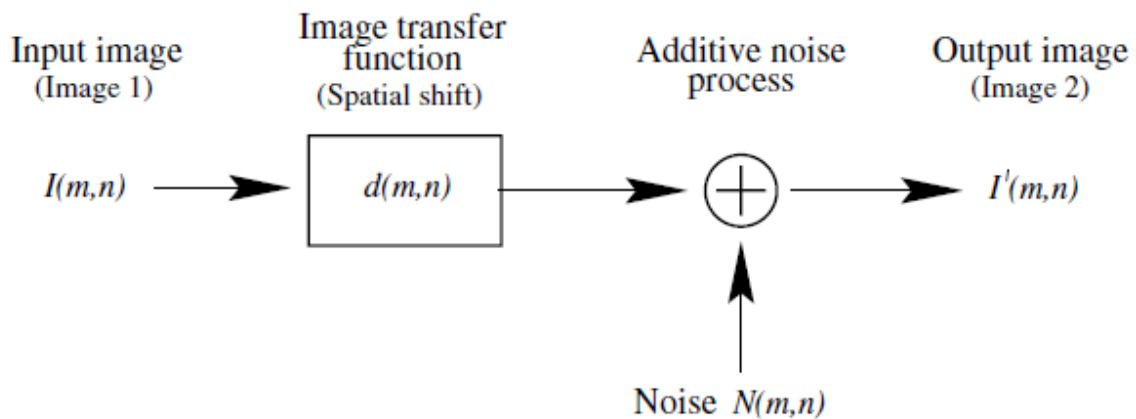
Για τον υπολογισμό της ταχύτητας του στερεού σωματιδίου απαιτούνται δύο μεγέθη, το πρώτο είναι η μετατόπιση και το δεύτερο είναι το αντίστοιχο χρονικό διάστημα που συμβαίνει η μετατόπιση. Το χρονικό διάστημα είναι γνωστό και είναι ο χρόνος, Δt , που μεσολαβεί ανάμεσα στους δύο παλμούς φωτός από το laser ενώ ο υπολογισμός της μετατόπισης αποτελεί το αντικείμενο της μαθηματικής επεξεργασίας των εικόνας.

Για την εύρεση της μετατόπισης των στερεών σωματιδίων στις δύο διαδοχικές εικόνες 1 και 2 θα πρέπει να ακολουθηθεί κάποια στατιστική διαδικασία για το λόγο ότι η συγκέντρωση των σωματιδίων στις εικόνες είναι μεγάλη οπότε δεν μπορεί να αναγνωρισθεί το ίδιο σωματίδιο και στις δύο εικόνες ώστε να υπολογιστεί η μετατόπισή του με βάση αυτές. Ο κύριος σκοπός αυτού του σταδίου είναι να προσδιοριστεί με στατιστικό τρόπο η πιο πιθανή μέση μετατόπιση των σωματιδίων έχοντας ως δεδομένα εισόδου τις εικόνες 1 και 2 οι οποίες ελήφθησαν στους διαδοχικούς χρόνους t_0 , $t_0 + \Delta t$, αντίστοιχα από την κάμερα. Θεωρητικά η εικόνα αποτελεί μία διακριτή συνάρτηση δύο μεταβλητών, $I(m, n)$, έχοντας ως ανεξάρτητες μεταβλητές τις δύο κάθετες διευθύνσεις, m , n , με μονάδα μέτρησης το εικονοστοιχείο που δηλώνουν τη θέση του εικονοστοιχείου σε ένα διατεταγμένο πλέγμα γραμμών και στηλών και ως εξαρτημένη μεταβλητή την τιμή I , που λαμβάνει αυτό ανάλογα με το βάθος χρώματος της εικόνας. Για τον υπολογισμό του πεδίου ταχυτήτων στην εξεταζόμενη περιοχή του πεδίου ροής αρχικά γίνεται διαμερισμός των εικόνων 1 και 2 σε πλήθος μικρότερων υποπεριοχών (interrogation windows). Στη συνέχεια σε κάθε μία υποπεριοχή χωριστά υπολογίζεται η τιμή της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης χώρου των δύο εικόνων με σκοπό τον καθορισμό του διανύσματος της μέσης μετατόπισης \vec{d}_0 των σωματιδίων που ανήκουν στη συγκεκριμένη υποπεριοχή της εικόνας. Λόγω του γεγονότος ότι δεν είναι δυνατό όλα τα σωματίδια να κινούνται με την ίδια ταχύτητα λόγω των διαφορετικών τιμών των τοπικών επιταχύνσεων η μέθοδος αυτή ουσιαστικά αποσκοπεί στον προσδιορισμό της μέσης μετατόπισης των σωματιδίων που ανήκουν σε μια υποπεριοχή. Η όλη διαδικασία επαναλαμβάνεται για όλες τις υπόλοιπες υποπεριοχές των εικόνων 1 και 2 με σκοπό τον υπολογισμό του πεδίου ταχυτήτων στο σύνολο της εικόνας όπως φαίνεται σχηματικά στο Σχήμα 4.7, (Raffel et al., 2007).



Σχήμα A.12 Δειγματοληψία εικόνων 1 και 2 στους χρόνους t_0 και $t_0 + \Delta t$ αντίστοιχα (Raffel et al., 2007).

Από την θεωρία συστημάτων, προκύπτει ότι μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η εικόνα 2 που έχει ληφθεί την χρονική στιγμή $t_0 + \Delta t$ και συμβολίζεται έστω με τη μεταβλητή $I'(m,n)$, μπορεί να αποτελέσει την έξοδο ενός συστήματος με είσοδο την εικόνα 1 που έχει ληφθεί την χρονική στιγμή t_0 και συμβολίζεται έστω με τη μεταβλητή $I(m,n)$ και με συνάρτηση μεταφοράς του συστήματος έστω την μεταβλητή $d(m,n)$ και με την παρουσία θορύβου, $N(m,n)$, προερχόμενου από παράγοντες όπως ο τριδιάστατος χαρακτήρας της ροής και η υστέρηση στην κίνηση του σωματιδίου σε σχέση με το περιβάλλον ρευστό (Σχήμα A.13).



Σχήμα A.13 Θεωρητικός υπολογισμός της μέσης μετατόπισης (Raffel et al., 2007).

Επομένως μαθηματικά η εικόνα $I'(m, n)$ προκύπτει είτε ως η γραμμική συνέλιξη μεταξύ των συναρτήσεων $I(m, n)$ και $d(m, n)$ στον φυσικό χώρο ή ως ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier του γινομένου των αντίστοιχων μετασχηματισμών τους Fourier στον χώρο των συχνοτήτων. Σε περιπτώσεις που μπορεί να αμεληθεί ο θόρυβος $N(m, n)$, ισχύουν οι παρακάτω ισοδύναμες εξισώσεις:

$$I'(m, n) = I(m, n) \otimes d(m, n) \Leftrightarrow \text{FFT}[I'(m, n)] = \text{FFT}[I(m, n)] \cdot \text{FFT}[d(m, n)]$$

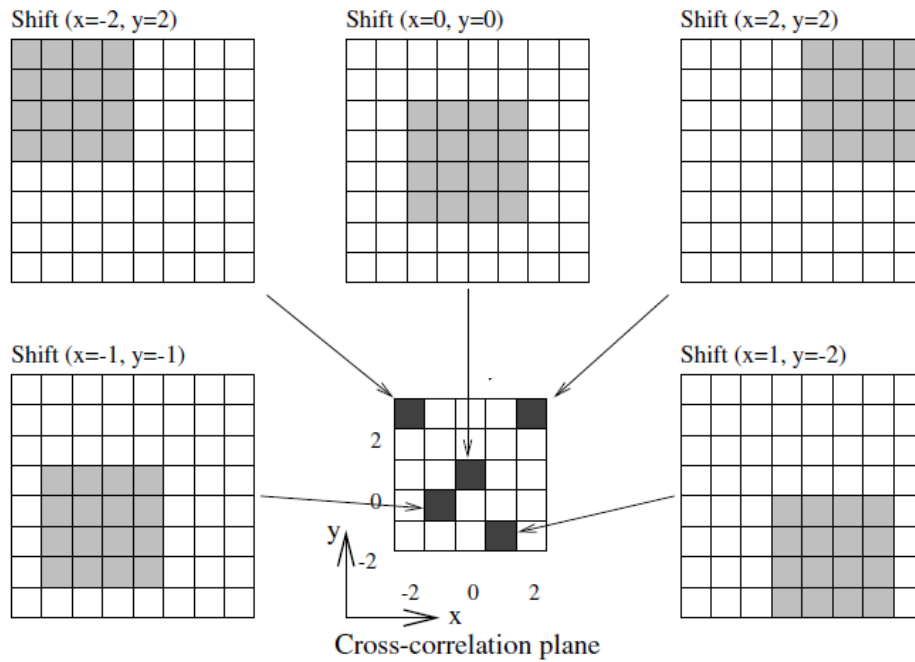
όπου \otimes συμβολίζει την γραμμική συνέλιξη και FFT συμβολίζει τον ταχυμετασχηματισμό Fourier (Fast Fourier Transform). Επομένως, η ζητούμενη μετατόπιση μπορεί να υπολογιστεί είτε με αποσυνέλιξη μεταξύ των εικόνων $I(m, n)$ και $I'(m, n)$, ή εναλλακτικά αφού πρώτα υπολογιστεί η συνάρτηση $\text{FFT}[d(m, n)]$ στον χώρο των συχνοτήτων από την παραπάνω εξίσωση, στη συνέχεια με αντίστροφο μετασχηματισμό Fourier μπορεί να προκύψει η ζητούμενη μετατόπιση $d(m, n)$. Η μέθοδος αυτή αποδίδει σε περιπτώσεις όπου ο θόρυβος είναι μικρός ενώ δεν μπορεί να εφαρμοστεί σε πρακτικές εφαρμογές όπου απαιτείται αυξημένη ακρίβεια στην μέτρηση της μετατόπισης (Willert and Gharib, 1991).

Εκτός από τον θεωρητικό-αναλυτικό υπολογισμό της ζητούμενης μετατόπισης μπορεί να χρησιμοποιηθούν στατιστικές τεχνικές. Οι τεχνικές αυτές βασίζονται στον προσδιορισμό της πιο πιθανής μέσης μετατόπισης των σωματιδίων που ανήκουν στην εξεταζόμενη υποπεριοχή των δύο εικόνων μέσω της ταύτισης όσο το δυνατόν σε μεγαλύτερο βαθμό των δύο εικόνων. Για την ποσοτικοποίηση αυτής της ταύτισης χρησιμοποιείται η μαθηματική συνάρτηση της ετεροσυσχέτισης χώρου των δύο σημάτων-εικόνων ενώ στα περισσότερα συστήματα PIV υπάρχουν δύο εναλλακτικές μέθοδοι για τον υπολογισμό της.

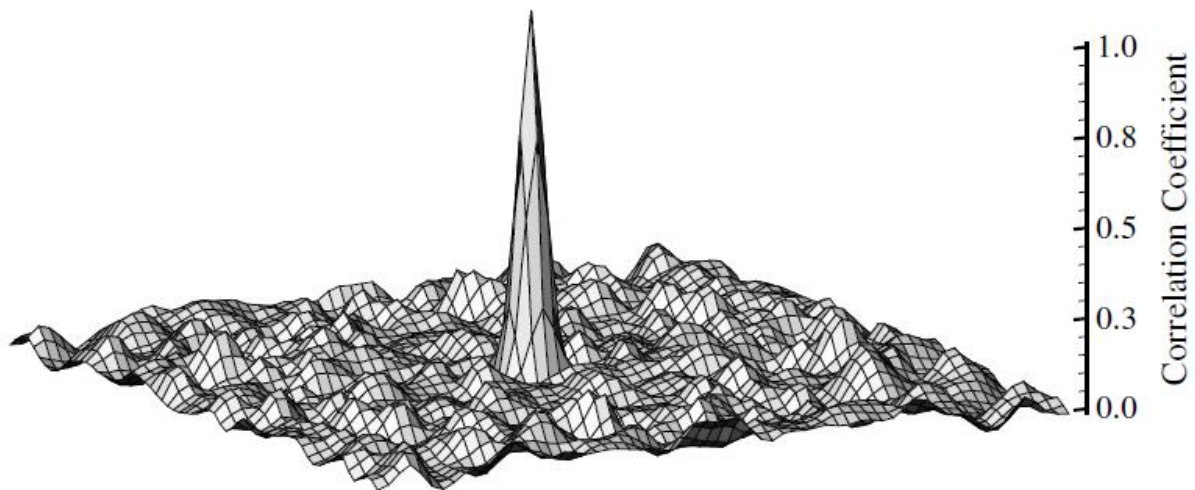
Στην πρώτη μέθοδο γίνεται απευθείας χρήση της διδιάστατης διακριτής συνάρτησης της χωρικής ετεροσυσχέτισης, R_{II} , η οποία δίνεται από την εξίσωση (A.6):

$$R_{II}(x, y) = \sum_m \sum_n I(m, n) I'(m + x, n + y) \quad (\text{A. 6})$$

όπου $I(m, n)$, $I'(m, n)$ είναι οι τιμές που λαμβάνουν τα εικονοστοιχεία (ένταση ανακλώμενου φωτός από τα στερεά σωματίδια) στη θέση (m, n) , της εξεταζόμενης υποπεριοχής των δύο εικόνων στον πρώτο (t_0) και στον δεύτερο ($t_0 + \Delta t$) χρόνο αντίστοιχα. Η εικόνα $I'(m, n)$ επιλέγεται να είναι μεγαλύτερη σε διαστάσεις από την εικόνα $I(m, n)$ για λόγους εφαρμογής της ανωτέρω συνάρτησης. Η τιμή κάθε εικονοστοιχείου των εικόνων I , I' , λαμβάνει τιμή στο εύρος 0-4095 για μια εικόνα με βάθος χρώματος 12 bits/pixel, δηλαδή με 4096 αποχρώσεις του γκρι (2^{12} συνδυασμοί). Με την ανωτέρω συνάρτηση υπολογίζεται το άθροισμα των γινομένων των τιμών των επικαλυπτόμενων εικονοστοιχείων, δηλαδή η τιμή της ετεροσυσχέτισης, $R_{II}(x, y)$, που αντιστοιχεί σε μετατόπιση, $\vec{d} = (x, y)$, όπου x και y είναι οι συνιστώσες της μετατόπισης μεταξύ των εικόνων $I(m, n)$ και $I'(m, n)$ στους δύο κάθετους άξονες συντεταγμένων αντίστοιχα. Οι μεταβλητές x , y λαμβάνουν ακέραιες τιμές έχοντας ως μονάδα μέτρησης το εικονοστοιχείο. Επαναλαμβάνοντας την ίδια διαδικασία για όλες τις δυνατές μετατοπίσεις, $\vec{d} = (x, y)$, παράγεται η επιφάνεια της ετεροσυσχέτισης, $R_{II}(x, y)$, (cross-correlation surface), (Σχήμα A.14 και Σχήμα A.15). Στην ουσία η εικόνα $I(m, n)$ μετατοπίζεται γύρω από την εικόνα $I'(m, n)$ για όλες τις δυνατές μετατοπίσεις, $\vec{d} = (x, y)$, μόνο κατά την οριζόντια ή την κατακόρυφη διεύθυνση ή ταυτόχρονα και στις δύο διευθύνσεις. Το εύρος τιμών της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης μετά από κανονικοποίηση βρίσκονταν στο διάστημα $[-1, 1]$. Υψηλή τιμή της ετεροσυσχέτισης κοντά στην μονάδα αντιστοιχεί σε μεγάλο πλήθος σωματιδίων στην εικόνα 1 που αντιστοιχούν με τις εικόνες τους στην εικόνα 2, ενώ χαμηλή τιμή της ετεροσυσχέτισης αντιστοιχεί σε σωματίδια της εικόνας 1 που δεν αντιστοιχούν στην εικόνα 2. Η μετατόπιση η οποία αντιστοιχεί στην μέγιστη τιμή της επιφάνειας της ετεροσυσχέτισης θα είναι η ζητούμενη μέση μετατόπιση των σωματιδίων που ανήκουν στην εξεταζόμενη υποπεριοχή και για την οποία οι εικόνες $I(m, n)$ και $I'(m, n)$ συμπίπτουν όσο το δυνατόν περισσότερο κατά την στατιστική έννοια. Το βασικό μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι απαιτείται υψηλό υπολογιστικό φορτίο για την εκτέλεση των πράξεων που αυξάνονται ανάλογα με το μέγεθος της εξεταζόμενης υποπεριοχής της εικόνας (interrogation window), αφού η όλη διαδικασία επαναλαμβάνεται και για τις υπόλοιπες υποπεριοχές σαρώνοντας το σύνολο των εικόνων 1 και 2 (Raffel et al., 2007).



Σχήμα A.14 Υπολογισμός επιφάνειας ετεροσυσχέτισης στον φυσικό χώρο (Raffel et al., 2007).

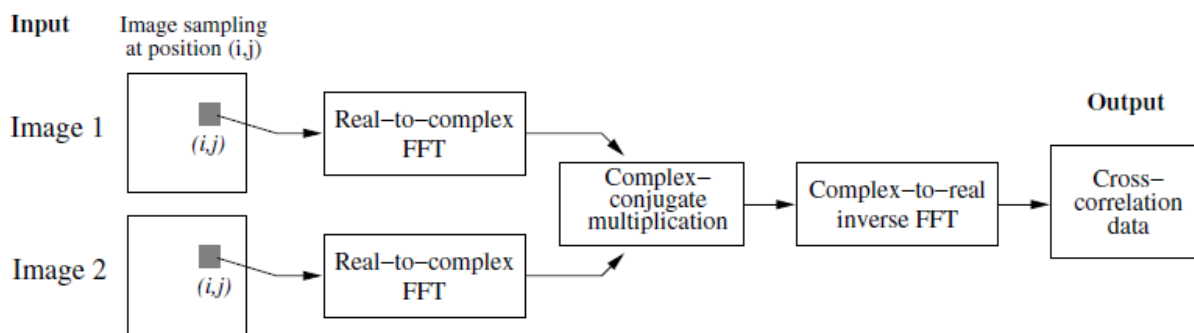


Σχήμα A.15 Επιφάνεια ετεροσυσχέτισης (Raffel et al., 2007).

Η δεύτερη μέθοδος βασίζεται στην εκτέλεση πράξεων στο χώρο των συχνοτήτων μέσω του μετασχηματισμού Fourier μειώνοντας σημαντικά το υψηλό υπολογιστικό φορτίο σε σχέση με την πρώτη μέθοδο, βασιζόμενοι στη θεωρία σήματος ότι η πράξη της ετεροσυσχέτισης μεταξύ δύο εικόνων στον φυσικό χώρο είναι ισοδύναμη με το μιγαδικό γινόμενο των μετασχηματισμών Fourier των εικόνων αυτών σύμφωνα με τις παρακάτω εξισώσεις (Raffel et al., 2007):

$$R_{II}(x, y) = \sum_m \sum_n I(m, n) I'(m + x, n + y) \Leftrightarrow \text{FFT}(R_{II}(x, y)) = \text{FFT}[I(m, n)] \cdot \text{FFT}[I'(m + x, n + y)]$$

Οι μετασχηματισμοί Fourier πραγματοποιούνται με αποδοτικούς αλγορίθμους ταχυμετασχηματισμών Fourier μειώνοντας σημαντικά το πλήθος των πράξεων από τάξη μεγέθους $O(N^2)$ σε $O(N \log_2 N)$. Σε αυτή την περίπτωση υπολογίζονται αρχικά οι διδιάστατοι μετασχηματισμοί FFT σε ισομεγέθη δείγματα των εικόνων $I(m, n)$ και $I'(m, n)$, ακολουθεί το μιγαδικό γινόμενο των παραγόμενων συντελεστών Fourier και στη συνέχεια ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier, για να παραχθεί η επιφάνεια που περιλαμβάνει τις τιμές της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης στον φυσικό χώρο. Τα περισσότερα συστήματα PIV χρησιμοποιούν πλέον αυτή τη μέθοδο ενώ σχηματικά η διαδικασία φαίνεται στο Σχήμα A.16.



Σχήμα A.16 Υπολογισμός επιφάνειας ετεροσυσχέτισης στον χώρο των συχνοτήτων (Raffel et al., 2007).

Υπολογισμός μετατόπισης με ακρίβεια υπό-εικονοστοιχείου

Και οι δύο παραπάνω μέθοδοι καθορίζουν την ζητούμενη μετατόπιση με ακρίβεια εικονοστοιχείου, δηλαδή οι δύο συνιστώσες του διανύσματος της μετατόπισης λαμβάνουν ακέραιες τιμές εικονοστοιχείων. Είναι δυνατό όμως να καθοριστεί η μετατόπιση με ακρίβεια υπό-εικονοστοιχείου (ακρίβεια 0.1 εικονοστοιχεία). Για να συμβεί αυτό και αφού έχει ήδη υπολογιστεί η επιφάνεια της ετεροσυσχέτισης, (Σχήμα A.15), θα πρέπει να γίνει μαθηματική προσαρμογή μιας Γκαουσιανής συνάρτησης στις τιμές της ανωτέρω επιφάνειας. Η επιλογή της Γκαουσιανής συνάρτησης οφείλεται στο γεγονός της ύπαρξης Γκαουσιανής κατανομής της

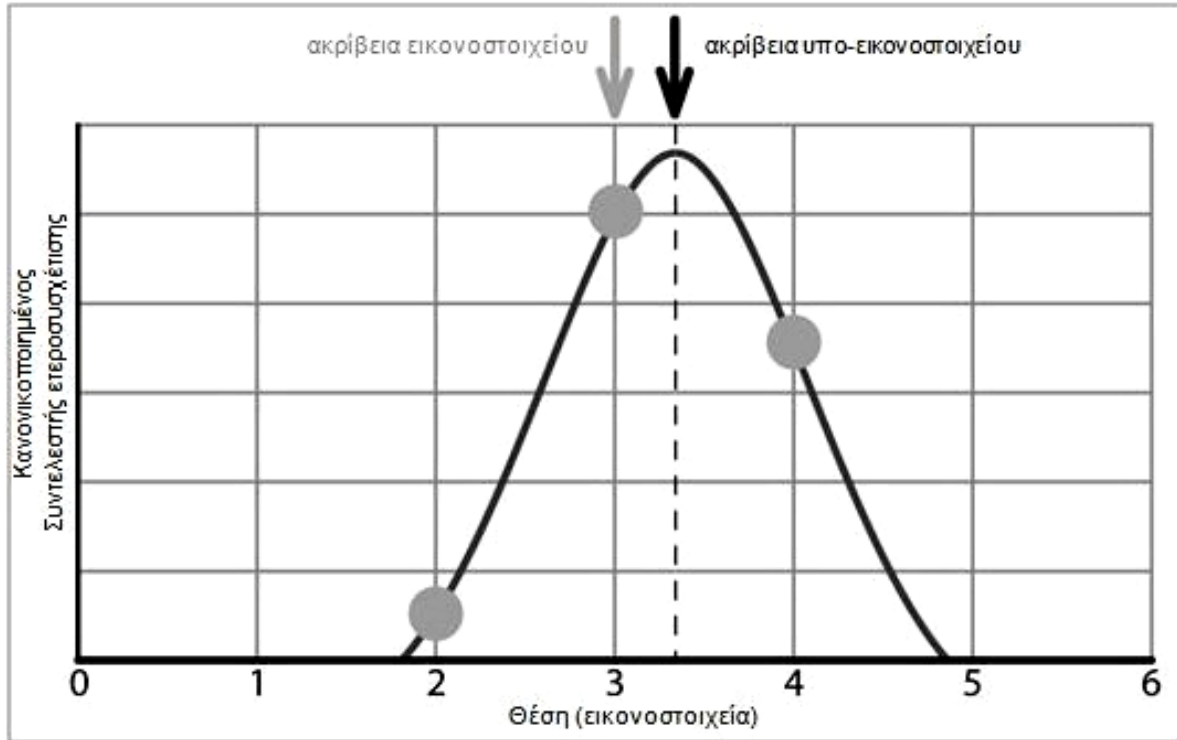
έντασης του φωτός που εκπέμπεται από το στερεό σωματίδιο οπότε από την θεωρία σήματος είναι γνωστό ότι η ετεροσυσχέτιση μεταξύ δύο Γκαουσιανών συναρτήσεων παράγει μια νέα Γκαουσιανή συνάρτηση.

Η προσαρμογή μπορεί να γίνει με δύο τρόπους. Στην πρώτη περίπτωση γίνεται προσαρμογή μιας μονοδιάστατης συνάρτησης που εκφράζει την κανονική κατανομή χρησιμοποιώντας την μέγιστη τιμή και τις δύο γειτονικές της σε κάθε διεύθυνση χωριστά (δύο φορές προσαρμογή της μονοδιάστατης κανονικής συνάρτησης σε τρεις τιμές ανά διεύθυνση χωριστά). Η συνάρτηση αυτή δίνεται από τις εξισώσεις (A.7) και (A.8) κατά την διεύθυνση x και y αντίστοιχα.

$$R_{II}(x) = I_0 \exp \left[\frac{-(x - x_0)^2}{k_x} \right] \quad (A.7)$$

$$R_{II}(y) = I_0 \exp \left[\frac{-(y - y_0)^2}{k_y} \right] \quad (A.8)$$

όπου $R_{II}(x)$, $R_{II}(y)$, είναι η τιμή της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης στη θέση με ακέραιες συντεταγμένες x , y και k_x , k_y , είναι τα πλάτη της μέγιστης τιμής της συνάρτησης στις διευθύνσεις x , y αντίστοιχα. Το πλάτος ορίζεται ως η απόσταση επί της οποίας η τιμή της ετεροσυσχέτισης ισούται με το 37% ($1/e$) της μέγιστης τιμής της, (Dantec Dynamics A/S, 2014). Η μέγιστη τιμή της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης, I_0 , βρίσκεται στις θέσεις με συντεταγμένες $x=x_0$, $y=y_0$ κατά την διεύθυνση x , y αντίστοιχα. Στη συνέχεια υπολογίζεται το ολικό ακρότατό της για κάθε διεύθυνση χωριστά και οι θέσεις, $x=x_0$, $y=y_0$, που εμφανίζεται αυτό. Το διάνυσμα, $\vec{d}_0 = (x_0, y_0)$, αποτελεί την ζητούμενη μέση μετατόπιση των σωματιδίων στην συγκεκριμένη υποπεριοχή της εικόνας με ακρίβεια υπό-εικονοστοιχείου (Σχήμα A.17). Η περίπτωση αυτή βρίσκει εφαρμογή όταν η μορφή της αιχμής της συνάρτησης ετεροσυσχέτισης προσεγγίζει ικανοποιητικά την Γκαουσιανή συνάρτηση.



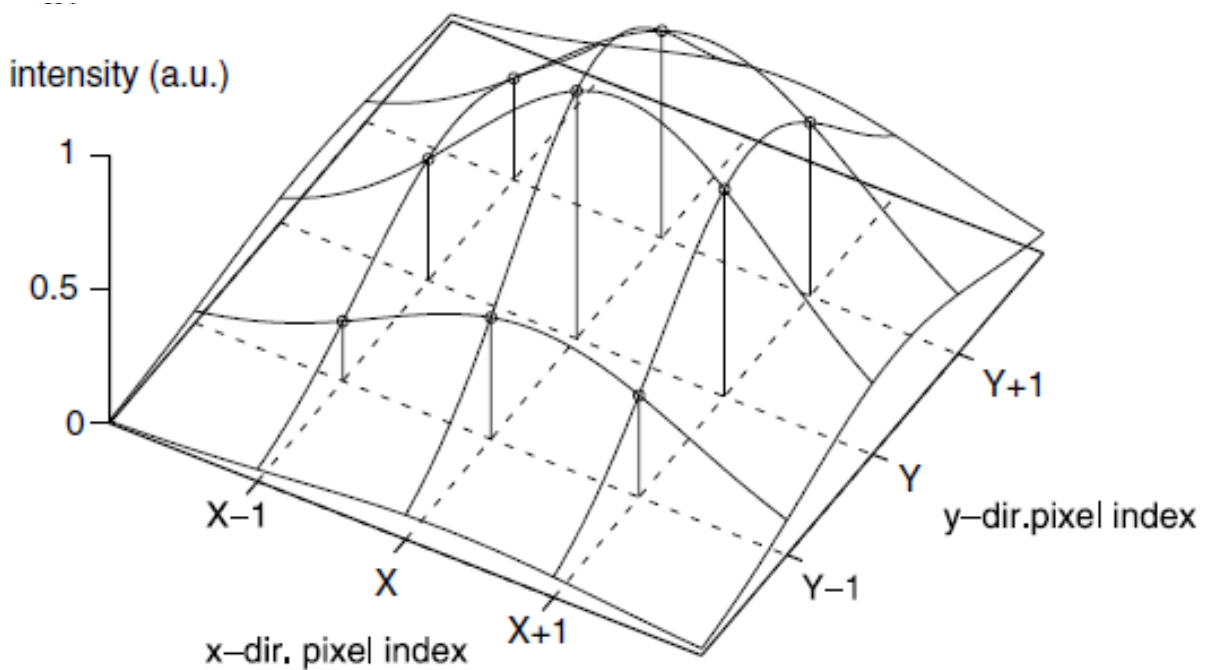
Σχήμα A.17 Επίτευξη ακρίβειας υπο-εικονοστοιχείου με προσαρμογή μονοδιάστατης Γκαουσιανής συνάρτησης (εμφανίζεται μία διεύθυνση, Thielicke and Stamhuis, 2014).

Στην δεύτερη περίπτωση γίνεται προσαρμογή μιας διδιάστατης Γκαουσιανής συνάρτησης στις τιμές της επιφάνειας της ετεροσυσχέτισης, (Σχήμα A.18). Η συνάρτηση αυτή έχει την παρακάτω μορφή, (εξίσωση A.9):

$$R_{II}(x, y) = I_0 \exp \left[\frac{-(x - x_0)^2}{(1/8)d_{tx}^2} - \frac{-(y - y_0)^2}{(1/8)d_{ty}^2} - \frac{k_{xy}(x - x_0)(y - y_0)}{d_{tx}d_{ty}} \right] \quad (A.9)$$

όπου $R_{II}(x, y)$ είναι η τιμή της συνάρτησης της ετεροσυσχέτισης στη θέση με ακέραιες συντεταγμένες x, y και d_{tx}, d_{ty} , είναι τα πλάτη της μέγιστης τιμής της συνάρτησης στις διευθύνσεις x, y αντίστοιχα ενώ k_{xy} είναι ο συντελεστής ελλειπτικότητας της αιχμής. Η αιχμή της ανωτέρω επιφάνειας με τιμή I_0 βρίσκεται στη θέση με συντεταγμένες (x_0, y_0) κατά την διεύθυνση (x, y) αντίστοιχα. Στην ανωτέρω σχέση οι άγνωστοι συντελεστές $d_{tx}, d_{ty}, k_{xy}, x_0, y_0, I_0$, προσδιορίζονται ρητά με προσαρμογή ελαχίστων τετραγώνων των τιμών μιας περιοχής που αποτελείται από τρία εικονοστοιχεία σε κάθε διεύθυνση χωριστά (3x3 εικονοστοιχεία-

συνολικά εννέα τιμές) στην οποία στο κέντρο της βρίσκεται η αιχμή της επιφάνειας. Έχοντας πλέον γνωστούς τους συντελεστές της συνάρτησης μπορεί να βρεθεί η μέγιστη τιμή της και η θέση $\vec{d}_0 = (x_0, y_0)$ που εμφανίζεται αυτή βρίσκοντας το ολικό ακρότατό της. Η θέση αυτή είναι και η ζητούμενη μέση μετατόπιση των στερεών σωματιδίων με ακρίβεια υπό-εικονοστοιχείου που ανήκουν στην συγκεκριμένη υποπεριοχή της εικόνας. Η περίπτωση αυτή βρίσκει εφαρμογή σε περιπτώσεις ροών με έντονη περιστροφή ή παραμόρφωση των ρευστών σωματιδίων ή όταν η μορφή της αιχμής της επιφάνειας της ετεροσυσχέτισης αποκλίνει από την Γκαουσιανή συνάρτηση (π.χ. ελλειπτικό σχήμα), (Nobach and Honkanen, 2005).



Σχήμα A.18 Επίτευξη ακρίβειας υπο-εικονοστοιχείου με προσαρμογή διδιάστατης Γκαουσιανής συνάρτησης (Nobach and Honkanen, 2005).

Στη συνέχεια έχοντας πλέον γνωστή τη μέση μετατόπιση στην εικόνα, $\vec{d}_0 = (x_0, y_0)$, με ακρίβεια υπό-εικονοστοιχείου και με δεδομένα το χρονικό διάστημα, Δt , μεταξύ των δύο παλμών φωτός, τον συντελεστή μεγέθυνσης, M και το pixel pitch της κάμερας, προκύπτει το στιγμιαίο χρονικά διάστημα ταχύτητας, \vec{v} , στην εξεταζόμενη υποπεριοχή του πεδίου ροής σύμφωνα με την εξίσωση (A.10):

$$\vec{v} = \frac{\text{pixel pitch} \cdot M \cdot \vec{d}_0}{\Delta t} \quad (\text{A.10})$$

