



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΛΙΜΕΝΙΚΩΝ ΕΡΓΩΝ

«ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΕ ΥΦΑΛΟ ΔΙΑΠΕΡΑΤΟ
ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΛΟΓΩ ΘΑΛΑΣΣΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ»

“HYDRODYNAMIC CONDITIONS IN A SUBMERGED
POROUS BREAKWATER”

ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

Για τον Επιστημονικό Τίτλο του Διδάκτορα Μηχανικού υποβληθείσα

Στη Σχολή Πολιτικών Μηχανικών του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου

Αναστάσιος Μεταλληνός

Διπλ. Πολιτικός Μηχανικός Δ.Π.Θ., Μ.Δ.Ε. Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ, ΔΕΚΕΜΒΡΙΟΣ 2016

Η διδακτορική διατριβή αυτή χρηματοδοτήθηκε μερικώς μέσω υποτροφίας που χορηγήθηκε από τον Ειδικό Λογαριασμό Κονδυλίων Έρευνας του Ε.Μ.Π.

Copyright © Anastasios S. Metallinos

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Στη γυναίκα μου,
Ναταλία

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

Ευχαριστίες.....	ix
Ευρετήριο Σχημάτων.....	xi
Ευρετήριο Πινάκων.....	xix
Ευρετήριο Εικόνων.....	xxiii
Ορισμοί Κυριότερων Συμβόλων.....	xxv
Περίληψη.....	xxix
Extended Abstract.....	xxxiii
1. Εισαγωγή.....	1
1.1 Αντικείμενο Διατριβής και Υπάρχουσα Γνώση.....	1
1.2 Στόχος και Πρωτοτυπία της Έρευνας.....	8
1.3 Διάρθρωση Διατριβής.....	12
2. Ύφαλοι Κυματοθραύστες.....	15
2.1 Εισαγωγή.....	15
2.2 Κυματοθραύστες Χαμηλής Στέψης.....	19
2.3 Φαινόμενα γύρω από Ύφαλο Κυματοθραύστη.....	23
2.4 Οι Ύφαλοι Κυματοθραύστες ως Τεχνητοί Οικότοποι.....	26
3. Αριθμητικά Μοντέλα Διάδοσης Κυματισμών τύπου Boussinesq.....	31
3.1 Εισαγωγή στα Μοντέλα τύπου Boussinesq.....	31
3.2 Συνοπτική Περιγραφή της Εξέλιξης των Μοντέλων τύπου Boussinesq.....	32
3.3 Εισαγωγή της Θραύσης στα Μοντέλα τύπου Boussinesq.....	44
3.4 Μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014).....	48
3.5 Ροή σε πορώδες μέσο – Μοντέλο των Cruz <i>et al.</i> (1997).....	54
4. Μαθηματικό Υπόβαθρο.....	65
4.1 Εισαγωγή.....	65
4.2 Τροποποιημένο Μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014).....	66
4.2.1 Βασικές εξισώσεις μοντέλου.....	66
4.2.2 Εξίσωση Darcy-Forchheimer.....	67
4.2.3 Μοντέλο θραύσης.....	69
4.2.4 Τριβή πυθμένα.....	73
4.2.5 Οριακές συνθήκες.....	74
4.2.6 Μίξη εντός του κανάβου.....	76
4.2.7 Αριθμητικό σχήμα επίλυσης.....	77
4.3 Προφίλ Ταχυτήτων στο Εσωτερικό Ύφαλων Διαπερατών Κυματοθραυστών.....	78

4.4	Προφίλ Πιέσεων στο Εσωτερικό Ύψαλων Διαπερατών Κυματοθραυστών	81
5.	Περιγραφή Πειραμάτων	85
5.1	Εισαγωγή	85
5.2	Μονοδιάστατα Πειράματα σε Διώρυγα Δοκιμών.....	85
5.2.1	<i>Πειραματικά δεδομένα ταχυτήτων για 1DH διάδοση κυματισμών.....</i>	<i>90</i>
5.2.2	<i>Πειραματικά δεδομένα πιέσεων για 1DH διάδοση κυματισμών.....</i>	<i>94</i>
5.2.3	<i>Πειραματικά δεδομένα ανύψωσης/ταπείνωσης ελεύθερης επιφάνειας για 1DH διάδοση κυματισμών.....</i>	<i>98</i>
5.3	Δισδιάστατα Πειράματα σε Δεξαμενή Κυμάτων	104
5.3.1	<i>Πειραματικά δεδομένα ταχυτήτων για 2DH διάδοση κυματισμών.....</i>	<i>109</i>
5.3.2	<i>Πειραματικά δεδομένα ανύψωσης/ταπείνωσης ελεύθερης επιφάνειας για 2DH διάδοση κυματισμών.....</i>	<i>111</i>
6.	Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 1DH Πεδίο.	115
6.1	Εισαγωγή	115
6.2	Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (1DH) Τροχιακών Ταχυτήτων	116
6.3	Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (1DH) Υδροδυναμικών Πιέσεων	126
6.4	Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (1DH) Ανύψωσης/Ταπείνωσης Ελεύθερης Επιφάνειας	140
6.4.1	<i>Βελτιστοποίηση παραμέτρων θραύσης</i>	<i>141</i>
6.4.2	<i>Διερεύνηση αριθμητικού σχήματος.....</i>	<i>144</i>
6.4.3	<i>Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων με πειραματικές μετρήσεις.....</i>	<i>152</i>
7.	Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 2DH Πεδίο.	165
7.1	Εισαγωγή	165
7.2	Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (2DH) Ανύψωσης/Ταπείνωσης Ελεύθερης Επιφάνειας	166
7.2.1	<i>Πείραμα του DELOS project.....</i>	<i>166</i>
7.2.2	<i>Πείραμα στο Πανεπιστήμιο Πατρών</i>	<i>172</i>
7.3	Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (3D) Τροχιακών Ταχυτήτων.....	191
7.3.1	<i>Πείραμα στο Πανεπιστήμιο Πατρών</i>	<i>191</i>
7.4	Μοντέλο σε Φυσική Κλίμακα.....	212
8.	Συμπεράσματα – Προτάσεις	221
8.1	Σύνοψη και Τελικές Παρατηρήσεις.....	221
8.2	Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα.....	224
	Βιβλιογραφία.....	225

Ευχαριστίες

Η ολοκλήρωση της διδακτορικής αυτής διατριβής δεν θα ήταν δυνατή αν όλα αυτά τα χρόνια δεν είχα την αμέριστη συμπαράσταση και καθοδήγηση ανθρώπων, οι οποίοι με αγκάλιασαν με την εμπιστοσύνη τους και με υποστήριξαν σε κάθε βήμα μου. Η συνεισφορά του καθενός ήταν διαφορετική και συνάμα καθοριστική για την ολοκλήρωση αυτής της μακράς και επίπονης πορείας.

Θα ήθελα πρώτιστα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα μου, Ομότιμο Καθηγητή Ε.Μ.Π., κ. Κωνσταντίνο Μέμο, κάτω από τη σταθερή καθοδήγηση και το συντονισμό του οποίου ολοκληρώθηκε η προσπάθεια αυτή. Το συνεχές ενδιαφέρον που επέδειξε όλα αυτά τα χρόνια, δίνοντας λύσεις σε διάφορα προβλήματα που προέκυπταν σε συνδυασμό με τις επισημάνσεις και τις διορθώσεις του ήταν παράγοντες καθοριστικοί για την τελική διαμόρφωση της παρούσας διατριβής. Η συνεισφορά του επεκτείνεται πέραν του αυστηρού ακαδημαϊκού του ρόλου, αφού συνεχώς ενεργούσε προς το πρόσωπό μου ως πατέρας και φίλος, χαρίζοντάς μου αξέχαστες στιγμές, διαδραματίζοντας καθοριστικό ρόλο στην περαιτέρω διαμόρφωση της προσωπικότητάς μου. Θα του είμαι ευγνώμων για όλη μου τη ζωή και εύχομαι η συνεργασία μας να συνεχιστεί σε επαγγελματικό επίπεδο, αφού σε προσωπικό επίπεδο η φιλία μας είναι δεδομένη.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τα υπόλοιπα μέλη της συμβουλευτικής μου επιτροπής, την Αναπλ. Καθηγήτρια ΕΜΠ κα Βασιλική Τσουκαλά και τον Καθηγητή Πανεπιστημίου Πατρών κ. Αθανάσιο Δήμα για το ενδιαφέρον τους και την πολύ καλή συνεργασία που είχαμε σε όλη τη διάρκεια της έρευνας αυτής. Τα τελικά σχόλια και οι παρατηρήσεις τους συνετέλεσαν στην βελτίωση της εργασίας αυτής ενώ ιδιαίτερα η συμβολή του κ. Δήμα στη διεξαγωγή των πειραμάτων στο Πανεπιστήμιο Πατρών ήταν καθοριστική.

Φυσικά δεν θα μπορούσα να μην αναφερθώ σε αυτό το σημείο στους εξαιρετικούς επιστήμονες, συναδέλφους και φίλους μου Δρ. Μιχάλη Χονδρό και Δρ. Γεώργιο Κλωνάρη. Τον πρώτο τον ευχαριστώ ιδιαίτερα για τις χρήσιμες συμβουλές του και την παροχή του αρχικού υπολογιστικού κώδικα που βασίστηκε η παρούσα έρευνα και τον δεύτερο για την πολύτιμη βοήθειά του στη διεξαγωγή εργαστηριακών μετρήσεων. Εκτός από άριστοι συνεργάτες υπήρξαν και πραγματικοί φίλοι και προσδοκώ να τους έχω δίπλα μου για όλη μου τη ζωή.

Στη συνέχεια, θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά το προσωπικό του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων της σχολής Πολιτικών Μηχανικών του Ε.Μ.Π. και ιδιαιτέρως την Δρ. Θεοδώρα

Γιαντσή για την βοήθειά τους στη διεξαγωγή μέρους των πειραμάτων της παρούσας διατριβής. Επιπρόσθετα, ευχαριστώ θερμά το προσωπικό του Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών και ιδιαίτερα την Υποψ. Διδάκτορα Νάντια Γαλάνη για την υποδοχή και την άρτια τεχνική υποστήριξη που μου παρείχαν στην ολίγων μηνών παρουσία μου εκεί.

Παράλληλα θα ήθελα να αναφερθώ και να ευχαριστήσω τους ανθρώπους και συνεργάτες που γνώρισα αυτά τα χρόνια και ήταν δίπλα μου προσφέροντας με τον δικό τους τρόπο κι από διαφορετικό πόστο ο καθένας. Ένα μεγάλο ευχαριστώ λοιπόν στους Φραγκίσκα-Καρμέλα Γαδ, Μαρία-Ειρήνη Εμμανουηλίδου και Αθανάσιο Ζήρο. Ανάμεσα τους ξεχωριστή θέση κατέχει ο Ελπιδοφόρος-Ευγένιος Ρεπούσης ο οποίος με βοήθησε σε καθοριστικό βαθμό στην έκβαση της παρούσας έρευνας και μου χάρισε όμορφες στιγμές, με τον ιδιαίτερο και παράξενο τρόπο με τον οποίο επέλεγε κάθε φορά να με βοηθήσει είτε σε επιστημονικό είτε σε φιλικό επίπεδο.

Ολοκληρώνοντας, δεν θα μπορούσα να παραβλέψω φυσικά τους γονείς μου, Σπυρίδωνα και Ευγενία καθώς και τον μικρότερό μου αδελφό Κωνσταντίνο, οι οποίοι στεκόταν πάντα δίπλα μου, διακριτικά, σε όλη την διάρκεια αυτής της προσπάθειάς που τώρα ολοκληρώνεται και επενέβαιναν καθοριστικά όποτε κρινόταν αναγκαίο. Ήταν οι άνθρωποι που με την αγάπη τους, την υπομονή τους και την διαρκή υποστήριξή τους έκαναν τις δύσκολες στιγμές να μοιάζουν ευκολότερες. Τέλος, αφιερώνω την διδακτορική αυτή διατριβή στη γυναίκα μου Ναταλία, όπου αυτά που αισθάνομαι για την ψυχολογική υποστήριξη και υπομονή που έδειξε στο πρόσωπό μου όλα αυτά τα χρόνια δεν μπορούν εύκολα να περιγραφούν.

Ευρετήριο Σχημάτων

2. Ύφαλοι Κυματοθραύστες

Σχήμα 2.1 Δυναμικά ευσταθής ύφαλος κυματοθραύστης - <i>Reef-Type breakwater</i> (πηγή: Van der Meer and Daemen 1994).	20
Σχήμα 2.2 Στατικά ευσταθής κυματοθραύστης χαμηλής στέψης - <i>Low-Crested Breakwater</i> (πηγή: Van der Meer and Daemen 1994).....	21
Σχήμα 2.3 Στατικά ευσταθής ύφαλος κυματοθραύστης - <i>Submerged Breakwater</i> (πηγή: Van der Meer and Daemen 1994).	21
Σχήμα 2.4 Ημισφαιρικός ύφαλος τύπου Reef-ball (HSAR) (πηγή: Armono and Hall 2003). ..	22
Σχήμα 2.5 Υ.Κ. από λιθορριπή σε συνδυασμό με ύφαλο τύπου Reef-ball (πηγή: Armono and Hall 2003).....	22
Σχήμα 2.6 Σχηματική αναπαράσταση μηχανισμών απόσβεσης ενέργειας ενός Υ.Κ.	24
Σχήμα 2.7 Ανύψωση μέσης στάθμης κυματισμών στα κατάντη του Υ.Κ. (set-up). (πηγή: Calabrese <i>et al.</i> , 2008).....	25
Σχήμα 2.8 Στροβιλισμός ροής ανάντη και κατάντη Υ.Κ. όπως προέκυψε από υπολογιστική προσομοίωση των Garcia <i>et al.</i> (2004).	26

3. Αριθμητικά Μοντέλα Διάδοσης Κυματισμών τύπου Boussinesq

Σχήμα 3.1 Ποσοστιαίο λάθος ταχύτητας φάσης 100c-cSTOKES/cSTOKES, όπου η ταχύτητα c υπολογίζεται από την Εξ. (3.6) (πηγή: madsen <i>et al.</i> , 1991).	35
Σχήμα 3.2 Ακρίβεια του τετραγώνου του λόγου της ταχύτητας φάσης ($c^2/cSTOKES^2$) με (i) $\sigma=-0.2$ (ii) $\sigma=-0.5$ (iii) Padé [8,10] (iv) $\sigma=0$ και Padé [4,4] (πηγή: Madsen <i>et al.</i> , 2002).....	44
Σχήμα 3.3 Σχηματική απεικόνιση των κριτηρίων θραύσης (a) της τυρβώδους συνεκτικότητας (Kennedy <i>et al.</i> , 2000) και (b) του επιφανειακού κυλίνδρου (Surface roller model) (πηγή: D' Alessandro and Tomasicchio 2008).	45
Σχήμα 3.4 Ανάλυση πρώτης τάξης, αδιάστατη φασική ταχύτητα συναρτήσει του $\kappa(=kd)$. Madsen and Schäffer (1998) (⋯), CM14 (—) (πηγή: Chondros 2014).	50
Σχήμα 3.5 Ανάλυση δεύτερης τάξης. Madsen and Schäffer (1998) (⋯), CM14 (—) (πηγή: Chondros 2014).	51
Σχήμα 3.6 Κλίση γραμμικής ρήχωσης γ_0 . Madsen and Schäffer (1998) (⋯), CM14 και Stokes (—) (πηγή: Chondros 2014).	52
Σχήμα 3.7 Ορισμοί συμβόλων στο μοντέλο των Cruz <i>et al.</i> (1997).	56

4. Μαθηματικό Υπόβαθρο

Σχήμα 4.1 Ορισμός μεταβλητών μοντέλου mCM14.....	67
Σχήμα 4.2 Ορισμοί μεταβλητών.....	79
Σχήμα 4.3 Σχηματική απεικόνιση που οδηγεί στην κατανομή των ταχυτήτων.....	81
Σχήμα 4.4 Ορισμοί μεταβλητών.....	82

5. Περιγραφή Πειραμάτων

Σχήμα 5.1 Κάτοψη και τομή της πειραματικής διώρυγας και του φυσικού προσομοιώματος.	87
Σχήμα 5.2 Πειραματική διάταξη και σημεία λήψης μετρήσεων των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων (τα μήκη σε m).	93
Σχήμα 5.3 Πειραματική διάταξη και σημεία λήψης μετρήσεων των υδροδυναμικών πιέσεων (τα μήκη σε m).....	97
Σχήμα 5.4 Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης (1-5: θέσεις μετρητών).	99
Σχήμα 5.5 Πειραματική διάταξη μέτρησης της ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας και θέσεις κυματομετρητών (μήκη σε m).....	100
Σχήμα 5.6 Γενική διάταξη της δεξαμενής κύματος και του φυσικού προσομοιώματος (μήκη σε cm).	106
Σχήμα 5.7 Διατομή A-A της πειραματικής διάταξης (μήκη σε cm).	106
Σχήμα 5.8 Διατομή B-B της πειραματικής διάταξης (μήκη σε cm).....	107
Σχήμα 5.9 Λεπτομέρεια διατομής Υ.Κ. (μήκη σε cm).	107
Σχήμα 5.10 Κάτοψη και κατά μήκος τομή σημείων μετρήσεων ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και ταχυτήτων.	113
Σχήμα 5.11 Διατομή Γ-Γ της πειραματικής διάταξης (μήκη σε cm).....	113

6. Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 1DH Πεδίο

Σχήμα 6.1 Σκαρίφημα των θέσεων μέτρησης των ταχυτήτων.	117
Σχήμα 6.2 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T1.....	118
Σχήμα 6.3 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T2.....	119
Σχήμα 6.4 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T3.....	120
Σχήμα 6.5 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T11.....	121
Σχήμα 6.6 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T12.....	122
Σχήμα 6.7 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T13.....	123

Σχήμα 6.8 Μεταβολή της μετρημένης ταχύτητας u_s εγκάρσια του Υ.Κ. σε αποστάσεις από τον πυθμένα: —▲— $z'=10$ cm και —■— $z'=20$ cm.....	124
Σχήμα 6.9 Σκαρίφημα των θέσεων μέτρησης των πιέσεων.	127
Σχήμα 6.10 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T1: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.....	128
Σχήμα 6.11 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T2: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.....	129
Σχήμα 6.12 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T3: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.....	130
Σχήμα 6.13 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T4: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.....	131
Σχήμα 6.14 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T5: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.....	132
Σχήμα 6.15 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T6: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.....	133
Σχήμα 6.16 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T7: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.....	134
Σχήμα 6.17 Κατανομή υδροδυναμικών πιέσεων με (*) COBRAS, (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T2 στις θέσεις: (a) ανάντη, (b) #1, (c) #2, (d), #3.	137
Σχήμα 6.18 Κατανομή υδροδυναμικών πιέσεων με (*) COBRAS, (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T7 στις θέσεις: (a) Ανάντη, (b) #1, (c) #2, (d), #3.	138
Σχήμα 6.19 Χρονοσειρά υδροδυναμικών πιέσεων για τα σενάρια #2 και #7 στις θέσεις: (b) 1, (c) 2, (d) 3; (- - -) μετρήσεις, (—) mCM14, (---) COBRAS	139
Σχήμα 6.20 Μετρημένη μεταβολή υδροδυναμικών πιέσεων κατά μήκος του Υ.Κ. για τα σενάρια (a) #2, (b) 7 σε δύο χαρακτηριστικές αποστάσεις από τον πυθμένα $z' = (—▲—) 0.10$ m and $(—■—) 0.20$ m.	140
Σχήμα 6.21 Σκαρίφημα των κυματομετρητών για μονοδιάστατη διάδοση κυμάτων (διαστάσεις σε m).....	141
Σχήμα 6.22 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 1 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.	145
Σχήμα 6.23 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 2 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.	145

Σχήμα 6.24 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 3 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.	146
Σχήμα 6.25 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 4 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.	146
Σχήμα 6.26 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 5 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.	147
Σχήμα 6.27 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 1 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m.	147
Σχήμα 6.28 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 2 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m.	148
Σχήμα 6.29 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 3 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m.	148
Σχήμα 6.30 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 4 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m.	149
Σχήμα 6.31 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 5 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m.	149
Σχήμα 6.32 Μέσος όρος της απόκλισης από το πείραμα (αριστερά) και υπολογιστικός χρόνος (δεξιά) συναρτήσει του χρονικού βήματος για σταθερό χωρικό βήμα $\Delta x = 0.05$ m. 150	
Σχήμα 6.33 Μέσος όρος της απόκλισης του πειράματος (αριστερά) και υπολογιστικός χρόνος (δεξιά) συναρτήσει του χωρικού βήματος για σταθερό χρονικό βήμα $\Delta t = 0.0025$ s.	151
Σχήμα 6.34 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπέρατο Υ.Κ. για το σενάριο T1. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	154
Σχήμα 6.35 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπέρατο Υ.Κ. για το σενάριο T2. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	155

Σχήμα 6.36 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπέρατο Υ.Κ. για το σενάριο T3. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	156
Σχήμα 6.37 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπέρατο Υ.Κ. για το σενάριο T4. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	157
Σχήμα 6.38 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπέρατο Υ.Κ. για το σενάριο T5. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	158
Σχήμα 6.39 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπέρατο Υ.Κ. για το σενάριο T6. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	159
Σχήμα 6.40 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπέρατο Υ.Κ. για το σενάριο T7. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	160
Σχήμα 6.41 Σύγκριση συντελεστή μετάδοσης K_t για όλα τα πειραματικά σενάρια μεταξύ mCM14 και μετρήσεων – (a) διαπερατό, (b) αδιαπέρατο Υ.Κ.	161

7. Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 2DH Πεδίο

Σχήμα 7.1 Κατευθυντικότητα με $s=50$ στο πείραμα του DELOS, test 21. (πηγή: Kramer and Burcharth 2003).	167
Σχήμα 7.2 Κάτοψη της πειραματική διάταξης του Aalborg για στενή στέψη κατασκευής. Μήκη σε cm (πηγή: Kramer <i>et al.</i> , 2005)	168
Σχήμα 7.3 Διατομές των Υ.Κ. των πειραματικών διατάξεων του Aalborg. Αριστερά: στενής στέψης κατασκευή (άνω) και ευρείας στέψης κατασκευή (κάτω). Δεξιά: η μέση διάμετρος των χρησιμοποιούμενων υλικών (πηγή: Kramer <i>et al.</i> , 2005).	168
Σχήμα 7.4 Βαθυμετρία για στενής στέψης κυματοθραύστες όπως αυτή εισήχθη στο αριθμητικό προσομοίωμα για το πείραμα του DELOS.	169
Σχήμα 7.5 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για (a) test 19 και (b) test 37. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	170
Σχήμα 7.6 Χωρική εξέλιξη του κυματικού φάσματος για το test 21. (—) experiment, (- -) mCM14	172
Σχήμα 7.7 Κάτοψη θέσεων κυματομετρητών.	173
Σχήμα 7.8 Βαθυμετρία αριθμητικού προσομοιώματος για το πείραμα της Πάτρας – στους οριζόντιους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων ενώ στον κατακόρυφο άξονα οι διαστάσεις είναι σε m.	174
Σχήμα 7.9 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P1. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	176

Σχήμα 7.10 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P2. (—) πείραμα, (- -) mCM14.....	178
Σχήμα 7.11 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P3. (—) πείραμα, (- -) mCM14.....	180
Σχήμα 7.12 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P4. (—) πείραμα, (- -) mCM14.....	182
Σχήμα 7.13 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P5. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	184
Σχήμα 7.14 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P6. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	186
Σχήμα 7.15 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P7. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	188
Σχήμα 7.16 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P8. (—) πείραμα, (- -) mCM14.	190
Σχήμα 7.17 Κάτοψη των διατομών μέτρησης των στιγμιαίων τροχιακών ταχυτήτων, μήκη σε cm. I: Θέση Κεντρική, II: Θέση Ακρομώλιο. Μήκη σε cm.....	192
Σχήμα 7.18 Διατομή στη Θέση (I) όπου φαίνονται τα σημεία ● μέτρησης των ταχυτήτων καθ' ύψος. Μήκη σε cm.....	193
Σχήμα 7.19 Καταγεγραμμένη από το ADV χρονοσειρά ταχυτήτων vx για το σενάριο 3, Θέση (I), απόσταση από τον πυθμένα $z'=10$ cm, όπου απεικονίζονται ενδεικτικά ορισμένες αιχμές της καταγραφής. Μονάδες ταχυτήτων σε cm/s	193
Σχήμα 7.20 Καταγεγραμμένη από το ADV χρονοσειρά ταχυτήτων vx για το σενάριο 1, Θέση (I), απόσταση από τον πυθμένα $z'=2$ cm. Μονάδες ταχυτήτων σε cm/s.	194
Σχήμα 7.21 Ενδεικτική χρονοσειρά τροχιακών ταχυτήτων αφιλτράριστης από αιχμές, Σενάριο 4, Θέση (II), σημείο μέτρησης $z'=10$ cm για την ταχύτητα vsx στη διεύθυνση x των κυματισμών.	196
Σχήμα 7.22 Νέφος και έλλειψη που προκύπτει κατά την εφαρμογή της μεθόδου 3D Phase-Space Despiking για Δvsx συναρτήσεως του vsx . Με μαύρο (●): οι μεταβλητές που προκύπτουν από αφιλτράριστη χρονοσειρά και με κόκκινο (●) έπειτα από αφαίρεση των αιχμών.	196
Σχήμα 7.23 Νέφος και έλλειψη που προκύπτει κατά την εφαρμογή της μεθόδου 3D Phase-Space Despiking για $\Delta 2vsx$ συναρτήσεως του Δvsx . Με μαύρο (●): οι μεταβλητές που προκύπτουν από αφιλτράριστη χρονοσειρά και με κόκκινο (●) έπειτα από αφαίρεση των αιχμών.	197

Σχήμα 7.24 Νέφος και έλλειψη που προκύπτει κατά την εφαρμογή της μεθόδου 3D Phase-Space Despiking για $\Delta 2\nu s x$ συναρτήσεϊ του $\nu s x$. Με μαύρο (●): οι μεταβλητές που προκύπτουν από αφιλτράριστη χρονοσειρά και με κόκκινο (●) έπειτα από αφαίρεση των αιχμών.	197
Σχήμα 7.25 Τελική χρονοσειρά τροχιακών ταχυτήτων αφαιρουμένης των αιχμών, Σενάριο 4, Θέση (II), απόσταση από τον πυθμένα $z'=10$ cm για ταχύτητα $\nu s x$ στη διεύθυνση x των κυματισμών.	198
Σχήμα 7.26 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P1: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	200
Σχήμα 7.27 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	201
Σχήμα 7.28 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P3: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	202
Σχήμα 7.29 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P4: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	203
Σχήμα 7.30 Χρονοσειρά τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P3 στο σημείο μέτρησης $z'=10$ cm. (—) πείραμα, (- -) mCM14. (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b χρονοσειρά οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	205
Σχήμα 7.31 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P5: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	208
Σχήμα 7.32 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P6: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	209
Σχήμα 7.33 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P7: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	210

Σχήμα 7.34 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P8: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	211
Σχήμα 7.35 Φάσματα ταχυτήτων για το σενάριο P7 στο εσωτερικό του Υ.Κ. στο σημείο μέτρησης $z'=10$ cm. (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	212
Σχήμα 7.36 Βαθυμετρία αριθμητικού προσομοιώματος για το πείραμα της Πάτρας σε φυσική κλίμακα 1:10 – στους οριζόντιους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων ενώ στον κατακόρυφο άξονα οι διαστάσεις είναι σε m.	215
Σχήμα 7.37 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2 σε πραγματική κλίμακα: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	216
Σχήμα 7.38 Βαθυμετρία αριθμητικού προσομοιώματος με τρεις αποσπασμένους Υ.Κ. σε φυσική κλίμακα 1:10 – στους οριζόντιους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων ενώ στον κατακόρυφο άξονα οι διαστάσεις είναι σε m.	217
Σχήμα 7.39 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων σε συνθήκες φυσικής κλίμακας στο εσωτερικό της κατασκευής για διάταξη με ένα και 3 Υ.Κ.: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.	218
Σχήμα 7.40 Ενδεικτικό στιγμιότυπο ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας την χρονική στιγμή $t=26$ s της αριθμητικής προσομοίωσης με 3 Υ.Κ. Στους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων	219
Σχήμα 7.41 Ενδεικτικό πεδίο μέσων κατά βάθος ταχυτήτων την χρονική στιγμή $t=26$ s της αριθμητικής προσομοίωσης με 3 Υ.Κ. Οι άξονες σε m.	219

Ευρετήριο Πινάκων

2. Ύφαλοι Κυματοθραύστες

Πίνακας 2.1 Όρια αντίστασης ασπονδύλων στο κυματικό καθεστώς (πηγή: Kontaxi and Memos 2005).....	28
--	----

4. Μαθηματικό Υπόβαθρο

Πίνακας 4.1 Προτεινόμενες τιμές αδιάστατων συντελεστών α και β σε σχέση με τα χαρακτηριστικά του υλικού (Van Gent 1995).	69
---	----

5. Περιγραφή Πειραμάτων

Πίνακας 5.1 Κυματικά σενάρια για μέτρηση μέγιστων ταχυτήτων σε 1DH πεδίο.	92
Πίνακας 5.2 Κυματικά σενάρια για μέτρηση υδροδυναμικών πιέσεων σε 1DH πεδίο	96
Πίνακας 5.3 Κυματικά σενάρια για μέτρηση της ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας σε 1DH πεδίο.....	104
Πίνακας 5.4 Κυματικά σενάρια για 2DH διάδοση κυματισμών	112

6. Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 1DH Πεδίο

Πίνακας 6.1 Πειραματικά σενάρια τροχιακών ταχυτήτων σε 1DH πεδίο	116
Πίνακας 6.2 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T1.	118
Πίνακας 6.3 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T2.	119
Πίνακας 6.4 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T3.	120
Πίνακας 6.5 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T11.	121
Πίνακας 6.6 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T12.	122
Πίνακας 6.7 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T13.	123
Πίνακας 6.8 Πειραματικά σενάρια μέτρησης πιέσεων σε 1DH πεδίο	126
Πίνακας 6.9 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων υδροδυναμικών πιέσεων για όλα τις εξεταζόμενες περιπτώσεις	135

Πίνακας 6.10 Κυματικά σενάρια ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για 1DH διάδοση κυματισμών.....	141
Πίνακας 6.11 Προτεινόμενες τιμές του συντελεστή μήκους μίξης δb και της παραμέτρου έναρξης θραύσης ζI	143
Πίνακας 6.12 Ακρίβεια και υπολογιστικός χρόνος με σταθερό χωρικό βήμα ($\Delta x=0.05$ m) για διάφορα χρονικά βήματα	150
Πίνακας 6.13 Ακρίβεια και υπολογιστικός χρόνος με σταθερό χρονικό βήμα ($\Delta t=0.0025$ s) για διάφορα χωρικά βήματα.....	151

7. Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 2DH Πεδίο

Πίνακας 7.1 Κυματικά δεδομένα δισδιάστατου πειράματος Delos.....	167
Πίνακας 7.2 Κυματικά σενάρια ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για 2DH διάδοση κυματισμών – Πείραμα στο Πανεπιστήμιο Πατρών	173
Πίνακας 7.3 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P1.....	177
Πίνακας 7.4 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P2.....	179
Πίνακας 7.5 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P3.....	181
Πίνακας 7.6 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P4.....	183
Πίνακας 7.7 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P5.....	185
Πίνακας 7.8 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P6.....	187
Πίνακας 7.9 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P7.....	189
Πίνακας 7.10 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P8.....	191
Πίνακας 7.11 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P1.	200
Πίνακας 7.12 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2.	201

Πίνακας 7.13	Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P3.	202
Πίνακας 7.14	Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P4.	203
Πίνακας 7.15	Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P5.	208
Πίνακας 7.16	Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των rm τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P6.	209
Πίνακας 7.17	Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P7.	210
Πίνακας 7.18	Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P8.	211
Πίνακας 7.19	Πειραματικά δεδομένα μέσωσν μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2 σε εργαστηριακή κλίμακα.....	213
Πίνακας 7.20	Ομοιότητα κατά Froude διαφόρων παραμέτρων	214
Πίνακας 7.21	Δεδομένα μέσωσν μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2 σε φυσική κλίμακα με ομοιότητα Froude.	214

Ευρετήριο Εικόνων

2. Ύφαλοι Κυματοθραύστες

Εικόνα 2.1 Ύφαλοι Κυματοθραύστες στην Pelestrina κοντά στην Βενετία, Ιταλία, σε συνδυασμό με σύστημα προβόλων.....	17
Εικόνα 2.2 Τριγωνικός ύφαλος τύπου Beachsaver Reef.	23

5. Περιγραφή Πειραμάτων

Εικόνα 5.1 Άποψη της πειραματικής διώρυγας από την πλευρά της κυματογεννήτριας.	88
Εικόνα 5.2 Άποψη του εσωτερικού της διώρυγας βαρύτητας του εργαστηρίου λιμενικών έργων.....	88
Εικόνα 5.3 Κυματογεννήτρια στο άκρο της διώρυγας τοποθετημένη στο βάθρο.....	89
Εικόνα 5.4 Πτερύγιο κυματιστήρα και διάταξη διάτρητων πλακών ομαλοποίησης του κυματισμού.	89
Εικόνα 5.5 Το κιβώτιο ταχυτήτων της κυματογεννήτριας το οποίο καθορίζει τις περιόδους του παραγόμενου κυματισμού.	90
Εικόνα 5.6 Ο μυλίσκος που χρησιμοποιήθηκε για τη λήψη των πειραματικών μετρήσεων στο εσωτερικό της κατασκευής με το όργανο Nononic StreamFlo.....	91
Εικόνα 5.7 Προστατευτικό κυλινδρικό πλέγμα στις διατομές μέτρησης.	92
Εικόνα 5.8 Το πιεσόμετρο KYOWA BE-5KC που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση των πιέσεων στο εσωτερικό του ύφαλου διαπερατού κυματοθραύστη.	94
Εικόνα 5.9 Συνδεσμολογία οργάνων για τη λήψη των πειραματικών δεδομένων των ολικών πιέσεων στο εσωτερικό του κυματοθραύστη.....	95
Εικόνα 5.10 Απεικόνιση του πειραματικού μοντέλου και των θέσεων μέτρησης των υδροδυναμικών πιέσεων.	96
Εικόνα 5.11 Απόψεις και σκαρίφημα του μετρητή στάθμης προσαρμοσμένου σε τρίποδο.	101
Εικόνα 5.12 Άποψη της πειραματικής διάταξης διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη από κατάντη αυτού.	102
Εικόνα 5.13 Άποψη της πειραματικής διάταξης αδιαπέρατου ύφαλου κυματοθραύστη. .	103
Εικόνα 5.14 Στιγμιότυπο εξέλιξης κυματικού σεναρίου πάνω από τη στέψη του αδιαπέρατου Υ.Κ. τύπου εκτινάξεως (βάθος νερού 0.50 m).....	103
Εικόνα 5.15 Πανοραμική άποψη της δεξαμενής και του φυσικού προσομοιώματος. Στο βάθος ο μηχανισμός παραγωγής κυμάτων.	107

Εικόνα 5.16 Άποψη της δεξαμενής κυμάτων και του Υ.Κ. προς τα κατόντη.....	108
Εικόνα 5.17 Απεικόνιση του φυσικού ομοιώματος της δεξαμενής κυμάτων προς τα ανάντη.	108
Εικόνα 5.18 Όργανο ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) της SONTEK για την μέτρηση των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ.	109
Εικόνα 5.19 Πέτρινη περατή τάπα στο σημείο εισόδου του οργάνου μέσα στον Υ.Κ.....	110
Εικόνα 5.20 Διάταξη μετρητών κύματος και θέσεις μετρήσεων.....	111

Ορισμοί Κυριότερων Συμβόλων

Σύμβολα με Ελληνικούς χαρακτήρες

α	αδιάστατος συντελεστής στις εξισώσεις πορώδους που σχετίζονται με το είδος του υλικού
α_1	συντελεστής που αναφέρεται σε στρωτή ροή στην εξίσωση Darcy-Forcheeimer
α_2	συντελεστής που αναφέρεται σε τυρβώδη ροή στην εξίσωση Darcy-Forcheeimer
β	αδιάστατος συντελεστής στις εξισώσεις πορώδους που σχετίζεται με την κλίμακα μεγέθους των στερεών σωματιδίων
B	παράμετρος που ελέγχει τη γραμμική διασπορά
γ	εμπειρικός συντελεστής που σχετίζεται με τη πρόσθετη μάζα
δ_b	αδιάστατος συντελεστής μήκους μίξης στο μοντέλο θραύσης
Δt	χρονικό βήμα
Δx	χωρικό βήμα κατά τη διεύθυνση x των κυματισμών
Δy	χωρικό βήμα κατά τη διεύθυνση y των κυματισμών
ε	παράμετρος που εκφράζει τη μη γραμμικότητα $\varepsilon = H/d$
ζ	ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας
$\zeta_t^{(I)}$	αδιάστατη παράμετρος έναρξης του φαινομένου της θραύσης
$\zeta_t^{(F)}$	αδιάστατη παράμετρος λήξης του φαινομένου της θραύσης
η	ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας στο μοντέλο των Cruz <i>et al.</i> (1997)
κ	παράμετρος που σχετίζεται με τον κυματαριθμό ($= kd$)
μ	παράμετρος που εκφράζει τη διασπορά συχνοτήτων $\mu = d/L$
ν	το κινηματικό ιξώδες του νερού
ξ_b	αδιάστατη παράμετρος που σχετίζεται με τον καθορισμό του τύπου θραύσης
ρ	πυκνότητα νερού
σ	τυπική απόκλιση
τ_{bx}	διατμητική τάση στον πυθμένα στη διεύθυνση x των κυματισμών
τ_{by}	διατμητική τάση στον πυθμένα στη διεύθυνση y των κυματισμών
T_1, T_2	Παράμετροι που σχετίζονται με το μοντέλο θραύσης
Φ	συνάρτηση δυναμικού
φ	το πορώδες (λόγος του όγκου κενών προς το συνολικό όγκο)
Ψ	ροϊκή συνάρτηση
ω	γωνιακή συχνότητα ($=2\pi/T$)

Σύμβολα με Λατινικούς χαρακτήρες

A_b	πλάτος ταλάντωσης των σωματιδίων του νερού στον πυθμένα
c	ταχύτητα κύματος
c_m	συντελεστής πρόσθετης μάζας
c_r	αδρανειακός συντελεστής

C_r	αριθμός Courant ($= c \frac{\Delta x}{\Delta t}$)
d	βάθος νερού πάνω από την κατασκευή
d_{50}	μέση διάμετρος του υλικού της κατασκευής
F_i	αδρανειακή αντίσταση του πορώδους μέσου
F_r	συρτική αντίσταση του πορώδους μέσου
f_w	συντελεστής τριβής στον πυθμένα λόγω κυματισμών
g	επιτάχυνση της βαρύτητας
h	συνολικό βάθος νερού ($= h_s + d$)
h_s	ύψος του Υ.Κ. ή πάχος του πορώδους μέσου
k	κυματαριθμός
K	γεωμετρική διαπερατότητα
L	τοπικό μήκος κύματος
L_0	μήκος κύματος στα βαθειά ύδατα
P	ονομαστική διαπερατότητα
p	συνολική πίεση στο εσωτερικό του Υ.Κ.
$p(z)$	καθ' ύψος κατανομή της συνολικής πίεσης στο εσωτερικό του Υ.Κ.
p_s	υδροδυναμική πίεση στο εσωτερικό του Υ.Κ.
$p_s(z)$	καθ' ύψος κατανομή της υδροδυναμικής πίεσης στο εσωτερικό του Υ.Κ.
R_d^*	αδιάστατη παράμετρος που σχετίζεται με τον καθορισμό του τύπου θραύσης
$u(z)$	καθ' ύψος κατανομή των ταχυτήτων εκτός του Υ.Κ. στη διεύθυνση x των κυματισμών
$\mathbf{U} = (U, V)$	διάνυσμα της μέσης κατά βάθος οριζόντιας ταχύτητας στις διευθύνσεις x και y των κυματισμών αντίστοιχα εκτός του Υ.Κ.
u_b	πυθμενική ταχύτητα στην διεύθυνση x των κυματισμών
$u_s(z)$	καθ' ύψος κατανομή των ταχυτήτων των υγρών σωματιδίων εντός του Υ.Κ. στη διεύθυνση x των κυματισμών
$\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$	διάνυσμα της μέσης κατά βάθος οριζόντιας ταχύτητας στις διευθύνσεις x και y των κυματισμών αντίστοιχα εντός του Υ.Κ.
U_M	μέση κατά βάθος οριζόντια ταχύτητα υγρών σωματιδίων που λαμβάνει ως ενιαίο σώμα το υδάτινο και το πορώδες μέσο στη διεύθυνση x των κυματισμών
V_M	μέση κατά βάθος οριζόντια ταχύτητα υγρών σωματιδίων που λαμβάνει ως ενιαίο σώμα το υδάτινο και το πορώδες μέσο στη διεύθυνση y των κυματισμών
$\mathbf{U}_M = (U_M, V_M)$	διάνυσμα της μέσης κατά βάθος ταχύτητας η οποία λαμβάνει ως ενιαίο σώμα το υδάτινο και το πορώδες μέσο
$v(z)$	καθ' ύψος κατανομή των ταχυτήτων εκτός του Υ.Κ. στη διεύθυνση y των κυματισμών
$v_s(z)$	καθ' ύψος κατανομή των ταχυτήτων εντός του Υ.Κ. στη διεύθυνση y των κυματισμών
v_b	πυθμενική ταχύτητα στην διεύθυνση κυματισμών y των κυματισμών
z	απόσταση από την Σ.Η.Υ.
z_a	τυχαία απόσταση από την Σ.Η.Υ.

H	ύψος κύματος
H_s	χαρακτηριστικό ύψος κύματος
K_N	τραχύτητα του πυθμένα ($=0.1d_{50}$)
$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$	οριζόντιος τελεστής βαθμίδας
$\nabla_3 \equiv \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$	τελεστής βαθμίδας

Δείκτες

a	μεταβλητή σε βάθος z_a
b	συνιστώσα στον πυθμένα
i	στοιχείο κανάβου στη διεύθυνση x
j	στοιχείο κανάβου στη διεύθυνση y
o	βαθιά νερά
s	συνιστώσα στην ελεύθερη επιφάνεια
t	παράγωγος ως προς το χρόνο
x	χωρική παράγωγος ως προς x
y	χωρική παράγωγος ως προς y

Συνομημύσεις

Υ.Κ	Ύφαλοι Κυματοθραύστες
Μ.Σ.Θ	Μέση Στάθμη Θάλασσας
Σ.Υ.Η	Στάθμη Ηρεμούντος Ύδατος
ADV	Acoustic Doppler Velocimeter
BW	Boussinesq Waves
FFT	Fast Fourier Transform
LCS	Low-Crested Structures (κυματοθραύστης χαμηλής στέψης)
RANS	Reynolds Averaged Navier-Stokes
RMS	Room Mean Square
S.W.L.	Still Water Level
VARANS	Volume Average Reynolds Averaged Navier-Stokes
VOF	Volume of Fluid

Περίληψη

ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΣΕ ΥΦΑΛΟ ΔΙΑΠΕΡΑΤΟ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΛΟΓΩ ΘΑΛΑΣΣΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

Αναστάσιος Σ. Μεταλληνός

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Πολιτικών Μηχανικών
Τομέας Υδατικών Πόρων και Περιβάλλοντος
Εργαστήριο Λιμενικών Έργων

Η προστασία της παράκτιας ζώνης αποτελούσε ανέκαθεν ένα προκλητικό πεδίο έρευνας για τους μηχανικούς λόγω της ευρείας πολυπλοκότητας των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα σε αυτή. Ο έως τώρα σχεδιασμός των παράκτιων κατασκευών αφορούσε από μηχανικής απόψεως αποκλειστικά την προστασία της ακτής. Κατά το παρελθόν, ογκώδεις κατασκευές, όπως οι συμβατικοί έξαλοι κυματοθραύστες, που ξεπερνούσαν την μέση στάθμη θάλασσας, χρησιμοποιήθηκαν για την προστασία των ακτογραμμών από διάβρωση. Στη σύγχρονη εποχή όμως, όπου η ανάγκη για ευαισθητοποίηση και περιβαλλοντική συνείδηση καθίστανται ολοένα και πιο επιτακτική, ο ρόλος του μηχανικού στο σχεδιασμό παράκτιων τεχνικών έργων δύναται να εξυπηρετεί διττό σκοπό: α) την προστασία των ακτών από διάβρωση και β) την ελάχιστη δυνατή υποβάθμιση του θαλάσσιου περιβάλλοντος, αν όχι τον εμπλουτισμό του.

Κατά συνέπεια, σε αυτήν την κατεύθυνση δοκιμάζεται η χρήση νέων μορφών κατασκευών, όπως οι ύφαλοι ή μονίμως βυθισμένοι κυματοθραύστες (Υ.Κ.), οι οποίες προσδίδουν ήπια μορφή στα παράκτια έργα και των οποίων η σημασία τους αυξάνεται σταθερά λόγω των περιβαλλοντικών πλεονεκτημάτων τους έναντι των έξαλων κατασκευών, ιδιαίτερα εάν οι πρώτες διαθέτουν αξιόλογο πορώδες. Δεδομένου, ότι η έρευνα για τη θαλάσσια ζωή παρέχει πληροφορίες σχετικά με παράγοντες όπως οι απαιτούμενες τροχιακές ταχύτητες και πιέσεις για διάφορα είδη χλωρίδας και πανίδας, μια βασική παράμετρος για να αξιολογηθεί κατά πόσο μπορούν οι συγκεκριμένες κατασκευές να αποτελέσουν τοπικό οικότοπο είναι οι υδροδυναμικές συνθήκες που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των κατασκευών. Έτσι, μια πολλά υποσχόμενη διεπιστημονικότητα δύναται να αναπτυχθεί

μεταξύ μηχανικής και βιολογικών/περιβαλλοντικών ζητημάτων, όπου σε πιο εστιασμένο επίπεδο, η μελέτη της κινηματικής μέσα και γύρω από αυτές τις κατασκευές δύναται να προωθήσει την περιβαλλοντική αποτελεσματικότητα ενός ύφαλου διαπερατού κυματοθραύστη.

Στο πλαίσιο αυτό, προκειμένου να αναπτυχθεί ένα αξιόλογο μοντέλο πρόβλεψης των υδροδυναμικών συνθηκών που δύναται να αναπτυχθούν στο εσωτερικό των Υ.Κ., χρησιμοποιήθηκε αρχικά, το αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2012, 2014), το οποίο είναι πλήρους διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας και είναι ικανό να προσομοιώνει βέλτιστα τη γραμμική και τη μη γραμμική διασπορά και τη γραμμική ρήχωση σε οποιοδήποτε βάθος νερού. Με τις αναγκαίες προσθήκες και βελτιώσεις κατά τη διάρκεια της διατριβής αυτής προέκυψε ένα τροποποιημένο μοντέλο τύπου Boussinesq (στο εξής mCM14) προκειμένου να καταστεί δυνατός ο προσδιορισμός τόσο της κυματικής διάδοσης επάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές όσο των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός τους.

Πιο συγκεκριμένα, ακολουθώντας την προσέγγιση των Cruz *et al.* (1997) και Avgeris *et al.* (2004), εισήχθησαν πρόσθετοι όροι στις βασικές εξισώσεις του μοντέλου των Chondros and Memos (2014) καθώς και μια επιπλέον εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer προκειμένου να περιγραφεί η διάδοση των κυματισμών επάνω από διαπερατούς Υ.Κ. μέσω της αλληλεπίδρασης των κυμάτων με το πορώδες μέσο. Επιπρόσθετα, βασιζόμενοι αρχικά σε ένα κατακόρυφο προφίλ ταχυτήτων που έχει εφαρμογή έξω από το σώμα της κατασκευής (Dingemans 1997), καταστρώθηκε ένα προφίλ τροχιακών ταχυτήτων και κατ' επέκταση και υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό ενός ύφαλου διαπερατού κυματοθραύστη. Έτσι, προέκυψε ένα μοντέλο πρόβλεψης των ταχυτήτων και των πιέσεων που δύναται να αναπτυχθούν στο εσωτερικό ενός πορώδους μέσου όπου σε συνδυασμό με τις βασικές εξισώσεις Boussinesq παρέχει μία ολοκληρωμένη προσομοίωση τόσο των κινηματικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός της κατασκευής όσο και της διάδοσης των κυματισμών επάνω από αυτήν.

Επιπρόσθετα, το μοντέλο θραύσης της τυρβώδους συνεκτικότητας (Eddy Viscosity Model) των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000), που προϋπήρχε στο μοντέλο των Chondros and Memos (2014), επεκτάθηκε προκειμένου να έχει εφαρμογή σε διάδοση θραυόμενων κυματισμών επάνω από Υ.Κ. με αξιόλογο πορώδες και απότομες κλίσεις πρανών. Η επέκταση αυτή συνίστατο στην παραμετροποίηση ορισμένων κυρίαρχων συντελεστών του κριτηρίου θραύσης που ελέγχουν τόσο την έναρξη του φαινομένου του θραύσης όσο και

την ενεργειακή διάχυση που προκαλείται από αυτήν. Η βελτιστοποίηση των παραμέτρων αυτών έγινε μέσω σύγκρισης με κατάλληλα πειραματικά δεδομένα που διεξήχθησαν κατά τη διάρκεια της παρούσας έρευνας και αφορούσαν μετρήσεις ανύψωσης στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας για διάδοση μονοδιάστατων θραυόμενων κυματισμών. Οι ως άνω επεκτάσεις τόσο των πρόσθετων όρων λόγω πορώδους που εισήχθησαν στο αρχικό μοντέλο και της εξίσωσης Darcy-Forchheimer που περιγράφει τη ροή εντός του πορώδους όσο και της βελτιστοποίησης του κριτηρίου της θραύσης, αφορούσαν τόσο σε μία (1DH) όσο και σε δύο (2DH) οριζόντιες διαστάσεις. Επιπλέον, πραγματοποιήθηκε αδρομερής διερεύνηση των χαρακτηριστικών του αριθμητικού σχήματος πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector) όσον αφορά την ακρίβεια (accuracy) και τον υπολογιστικό χρόνο (CPU) του μοντέλου δοκιμάζοντας διαφορετικά χωρικά και χρονικά βήματα επίλυσης και συγκρίνοντάς τα με κατάλληλες εργαστηριακές μετρήσεις ανύψωσης στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας.

Προκειμένου να επαληθευτεί το αριθμητικό μοντέλο mCM14 και λόγω του σχετικά περιορισμένου αριθμού κατάλληλων πειραμάτων στη διεθνή βιβλιογραφία, πραγματοποιήθηκε ικανός αριθμός εργαστηριακών πειραμάτων, τόσο για μονοδιάστατη όσο και για δισδιάστατη διάδοση κυματισμών. Πιο συγκεκριμένα, πραγματοποιήθηκαν πειράματα στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων της Σχολής Πολιτικών Μηχανικών, του Ε.Μ.Π. σε δώρυγα δοκιμών που περιελάμβαναν μονοδιάστατη διάδοση μονοχρωματικών θραυόμενων ή μη κυματισμών και αφορούσαν μετρήσεις μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων σε τρεις θέσεις κατά πλάτος ενός Υ.Κ., με κλίσεις πρανών 1:2, ήτοι στο μέσο της προσήνεμης πλευράς, στο μέσο της στέψης και στο μέσο της υπήνεμης πλευράς του κυματοθραύστη όπου σε κάθε μία από αυτές τις θέσεις ελήφθησαν μετρήσεις σε διάφορα σημεία καθ' ύψος. Για την μέτρηση των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του πορώδους μέσου χρησιμοποιήθηκε μιλίσκος ενώ για την συλλογή των χρονοσειρών των πιέσεων χρησιμοποιήθηκε κατάλληλο πιεσόμετρο. Επίσης, προκειμένου να μελετηθεί η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας λόγω μονοδιάστατης διάδοσης μονοχρωματικών κυματισμών και να παραμετροποιηθεί το μοντέλο θραύσης που έχει εισαχθεί στο παρόν αριθμητικό μοντέλο, διεξήχθησαν μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για θραυόμενους ή μη μονοχρωματικούς κυματισμούς που περιελάμβαναν δύο φυσικά ομοιώματα με απότομες κλίσεις πρανών (1:2) για δύο διαφορετικά ακραία πορώδη (πορώδες 0.45 και 0.22 αντίστοιχα).

Επιπρόσθετα, πραγματοποιήθηκαν τρισδιάστατα (3D) πειράματα τροχιακών ταχυτήτων και ανυψώσεων στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας επάνω από πορώδη Υ.Κ. που κατασκευάστηκε σε δεξαμενή κυμάτων στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής, του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών και αφορούσαν διάδοση μονοχρωματικών και σύνθετων (Jonswarp) θραυόμενων ή μη κυματισμών. Η μέτρηση της μεταβολής της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας πραγματοποιήθηκε με κατάλληλους κυματομετρητές σε διάφορες θέσεις ανάντη, επάνω και κατόντη από την κατασκευή. Οι τρισδιάστατες πειραματικές μετρήσεις των στιγμιαίων τροχιακών ταχυτήτων ελήφθησαν μέσω οργάνου τεχνολογίας ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) σε δύο θέσεις κατά μήκος της κατασκευής, ήτοι στο κέντρο και στο ακρομύλιο, όπου σε κάθε μία από αυτές τις προαναφερθείσες θέσεις, ελήφθησαν μετρήσεις σε διάφορα σημεία καθ' ύψος. Η εργαστηριακή αυτή διάταξη επιβεβαιώθηκε από το αριθμητικό μοντέλο και σε αναγωγή σε φυσική κλίμακα μέσω ομοιότητας κατά Froude.

Το προτεινόμενο μοντέλο mCM14 έδειξε γενικά ικανοποιητική απόκριση σε όλα τα πειραματικά δεδομένα, μονοδιάστατα και δισδιάστατα, τόσο για τις περιπτώσεις της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας όσο και για τις περιπτώσεις των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός του Υ.Κ. Η επιβεβαίωση αυτή σε συνδυασμό με την επιβεβαίωση των αποτελεσμάτων του αριθμητικού μοντέλου σε φυσική κλίμακα έδειξε ότι είναι κατάλληλο για τεχνικές εφαρμογές που περιλαμβάνουν διαπερατές κατασκευές, απότομες κλίσεις πρανών και θραυόμενους ή μη κυματισμούς. Επιπλέον, το ως άνω αριθμητικό μοντέλο δύναται να προβλέψει με ικανοποιητική ακρίβεια πρώτιστα τις τροχιακές ταχύτητες και δευτερευόντως τις υδροδυναμικές πιέσεις, που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των ύφαλων διαπερατών κατασκευών λόγω θαλάσσιων κυματισμών.

Τα αποτελέσματα της έρευνας αυτής θα είναι ιδιαίτερα χρήσιμα τόσο σε μηχανικούς και παράκτιους βιολόγους όσο και γενικότερα στην επιστήμη της ακτομηχανικής. Ο συνδυασμός τόσο της επαρκούς πρόβλεψης της διάδοσης των κυματισμών πάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές -άρα και η σωστή πρόβλεψη για τον σχεδιασμό της προστασίας της ακτής από διάβρωση- όσο και ο προσδιορισμός των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός των ύφαλων αυτών κυματοθραυστών –κατ' επέκταση η πρόβλεψη για την ελάχιστη δυνατή υποβάθμιση του θαλάσσιου περιβάλλοντος- δικαιολογημένα αποκτούν ένα υψηλό επίπεδο καινοτομίας.

Extended Abstract

HYDRODYNAMIC CONDITIONS IN A SUBMERGED POROUS BREAKWATER

Anastasios S. Metallinos

National Technical University of Athens

School of Civil Engineering

Department of Water Resources and Environmental Engineering

Laboratory of Harbour Works

1. Introduction

Submerged breakwaters (SB), often rubble mound structures, are frequently built along the coast to reduce the impact of waves and currents affecting the shoreline, mainly by induced wave breaking, and to prevent beach erosion. This type of low-crested breakwaters enhances its acceptability due to its environmental advantages mainly in easing water circulation near the surface reducing thus any adverse impact on water quality, while ensuring the aesthetic value of the coastal landscape. These considerations demonstrate that the introduction of SB for protection of the coastal zone is a promising field of research. A solid understanding of the interaction between water waves and SB is thus vital, especially in SB with relatively steep slopes which are more commonly used.

Only a little is known on how marine organisms respond to the SB's presence. Hydrodynamic conditions (Mainly orbital velocities, as well as pore pressures), in the body of the structure, are known to be of significance for the habitation of marine life within and around the barrier. Indeed, in assessing the ecological impact of such a structure, knowledge of hydrodynamic field in the interior of the structure is of prime importance (Moschella *et al.*, 2005, Kontaxi and Memos 2005). The main target for technical applications is trying to combine the structure's technical efficiency with ecological requirements.

In agreement with the role of these structures, a few investigations examining the phenomena occurring over and around SB have been developed. Numerous researchers have contributed to the development of mathematical theories and numerical models, such

as Boussinesq-type models, simulating wave propagation and describing wave transformation due to various phenomena in the nearshore. From the initial work of Peregrine (1967) intense research has been devoted to extend and improve the applicability of models based on the Boussinesq equations. Zelt (1991), Karambas and Koutitas (1992), Kennedy *et al.* (2000) –based on an eddy viscosity model– and Schäffer *et al.* (1993) –based on a surface roller concept– extended the model’s ability to include the effects of wave breaking. Madsen *et al.* (1991), Nwogu (1993), Wei *et al.* (1995), Zou (1999) and Karambas and Memos (2009) tried to extend the applicability of Boussinesq models to deeper waters by improving the dispersive characteristics. Others, among which Ohyama *et al.* (1995), Madsen and Schäffer (1998), Gobbi *et al.* (2000), Schäffer (2004) and Li (2008) managed to increase the nonlinearity of the equations, and strived to apply Boussinesq-type equations to any water depth. Working in the same direction, Chondros and Memos (2014) based on the formulation of Madsen and Schäffer (1998) produced a new set of equations extending their applicability range up to very deep waters and thus overcoming a shortcoming of most models of the same type. Experimental studies, for example those by Losada *et al.* (1997) and Ting *et al.* (2004), have examined the porosity effect on the harmonic generation of periodic waves passing over porous structures. Beji and Battjes (1993, 1994) examined wave propagation over a submerged impermeable bar of mild slopes, and Ohyama *et al.* (1995) worked similarly on a bar with steep slopes. Likewise, the cases of permeable submerged bar and bed were examined in Garcia *et al.* (2004) and Hsiao *et al.* (2002).

By contrast, the hydrodynamic field inside a porous SB is a field of relatively recent research and this is verified by the limited number of relevant publications. As pointed earlier, in the past the purpose of detached breakwaters was to protect the coastline from erosion. In modern times, however, where the need for environmental awareness is becoming increasingly urgent, the role of engineering in the design of such structures becomes even more complex. A challenge of recent years is to design SB serving a double purpose: a) coastal protection and b) the minimal degradation of the marine environment if not its enrichment.

A key parameter to assess the shelter SB provide to the local habitats, hence their environmental value, is the water particle velocity and pore pressure in the interior of the structure. Indeed, orbital velocities and forcing due to waves are regarded as the most important mechanisms of disturbance in coastal systems determining distribution and abundance of marine organisms (Siddon and Witman 2003, Hammond and Griffiths, 2004).

Targeted studies were conducted to assess the ecological value of low-crested coastal defense structures and identified the need to combine technical efficiency with ecological requirements in such structures. (Jensen *et al.*, 1998, Jensen 2002, Siddon and Witman 2003, Bacchiocchi and Airoidi 2003, Moschella *et al.*, 2005).

Regarding the prediction of wave orbital velocities and pore pressures inside porous structures, both emerged and submerged, Losada *et al.* (1995) studied experimentally the kinematics and dynamics of oscillatory flow in an idealized porous structure. Garcia *et al.* (2004) made pressure measurements, as part of the European Research project named DELOS, on the flume bed inside the structure core, in order to measure the wave transmission through the rubble mound. Lara *et al.* (2006) examined flow conditions at low-crested rubble-mound breakwaters under regular wave attack, using a combination of measured data of free surface elevation, bottom pressure and fluid velocities from small-scale experiments and numerical results. These were provided by the VOF-type model Cornell BRaking waves And Structures (COBRAS) based on the Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) equations outside the structure and Volume-averaged Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (VARANS) inside the porous medium (e.g Liu and Losada 2002). Losada *et al.* (2003). Garcia *et al.* (2004). With the aim of demonstrating the model's validity beyond small-scale setups, Garcia *et al.* (2004) presented simulations, using COBRAS, of a laboratory experiment on a submerged rubble-mound multilayered breakwater at near-prototype scale. As part of the DELOS project, targeted studies were carried out to assess the ecological similarity of low crested coastal defense structures (LCS) to natural rocky shores and to investigate the influence of LCS design features on the colonizing of marine epibiota (Moschella *et al.*, 2005). Latest advancements regarding Volume-averaged Reynolds-averaged Navier-Stokes equations (VARANS) were implemented in OpenFOAM model to simulate two-phase flow through porous medium. In this model, Higuera *et al.* (2014a, 2014b) presented an innovative hybrid methodology (2D-3D) to optimize the simulation time needed to assess the three-dimensional effect of wave interaction with coastal structures.

Despite all of this progress, particularly in the simulation of free surface elevation that is extensively investigated in the literature, several problems remain concerning the applicability of a Boussinesq-type model propagating over permeable SB with steep slopes, especially in intense breaking events, e.g. plunging breakers. A fully dispersive and highly nonlinear 2DH Boussinesq-type model presented by Chondros and Memos (2014), referred

to as CM14 hereinafter, was used to simulate the wave propagation over a submerged impermeable structure. This model is able to simulate non-breaking and breaking long and short crested waves in a variety of bottom profiles and structures of mild slope. However, the applicability in simulating wave propagation in cases of SB with steep slopes and increased porosity is quite needed, since the most common submerged structures defy beach erosion display the above characteristics.

Incorporation of porous flow resistance equations to extend Boussinesq-type model's applicability for waves propagating over a permeable bed was made by Cruz *et al.* (1997) and Liu and Wen (1997). The first derived a set of 2DH Boussinesq equations over a porous bed of arbitrary thickness and tested their applicability on a plane porous slope and the latter derived a fully nonlinear and weakly dispersive wave equation to describe gravity surface wave propagation in a porous medium. Hsiao *et al.* (2002) presented also a new Boussinesq-type model in conjunction with a macroscopic drag formula, incorporated in the momentum equation as suggested by Sollitt and Cross (1972). This formula was also used by Liu *et al.* (1999), Losada *et al.* (2008) and Hsiao *et al.* (2010). Chen (2006) extended the formulation of Hsiao *et al.* (2002) to cover waves and nearshore currents including higher order damping terms in porous media bottom.

In this study, in order to extent the applicability of CM14, a depth-averaged Darcy equation, extended to include 2DH Forchheimer terms, calculating the flow within the porous medium. The modified Boussinesq-type model, referred to as mCM14 hereinafter, incorporates extra 2DH terms accounting for the interaction between the waves over the structure and the flow within the porous breakwater. Also, by using as a starting point the approach of Calabrese *et al.* (2008) in classifying different breaker types occurring over submerged rubble mound breakwaters and in combination with experiments relevant to this work, in the present study reevaluated and parameterized certain default values of coefficients in the breaking criteria proposed by Kennedy *et al.* (2000) and Chen *et al.* (2000). That breaking module in conjunction with the main solver of the Boussinesq-type equations was able to more accurately predict surface elevation for any breaker type induced by the steep slopes.

Also, a major point of this study is to go a step further from the depth averaged velocity of the Boussinesq model in the interior of the structure and to present a method, that is not too difficult numerically, for estimating the distribution of horizontal particle velocities in two directions x and y respectively as well as pore pressures in the interior of a submerged

permeable structure. A velocity profile, based on a distribution of the nonlinear wave theory (Dingemans, 1997), is fitted to the numerically predicted depth-integrated velocity given by mCM14 in the SB interior. Further, another method based in the full form of Darcy-Forchheimer equation is reworked to obtain the pore pressure as a function of the velocities quantities.

Due to the small number of experiments including wave propagation over SB with steep slopes and extreme porosity and practically the lack of laboratory measurements of velocities and pressures in the interior of the structure, an adequate number of 1DH and 2DH experiments were conducted during the present research. Specifically, for the sake of comparison with the mCM14 model, laboratory measurements of free surface elevation, orbital velocities and pore pressures in the interior of an SB were taken in a flume of the Laboratory of Harbour Works, National Technical University of Athens, involving 1DH regular long and short waves propagating over a SB with steep slopes and extreme porosity under breaking and non-breaking conditions. Furthermore, 2DH laboratory experiments were carried out in a wave basin in the Hydraulic Engineering Laboratory, Department of Civil Engineering, University of Patras. Those tests included both measurements of free surface elevation over a permeable SB with steep slopes and 3D flow velocities inside the SB, under wave attack of regular and irregular (Jonswap) waves, including breaking or not breaking events.

The aim of this study is to present and integrated coastal model in order to cover the most common practices in real life applications covering SBs with porosity and steep slopes, relevant wave breaking prediction and description of the hydrodynamic field in the structural interior due to sea waves. Furthermore, an original aspect of this study refers to laboratory comparative experiments over SB for 1D and 2DH wave propagation.

2. Theoretical background

2.1 Boussinesq solver

A fully dispersive and highly nonlinear Boussinesq-type model by Chondros and Memos (2014) was used to simulate the wave motion up and downstream of the SB. In the region inside the structure, the model incorporates two extra terms accounting for the interaction between the wave motion outside and the flow within the porous structure, one in the

continuity equation and one in the momentum equation, following the approach of Cruz *et al.* (1997). The mCM14 model equations read in 2DH form:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d + \varepsilon\zeta)\mathbf{U}] + \varphi\nabla(h_s\mathbf{U}_s) = 0 \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_t + \nabla\zeta + \frac{1}{2}\varepsilon\nabla(u^2) + \mu^2(\Lambda_{20}^{III} + \varepsilon\Lambda_{21}^{III} + \varepsilon^2\Lambda_{22}^{III} + \varepsilon^3\Lambda_{23}^{III}) + \mu^4(\Lambda_{40}^{III} + \varepsilon\Lambda_{41}^{III}) \\ - \frac{\varphi}{2}d\nabla^2(h_s\mathbf{U}_{st}) + O(\mu^6, \varepsilon^2\mu^4) = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

where ζ is the surface elevation, $\mathbf{U} \equiv (U, V)$ is the depth-averaged horizontal velocity vector outside the structure, $\mathbf{U}_s \equiv (U_s, V_s)$ is the depth-averaged velocity vector inside the porous medium, $\nabla \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ is the gradient operator, d is the water depth above the structure ($= h$ the constant water depth in the free field, **Figure 1**), h_s is the porous medium thickness **Figure 1**, φ is the porosity, i.e. the ratio of voids to the total volume, ε the nonlinearity parameter equal to H/d (where H is the local wave height) and μ is the frequency dispersion parameter equal to h/L (where L is the local wavelength). For the Λ^{III} terms the reader is referred to the original paper of Madsen and Schäffer (1998) and Chondros and Memos (2014).

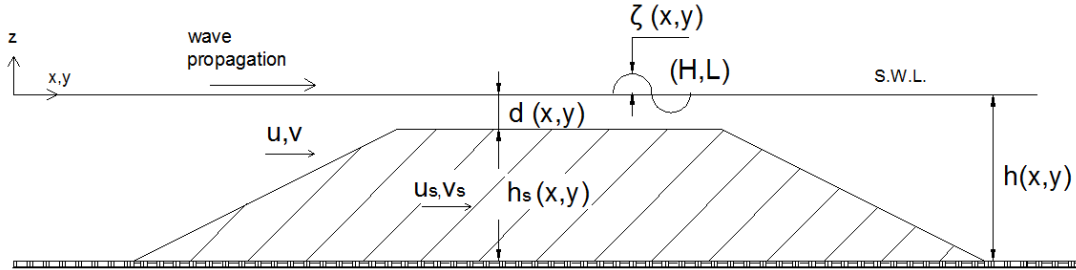


Figure 1. Nomenclature of the problem

2.2 Darcy–Forchheimer equation

Eqs (1) and (2) are to be solved in the SB region, inside and outside the obstacle, in conjunction with a depth-averaged Darcy-Forchheimer momentum equation describing the flow inside the porous medium. Assuming that $O[(h_s/L)^2] \ll 1$, (L is the local wavelength), a valid approximation in many SB cases, the depth-averaged momentum equation expressed in terms of fluid velocity U_s , in 2DH form, ($U_D = \varphi U_s$, U_D is the Darcy velocity) reduces to (Cruz *et al.*, 1997):

$$c_r \mathbf{U}_{st} + \mathbf{U}_s + \mathbf{U}_s \nabla \mathbf{U}_s + g \nabla \zeta + \alpha_1 \mathbf{U}_s + \alpha_2 \mathbf{U}_s |\mathbf{U}_s| = 0 \quad (3)$$

which is referred to as the nonlinear long-wave equation for porous medium. The last two terms in Eq. (3) represent the laminar friction term and the turbulent friction term respectively. In Eq. (3), c_r is the inertial coefficient given by (van Gent, 1995):

$$c_r = \frac{1 + c_m}{\varphi} = \frac{1 + \gamma \frac{1 - \varphi}{\varphi}}{\varphi} \quad (4)$$

where c_m is the added mass coefficient and γ is an empirical factor that accounts for the added mass. The porous resistance coefficients α_1 and α_2 in Eq. (3) were estimated following Sollitt and Cross (1972), Losada *et al.* (1995), and Hsiao *et al.* (2002) as

$$\alpha_1 = \frac{\varphi \nu}{K}, \quad \alpha_2 = \frac{\varphi^2 c_f}{\sqrt{K}} \quad (5)$$

where ν is the kinematic viscosity of water ($\sim 10^{-6}$ m²/s), c_f is a non dimensional parameter expressed by van Gent (1995):

$$c_f = \beta \frac{1 - \varphi \sqrt{K}}{\varphi d_{50}} \quad (6)$$

According to Ward (1955) c_f maybe also equal to 0.55.

K is the intrinsic permeability (van Gent 1995; Hsiao *et al.*, 2002):

$$K = \frac{d_{50}^2 \varphi^3}{\alpha (1 - \varphi)^2} \quad (7)$$

where α is an empirical coefficient and d_{50} is a measure of the mean diameter of the rock units. In the simulations involving permeable structures, the values of 1000 and 0.34 were chosen for α and γ , respectively (van Gent 1995).

2.3 Wave breaking module

To simulate the depth-induced wave breaking a simple eddy viscosity-type formulation was used following Kennedy *et al.* (2000) and Chen *et al.* (2000). This leads to an extra term $\mathbf{R}_b = (R_{bx}, R_{by})$ in the right-hand-side of Eq. (2) as follows:

$$U_t + \dots - \mathbf{R}_b \quad (8)$$

where:

$$R_{bx} = \frac{1}{d + \zeta} \left\{ \left[v_e((d + \zeta)U)_x \right]_x + \frac{1}{2} \left[v_e((d + \zeta)U)_y + v_e((d + \zeta)V)_x \right]_y \right\} \quad (9)$$

$$R_{by} = \frac{1}{d + \zeta} \left\{ \left[v_e((d + \zeta)V)_y \right]_y + \frac{1}{2} \left[v_e((d + \zeta)U)_y + v_e((d + \zeta)V)_x \right]_x \right\} \quad (10)$$

where: U, V are the depth-averaged velocities outside the structure in x and y dimensions respectively and v_e is the eddy viscosity localized on the front face of the breaking wave, given by

$$v_e = E \delta_b^2 (d + \zeta) \zeta_t \quad (11)$$

δ_b is the mixing length coefficient controlling the amount of wave energy dissipation caused by breaking waves. Quantity E controls the occurrence of energy dissipation and is given by

$$E = \begin{cases} 1, & \zeta_t \geq 2\zeta_t^* \\ \zeta_t/\zeta_t^* - 1, & \zeta_t^* < \zeta_t \leq 2\zeta_t^* \\ 0, & \zeta_t \leq \zeta_t^* \end{cases} \quad (12)$$

Parameter ζ_t^* determines the initiation and the cessation of wave breaking as follows

$$\zeta_t^* = \begin{cases} \zeta_t^{(F)}, & t \geq T^* \\ \zeta_t^{(I)} + \frac{t-t_0}{T^*} (\zeta_t^{(F)} - \zeta_t^{(I)}), & 0 \leq t - t_0 < T^* \end{cases} \quad (13)$$

where $T^* = 5(d/g)^{1/2}$ is the transition time, t_0 is the time at which breaking is initiated, and thus $t-t_0$ is the age of the breaking event. It is obvious that the basic formulation of the breaking module involves certain tuning coefficients, i.e. the mixing length coefficient, δ_b , and the $\zeta_t^{(I)}$, $\zeta_t^{(F)}$ parameters controlling the wave breaking occurrence and its duration, starting at some initial surface elevation $\zeta_t^{(I)}$ to a terminal one $\zeta_t^{(F)}$. In order to validate the numerical scheme and determine reasonable values of these coefficients, Kennedy *et al.* (2000) incorporated their breaking module in a model based on the fully nonlinear Boussinesq equations introduced by Nwogu (1993) while Wei *et al.* (1995) compared results with experimental data chosen out of a large series of breaking tests involving regular waves over a mild (1:34.26) impermeable planar slope performed by Hansen and Svendsen (1979).

Kennedy *et al.* (2000) and Chen *et al.* (2000), proposed $\zeta_t^{(I)}$ to range from $0.35(gd)^{0.5}$ for bar beaches to $0.65(gd)^{0.5}$ for monotone mildly sloping beaches and $\zeta_t^{(F)} = 0.15(gd)^{0.5}$ throughout. As for the mixing length coefficient it was proposed equal to $\delta_b = 1.2$ as a default

value. Thus a scheme was proposed and widely adopted including semi-empirical coefficient values for simulating breaking waves in the surf zone. The above values were also verified in other studies, e.g. in Chondros *et al.* (2011) and Fonias *et al.* (2013), using different Boussinesq equations and testing wave propagation over SB with mild slopes (up 1:10).

Kennedy *et al.* (2000) note that when dealing with breaking events in spilling and plunging ocean waves, breaking initiates when crests overturn, a condition that cannot be captured in a Boussinesq model where numerical calculation is performed by finite differences. Hence the standard practice to incorporate an extra wave breaking module in the basic solver was also followed in this study. More recent techniques tried to avoid the external tuning of the wave breaking process and capture it through the main Boussinesq solver. One such technique switches at certain Froude threshold from the Boussinesq equations to the nonlinear shallow water equations that can approximate wave breaking as bores. No clear advantage of that approach over the conventional treatment of Kennedy *et al.* (2000) has been documented so far, judging from free surface elevation results (see e.g. results in Roeber *et al.*, 2010, Shi *et al.*, 2012). Investigation of the performance of the considered breaking criterion along with its proposed default values for mild impermeable slopes, showed smooth operation within the basic numerical solver and produced very good results. The reader is referred to the original papers for verification (Chondros *et al.* 2011, Papadopoulos *et al.* 2014, Chondros and Memos 2014).

Advancing further the previous work in order to reproduce adequately the breaking events in terms of free surface elevation in the presence of the tested steep sloped and eventually permeable SB, new values were proposed in line with the suggestion by Chen *et al.* (2000) referring to the need to reduce the value of the breaking criterion for the simulation of wave breaking on the crest of a submerged shoal, for both mixing length coefficient δ_b and parameter $\zeta_t^{(I)}$. In this study the finding by Kennedy *et al.* (2000) was confirmed that results were relatively insensitive to changes of the mixing length coefficient, and also of parameter $\zeta_t^{(I)}$ for small deviations in its constant part. These observations yielded the breaker type to be the key factor to determine the values of δ_b and $\zeta_t^{(I)}$ for the new configurations examined in this study. Determination of the above values was carried out by considering a new breaker type parameterization following the approach of Calabrese *et al.* (2008), pursuing thus further. According to literature, what is to be pointed out for breaking events over SB is that during the evolution of a spilling or collapsing breaker a plunging jet may be projected in front of the wave front, and in some cases this is the prevailing breaking

phenomenon. This means that different breaker forms can be observed depending on the features of the submerged obstacle.

Calabrese *et al.* (2008) considering research indicating significant differentiation in wave breaking evolution over steep sloped breakwaters produced a suitable wave breaking classification criterion. This breaker type classification could describe reasonably the breaker types as observed in all the experiments of this work. Their criterion is expressed by

$$\xi_b = \frac{h_s}{\frac{h_s}{m} + B} \left(\frac{H_i}{L_0} \right)^{-0.5} \quad (14)$$

$$R_d^* = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_i}{L_0}}} \frac{H_i}{R_c} \exp(-1.7P) \quad (15)$$

where m is a non-dimensional parameter equal to 0.5 for steep slopes, R_c is the freeboard, h_s is the structure's height, B is the crest width, with $P=0$ for thoroughly impermeable structure and $P = 0.60$ for permeable one (Van der Meer, 1988), H_i is the incident wave height and L_0 is the deep water wavelength.

For breaking events, the compound Boussinesq-type model calculates ξ_b and R_d^* from Eqs. (14) and (15) respectively and then compares them with T_1 and T_2 , as will be seen below (Repousis *et al.*, 2014), where

$$T_1 = [\exp(0.81\xi_b) - 1] \quad (16)$$

$$T_2 = [\exp(0.85\xi_b) - 1] \quad (17)$$

Finally, depending on the set of values of ξ_b and R_d^* leading to a specific breaker type, the mixing length coefficient δ_b and parameter $\zeta_t^{(I)}$ are selected based on a series of experimental tests carried out in this research (see §4.3 *1DH Surface elevations performance*). The numerical procedure of this parameterization is integrated in the breaking criterion of Kennedy *et al.* (2000) for extending its applicability in cases of rubble mound submerged breakwaters with steep seaward slopes.

2.4 Bottom friction, numerical scheme and boundary conditions

The instantaneous bottom shear stresses are approximated by using the following quadratic law:

$$\tau_{bx} = \frac{1}{2} \rho f_w u_0 |q| \quad (18)$$

$$\tau_{by} = \frac{1}{2} \rho f_w v_0 |q| \quad (19)$$

where ρ is the fluid density, $|q| = \sqrt{u_0^2 + v_0^2}$ and u_0, v_0 are the near bottom horizontal velocities taken from the velocity distribution given by Dingemans (1997). Bottom friction factor f_w is expressed as follows (Jonsson, 1966):

$$f_w = \begin{cases} \exp[-5.977 + 5.213(K_N/A_b)^{0.194}], & \gamma \alpha \frac{K_N}{A_b} < 0.63 \\ 0.3, & \gamma \alpha \frac{K_N}{A_b} \geq 0.63 \end{cases} \quad (20)$$

where A_b is the amplitude of water particle oscillation at the sea bed and K_N is the bed roughness. It is noted that this bottom friction process is taken into consideration over the sea bed but not over the structure itself, since the permeable bar allows to a certain degree the orbital motion of the water particles to take place along the entire water column within the structure, functioning at the same time as an energy drain.

The numerical solution was accomplished by a finite difference scheme. The spatial derivatives were approximated through central differences and the time derivatives through forward differences on a staggered grid. The discrete continuity equation was centered at the level points and the momentum equation at the flux points. The governing equations were finite-differenced utilizing a high-order predictor-corrector scheme. A third-order explicit Adams-Bashforth predictor step and a fourth-order implicit Adams-Moulton corrector step is used to step the model forward in time following a technique by Wei and Kirby (1995). The corrector stage was iterated until the error between two successive results reached a set limit. The error was accomplished for each of the three dependent variables ζ , \mathbf{U} and \mathbf{U}_s through:

$$\Delta f = \frac{\sum |f_i^{n+1} - f_i^{(n+1)*}|}{\sum |f_i^{n+1}|} \quad (21)$$

where f is either one of the three variables ζ , $\mathbf{U} = (U, V)$ and $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$ and $()^*$ denotes the previous estimate. The iteration limit Δf was set equal to 0.001. For first and second order spatial derivatives, five-point and three-point difference schemes were used, respectively, according to the expressions proposed in FUNWAVE model (Wei *et al.*, 1995,

Kirby *et al.*, 1998) adjusted however, to the relevant governing equations of the present model. Higher order terms in the equations were discretized based on the difference schemes of the first and second order derivatives, as mentioned above. In order to avoid numerical blowup due to nonlinear interaction in the model a simple 3 points numerical filter was introduced in the code.

A Smagorinsky type subgrid model (Smagorinsky, 1963; Chen *et al.*, 1999) was also employed to account for the effects of unresolved small scale turbulent processes. As the grid size in Boussinesq models is usually smaller than the typical water depth, the horizontally distributed eddy viscosity resulting from such processes may become important and cause the current field to become chaotic (Chen *et al.*, 1999). Here it was simply used to introduce artificial diffusion into the numerical scheme and achieve stability.

Wave generation was implemented inside the computational domain using the source function method as described by Memos *et al.* (2005) along with the correction upon the source term provided in Chondros and Memos (2014).

To absorb waves at the open boundaries the sponge layer scheme was applied as proposed by Larsen and Dancy (1983), while for the reflective boundary the method proposed by Wei and Kirby (1995) was used. Source function method, wave generations as well as absorbing and reflective boundaries have been thoroughly described by Chondros and Memos (2014).

2.5 Vertical distribution of orbital velocities

In order to simulate the vertical distribution of orbital velocities, in 2 directions x and y respectively, in the interior of the permeable structure, first we have to compute a depth-averaged velocity \mathbf{U}_M accounting for the whole column inside and outside the structure (**Figure 2**). From the basic equations of mCM14 model, Eqs. (1), (2) and (3), we may calculate the depth-averaged velocity $\mathbf{U} = (U, V)$ outside the structure and the depth-average velocity $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$ inside the porous medium. Then \mathbf{U}_M velocity can be deduced from energy balance considerations through:

$$\mathbf{U}_M^2 \equiv \frac{\mathbf{U}_s^2 h_s + \mathbf{U}^2 d}{h} \quad (22)$$

where, $\mathbf{U} = (U, V)$ and $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$ are the depth-averaged velocities over and inside the SB respectively given by the basic Boussinesq solver, h_s is the structural height, d is the freeboard and h is the total water depth ($= h_s + d$) as shown in **Figure 2**.

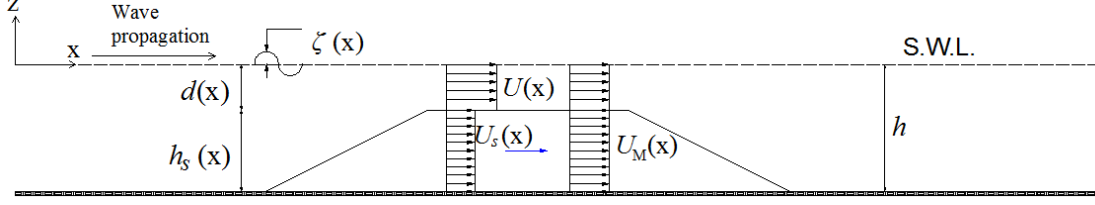


Figure 2 Definition of variables

A velocity profile as proposed by Dingemans (1997), which is initially valid outside the SB and for non linear waves, gives:

$$u_M(z) = U_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2(hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2(hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] \quad (23)$$

$$v_M(z) = V_M - \left[\frac{1}{2} d \frac{\partial^2(dV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} d^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2(dV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] \quad (24)$$

where U_M, V_M are the depth-averaged horizontal velocities in a wave cycle accounting for the whole water column inside and outside the structure in x and y directions respectively and z is the distance from still water level. Scaling of the above basic profiles were effected through equating its integral along the vertical to the corresponding result of the said Boussinesq model \mathbf{U}_M (**Figure 3**). Following Eqs. (23) and (24) the proposed equations for the distribution of the horizontal orbital velocities inside the porous medium can be written:

$$u_s(z) = \frac{U_s}{\frac{1}{h_s} \int_{-(h_s+d)}^{-d} u_M(z) dz} \left\{ U_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2(hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2(hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] \right\} \quad (25)$$

$$v_s(z) = \frac{V_s}{\frac{1}{h_s} \int_{-(h_s+d)}^{-d} v_M(z) dz} \left\{ V_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2(hV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2(hV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] \right\} \quad (26)$$

where and $u_M(z), v_M(z)$ are the velocity distributions in x and y directions respectively, along the entire water column inside and outside the structure (**Figure 3**). Note that $u(z),$

and $v(z)$ the vertical horizontal velocities distributions over the porous structure, can be deduced by a similar way to that presented for $u_s(z)$ and $v_s(z)$.

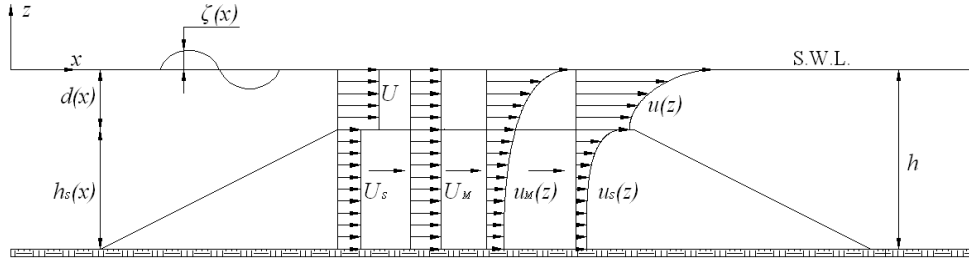


Figure 3 Schematic of the concept leading to the sought distribution of orbital velocities

2.6 Vertical distribution of pore pressures

In order to be able to obtain the dynamic pressure distribution along the vertical we have to revert to the full form of Darcy-Forchheimer equation (Cruz *et al.* 1997) rather than to its long-wave equivalent (Eq. (3))

$$c_r \frac{d\mathbf{U}_s}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3(p + \rho g z) + a_1 \mathbf{U}_s + a_2 \mathbf{U}_s |\mathbf{U}_s| = 0 \quad (27)$$

where $\mathbf{U}_s = (u_s, v_s, w_s)$ is the seepage velocity vector, $\nabla_3 = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$, p is the total pressure in the structure's interior and $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_s \cdot \nabla_3$ denotes the total derivative.

The mass conservation equation for the porous obstacle is

$$\nabla_3 \cdot (\varphi \mathbf{U}_s) = 0 \quad (28)$$

and since the porosity is assumed uniform through the structure, this gives

$$\nabla_3 \cdot \mathbf{U}_s = 0 \quad (29)$$

In 2DV case, Eq. (29) gives

$$\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial w_s}{\partial z} = 0 \rightarrow w_s = - \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \quad (30)$$

z_1 is a dummy variable with $-h < z_1 < -d$. Eq. (27) gives along the x, z -axis:

$$c_r \left(\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial w_s}{\partial x} + w_s \frac{\partial w_s}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \nabla_3 (p + \rho g z) + a_1 w_s + a_2 w_s \sqrt{u_s^2 + w_s^2} = 0 \quad (31)$$

Substituting Eq. (30) into Eq. (31) yields:

$$\begin{aligned} c_r \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) + u_s \frac{\partial}{\partial x} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \right. \\ \left. + \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (p + \rho g z) \\ + a_1 \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \\ + a_2 \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \sqrt{u_s^2 + \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right)^2} = 0 \end{aligned} \quad (32)$$

We set

$$\begin{aligned} A = c_r \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) + u_s \frac{\partial}{\partial x} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \right. \\ \left. + \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \right] \end{aligned} \quad (33)$$

$$B = a_1 \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \quad (34)$$

$$\Gamma = a_2 \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \sqrt{u_s^2 + \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right)^2} \quad (35)$$

Eq. (32) then becomes:

$$A + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (p + \rho g z) + B + \Gamma = 0 \quad (36)$$

After integrating Eq. (36) along the vertical the distribution of the total pressures $p(x, z, t)$ in the structure's interior can be found. Dropping the x, t dependencies the pressure profile is written:

$$p(z) = p(-h) - \rho g h - \rho g z - \rho \int_{-h}^z (A + B + \Gamma) dz_1 \quad (37)$$

where $p(z)$ is the total pressure in the structure's interior at an arbitrary distance z from S.W.L. and $p(-h)$ is the total pressure at the bottom of the structure. In the following, "pore pressure" $p_s(z)$ denotes the excess water pressure solely induced by wave action while "total pore pressure" $p(z)$ refers to the total pressure in the interior of the structure. Thus the corresponding hydrostatic pressure ($= -\rho g z$) should be subtracted from the total pore

pressure in order to obtain $p_s(z)$. The total pressure at the interface of the structure with the free water $p_i(-d)$ can be calculated by (Dingemans, 1997):

$$p_i(-d) = d + \zeta - \frac{d}{g} \left[\frac{\partial^2 (dU)}{\partial_x \partial_t} - \frac{1}{2} d \frac{\partial^2 U}{\partial_x \partial_t} \right] \quad (38)$$

where, d is the depth over mound and U is the depth-averaged (along d) horizontal orbital velocity given by the mCM14 model. Substituting Eq. (38) into Eq. (37) with $z = -d$ the total pore pressure can be derived at the bottom of the structure:

$$p(-h) = p_i(-d) - \rho g(h - d) + \rho \int_{-h}^{-d} (A + B + \Gamma) dz_1 \quad (39)$$

Finally the (hydrodynamic) pore pressure distribution in the interior of the structure induced solely by wave action becomes:

$$p_s(z) = p_i(-d) - \rho g d + \rho \int_{-h}^{-d} (A + B + \Gamma) dz_1 - \rho \int_{-h}^{-z} (A + B + \Gamma) dz_1 \quad (40)$$

In Eqs (33) to (35) the distribution of the horizontal orbital velocities $u_s(z)$ into the structure's interior are those given by Eq (25) (§2.5 *Vertical distribution of orbital velocities*)

3. Laboratory experiments

3.1 1DH experiments

3.1.1 Orbital velocities

Laboratory experiments were conducted during this research in order to measure maximum orbital velocities in the interior of a SB. Those experiments were conducted in the Laboratory of Harbour Works, NTUA, in a 27 m long, 0.90 m wide and 1.53 m high glass-walled wave flume equipped with a flap-type wave-maker, driven by a manually shifted gearbox, generating regular waves. The height of the structure was 0.4 m and the crest width 1.0 m. The structure was made of natural stones with $d_{50}=0.08$ m sloping 1:2 at both sides. Measurements of the maximum horizontal orbital velocities were taken over three sections at 16 points with 5 cm intervals along the vertical as shown in **Figure 4**.

In order to be able to take measurements inside the structure, a wire-mesh cylinder of 3 cm diameter was placed and protected the sensitive edge of the probe from any stone movement. This “tube”, due to its small diameter, did not virtually affect the flow pattern

inside the porous medium. Three wave cases and two water depths were used. The porosity of the structure, i.e. the ratio of voids to the total volume, was equal to 0.52, close to the design practice. Cases tested are shown in **Table 1** with wave data measured quite upstream of the structure. The layout of the breakwater and the points of measurements are shown in **Figure 4**.

Table 1 Cases tested for 1D velocities

Case #	Wave Height H (m)	Period T (s)	Water Depth h (m)	Breaker type
T1	0.065	2.2	0.50	-
T2	0.095	1.8	0.50	-
T3	0.114	1.5	0.50	Spiling
T11	0.100	2.2	0.60	-
T12	0.115	1.8	0.60	-
T13	0.120	1.5	0.60	Spiling

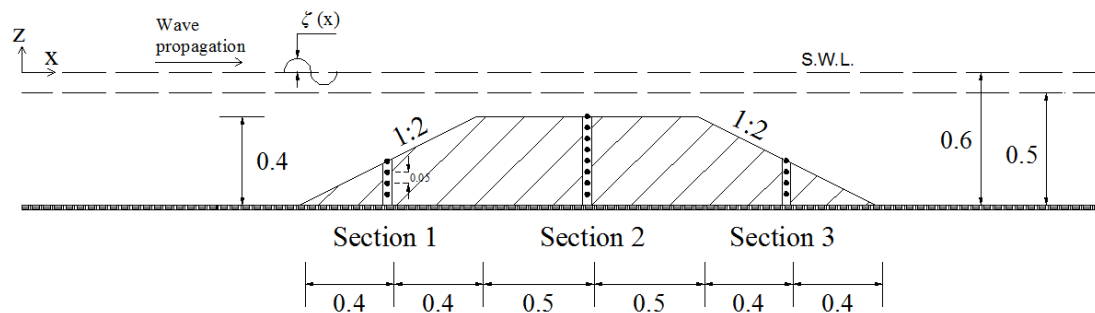


Figure 4 Model and location of 1D velocity measurements (dots) (lengths in m)

The Novonic StreamFlo device was used for the velocity measurements in the interior of the structure. It is a one-component velocity meter and measures within a range of 0.6 to 150 cm/s having an accuracy of $\pm 2\%$ of true velocity. Despite its sensitivity and inability to attain advertised accuracy, this device was used due to its small rotor, as well as its capability to capture low velocities. For the above instrument, the minimum duration of point measurement in each test case inside the structure was 30 min with sampling interval 1 s. It is noted that the comparatively large sampling interval was counterbalanced by the long duration of each measurement.

3.1.2 Pore pressures

In the same with the previous flume (§3.1.1) at the Laboratory of Harbour Works, National Technical University of Athens, small scale experiments were conducted in order to measure pore pressures in the structural interior. The physical model used was the same as in 1DH velocities measurements. Specifically, the height of the structure was 0.40 m and the crest

width 1.0 m. The structure was made of natural stones with $d_{50} = 0.08$ m sloping 1:2 at both sides leading in a porosity $\varphi=0.52$. Measurements of the time series of (hydrodynamic) pore pressures were taken over three sections in the interior of the structure at 19 points with 0.05 m intervals along the vertical (**Figure 5**). Pressure data were also taken at a reference section upstream of the mound.

To take measurements inside the structure, a wire-mesh cylinder of 0.03 m diameter was placed to protect the sensitive probe edges from any stone movement. It has to be noted that similar to the velocity measurements, this ‘tube’ did not virtually affect the flow pattern inside the porous medium due to the relatively large mesh-eye adopted. Seven monochromatic wave cases were used as shown in **Table 2**. Cases T3, T4, T6 and T7 refer to breaking waves while the others refer to non breaking ones. The layout of the breakwater in the 2 typical water depths of $h = 0.50$ m and $h = 0.45$ m as well as the points where measurements were taken are shown in **Figure 5**.

It should be added that significant scale effects may appear in such small scale model tests (e.g. Heller 2011) especially when investigating the flow conditions inside the porous medium. In the present study it was felt that it would be justifiable to use the said rock material since the breakwater’s permeability and the consequent wave transmission were the key parameters in these tests rather its structural integrity under wave attack.

Table 2 Cases tested for pore pressures

Case #	Wave Height H (m)	Period T (s)	Water Depth h (m)	Breaker type
T1	0.065	2.2	0.50	-
T2	0.095	1.8	0.50	-
T3	0.114	1.5	0.50	Spilling
T4	0.151	1.25	0.50	Spilling
T5	0.046	2.2	0.45	-
T6	0.077	1.8	0.45	Spilling
T7	0.091	1.5	0.45	Spilling

In general the model setup used in these experiments leads to scales between 1/5 and 1/10 for most cases of submerged breakwaters efficient in coastal protection. It is thus felt that any scale effects would be of limited contribution.

Pressure transducer KYOWA BE-5KC, of the resistive type with capacity up to 5 kg/cm², was used to collect the experimental data in conjunction with a KYOWA data acquisition system and a USB-1608FS data logger device. The sensitivity of the sensor was 300 μ V/V, its diameter 3 cm and thickness 0.5 cm. The pressure gauge recorded total pressures. Data at

the section outside the structure (Section upstream, **Figure 5**) were collected in order to calibrate the measuring system by comparing with Stokes's second order wave theory. The minimum duration of point measurements both out- and inside the structure was 5 min with 0.005 s sampling interval.

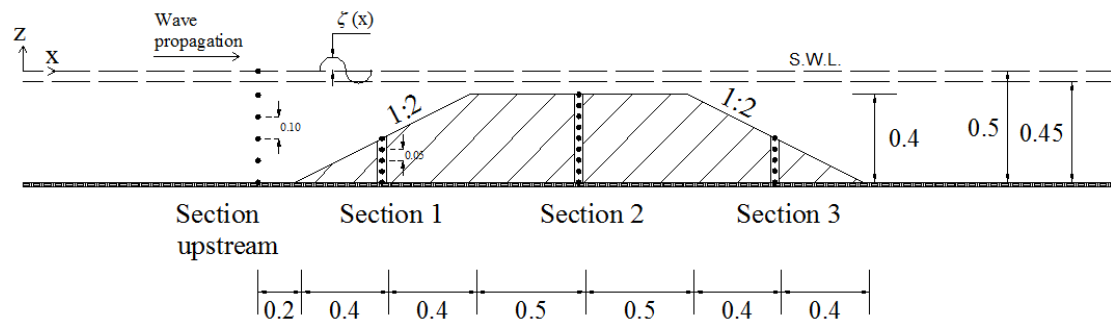


Figure 5 Model and location of pore pressure measurements (dots) (lengths in m)

3.1.3 Surface Elevation

Surface elevation experiments were carried out in the wave flume of the Laboratory of Harbour Works, NTUA, involving regular waves under breaking and non-breaking conditions. In order to study the differences related to breaking conditions, between cases with permeable and impermeable structures, sets of experiments were performed by keeping all parameters constant and modifying only the porosity of the model material.

Initially, for simulating permeable conditions the structure was made of natural stones with $d_{50}=0.08\text{m}$, obtaining a porosity equal to 0.45. After that, the homogenous permeable structure was filled firmly with gravel of smaller gradation, leading to porosity below 0.22 which can be considered that yields practically impermeable conditions. In order to obtain measurements suitable for a comparative study the two rubble mounds, followed the same outline geometry. The height of the structures was 0.40 m and the crest width 1.0 m (**Figure 6**) sloping 1:2 at both sides. Water depths used were 0.50 m and 0.45 m. The wave paddle was located 10.25 m from the upstream toe of the model SB and a dissipative layer, made of gravel beach, was formed starting at 2.60 m from the downstream toe.

Five resistant-type wave gauges were used to measure water surface elevation, placed on stands at specific stations along the flume as shown in **Figure 6**. Gauge G1, used to measure the characteristics of the incident wave, was placed 1 m up-wave from the offshore slope toe and G5 was positioned 1 m inshore from the downslope toe of the SB in order to take measurements of the transmitted wave characteristics.

The wave gauges were calibrated before each run and the correlation coefficients were almost unity leading to negligible deviations from linearity. The gauge signals were recorded by a personal computer loaded with WaveData software of HR Wallingford. In each run, data were recorded simultaneously from the five separate sections at a sampling frequency of 100 Hz, and a total of 4000 data points per channel were taken. For visual observation of the experiments, video camera recordings were taken to investigate the occurrence of breaking and the related morphological features of the wave breakers.

Regular waves propagating in waters of intermediate depth were used for the tests. In order to distinguish the influence of the porosity of the SB and the effects from the wave breaking, it was essential to perform tests for permeable and impermeable cases for both breaking and non-breaking events with waves from long to short periods. Several data corresponding to different wave conditions were used leading to a total of fourteen different combinations: two different structural porosities –permeable and impermeable– with four and three different pairs of wave heights and periods in 0.5 m and 0.45 m water depths, respectively. The incident wave characteristics (H_i and T), along with the corresponding water depth, are shown in **Table 3**. Since incident wave conditions were assumed those measured in Gauge 1, slight differences of wave heights were expected for the same wave-maker gear and water depth scenario between permeable and impermeable conditions, due to the interaction of the incoming wave with the structure. In breaker type (**Table 3**) the symbol (-) means non-breaking waves.

Table 3 Cases tested for 1D surface elevation measurements

Case* #	Water depth d (m)	Period T (s)	Permeable SB ($\varphi=0.45$)		Impermeable SB ($\varphi=0.22$)	
			Ύψος Κύματος H (m)	Breaker type**	Ύψος Κύματος H (m)	Breaker type**
T1	0.50	2.2	0.061	-	0.059	-
T2	0.50	1.8	0.095	-	0.100	Plunging
T3	0.50	1.5	0.114	Spilling	0.114	Plunging
T4	0.50	1.25	0.151	Spilling	0.145	Plunging
T5	0.45	2.2	0.046	-	0.062	Collapsing
T6	0.45	1.8	0.077	Spilling	0.066	Plunging
T7	0.45	1.5	0.091	Spilling	0.088	Plunging

*Cases refer to incident wave and not in the layout

**Breaker type depends of the SB permeability

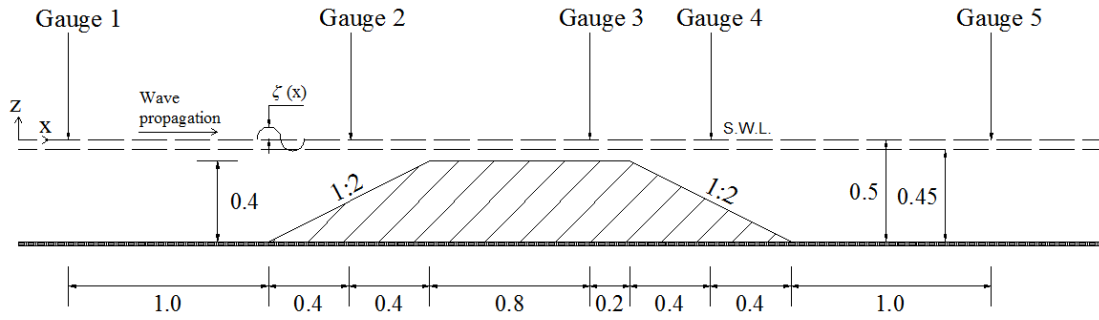


Figure 6 Layout of the model structure and location of wave gauges (lengths in m)

3.2 2DH experiments

2DH laboratory experiments were conducted during this research in order to measure surface elevation and 3D flow velocity in the interior of a SB. Those experiments were conducted in the Hydraulic Engineering Laboratory, Department of Civil Engineering, University of Patras, in a 12 m long, 7 m wide and 1.05 m height wave basin equipped with a piston -type wave-maker of DHI (Danish Hydraulic Institute), generating regular and irregular (Jonswap) waves. A permeable SB with porosity $\varphi=0.50$ was constructed and placed on a mild sloping bottom (1:15) with approximately 1:10 scale. The height of the structure was 0.2 m at the center (in the middle of the crest) and the crest width was 0.5 m. The SB was made of natural stones with $d_{50}=0.08$ m sloping 1:2 at both sides.

Moreover, there were built totally reflect lateral aluminum walls, while the same material was used for the bed starting with a steeping slope 1:2, 0.5 m in front of the wave-maker and then of a mild slope 1:15. Downstream of the SB, sand was placed in order to study the evolution of bed morphology in Klonaris 2016 PhD research. The water depth in from of the wave-maker was 1.05 m while in the middle of the SB crest was 0.25 m, leading to a 0.05 m freeboard below S.W.L. The plan view of the experimental layout and the bottom topography is shown in **Figure 7** while cross sections are shown in **Figure 8** to **Figure 10**.

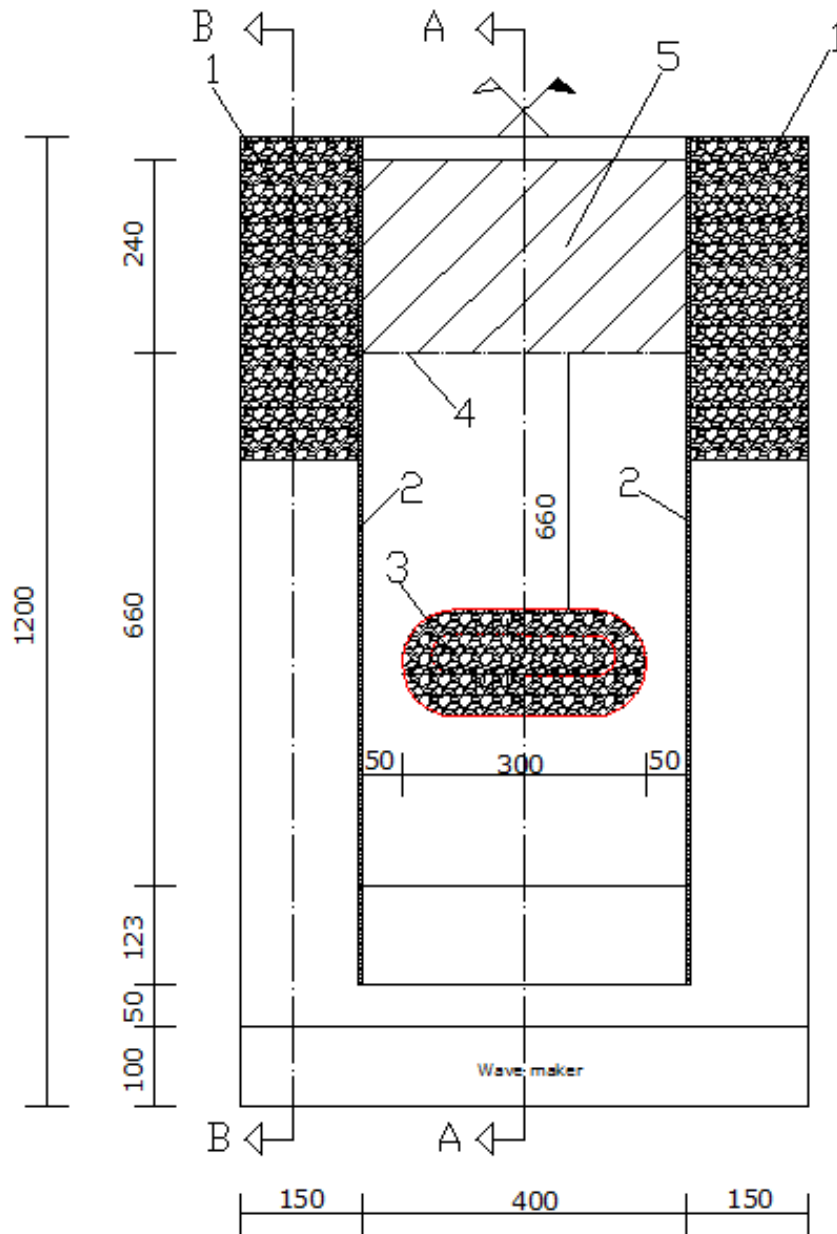


Figure 7 Plan view of Patras experimental layout (lengths in cm)

1. Absorbing boundaries of quarry rock 2. Lateral aluminum walls 3. Permeable SB of natural stones 4. Coastline 5. Beach.

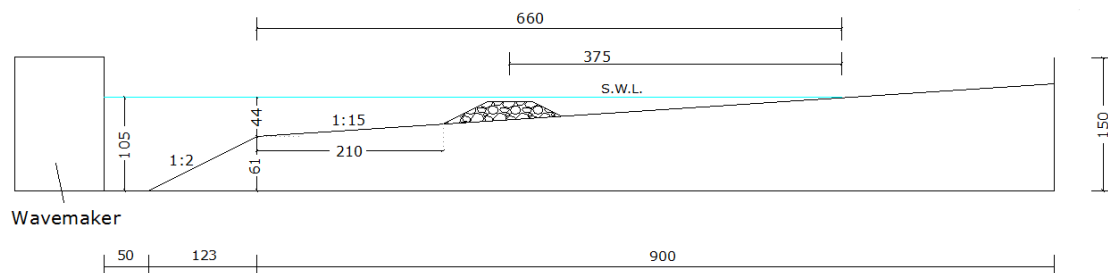


Figure 8 Cross section A-A (lengths in cm)

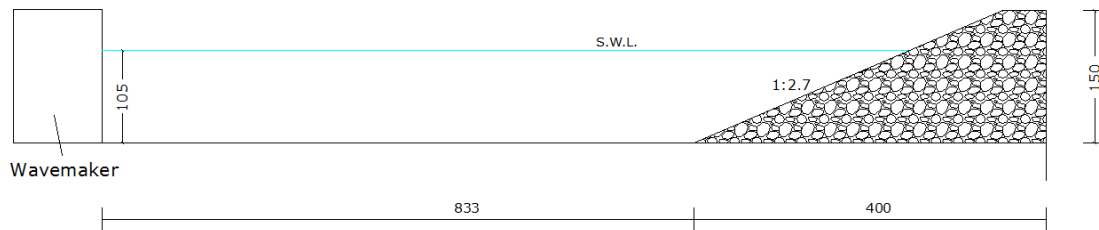


Figure 9 Cross section B-B (lengths in cm)

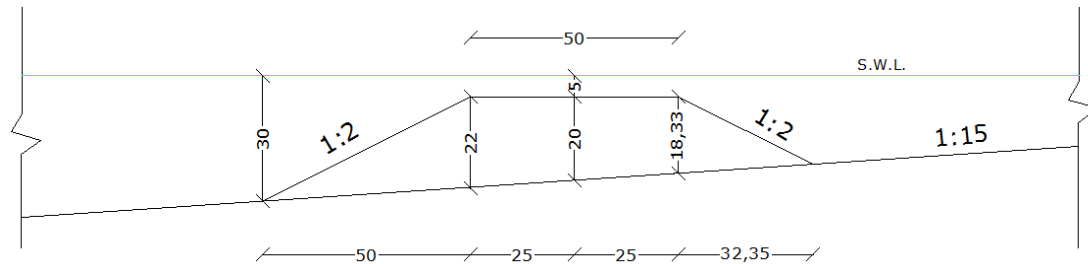


Figure 10 Detailed cross section in the SB area (lengths in cm)

3.2.1 3D Orbital velocities

Flow velocities measurements were taken in the interior of the structure with an ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) device, a SONTEK instrument. ADV was able to capture time series orbital velocities in 3 dimensions: V_x, V_y, V_z with sampling frequency of 0.1 to 50 Hz. Measuring locations were taken over two sections inside the porous medium, namely (I) in the SB center and (II) 5 cm before the SB head as shown in **Figure 11**, and at 10 points at 0.02 m intervals along the vertical (**Figure 12**).

In order to be able to take measurements inside the structure, a wire-mesh cylinder of around 10 cm diameter was used. This gap was covered before each run by natural stones. As a result this 'tube' did not virtually affect the flow pattern inside the permeable SB. The cases tested including regular and irregular (Jonswap) waves under breaking or non-breaking conditions are shown in **Table 4**. For the regular cases (case P1 to P4) the ADV-measured time series was 3 min with sampling interval 0.02 s (total 9000 data points for each point location) while for the irregular cases (case P5 to P8) the ADV point measurement duration was 10 min with sampling interval also 0.02 s (total 30000 data points for each point location).

3.2.2 Surface elevations

Seven resistant-type wave gauges of DHI were used to measure water surface elevation under breaking or non-breaking conditions for regular or random waves, placed on stands at specific stations as shown in **Figure 11**. Gauge #1 was placed 1.73 m in front of the wave-maker in the center line of the basin, in order to take measurements of the incident wave. Gauges #2 and #3 were placed over the SB, while #4, #5 and #6 were located in the leeside, behind the downstream SB toe. Gauge #7 was placed in the middle of the gap between the structure and the reflection wall.

The wave gauges were calibrated before each run and the correlation coefficients were almost unity leading to negligible deviations from linearity. The gauge signals were recorded by a personal computer loaded with WaveData software of DHI. Wave cases are the same with the velocity measurements and are shown in **Table 4**. In each run, data of surface elevations were recorded simultaneously from the seven separate sections at a sampling frequency of 100 Hz, and a total of 12000 data points (120 s measured times series) for regular and 60000 data points (600 s measured times series) for irregular waves per station.

Table 4 Cases tested for 2D wave propagation in University of Patras

Case #	Wave height H (m)	Period T (s)	Water depth* d (m)	Breaking Waves
Regular waves				
P1	0.045	1.25	0.25	No
P2	0.045	2.00	0.25	No
P3	0.080	1.25	0.25	Yes
P4	0.080	2.00	0.25	Yes
Irregular (Jonswap) waves				
P5	0.045	1.25	0.25	No
P6	0.045	2.00	0.25	No
P7	0.080	1.25	0.25	Yes
P8	0.080	2.00	0.25	Yes

*along the longitudinal axis of the SB

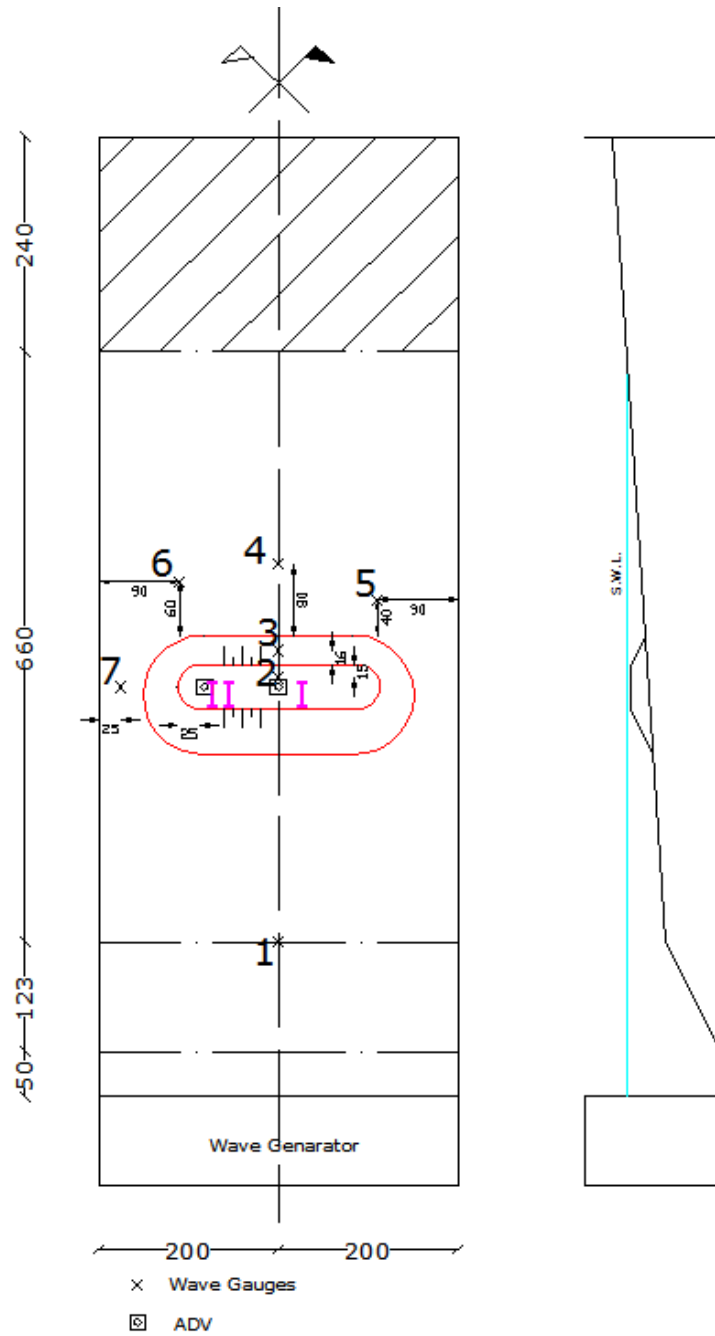


Figure 11 Plan view of the instrumented basin and cross section sketch (lengths in cm)

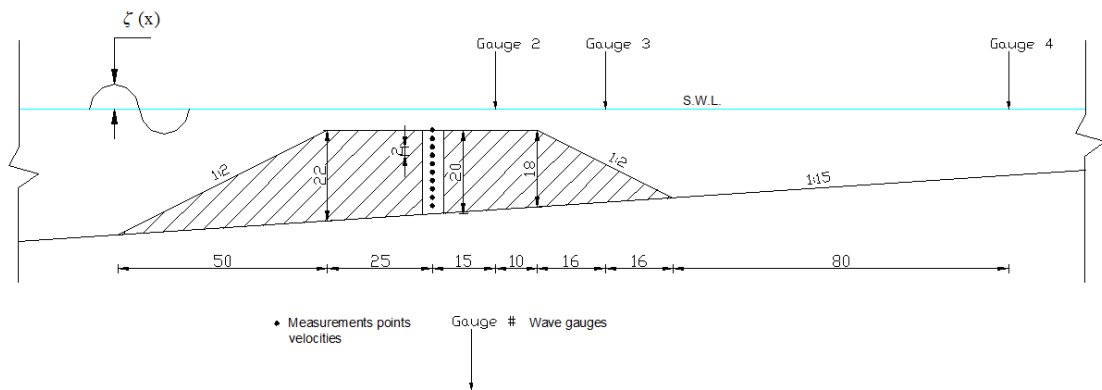


Figure 12 Typical cross section in the SB area - center line of the basin (lengths in cm)

4. Model performance 1DH

4.1 1DH Orbital velocities verification

The model results were compared against velocity experimental data inside the porous medium for monochromatic breaking and non-breaking waves propagating over a SB. The proposed model's results converge satisfactorily with experimental measurements at all three sections (**Figure 4**). Below, in **Figure 13** and **Figure 14** two representative cases (#T3 and #T13) of **Table 1** are shown in a comparison between the results of the mCM14 model with the experimental measurements of §3.1.1. The 1D numerical domain in the model was discretized using a grid size of $\Delta x = 0.05$ m and time step of $\Delta t = 0.0025$ s

The test parameters for case T3 were $H=0.114$ m, $T=1.5$ s, water depth $h=0.5$ m. In **Figure 13** the distribution of the maximum orbital horizontal velocities inside the structure are shown, derived by the present model. In conjunction the RMS error computed from mCM14 model and experiment for case T3 is shown in **Table 5**.

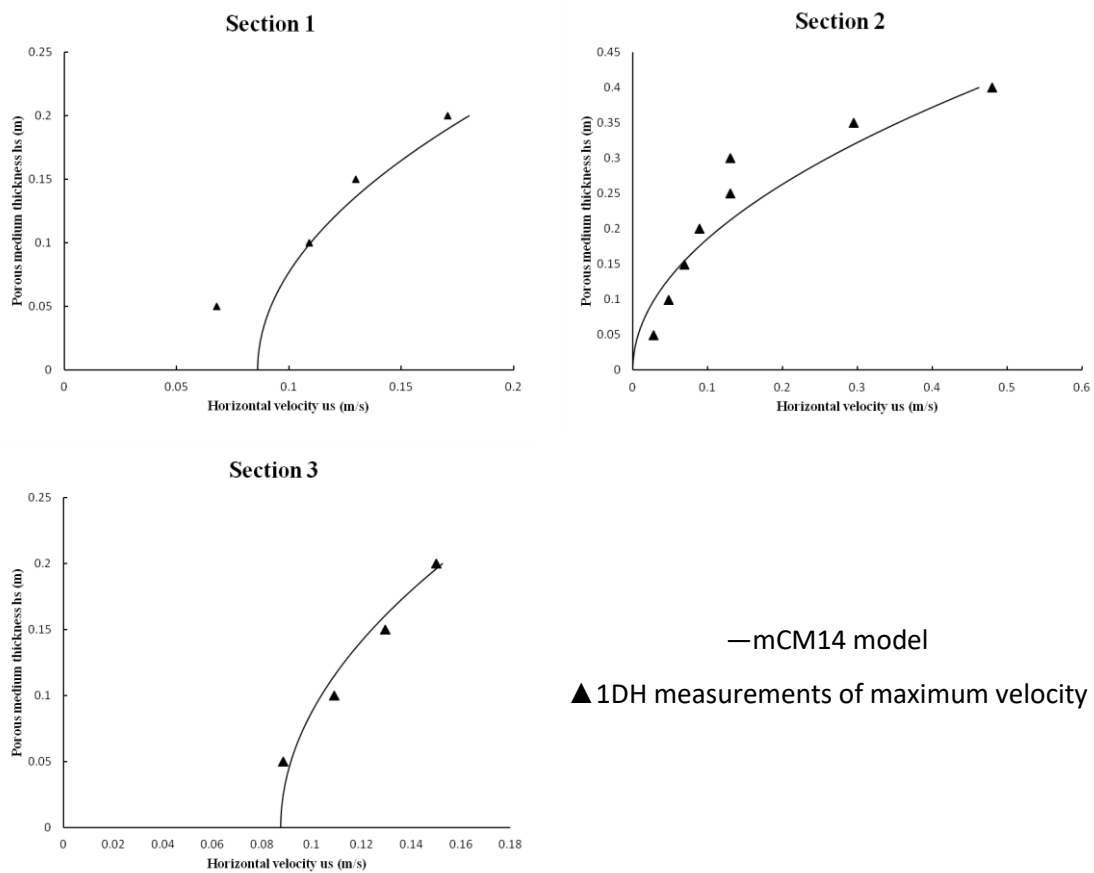


Figure 13 Comparison of proposed horizontal velocity profile with measurements for case T3

Table 5 RMS error of 1DH velocities computed from mCM14 model results and experimental data for Case T3

Sections/Parameters	Depth-averaged value from measurements (m/s)	RMS (m/s)
Section 1	0.11932	0.01379
Section 2	0.15783	0.05557
Section 3	0.11932	0.00425

Similarly case T13 has test parameters $H=0.120$ m, $T=1.5$ s, water depth $h=0.6$ m. The results are shown in **Figure 14** and the correspondence RMS error in **Table 6**. It can be seen from the results here, and from results of other cases not shown here (the reader is referred to §6.2 of the Greek text), that satisfactory agreement between the proposed model with measurements is obtained. Generally, the comparisons between the Boussinesq-type model in conjunction with a suitable velocity profile and experiments showed that mCM14 model is capable of predicting with reasonable accuracy the maximum horizontal velocities inside submerged porous breakwaters in 1DH wave propagation.

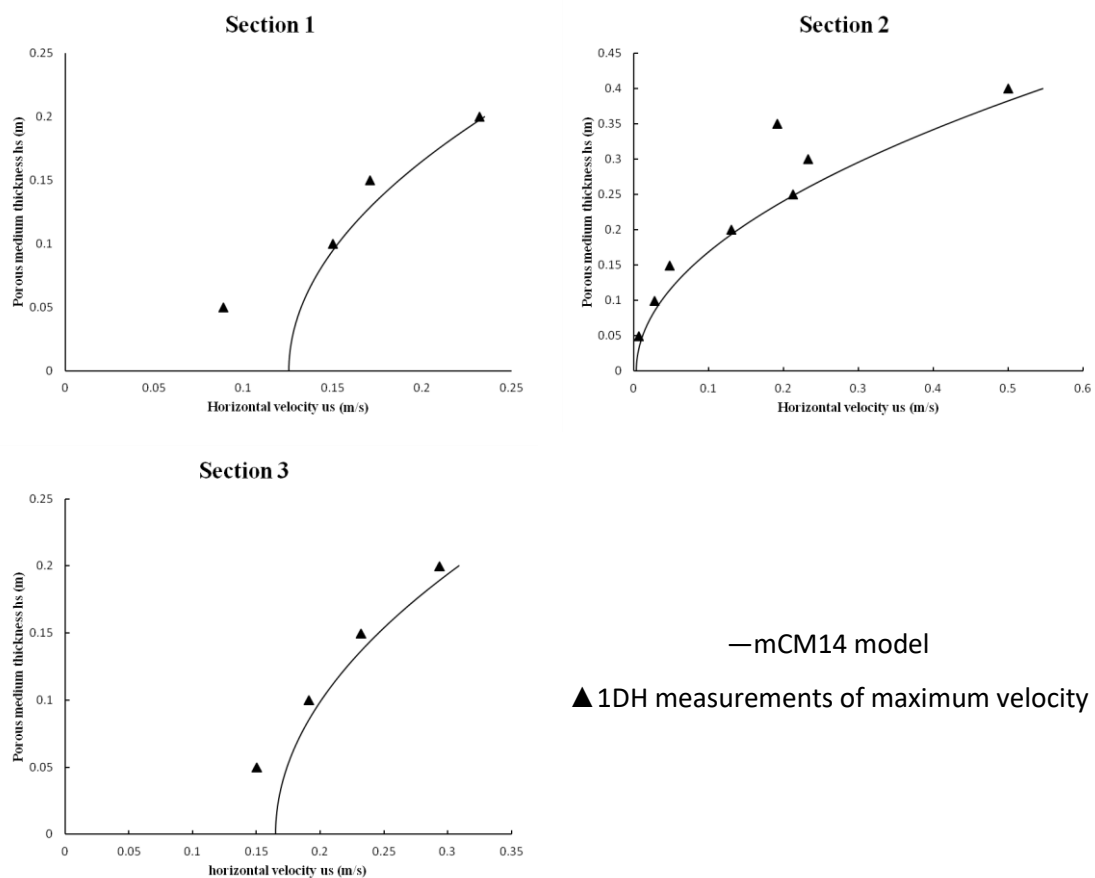


Figure 14 Comparison of proposed horizontal velocity profile with measurements for case T13

Table 6 RMS error of 1DH velocities computed from mCM14 model results and experimental data for Case T13

Sections/Parameters	Depth-averaged value from measurements (m/s)	RMS (m/s)
Section 1	0.16040	0.02334
Section 2	0.16810	0.08724
Section 3	0.21687	0.01633

Another interesting finding of this study is the maximum measured orbital velocity variation across the structure at two representative heights from the bottom: $z'=10$ cm and $z'=20$ cm (**Figure 15**). An increase of the maximum horizontal velocity at the sections located in the leeward side of the structure (section 3) was observed. This was attributed to the development of meso-scale eddies in the vicinity of the downstream slope of the rubble mound.

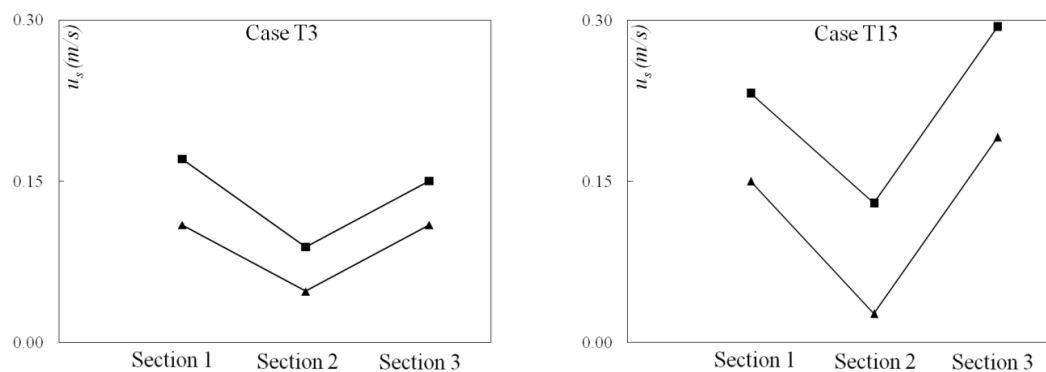


Figure 15 Measured maximum horizontal velocity variation across the structure in distances from the bottom: —▲— $z'=10$ cm και —■— $z'=20$ cm

4.2 Pore pressures

The mCM14 model results were compared against experimental data (see §3.1.2 *Pore pressures*) and results of COBRAS, a model used in DELOS project. COBRAS (Garcia *et al.* 2004) solves the 2DV Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS) equations and uses a Volume of Fluid Technique (VOF) method to capture free surface geometry. Flow inside the structure is simulated by Volume Average Reynolds Averaged Navier-Stokes (VARANS) equations, obtained by integration of RANS equations in a control volume larger than the porous structure but smaller than the characteristic length scale of the flow. Volume-averaging allows the description of small-scale turbulent effects in the porous media (see Hsu *et al.*, 2002). For monochromatic breaking and non-breaking waves propagating over a porous SB,

the proposed model results converge satisfactorily toward the experimental data at all three sections in the structure's interior (**Figure 5**). The results of COBRAS were also assessed against the same experimental data. Below, the data of two representative cases of **Table 2**, one for non-breaking (Case T2) and one for breaking waves (Case T7), are shown, comparing the mCM14 model and COBRAS with measured data. The 1D numerical domain in the mCM14 model was discretized using a grid size of $\Delta x = 0.05$ m and time step of $\Delta t = 0.0025$ s, corresponding to a Courant number (Abbott *et al.*, 1978) equal to 0.11 while the simulation time was 60s. In COBRAS the computing mesh in x -direction was constructed from 4 "submeshes". The first "submesh" (close to the source) had spacing 0.04 m while the other 3 had 0.01 m (including the SB region). In z -direction (vertical) spacing was 0.01 m. Smaller spatial steps lead to very long computational time without modifying drastically the results.

The test parameters for case T2 were $H = 0.095$ m, $T = 1.8$ s, water depth $h = 0.5$ m. **Figure 16** shows the distribution of maximum pore pressures of the potential flow inside the structure derived from the present model, and the results of COBRAS in non-breaking wave conditions, as compared to the measured data. Case T7, refers to breaking waves, with test parameters $H = 0.091$ m, $T = 1.5$ s, water depth $h = 0.45$ m, with results shown in **Figure 17**. Those results, as well as results of other tests not showed here (the reader is referred to §6.3 of the Greek text), show satisfactory agreement between the mCM14 and measurements capturing the general trend, performing notably better than the widely used version of COBRAS model. Although the COBRAS model simulates satisfactorily the free surface elevation above a submerged mound (see eg. Garcia *et al.* 2004, Lara *et al.*, 2006) it seems that it fails to reproduce adequately the pressure distribution inside the porous obstacle (**Figure 16** and **Figure 17**). It is noted, however, that COBRAS presents noticeably better results of pore pressures for non-breaking than for breaking waves over the mound, i.e. when turbulent effects are minimized. The deviations between the COBRAS and the experiments observed in the interior of the structure are genuine since the results of it at the upstream reference section virtually coincide with experimental data, as shown in panels (a) of **Figure 16** and **Figure 17**.

Measured time series of dynamic pore pressures at the bottom of the structure were also compared with the results of both mCM14 and COBRAS models. The comparison between computed and measures times series on the three sections at the bottom of the structure

are shown in **Figure 18**. As can be seen, computed time series of mCM14 agree satisfactorily with the corresponding measurements.

Another interesting finding is the pore pressure variation across the structure along a constant elevation. Measured data at two representative levels from the bottom, namely at $z' = 0.10$ m and $z' = 0.20$ m are given in **Figure 19**. An increase of the maximum pore pressures of the potential flow at the section located in the leeward side of the mound with respect to those at its axis is observed in conjunction with velocities as shown in **Figure 15**. The development of meso-scale eddies caused by the wake-like structure of the periodic recirculating flow caused by the rocks at the interface between structure and free water domain seems to be responsible for the increased pore pressures close to the downslope.

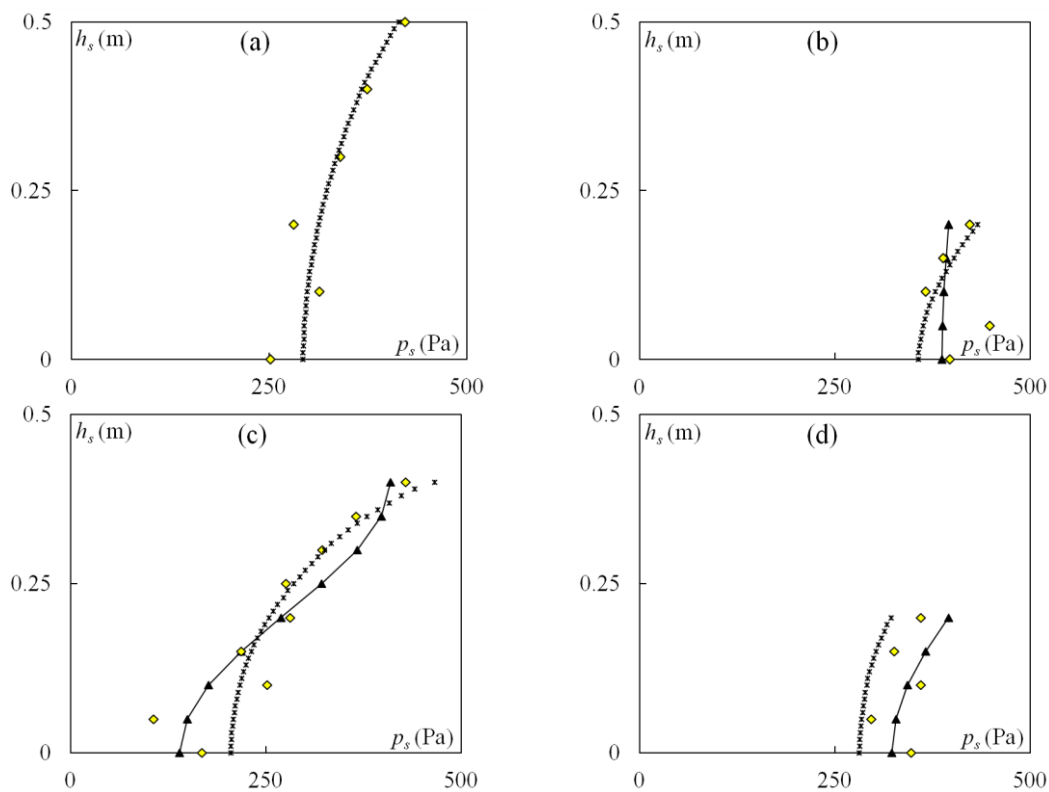


Figure 16 Figure 3 Pore pressure profiles with (*) COBRAS, (—) mCM14, and (▲) measurements for Case T2 at sections: (a) upstream, (b) 1, (c) 2, (d) 3

Generally the Boussinesq wave model that was coupled with a suitable pore pressure module (see §2.6 *Vertical distribution of pore pressures*) on a corresponding velocity distribution (see §2.5 *Vertical distribution of orbital velocities*) allowing the estimation of dynamic pressures inside porous SBs. The numerical results were compared with experimental data indicating that this simple model is capable of reasonably predicting

maximum pore pressures of potential flow inside submerged porous breakwaters due to propagating waves.

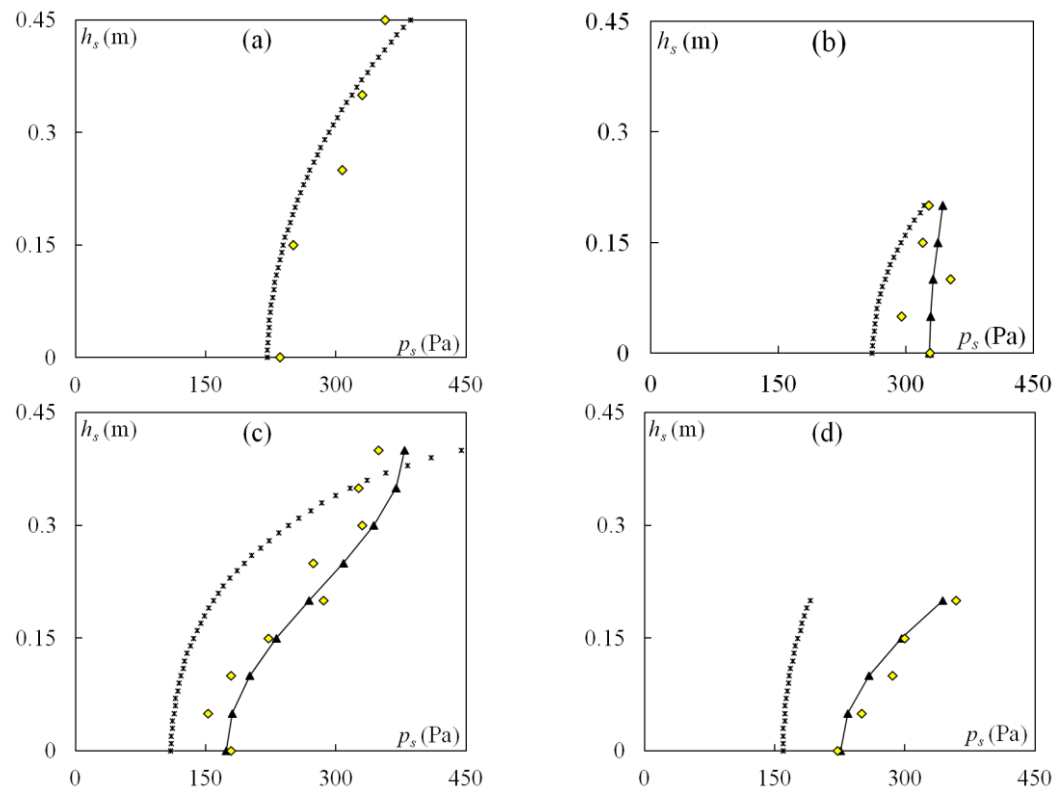


Figure 17 Pore pressure profiles with (*) COBRAS, (—) mCM14, and (▲) measurements for Case T7 at sections: (a) upstream, (b) 1, (c) 2, (d) 3

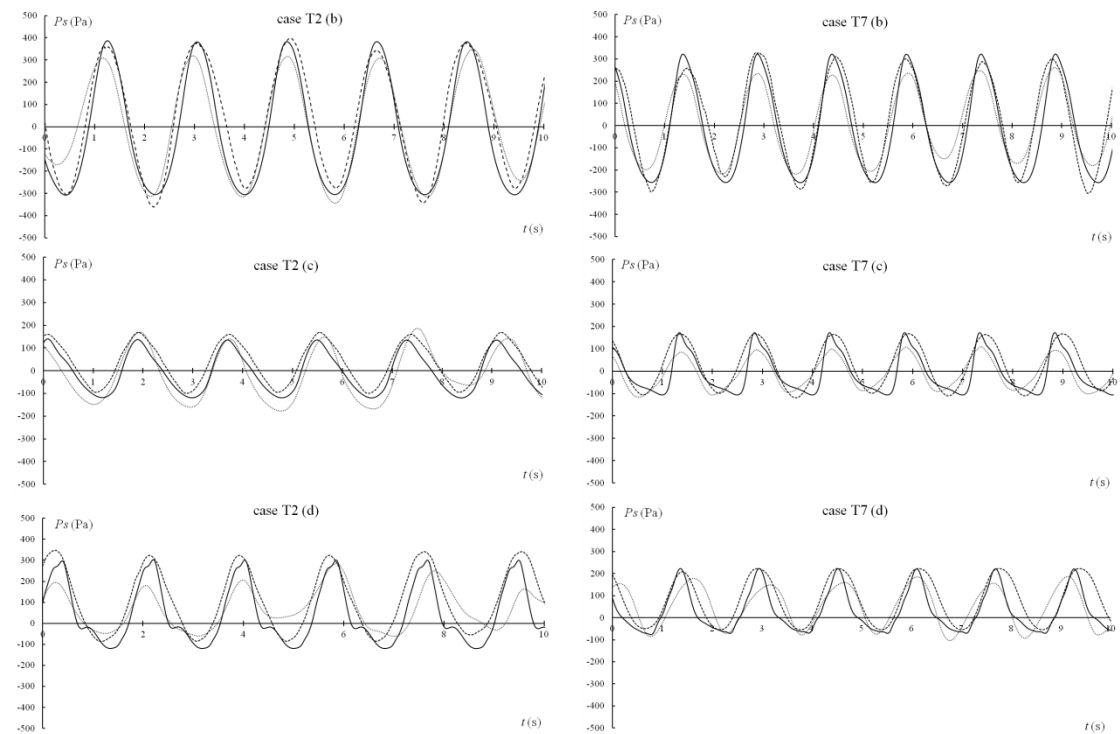


Figure 18 Pressure time series at the bottom of the structure for cases T2 and T7 at sections: (b) 1, (c) 2, (d) 3; (---) experimental data, (—) mCM14, (⋯) COBRAS

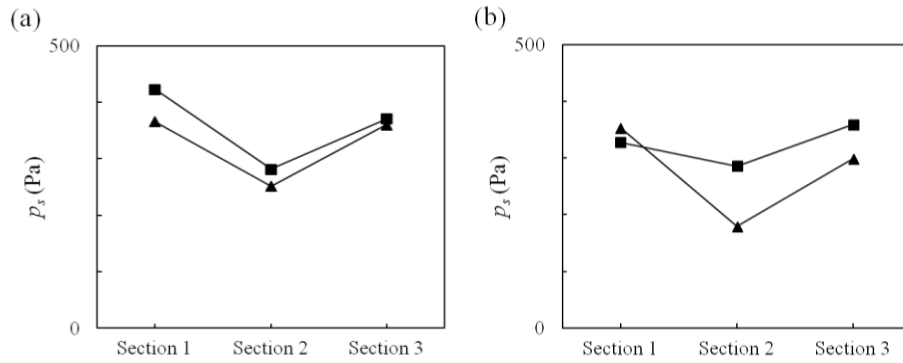


Figure 19 Measured pore pressure variation across the structure for Cases (a) T2, (b) T7 at two representative heights from bottom $z' = (-\blacktriangle-)$ 0.10 m and $(-\blacksquare-)$ 0.20 m

4.3 1DH Surface elevations performance

Wave breakings parameters

As mentioned previously (§2.3 *Wave breaking module*) the wave breaking module has undergone adequate validation and is widely used in combination with Boussinesq models. It involves parameters that have been given ranges of applicability and default values. In this study the existing background knowledge on all aspects of the breaking module were respected additionally in order to suggest an extension to cover cases of permeable SB displaying relatively steep slopes, as is the case in practical applications. In the present study an additional feature was introduced, i.e. the structure's permeability with steep slopes, that had not been treated so far with regard to its effect on the wave breaking module. It was also found that two parameters are significantly affected and need to be calibrated for the new conditions mentioned above, namely δ_b and $\zeta_t^{(I)}$.

As described in §2.3 (*Wave breaking module*), in wave breaking events the model calculates ξ_b and R_d^* by Eqs (14) and (15) and then compares them with T_1 and T_2 of Eqs (16) and (17), respectively. Depending on the above variables and taking into account the approach of Calabrese *et al.* (2008) as well as visual observations during the present experiments, the breaker type was selected as shown in **Table 3** (§2.3 *Wave breaking module*). The proposed values for the mixing length coefficient δ_b in plunging, collapsing and spilling events was put 3.5, 2.5 and 1.2, respectively, in order to best fit the experiments. The different values of mixing length coefficient correspond to the visual assessment of the type of the breaking waves. Plunging type breakers were more intense than those of collapsing whilst spilling breakers caused the least wave energy dissipation, an observation that keeps up with the

physical meaning of the relevant proposed values of the mixing length coefficient from higher to lower values.

Chen *et al.* (2000) considered a range of typical values for the parameter $\zeta_t^{(I)}$ from $0.35(gd)^{0.5}$ to $0.65(gd)^{0.5}$ depending on the existence of submerged bar or monotonic sloping beach taking also into account Madsen *et al.* (1997a,b) that reported the need to reduce the result of the breaking criterion on the simulation of wave breaking over the crest of a submerged bar. Based on that, and taking into account that in this study SB with very steep slopes (1:2) were used, a new value of the parameter $\zeta_t^{(I)}$ that controls breaking initiation was also introduced, namely $0.25(gd)^{0.5}$ for plunging and collapsing breakers, while for spilling ones this was kept as Chen *et al.* (2000) suggested for this type of breakers in the case of a submerged shoal, i.e. equal to $0.35(gd)^{0.5}$. All above conditions with the proposed values of δ_b and $\zeta_t^{(I)}$ along with the breaker type are shown in the table below (**Table 7**).

Table 7 Proposed values of the mixing length coefficient δ_b and parameter $\zeta_t^{(I)}$

Sub areas	$0.65 \leq \xi_B \leq 1.9$		Dominant Breaker type	$\xi_B > 1.9$	
	δ_b	$\zeta_t^{(I)}$		δ_b	$\zeta_t^{(I)}$
$R_d^* > T_2$	3.5	$0.25(gd)^{0.5}$	Plunging	3.5	$0.25(gd)^{0.5}$
$T_1 \leq R_d^* \leq T_2$	3.5	$0.35(gd)^{0.5}$	Plunging/Spilling	3.5	$0.25(gd)^{0.5}$
$0.5 < R_d^* < T_1$	1.2	$0.35(gd)^{0.5}$	Spilling	-	-
$2.5 < R_d^* < T_1$	-	-	Collapsing	2.5	$0.25(gd)^{0.5}$

ξ_b : given from Eq. (14), R_d^* : given from Eq. (15)
 T_1 : given from Eq. (16), T_2 : given from Eq. (17)

Comparison of model's results with measurements

Evaluation of the numerical model was performed after the calibration of the wave breaking module as described previously. There 14 data sets available for both permeable and impermeable conditions. For each numerical run the wave characteristics shown in **Table 3** combined with the associated wave breaking parameters of **Table 7** were taken into account.

A first investigation of the mCM14 numerical scheme, involving numerical runs with different spatial and time steps, showed that: Δx lays in the range of 1/30 to 1/50 of the initial wavelength and Δt lays in the range of 1/500 to 1/800 of the wave period, following Beji and Battjes (1993, 1994), in order to avoid numerical instabilities and the Courant number at the seaward to be smaller than 0.5 value. Thus, finally the 1D numerical domain

in the mCM14 model was discretized using a grid size of $\Delta x = 0.05$ m and time step of $\Delta t = 0.0025$ s. The porosity of the rubble mound was set equal to 0.45 for permeable conditions and zero for the practically impermeable structure. It should be stressed that the actual porosity of 0.22 measured in the physical model corresponds virtually to impermeable conditions, hence the said input to the numerical model.

Below, the data of two representative cases of **Table 3**, one for non-breaking (Case T1) and one for breaking waves (Case T7) are shown, comparing the mCM14 model results with measured surface elevations. Test parameters of Case T1 were: $H = 0.061$ m, $T = 2.2$ s, water depth $h = 0.5$ m with results shown in **Figure 20**. Test parameters of Case T7 were: $H = 0.091$ m, $T = 1.5$ s, water depth $h = 0.45$ m, with results shown in **Figure 21**. These results, as well as results of other tests not shown here (the reader is referred to §6.4.3 of the Greek text), show satisfactory agreement between the mCM14 model and measurements capturing the free surface elevation including the downslope area (Gauges 4, 5), where the decomposition of the leading wave component into higher frequency waves is reasonably predicted due to the high nonlinearity embedded in the model.

It appears from the results presented that the modified Boussinesq-type model, coupled with a Darcy-Forchheimer equation and an optimized breaking module, is able to simulate free surface elevation in the presence of both permeable and impermeable obstacles with steep slopes. The model can describe wave propagation with reasonable accuracy capturing wave breaking due to bathymetry changes under any dominant breaker type, i.e. spilling, plunging or collapsing.

Regarding wave breaking type, seems that breaking is more intense in impermeable rather than in permeable bar conditions. A related result to this is that when increasing the incident wave height, wave breaking will eventually occurs in the impermeable SB first, which will reduce the transmitted wave heights. It is also obvious that, in this case, the permeable SB induces spilling breakers type, while the impermeable SB plunging or collapsing ones as can be seen from **Table 3** and **Figure 21**, as well as other figures in the Greek text (see §6.4.3).

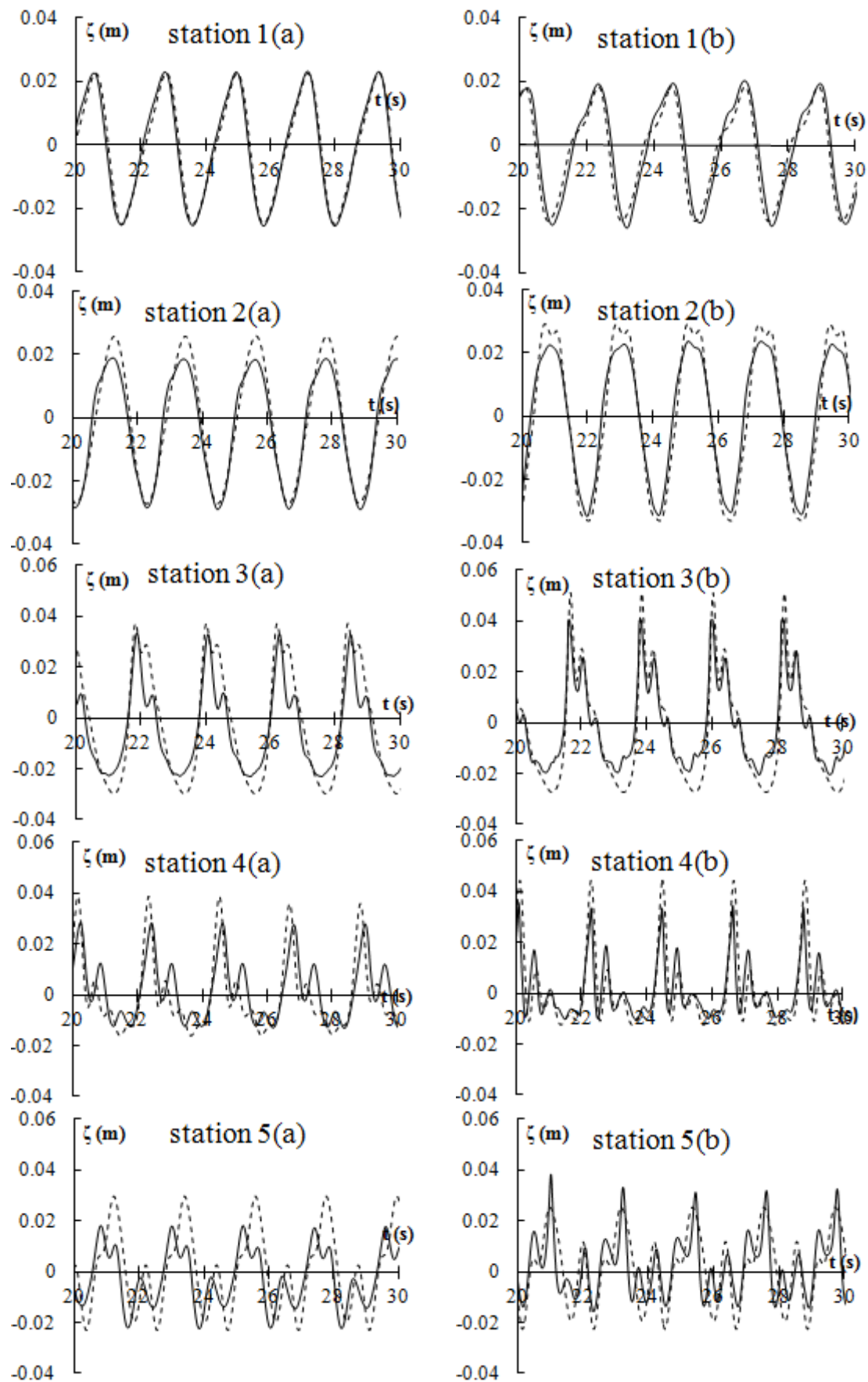


Figure 20 Time series of surface elevation for (a) permeable and (b) impermeable conditions for case T1. (—) experiment, (---) mCM14.

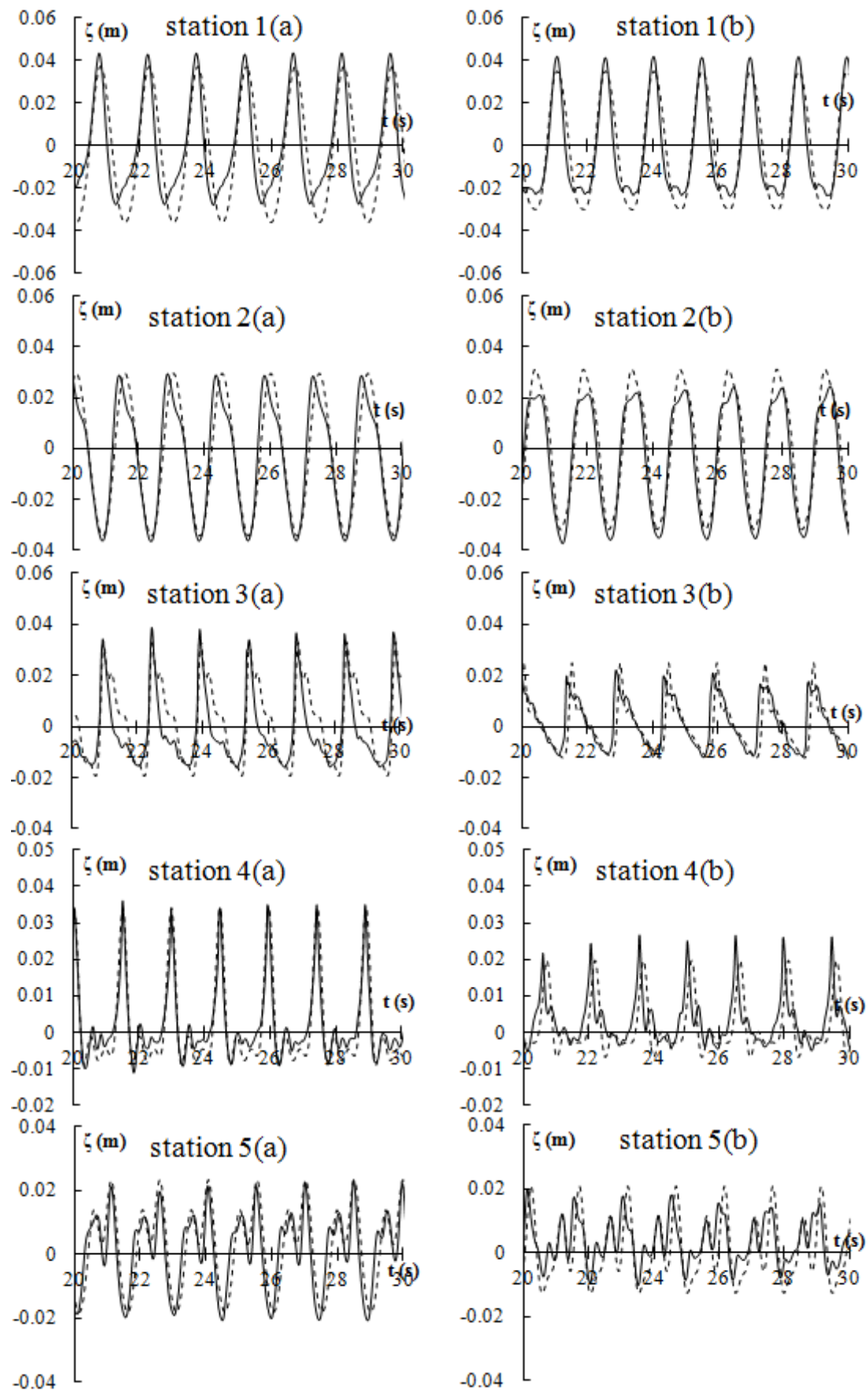


Figure 21 Time series of surface elevation for (a) permeable and (b) impermeable conditions for case T7. (—) experiment, (---) mCM14.

5. Model performance 2DH

5.1 2DH Surface elevation verification

The applicability of the mCM14 2DH Boussinesq-type wave model in simulating wave propagation over permeable SB with steep slopes was investigated through experiments performed in the Hydraulic Engineering Laboratory, Department of Civil Engineering, University of Patras (see §3.2 2DH experiments).

The mCM14 model was compared with laboratory measurements at all stations (**Figure 11**) and for all cases of **Table 4** (i.e. P1 to P4 referred to regular waves and P5 to P8 referred to random (Jonswap) waves), The 2DH numerical domain in the mCM14 model was discretized using a grid size of $\Delta x = \Delta y = 0.05$ m and time step of $\Delta t = 0.01$ s for all wave scenarios. The simulation time was 3 min for regular and 10 min for irregular wave cases respectively. The porosity as well as the mean diameter of the natural stones embedded in the model were $\varphi=0.50$ and $d_{50}=0.05$ m respectively. The bathymetry that was input in the model is shown in **Figure 22**. Sponge layers were placed behind the wave generation and along the down drift side of the computational domain. Totally reflecting walls were assumed along the two side boundaries.

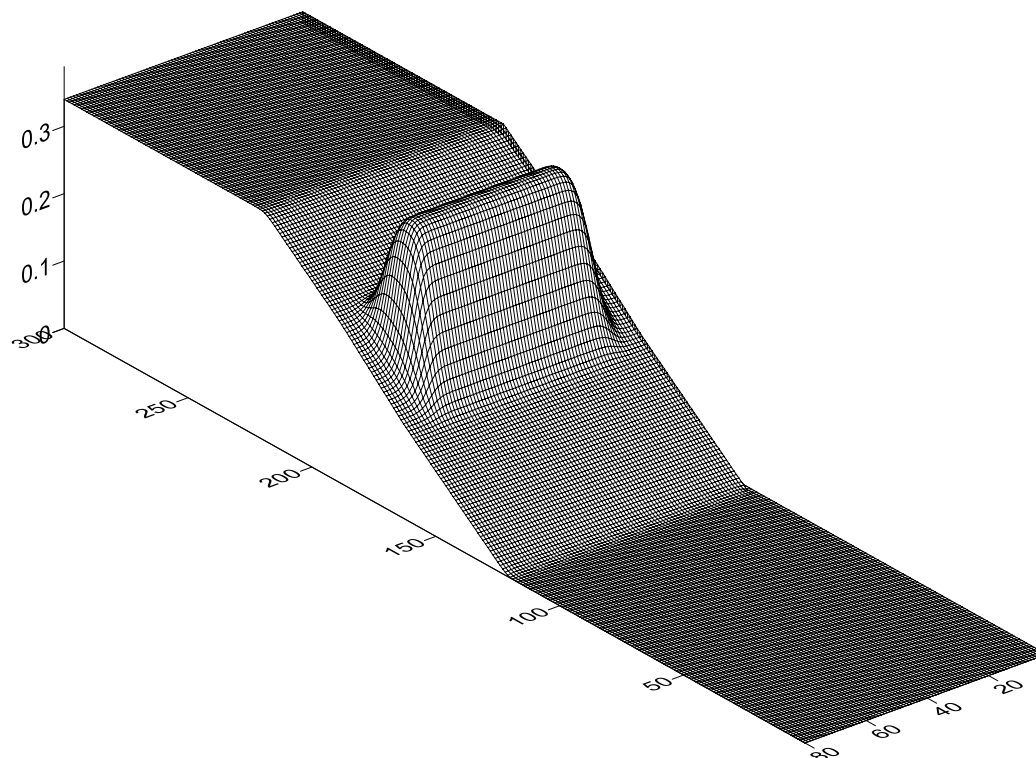


Figure 22 Model's bathymetry for the University of Patras experiment

Regular waves

The mCM14 model was compared against regular wave cases under breaking or non-breaking conditions for all regular cases of **Table 4**. Here is shown Case P3 with test parameters: $H = 0.080$ m, $T = 1.25$ s, water depth at the SB center $h = 0.25$ m. The simulation time was 3 min without any stability problems. The model results of that case are shown in **Figure 23**. These results, as well as results of the other regular tests not shown here (the reader is referred to §7.2.2 of the Greek text), show satisfactory agreement between the mCM14 model and measurements capturing the free surface elevation including the leeside of the SB (Gauges 3, 4, 5, 6).

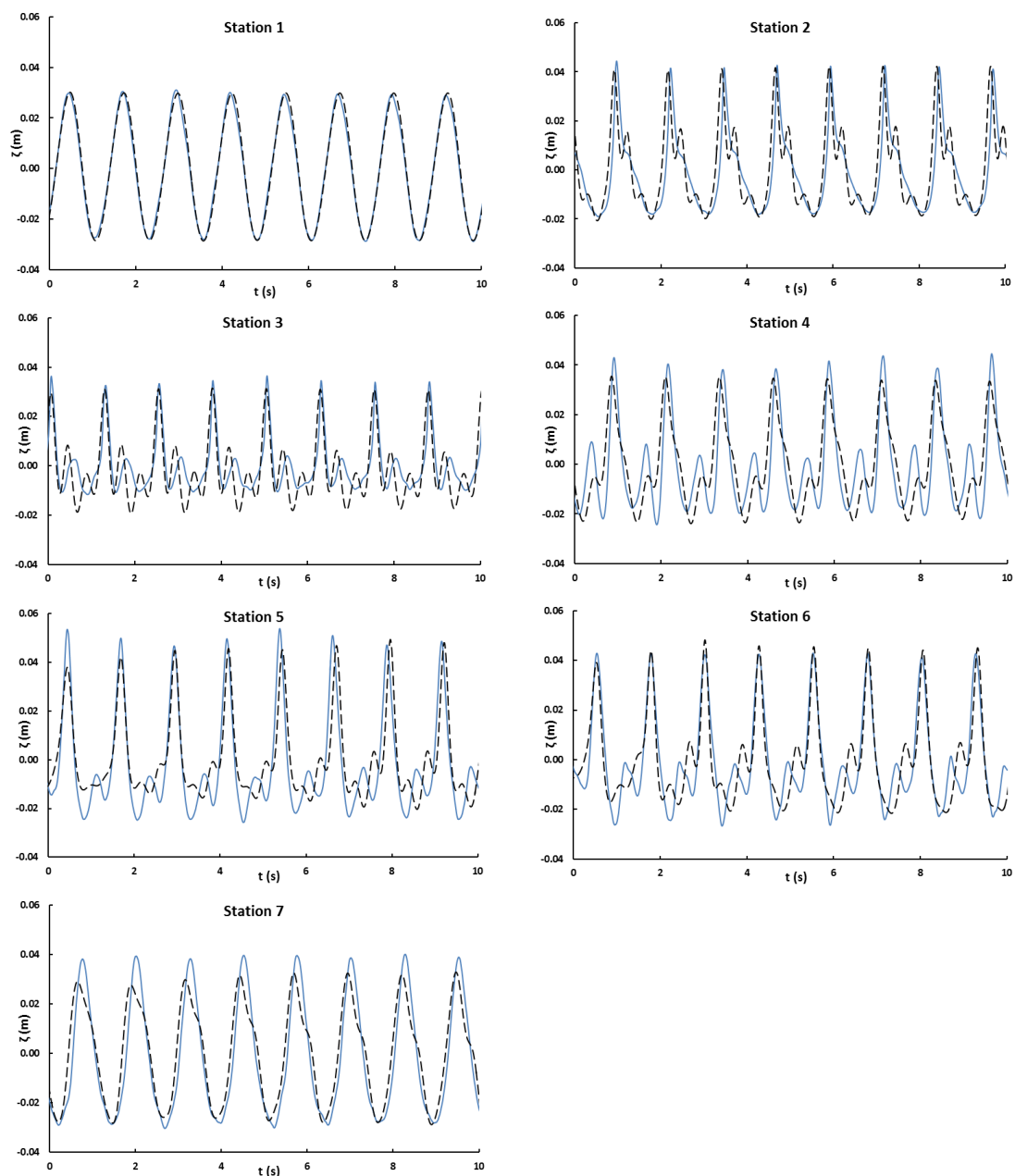


Figure 23 Times series of surface elevation for case P3. (—) experiment, (- -) mCM14.

Irregular (Jonswap) waves

The mCM14 model was also compared with all the Jonswap cases of **Table 4**. Here is presented the irregular Case P8 with test parameters: $H_s=0.080$ m, $T_p = 2.0$ s and water depth at the SB center $h = 0.25$ m. The model's bathymetry used for the random waves was the same with regular as well as the other parameters for numerical simulation (e.g. spatial and time step, porosity, boundaries). The model run for $t=10$ min without any stability problems.

Figure 24 presents measured and computed spatial evolution of wave spectrum at all locations (Gauges #1 to #7) after FFT analysis. These results of the mCM14 model, as well as results at other irregular cases not shown here, were compared against the experimental data yielding also good agreement. In general, the simulated surface elevation in front and over the breakwater agrees adequately with the experimental data. Also, good agreement was achieved in the leeside of the SB where the decomposition of the leading wave component into higher frequency waves is reasonably predicted due to the high nonlinearity embedded in the model.

Note that the mCM14 model was also compared against 3D hydrodynamic experiments carried out under the framework of the DELOS project at the 9.0 x 12.5 basin of Aalborg University, Denmark. The tests included two regular unidirectional waves and one Jonswap directional spectrum showing also an overall good agreement between the mCM14 and the experimental data.

Generally, from the comparison of the mCM14 results with the surface elevation measurements of University of Patras, as well as from the comparison referred to the DELOS project (see §7.2.1 in the Greek text), the mCM14 is able to accurately capture the nonlinear phenomena due to wave propagation over submerged structures with steep slopes under regular or random wave attack including breaking or non-breaking conditions.

In conjunction to the results of Chondros and Memos (2014), mCM14 model is able to simulate wave propagation of non-breaking and breaking, regular and irregular, long and short waves not only in constant depth or over mild slopes but also over steep slopes especially when these are permeable. Indeed as has already been mentioned, mCM14 model along with the optimized breaking module, extends the applicability of the original solver to simulate wave train transmission over porous structures with steep slopes (1:2) commonly used in real life applications. Specifically, based on the results of 1DH or 2DH

cases, the proposed model is able to adequately simulate both long and short regular or random wave propagation over the said structures under any wave breaking conditions.

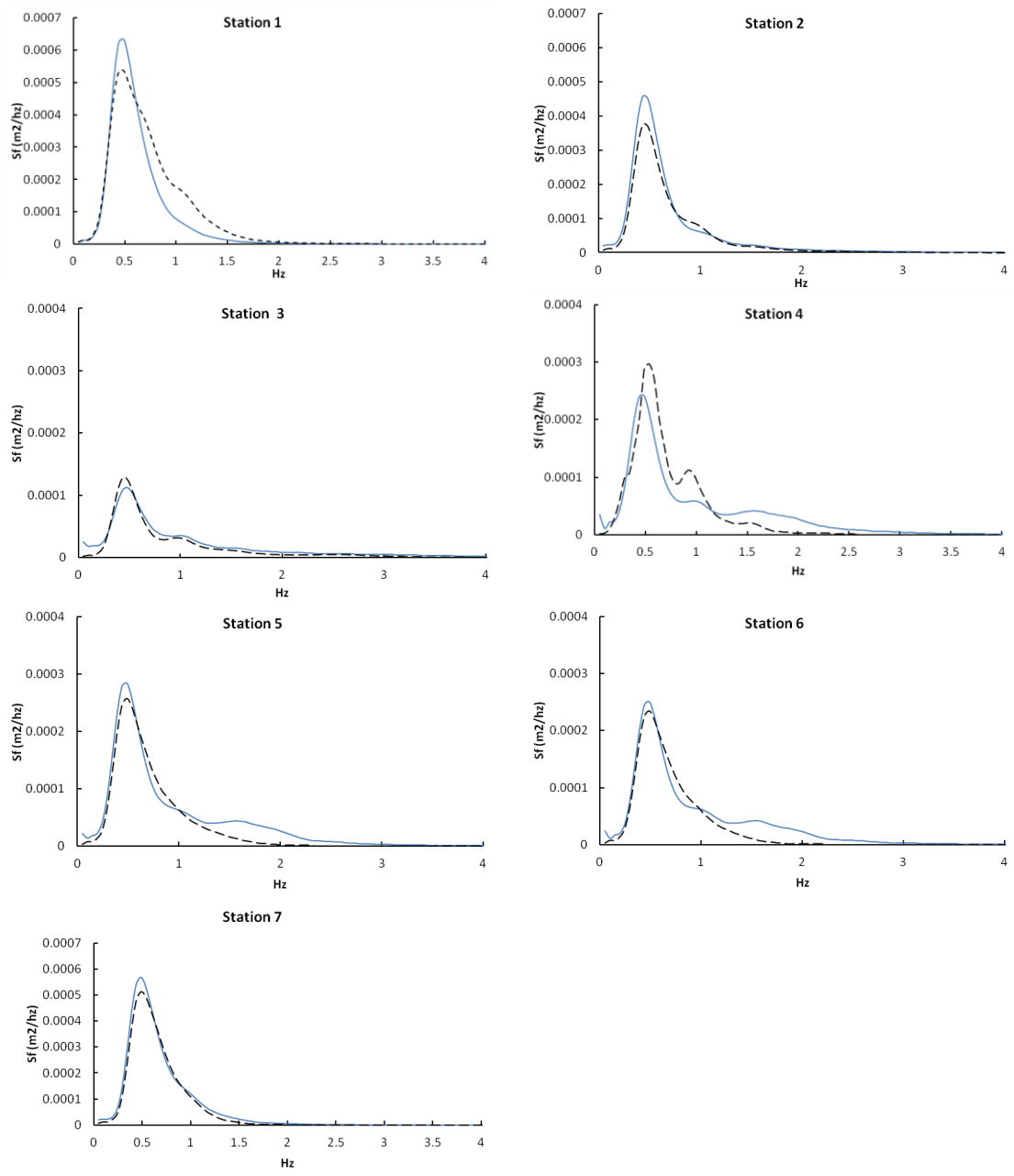


Figure 24 Spatial evolution of wave spectrum for case P8. (—) experiment, (- -) mCM14.

5.2 3D Orbital velocities verification

In this paragraph the capability of mCM14 model to predict flow velocities (in x , y directions) due to sea waves in the interior of a porous SB is presented. The model results were compared with ADV measurements that were taken from experiments conducted in the Hydraulic Engineering Laboratory, Department of Civil Engineering, University of Patras.

The model was tested for all regular and irregular cases of **Table 4** in conjunction with the 2DH surface elevation (§5.1 *2DH Surface elevation verification*). 3D velocity measurements (V_x, V_y, V_z) were taken in two section in the structural interior, i.e. SB center and SB head (**Figure 11**), in 10 points at 0.02 m intervals along the vertical (**Figure 12**). However, due to the 2DH nature of the mCM14 model the comparison was made in the V_x, V_y horizontal velocities.

The velocity measurements were taken from the ADV device. However, spikes occur in ADV measurements caused by Doppler signal aliasing and/or bubbles (Nikora and Goring 1998; Voulgaris and Trowbridge 1998; Longo 2006). A 3D Phase-Space Despiking Method, originally developed by Goring and Nikora (2002) and validated by Mori *et al.* (2007), was applied to eliminate the spikes of the measured velocity time series. The removed data points were replaced using the averaged neighboring values.

The model results were compared with all cases of **Table 4**, i.e 4 regular and 4 irregular wave cases respectively. The 2D numerical domain in the mCM14 model was discretized in the same way as the surface elevation comparison (§4.1 *2DH Surface elevation verification*) i.e. $\Delta x = \Delta y = 0.05$ m and time step of $\Delta t = 0.01$ s for all tested cases. The simulation time was also 3 min for regular wave cases (P1 to P4) and 10 min for irregular wave cases (P5 to P8) while all other parameters of the numerical simulation were kept the same as in the previous paragraph.

Regular waves

The model results were compared against velocity experimental data inside the porous medium for all regular cases (cases P1 to P4) of **Table 4**. The mCM14 results converge satisfactorily with experimental data both in the SB center section as well as at the SB head section inside the structural interior. Here is shown Case P3 with test parameters: $H = 0.080$ m, $T = 1.25$ s and water depth at the SB center $h = 0.25$ m with results shown in **Figure 25**. It can be seen from the results here, and from results of other cases not shown here, that adequate agreement between the numerical model and measurements is obtained.

Generally, the comparisons between the Boussinesq-type model in conjunction with a suitable velocity profile module and experiments showed that mCM14 model is capable of predicting with reasonable accuracy the horizontal velocities, in x and y directions, inside submerged porous breakwaters in 2DH wave propagation. Note that no comparison is given the y direction at the SB center (i.e. (I),b in the figure below) due to the almost zero calculated and measured value.

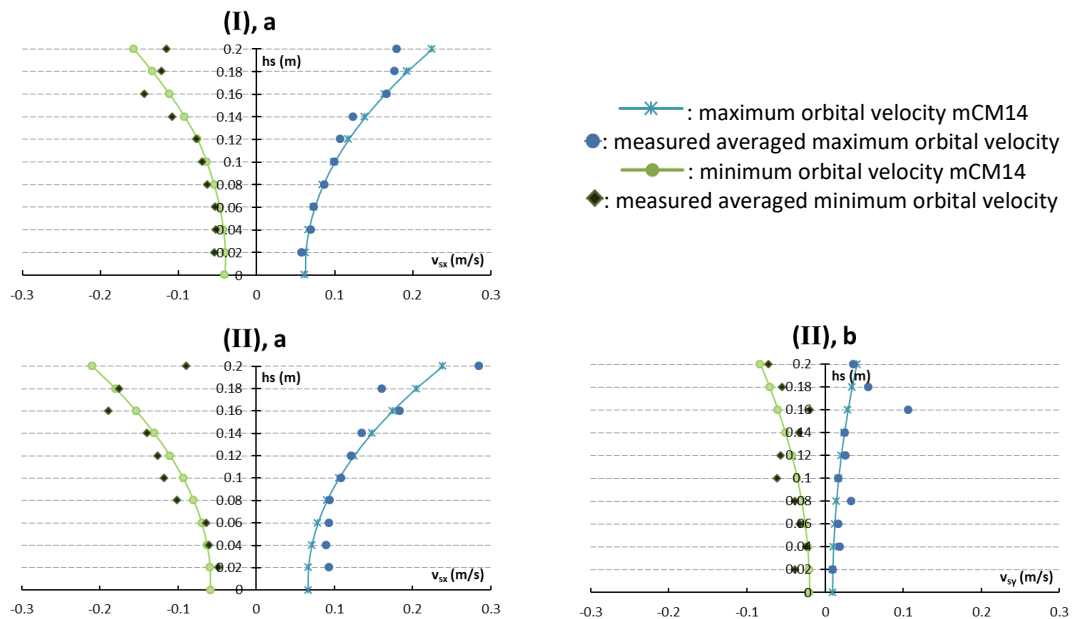


Figure 25 Velocity profile in the SB interior for case P3: (I) Section at the center of SB, (II) Section at the SB head, a and b horizontal velocity profile in x and y directions respectively.

Irregular (Jonswap) waves

The model results were compared against velocity experimental data under the random wave attack cases of **Table 4** (cases P5 to P8). In order to be able to compare the model results with the test data, the RMS velocity value was used for both measured and model results. Here is presented the comparison of rms velocities for the irregular Case P8 with input parameters: $H_s=0.080$ m, $T_p = 2.0$ s and water depth at the SB center $h = 0.25$ m. The model run for $t=10$ min without any stability problems and all the other parameters for the numerical simulation were kept the same as in the regular numerical runs. These results (**Figure 26**), as well as results of other tests not shown here, show satisfactory agreement between the numerical model and measurements capturing the general velocity distribution trend and deviating by less than 17% from measured data. Note again that no comparison is given the y direction at the SB center (i.e. missing (I),b in the figure below) due to the almost zero calculated and measured value there.

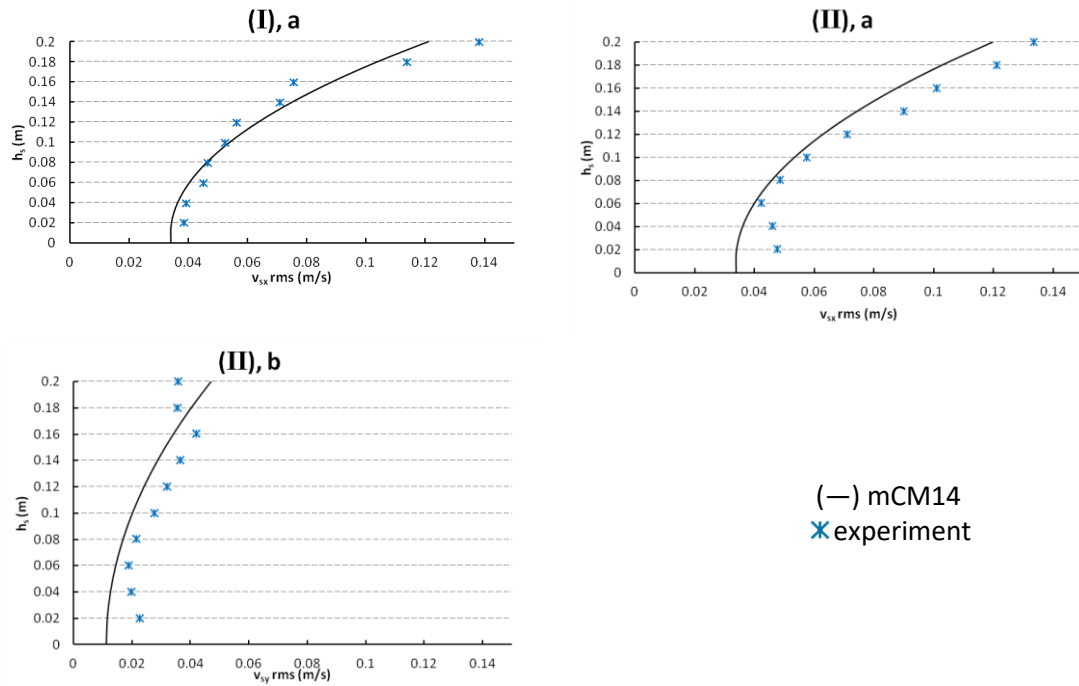


Figure 26 RMS Velocity profile in the SB interior for case P8: (I) Section at the center of SB, (II) Section at the SB head, a and b horizontal velocity profile in x and y directions respectively.

As already mentioned the experimental setup in the University of Patras was scaled at around 1:10. According to that, we simulated the scaled test and validated the model results to the laboratory scaled measurements, showing impressively good agreement between numerical results and scaled measured data. Generally, according to the adequate behavior against laboratory measurements and scaled up results, the mCM14 seems to be a useful tool able to be used in technical application in order to predict horizontal velocities in x and y horizontal directions in the interior of a permeable SB.

6. Summary and concluding remarks

In this dissertation, a package model including a Boussinesq-type model able to capture free surface elevation and predict hydrodynamic conditions (mainly orbital velocities as well as pore pressures) in the interior of a permeable SB with steep slopes is presented covering both 1DH and 2DH configurations. Shortly, the highlighted points of this research are:

- Incorporation of porous flow equations into the Boussinesq-type model of Chondos and Memos (2012, 2014) following the approach of Cruz *et al.* (1997).

- Extension of the initial breaking module of Kennedy *et al.* (2000) and Chen *et al.* (2000) to cover steep slopes, structure permeability and all wave breaking conditions.
- A module for predicting the distribution of orbital velocities and pore pressures in the interior of the structure due to wave attack based on a higher order velocity distribution presented by Dingemans (1997) for free-space waves.
- Adequate number of 1DH and 2DH laboratory experiments including measurement of free surface elevation over the SB and flow velocities and pore pressures inside the SB with porosity and steep slopes including both regular and random (Jonswap) waves.

As evidenced by the results presented in this study, mCM14 model is able to simulate both 1DH and 2DH wave propagation of non-breaking and breaking, regular and irregular, long and short waves over SB with porosity and steep slopes (1:2), structures that are used in real life applications. The proposed model was linked to a suitable velocity and pore pressure profile module allowing thus the estimation of horizontal (in x and y directions) velocities and pressures inside submerged porous structures. The comparisons with the experiments carried out in this dissertation showed that this model is capable of predicting with reasonable accuracy the horizontal velocities and pore pressures inside submerged porous breakwaters as well as the surface elevation over and around SBs.

Future research should focus in assessing the ecological impact of a permeable SB, based initially on the model presented in that work. Knowledge of flow velocities and forcing due to waves are regarded as the most important mechanisms of disturbance in coastal systems determining distribution and abundance of marine organisms. The main target for technical applications is to combine technical efficiency with environmental requirements. Also, turbulence due to waves in the interior of such structures is needed to be further investigated so that a more complete picture is obtained to better support environmental assessment.

1. Εισαγωγή

1.1 Αντικείμενο Διατριβής και Υπάρχουσα Γνώση

Η παράκτια ζώνη είναι μία ευαίσθητη περιβαλλοντικά έκταση στην οποία αναπτύσσονται έντονα δυναμικά φαινόμενα με αποτέλεσμα να διαμορφώνονται εύθραυστες και ευμετάβλητες ισορροπίες, όσον αφορά το προφίλ και τη γενικότερη μορφολογία της. Σε αυτή τη ζώνη το μεγαλύτερο ποσοστό της κινητικής ενέργειας της θαλάσσιας μάζας καταστρέφεται μέσα από διεργασίες θραύσης κυματισμών, αναρρίχησης στην ακτή και τριβής στο πυθμένα. Το σημαντικότερο αποτέλεσμα αυτών των διεργασιών είναι η μεταφορά και η απόθεση του υλικού της παράκτιας ζώνης με συνεπακόλουθο τη μεταβολή της ακτογραμμής, φαινόμενο το οποίο επηρεάζει τη πλειοψηφία των ακτών και οδηγεί σε διάβρωσή τους.

Η προσέγγιση ενός παράκτιου συστήματος σε επίπεδο διαχειριστικής στρατηγικής υπόκειται στην αλληλεπίδραση της ανθρωπογενούς δραστηριότητας με τις φυσικές συνθήκες. Βασικοί τομείς της οικονομίας όπως η οικιστική ανάπτυξη, η βιομηχανία, ο τουρισμός και οι μεταφορές, αναπτύσσονται γύρω από την εκμετάλλευση των ακτών. Επιπλέον, στην παράκτια ζώνη αναπτύσσονται οι περισσότεροι θαλάσσιοι οργανισμοί, λόγω των ήπιων φυσικών συνθηκών που επικρατούν εκεί όπως ανεκτά επίπεδα θερμοκρασίας και φωτισμού για αυτούς. Η διατήρηση της ισορροπίας και η προστασία της παράκτιας ζώνης αποτελεί πολύ σημαντικό ζήτημα από περιβαλλοντικής, κοινωνικής και οικονομικής άποψης για αυτά τα αναπτυσσόμενα θαλάσσια οικοσυστήματα.

Η προστασία της παράκτιας ζώνης είναι ιδιαίτερα πολύπλοκο και ευαίσθητο ζήτημα και κατά συνέπεια η διαχείρισή της παρουσιάζει πολλές δυσκολίες. Αποτελεί ένα προκλητικό πεδίο έρευνας για τους μηχανικούς λόγω της ευρείας πολυπλοκότητας των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα σε αυτή. Τα έργα που κατασκευάζονται για να αντιμετωπιστούν τα φαινόμενα διάβρωσης των ακτών έχουν λάβει πολύπλοκες εκφάνσεις στο πρόσφατο παρελθόν, άλλοτε με επιτυχία και άλλοτε με προφανή αποτυχία. Στη σύγχρονη εποχή όμως το ζήτημα του σχεδιασμού παράκτιων τεχνικών έργων προστασίας γίνεται ακόμα πολυπλοκότερο, καθώς άλλες μη φυσικές παράμετροι το επηρεάζουν δραστικά. Τέτοιες εκτιμήσεις μπορεί να είναι περιβαλλοντικού χαρακτήρα, όπως για παράδειγμα η εξασφάλιση της αισθητικής αξίας του παράκτιου τοπίου.

Μέχρι πρότινος, προκειμένου να αντιμετωπιστεί το φαινόμενο της διάβρωσης των ακτών, κατασκευάζονταν τυπικά έργα προστασίας παράλληλα ή κάθετα στην ακτογραμμή όπως

έξαλοι κυματοθραύστες. Οι συμβατικοί έξαλοι κυματοθραύστες, δηλαδή κατασκευές που διαπερνούν την μέση στάθμη θάλασσας, κατασκευάζονται τυπικά παράλληλα στη ακτή ώστε να καταστρέφουν ολοκληρωτικά την κυματική ενέργεια που προσπίπτει κάτω από δεδομένες συνθήκες σχεδιασμού. Στις περισσότερες περιπτώσεις, τα έργα αυτά είναι ογκώδη και χονδροειδή για να αντέξουν ακραία κυματικά φαινόμενα, με παράπλευρο όμως αποτέλεσμα να εξαφανίζουν τα ευεργετικά αποτελέσματα της ανακυκλοφορίας του νερού στην προστατευόμενη από αυτά περιοχή ενώ ταυτόχρονα να υποβαθμίζουν την αισθητική του παράκτιου τοπίου. Αυτό έχει άμεση συσχέτιση με τα ποιοτικά κριτήρια που πρέπει να πληροί το θαλάσσιο νερό της περιοχής, ειδικά όταν πρόκειται για χώρο αναψυχής.

Έτσι, τελευταία παρατηρείται μία τάση διερεύνησης νέων μορφών περιβαλλοντικών επιπτώσεων που δεν θεωρούνταν εύλογες παλιότερα, όπως η επιρροή που έχουν τα παράκτια έργα στα φυσικά οικοσυστήματα και στους βιοτόπους καθώς και η εξασφάλιση της αισθητικής και ποιοτικής αξίας της παράκτιας ζώνης. Στη σύγχρονη εποχή εκδηλώνονται ενίοτε αντιδράσεις ενάντια στη τοποθέτηση “σκληρών” έργων προστασίας της ακτής για αισθητικούς και περιβαλλοντικούς κυρίαρχα λόγους. Σε αυτό το πλαίσιο είναι αναμενόμενο να κερδίζουν έδαφος έργα προστασίας χαμηλής στέψης και συγκεκριμένα οι ύφαλοι κυματοθραύστες (Submerged Breakwaters), οι οποίοι αποτελούν μια τροποποιημένη εκδοχή των παραδοσιακών έξαλων αποσπασμένων κυματοθραυστών που κατασκευάζονται για τον περιορισμό της διάβρωσης και τα οποία προσδίδουν χαρακτήρα ήπιας παρέμβασης στην παράκτια ζώνη. Πρόκειται στην ουσία για μια τυπική κατασκευαστική δομή ενός συμβατικού κυματοθραύστη από λιθορριπή που διατάσσεται σε τραπεζοειδή πρισματική μορφή με πρηνή. Η παρεχόμενη προστασία από τους ύφαλους κυματοθραύστες (Υ.Κ.) στην υπήνεμη πλευρά τους συνίσταται στο να ελέγχει, έπειτα από κατάλληλο σχεδιασμό, την παράκτια εξέλιξη των κυματισμών, την κίνηση των ιζημάτων και τελικά τη μορφολογία της παράκτιας ζώνης.

Σε συμφωνία με το λόγο ύπαρξης και το ρόλο αυτών των κατασκευών, έχουν εκπονηθεί πλήθος εργασιών, μελετών και διατριβών που εξετάζουν λεπτομερώς τα υδροδυναμικά και άλλα φαινόμενα που συμβαίνουν γύρω από τους Υ.Κ. Αντιθέτως, οι υδροδυναμικές συνθήκες στο εσωτερικό μιας ύφαλης κατασκευής αποτελεί πεδίο έρευνας σε εξέλιξη και σε αυτό συνηγορεί ο περιορισμένος αριθμός αναφορών στην επιστημονική κοινότητα και ο μηδενικός ουσιαστικά αριθμός κατάλληλων πειραματικών δεδομένων στη διεθνή βιβλιογραφία.

Επιπροσθέτως, ο έως τώρα σχεδιασμός των ύφαλων κατασκευών αφορούσε αποκλειστικά την προστασία της ακτής. Στη σύγχρονη εποχή όμως, όπου η ανάγκη για περιβαλλοντική συνείδηση καθίσταται ολοένα και πιο επιτακτική, ο ρόλος του μελετητή-μηχανικού στο σχεδιασμό τέτοιων κατασκευών δύναται να εξυπηρετεί διπλό σκοπό: α) την προστασία των ακτών έναντι διάβρωσης άρα και την μετέπειτα διαμόρφωση του προφίλ και της μορφολογίας της και β) την ελάχιστη δυνατή υποβάθμιση του θαλάσσιου περιβάλλοντος, αν όχι τον εμπλουτισμό του, σε συνδυασμό πάντα με την εξασφάλιση της αισθητικής αξίας του παράκτιου τοπίου. Όπως γίνεται εύκολα αντιληπτό η περιβαλλοντική σημασία των ύφαλων κατασκευών αυξάνεται κατακόρυφα εάν αυτές διαθέτουν αξιόλογο πορώδες ώστε να παρέχεται η δυνατότητα να αναπτυχθεί στο εσωτερικό των τεχνικών αυτών έργων ενδιαίτημα της τοπικής βιοκοινωνίας. Η τελευταία αυτή παράμετρος δύναται να επιτευχθεί μέσω της πρόβλεψης των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται, κάτι που όπως ήδη αναφέρθηκε αποτελεί πεδίο έρευνας σε εξέλιξη με περιορισμένο αριθμό άρθρων στη διεθνή βιβλιογραφία. Δημοσιευμένες εργασίες των Moschella *et al.* (2005) και Kontaxi and Memos (2005) επισημαίνουν την σπουδαιότητα που διαδραματίζουν κυρίως οι τροχιακές ταχύτητες και δευτερευόντως οι υδροδυναμικές πιέσεις που αναπτύσσονται λόγω των θαλάσσιων κυματισμών, στο εσωτερικό των κατασκευών, για την αξιολόγηση των οικολογικών επιπτώσεων τέτοιων έργων.

Οι ανεμογενείς κυματισμοί που γεννώνται στην ανοιχτή θάλασσα υφίστανται ένα πλήθος φυσικών διεργασιών κατά τη διάδοσή τους σε ενδιάμεσα και ρηχά νερά, με αποτέλεσμα την έντονη παραμόρφωσή τους, κυρίως στον παράκτιο χώρο. Φαινόμενα όπως η ρήχωση, η διάθλαση, η περίθλαση, η θραύση και η αναρρίχηση στις ακτές καθιστούν απαραίτητη αλλά και ελκυστική την μελέτη της ακτομηχανικής. Μέχρι σήμερα έχει αναπτυχθεί ένα πλήθος αναλυτικών θεωριών, όπως Θεωρία Stokes 1ης ή ανώτερης τάξης, Θεωρία Κυματισμών Ελλειπτικού Συνημίτονου (Cnoidal), Θεωρία Μοναχικού Κύματος (Solitary Wave) και Θεωρία Ροϊκής Συνάρτησης (Stream Function Theory) για την περιγραφή των κυματισμών σταθερής διατομής. Οι θεωρίες αυτές για πολλά χρόνια αποτέλεσαν το μοναδικό εργαλείο επιστημονικής προσέγγισης των θαλάσσιων φαινομένων. Κάθε μία από αυτές βασίζεται σε κάποιες παραδοχές και απλοποιήσεις έχοντας πάντα ένα συγκεκριμένο πεδίο ισχύος.

Ωστόσο, τις τελευταίες δεκαετίες οι σύγχρονες απαιτήσεις και η αλματώδη εξέλιξη των ηλεκτρονικών υπολογιστών έχουν οδηγήσει στην ανάπτυξη και ευρεία εφαρμογή υπολογιστικών (μαθηματικών) μοντέλων διάδοσης κυματισμών. Τέτοια μοντέλα, τα οποία βασίζονται το καθένα σε διαφορετικό φυσικό, μαθηματικό και αριθμητικό υπόβαθρο είναι

τα φασματικά κυματικά μοντέλα (Spectral Wave models), τα μοντέλα ρηχών υδάτων NSW (Nonlinear Shallow Waters equations), τα RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations), τα μαθηματικά μοντέλα τύπου Boussinesq (Boussinesq-type models), τα μαθηματικά μοντέλα εξίσωσης ήπιας κλίσης (Mild Slope equations), τα μοντέλα της Σωματιδιακής Μεθόδου Smoothed Particle Hydrodynamics (SPH) κλπ. Από τα πιο ευρέως διαδεδομένα μοντέλα είναι τα τύπου Boussinesq τα οποία εμφανίζουν ορισμένα συγκριτικά πλεονεκτήματα σε σχέση με τα υπόλοιπα, με κυριότερο πλεονέκτημα το μικρό υπολογιστικό χρόνο που απαιτούν σε συνδυασμό με την δυνατότητα περιγραφής των μη γραμμικών χαρακτηριστικών και των χαρακτηριστικών διασποράς των κυματισμών.

Τα μοντέλα τύπου Boussinesq βασίζονται στην επίλυση των εξισώσεων του Boussinesq (1872), η κλασική μορφή των οποίων είναι αυτή που δόθηκε από τον Peregrine (1967). Οι εξισώσεις αυτές περιγράφουν τη διάδοση μερικώς διασπειρόμενων κυματισμών, σε αντίθεση με τις εξισώσεις ρηχών υδάτων που δεν περιλαμβάνουν χαρακτηριστικά διασποράς. Από τότε τα μοντέλα τύπου Boussinesq έχουν γνωρίσει έντονη ανάπτυξη με κύριες κατευθύνσεις έρευνας τη βελτίωση των χαρακτηριστικών διασποράς και μη γραμμικότητας. Με βάση την αρχική έρευνα του Peregrine (1967) πολλοί ερευνητές έχουν αφιερωθεί στην επέκταση και βελτίωση της εφαρμογής των υπολογιστικών μοντέλων που βασίζονται στις εξισώσεις τύπου Boussinesq. Οι Zelt (1991), Karambas and Koutitas (1992), Kennedy *et al.* (2000) –βασιζόμενοι σε ένα μοντέλο τυρβώδους συνεκτικότητας (eddy viscosity model)– και οι Schäffer *et al.* (1992, 1993) –βασιζόμενοι σε ένα μοντέλο επιφανειακού κυλίνδρου (surface roller concept)– επέκτειναν την εφαρμοσιμότητα των μοντέλων ώστε να περιλαμβάνουν το φαινόμενο της θραύσης των κυματισμών. Η θραύση είναι μια φυσική διεργασία ιδιαίτερα σημαντική για το μηχανικό, καθότι καθορίζει σε μεγάλο βαθμό τις υδροδυναμικές φορτίσεις και έμμεσα τον σχεδιασμό των παράκτιων τεχνικών έργων.

Δεδομένου όμως ότι οι κλασικές εξισώσεις Boussinesq ισχύουν στα ρηχά νερά, ουσιαστικά μέχρι $kd=0.30$ (όπου $k = 2\pi/L$), τίθενται σοβαροί περιορισμοί σε πρακτικές εφαρμογές και για το λόγο αυτό έγιναν σοβαρές προσπάθειες ώστε να βελτιωθούν τα χαρακτηριστικά διασποράς στα ενδιάμεσα και βαθιά νερά. Οι Madsen *et al.* (1991), Nwogu (1993), Wei *et al.* (1995), Zou (1999) και Karambas and Memos (2009) επέκτειναν το πεδίο εφαρμογής των μοντέλων τύπου Boussinesq βελτιώνοντας τα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς ώστε να έχουν εφαρμογή σε περιοχή πιο βαθύων υδάτων αυξάνοντας το πεδίο εφαρμογής των μοντέλων μέχρι $kd=3$. Άλλοι ερευνητές, όπως οι Ohgama *et al.* (1995), Madsen and Schäffer

(1998), Gobbi *et al.* (2000), Schäffer (2004) και Li (2008) κατάφεραν να αυξήσουν την μη γραμμικότητα των εξισώσεων Boussinesq και προσπάθησαν να εφαρμόσουν τις εξισώσεις Boussinesq χωρίς ουσιαστικά περιορισμό βάθους. Πάνω σε αυτή την κατεύθυνση, οι Chondros and Memos (2014) βασιζόμενοι στην μορφή των εξισώσεων τύπου Boussinesq των Madsen and Schäffer (1998) παρήγαγαν ένα σύστημα εξισώσεων τύπου Boussinesq πλήρους γραμμικής διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας για κυματισμούς πάνω από ανομοιόμορφο πυθμένα οποιουδήποτε βάθους ξεπερνώντας έτσι ένα σημαντικό μειονέκτημα που περιόριζε το πεδίο εφαρμογής των αντίστοιχων μοντέλων.

Αρκετές πειραματικές κυρίαρχα εργασίες έχουν πραγματοποιηθεί για να μελετηθεί η διάδοση και η θραύση των κυματισμών επάνω από ύφαλους αδιαπέρατους κυματοθραύστες αρχικά σε μονοδιάστατο πεδίο. Οι Beji and Battjes (1993, 1994) και Ohgama *et al.* (1994) πραγματοποίησαν πειράματα σε μονοδιάστατη διώρυγα δοκιμών που περιελάμβαναν διάδοση μονοχρωματικών και σύνθετων κυματισμών επάνω από αδιαπέρατο ύφαλο εμπόδιο με ήπιες κλίσεις πρανών (1:20 και 1:10 στην προσήνεμη και υπήνεμη πλευρά αντίστοιχα). Παρόμοια, οι Luth *et al.* (1993) πραγματοποίησαν πειράματα σε μονοδιάστατη πειραματική διώρυγα προκειμένου να διερευνηθεί η θραύση σύνθετων κυματισμών επάνω από ύφαλο αδιαπέρατο κυματοθραύστη με επίσης ήπιες κλίσεις πρανών ενώ οι Ohgama *et al.* (1995) πραγματοποίησαν πειράματα διάδοσης κυματισμών επάνω από Υ.Κ. χωρίς διαπερατότητα με απότομες κλίσεις πρανών (1:2). Σε δισδιάστατο πεδίο οι Berkhoff *et al.* (1982) πραγματοποίησαν πειράματα διάδοσης μονοχρωματικών κυμάτων επάνω από ύφαλο εμπόδιο ελλειπτικής διατομής κατασκευασμένο σε πυθμένα κλίσης 1:50. Ομοίως οι Vincent and Briggs (1989) πραγματοποίησαν πειράματα σε δεξαμενή κυμάτων με διάδοση μονοχρωματικών κυματισμών επάνω από ύφαλο εμπόδιο ελλειπτικής διατομής. Οι Chawla and Kirby (1996) πραγματοποίησαν δισδιάστατα πειράματα διάδοσης μονοχρωματικών κυματισμών επάνω από ύφαλο αδιαπέρατο εμπόδιο ημισφαιρικής διατομής κατασκευασμένο σε επίπεδο πυθμένα.

Επιπρόσθετα, ορισμένες εργασίες που έχουν πραγματοποιηθεί περιλαμβάνουν τη διάδοση κυματισμών επάνω από κατασκευές με διαπερατότητα. Αρχικά, οι Sollitt and Cross (1972) παρουσίασαν μια θεωρία πρόγνωσης ανάκλασης και διάδοσης κυματισμών πάνω από έναν ύφαλο κυματοθραύστη. Οι Gu and Wang (1991) εξέτασαν θεωρητικά και πειραματικά την κυματική διάδοση πάνω από πορώδη πυθμένα. Ο Van Gent (1994, 1995) προσομοίωσε την αλληλεπίδραση των κυμάτων με διαπερατές παράκτιες κατασκευές αναπτύσσοντας ένα μονοδιάστατο μοντέλο από μη γραμμικές εξισώσεις ρηχών υδάτων και ένα δισδιάστατο

μοντέλο βασισμένο στις εξισώσεις RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes equations). Επιπλέον, κατά τη διάρκεια της διατριβής εκείνης μελετήθηκε η ροή διαμέσου πορώδους μέσου, θεωρητικά και πειραματικά, ιδιαίτερα η αντίσταση που δημιουργούν το πορώδες και η μέση διάμετρος του υλικού της κατασκευής στη ροή των υδάτων. Οι Losada *et al.* (1995, 1997) ερεύνησαν πειραματικά την δυναμική και κινηματική ροή λόγω κυματισμών γύρω από μία ιδεατή πορώδη κατασκευή και παρουσίασαν ένα αριθμητικό μοντέλο που περιγράφει την αλληλεπίδραση μονοχρωματικού κύματος και κατασκευής. Οι Losada *et al.* (2003) και Garcia *et al.* (2004) πραγματοποίησαν μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας, κατά τη διάρκεια ενός Ευρωπαϊκού Ερευνητικού Προγράμματος (DELOS project), πάνω από διαπερατό ύφαλο κυματοθραύστη και ερεύνησαν μέσω του αριθμητικού μοντέλου COBRAS (COrnell BReaking waves And Structures) την επίδραση της στέψης του κυματοθραύστη στην κυματική ροή κατάντη του κυματοθραύστη.

Το αριθμητικό μοντέλο COBRAS, το οποίο αναπτύχθηκε αρχικά από τους Liu and Lin (1997), Liu and Wen (1997), Liu *et al.* (1999), και επεκτάθηκε από τους Liu and Losada (2002), Garcia *et al.* (2004) και Lara *et al.* (2006), επιλύει τη ροή εκτός του Υ.Κ. βασιζόμενο στις 2DV εξισώσεις RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations), χρησιμοποιεί ένα μοντέλο $k-\epsilon$ δύο εξισώσεων για τον προσδιορισμό της τύρβης και την μέθοδο VOF (Volume Of Fluid) για την εύρεση της θέσης της ελεύθερης επιφάνειας. Η ροή μέσα στο πορώδες επιλύεται από τις εξισώσεις VARANS (Volume Average Reynolds Averaged Navier-Stokes equations), οι οποίες προκύπτουν από την ολοκλήρωση των εξισώσεων RANS σε έναν όγκο μεγαλύτερο από την κλίμακα των πόρων και μικρότερο από τη χαρακτηριστική κλίμακα της ροής. Τελευταίες εξελίξεις σχετικά τις εξισώσεις VARANS ενσωματώθηκαν στο μοντέλο OpenFOAM για την προσομοίωση της τρισδιάστατης ροής σε πορώδες μέσο. Σε αυτό το αριθμητικό μοντέλο, οι Higuera *et al.* (2014a, 2014b) παρουσίασαν μια καινοτόμο μεθοδολογία (2D-3D) για τη βελτιστοποίηση του χρόνου προσομοίωσης που απαιτείται για την τρισδιάστατη προσομοίωση της αλληλεπίδρασης των κυμάτων με τις παράκτιες κατασκευές.

Όσον αφορά την αριθμητική προσομοίωση μέσω μοντέλων τύπου Boussinesq, η επέκταση των εν λόγω μοντέλων με την ενσωμάτωση σε αυτά των εξισώσεων ροής σε πορώδες μέσο έγινε αρχικά από τους Cruz *et al.* (1997) και Liu and Wen (1997). Οι τελευταίοι παρήγαγαν ένα πλήρους γραμμικής διασποράς και χαμηλής μη γραμμικότητας μοντέλο για τη διάδοση των κυματισμών πάνω από πορώδες μέσο ενώ οι πρώτοι παρήγαγαν ένα δισδιάστατο μοντέλο Boussinesq πάνω από πορώδη πυθμένα αυθαίρετου πάχους. Οι Liu *et al.* (1999)

αρχικά και μετέπειτα οι Hsiao *et al.* (2002) παρουσίασαν ένα νέο μοντέλο τύπου Boussinesq σε συνδυασμό με μία μακροσκοπική εξίσωση σύρσης (*macroscopic drag formula*), ενσωματωμένη στην εξίσωση ορμής, ακολουθώντας την προσέγγιση των Sollitt and Cross (1972). Η τελευταία αυτή μέθοδος χρησιμοποιήθηκε επίσης από τους Losada *et al.* (2008) και Hsiao *et al.* (2010). Ο Chen (2006) επέκτεινε την μέθοδο των Hsiao *et al.* (2002) προκειμένου να συμπεριλάβει όρους ανώτερης τάξης στις εξισώσεις που επιλύουν τη ροή διαμέσου του πορώδους. Οι Avgeris *et al.* (2004) και Johnson *et al.* (2005) παρουσίασαν ένα μοντέλο τύπου Boussinesq που σε συνδυασμό με τις βασικό σύστημα εξισώσεων των Karambas and Koutitas (2002) και την τρίτη εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer επέτρεψαν την περιγραφή της διάδοσης των κυματισμών πάνω από διαπερατές ύφαλες κατασκευές.

Αρκετές έρευνες έχουν πραγματοποιηθεί που εξετάζουν τα φαινόμενα γύρω από έναν ύφαλο κυματοθραύστη. Τεχνικές πτυχές της λειτουργίας των ύφαλων κυματοθραυστών, οι οποίες έχουν ως τώρα ερευνηθεί, αφορούν την κυματική μετάδοση (π.χ. Panizzo and Briganti 2007), ανύψωση μέσης στάθμης κυματισμών (wave induced set up) (π.χ. Calabrese *et al.* 2008), ανακυκλοφορία υδάτων (π.χ. Johnson *et al.*, 2005, Johnson 2006, Hur *et al.* 2012), ανάκλαση και φασματικοί μετασχηματισμοί κυμάτων (π.χ. Myrhaug and Ong 2010, Young and Testik 2011). Σε αντίθεση, οι υδροδυναμικές συνθήκες στο εσωτερικό ενός ύφαλου κυματοθραύστη είναι ένα πεδίο έρευνας σε εξέλιξη που γνωρίζει άνθηση τα τελευταία χρόνια. Βασική παράμετρος για να αξιολογηθεί η περιβαλλοντική αξία των ύφαλων κυματοθραυστών, διαδραματίζουν οι τροχιακές ταχύτητες και υδροδυναμικές πιέσεις που αναπτύσσονται λόγω των θαλάσσιων κυματισμών στο εσωτερικό της κατασκευής όπως ήδη αναφέρθηκε. Οι τροχιακές ταχύτητες και οι πιέσεις λόγω κυματισμών που αναπτύσσονται στο εσωτερικό θεωρούνται ως οι κύριοι μηχανισμοί ελέγχου της ανάπτυξης των παράκτιων οικοσυστημάτων. Μελέτες και έρευνες που έχουν δημοσιευτεί επισημαίνουν την ανάγκη να συνδυαστεί η τεχνική αποτελεσματικότητα των παράκτιων τεχνικών έργων με τις ελάχιστες περιβαλλοντικές/οικολογικές απαιτήσεις αυτών των έργων. (Jensen *et al.*, 1998, Jensen 2002, Siddon and Witman 2003, Bacchiocchi and Airolidi 2003, Moschella *et al.*, 2005).

Έτσι, οι υδροδυναμικές συνθήκες σε πορώδη έξαλο κυματοθραύστη έχουν αρχίσει τα τελευταία χρόνια να ερευνώνται από διάφορους ερευνητές τόσο αριθμητικά όσο και πειραματικά. Οι Oumeraci and Partenscky (1990) δημοσίευσαν πειραματικά δεδομένα από πειράματα μεγάλης κλίμακας σε έξαλους πορώδεις κυματοθραύστες σε συνδυασμό με μια αναλυτική μέθοδο που περιγράφει την απομείωση των υδροδυναμικών πιέσεων λόγω του

προσπίπτοντος κυματισμού κατά πλάτος ενός έξαλου κυματοθραύστη. Οι Groot *et al.* (1994) παρουσίασαν ένα αριθμητικό μοντέλο πρόβλεψης της ροής λόγω κυμάτων και της πίεσης στο εσωτερικό της κατασκευής. Οι Burger *et al.* (1988), Oumeraci and Partenscky (1990), Muttray *et al.* (1992, 1995) και Muttray and Oumeraci (2005) πραγματοποίησαν επίσης μεγάλης κλίμακας πειραματικές μετρήσεις στο Large Wave Flume, GWK του Πανεπιστημίου του Αννόβερο για μονοχρωματικούς και σύνθετους κυματισμούς. Οι Bierawsky and Maeno (2003) μελέτησαν τα φαινόμενα που συμβαίνουν γύρω από ένα κυματοθραύστη τύπου “reef”. Οι Cantelmo *et al.* (2010) πραγματοποίησαν εργαστηριακές μετρήσεις για να ερευνήσουν τη ροή και τον υδροδυναμισμό κατά πλάτος ενός τυπικού έξαλου κυματοθραύστη. Οι Vanneste and Troch (2010) πραγματοποίησαν επίσης πειραματικές μετρήσεις πιέσεων στο εσωτερικό και κατά πλάτος ενός έξαλου κυματοθραύστη και συνέκριναν τις μετρήσεις αυτές με εμπειρικά μοντέλα που παρήχθησαν από τους Burcharth *et al.* (1999) και Troch (2000). Επιπλέον, οι Vanneste and Troch (2012) παρουσίασαν ένα αριθμητικό μοντέλο απομείωσης των πιέσεων λόγω κυματισμών κατά πλάτος έξαλων κυματοθραυστών συγκρίνοντάς το με πειράματα για μη θραυόμενους κυματισμούς και για μία ποικιλία κυματικών σεναρίων.

Επίσης, οι Cox *et al.* (1995), Cox and Kobayashi (1996, 1997) δημιούργησαν ένα ολοκληρωμένο στο βάθος μοντέλο επίλυσης κυματισμών. Οι Ting and Kirby (1994) πραγματοποίησαν πειράματα οριζόντιων και κατακόρυφων τροχιακών ταχυτήτων σωματιδίων του νερού στη ζώνη διαβροχής. Σε όλες τις παραπάνω περιπτώσεις τα πειράματα και τα αριθμητικά μοντέλα που έχουν παραχθεί αφορούν σε θέσεις τόσο στην ζώνη διαβροχής για θραυόμενους κυματισμούς όσο και στα κατάντη της κατασκευής. Επίσης οι Deigaard *et al.* (1986) και Christensen *et al.* (2003) πραγματοποίησαν πειραματικές μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων των υγρών μορίων στη ζώνη θραύσης σε ακτή με ομαλή κλίση. Οι Garcia *et al.* (2004) στα πλαίσια επίσης του ερευνητικού προγράμματος DELOS πραγματοποίησαν μετρήσεις ταχυτήτων στην περιοχή γύρω από βυθισμένο κυματοθραύστη καθώς και υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό ενός Υ.Κ. σε 3 θέσεις στον πυθμένα κατά πλάτος ενός Υ.Κ. συγκρίνοντας με το μοντέλο COBRAS.

1.2 Στόχος και Πρωτοτυπία της Έρευνας

Η έρευνα για τη θαλάσσια ζωή παρέχει πληροφορίες σχετικά με παράγοντες όπως η απαιτούμενη τροχιακή ταχύτητα των ρευστών σωματιδίων του νερού και οι υδροδυναμικές πιέσεις εντός ενός πορώδους μέσου, για διάφορα είδη θαλάσσιας χλωρίδας και πανίδας.

Όπως γίνεται εύκολα αντιληπτό η περιβαλλοντική σημασία των ύφαλων κατασκευών αυξάνεται κατακόρυφα εάν αυτές διαθέτουν αξιόλογο πορώδες ώστε να μπορεί να αναπτυχθεί στο εσωτερικό των έργων αυτών ενδιαίτημα της τοπικής βιοκοινωνίας αλλά και να εκμεταλλευτούν τα πλεονεκτήματα αυτής της μορφής των έργων στην ανακυκλοφορία του νερού και στην αναβάθμιση της αισθητικής αξίας του παράκτιου τοπίου. Ταυτόχρονα, βασικός στόχος για τα παράκτια τεχνικά έργα προστασίας της ακτής είναι η πρόβλεψη της διάδοσης των κυματισμών πάνω από αυτές τις κατασκευές μέσω της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας. Ως εκ τούτου, στόχος της παρούσας διδακτορικής διατριβής είναι:

Να παραχθεί ένα αριθμητικό μοντέλο βασιζόμενο σε εξισώσεις τύπου Boussinesq ικανό να περιγράψει τη διάδοση των κυματισμών πάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές, τις οποίες ονομάζουμε πλέον υβριδικού τύπου Υ.Κ., λαμβάνοντας υπόψη και το πορώδες της κατασκευής ώστε να είναι κατάλληλο για τεχνικές εφαρμογές. Επιπλέον, το ως άνω αριθμητικό μοντέλο να προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια τις υδροδυναμικές συνθήκες, ήτοι τις τροχιακές ταχύτητες και υδροδυναμικές πιέσεις, που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των ύφαλων διαπερατών κατασκευών λόγω θαλασίων κυματισμών.

Σε υψηλότερο, ευρύτερο επίπεδο, η ανάπτυξη και η ενσωμάτωση των προηγμένων γνώσεων σε πιο εξελιγμένα μοντέλα για την περιγραφή του κυματικού πεδίου πάνω από ύφαλους διαπερατούς κυματοθραύστες και των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός τους, αποτελεί μια σταθερή πρόοδο της παράκτιας μηχανικής επιστήμης. Μια πολλά υποσχόμενη διεπιστημονικότητα δύναται να αναπτυχθεί μεταξύ μηχανικής και βιολογικών/περιβαλλοντικών ζητημάτων, όπου σε πιο εστιασμένο επίπεδο, η μελέτη της κινηματικής μέσα και γύρω από αυτές τις κατασκευές θα προωθήσει την περιβαλλοντική αποτελεσματικότητα ενός ύφαλου διαπερατού κυματοθραύστη (βλ. π.χ. Moschella *et al.*, 2005) εξυπηρετώντας διπλό σκοπό: την προστασία της παράκτιας ζώνης από διάβρωση και την ελάχιστη δυνατή υποβάθμιση του θαλάσσιου περιβάλλοντος με στόχο τον εμπλουτισμό του.

Τα αποτελέσματα της έρευνας αυτής θα είναι ιδιαίτερα χρήσιμα τόσο σε μηχανικούς και παράκτιους βιολόγους όσο και γενικότερα στην επιστήμη της ακτομηχανικής. Ο συνδυασμός τόσο της επαρκούς πρόβλεψης της διάδοσης των κυματισμών πάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές -άρα και η σωστή πρόβλεψη για τον σχεδιασμό της προστασίας της ακτής από διάβρωση- όσο και ο προσδιορισμός των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός των ύφαλων αυτών κυματοθραυστών –κατ' επέκταση

η πρόβλεψη για την ελάχιστη δυνατή υποβάθμιση του θαλάσσιου περιβάλλοντος-δικαιολογημένα αποκτούν ένα υψηλό επίπεδο καινοτομίας.

Αριθμητικά μοντέλα που περιγράφουν την διάδοση των κυματισμών σε παράκτιες περιοχές έχουν αναπτυχθεί σημαντικά τα τελευταία χρόνια. Τα αριθμητικά μοντέλα τύπου Boussinesq είναι πλέον ευρέως διαδεδομένα εξαιτίας της ικανότητάς τους να λαμβάνουν υπόψη υψηλές μη γραμμικότητες που εμφανίζονται κατά τη διάδοση πάνω από ύφαλους κυματοθραύστες. Έτσι, τα γραμμικά αριθμητικά μοντέλα τα τελευταία χρόνια αντικαθίστανται σταδιακά από μη γραμμικά μοντέλα τύπου Boussinesq, όπως π.χ. των Dingemans (1997), Madsen and Schaffer (1998).

Οι Chondros and Memos (2014) παρουσίασαν ένα μοντέλο Boussinesq πλήρους γραμμικής διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας. Το αριθμητικό αυτό μοντέλο (στο εξής CM14) εισάγει μία νέα μεθοδολογία για τον προσδιορισμό των βελτιωμένων χαρακτηριστικών διασποράς και των παραμέτρων ρήχωσης και είναι σε θέση να προβλέπει το κυματικό πεδίο πάνω από ύφαλες αδιαπέρατες κατασκευές. Το μοντέλο CM14 χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα έρευνα και με τις αναγκαίες προσθήκες και βελτιώσεις προέκυψε ένα τροποποιημένο μοντέλο Boussinesq (στο εξής mCM14) προκειμένου να καταστεί δυνατός ο προσδιορισμός τόσο της κυματικής διάδοσης πάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές όσο και των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός αυτών. Ωστόσο περαιτέρω βελτιώσεις του προϋπάρχοντος CM14 συνίσταται συνοπτικά στα εξής:

Θραύση κυματισμών. Προσομοίωση της σκέδασης της κυματικής ενέργειας λόγω των διεργασιών θραύσης μέσω του μοντέλου θραύσης τυρβώδους συνεκτικότητας (Kennedy *et al.*, 2000).

Τριβή πυθμένα. Εισαγωγή όρων τριβής πυθμένα σύμφωνα με την τεχνική που παρουσιάζεται από τους Memos *et al.* (2005).

Αριθμητικό πλέγμα. Προσομοίωση της προκύπτουσας τύρβης στην υποκείμενη ροή με ένα μοντέλο υποκαανάβου τύπου Smagorinsky (Smagorinsky, 1963).

Συνοριακές συνθήκες. Η παραγωγή της κυματικής διαταραχής στο υπολογιστικό πεδίο πραγματοποιείται εφαρμόζοντας τη μέθοδο της συνάρτησης πηγής των Memos *et al.* (2005) ώστε να είναι συμβατή με τις εξισώσεις που εφαρμόζονται στο παρόν ομοίωμα. Η μέθοδος αυτή συνδυάζεται με την κατάλληλη τοποθέτηση στοιβάδας απορρόφησης στο ανάντη και κατάντη όριο του πεδίου.

Δισδιάστατο πεδίο. Επέκταση των βελτιώσεων του μοντέλου CM14 σε δύο οριζόντιες διαστάσεις.

Το προϋπάρχον μοντέλο Boussinesq (CM14) περιγράφει τη διάδοση των κυματισμών πάνω από ύφαλους κυματοθραύστες κάνοντας την θεώρηση ότι η κατασκευή είναι αδιαπέρατη. Η τεχνική που προτείνεται από τους Cruz *et al.* (1997) με εισαγωγή της εξίσωσης ορμής Darcy-Forchheimer στο CM14 καθιστά το προκύπτον mCM14 ικανό να περιγράφει τη διάδοση των κυματισμών πάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές. Ορισμένοι από τους ερευνητές που ήδη αναφέρθηκαν όπως οι Losada *et al.* (1995) και Garcia *et al.* (2004) μελέτησαν πειραματικά τη ροή που αναπτύσσεται μέσα σε ένα διαπερατό κυματοθραύστη κατά τη διάδοση των κυματισμών πάνω από αυτόν και παρουσίασαν ένα αριθμητικό μοντέλο βασιζόμενο στις εξισώσεις Reynolds Averaged Navier-Stokes (RANS). Ωστόσο, το συγκεκριμένο μοντέλο RANS απαιτεί μεγάλο υπολογιστικό χρόνο ακόμα και σε σύγχρονους Η/Υ. Το τροποποιημένο μοντέλο mCM14, είτε μονοδιάστατο είτε δισδιάστατο, περιγράφει τη ροή μέσα σε ένα ύφαλο με βασικό πλεονέκτημα τον υποπολλαπλάσιο χρόνο προσομοίωσης και ισάξια αν όχι καλύτερα αριθμητικά αποτελέσματα με εφαρμογή σε απότομες κλίσεις πρανών, πεδίο που μέχρι πρότινος τα μοντέλα τύπου Boussinesq δεν μπορούσαν να ανταποκριθούν. Σημαντικό επίσης πλεονέκτημα του εν λόγω μοντέλου είναι πως καθίσταται ικανό να περιγράφει ταυτόχρονα τα μη γραμμικά χαρακτηριστικά των κυματισμών και των χαρακτηριστικών γραμμικής διασποράς σε συνδυασμό πάντα με τον ελάχιστο υπολογιστικό χρόνο που απαιτεί σε σύγκριση με άλλα μαθηματικά μοντέλα διάδοσης κυματισμών.

Συνοπτικά, η μέθοδος που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή βασίζεται σε ένα μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014) πλήρους γραμμικής διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας με εφαρμογή πρακτικά σε οποιοδήποτε βάθος νερού, όπου σε συνδυασμό με μια τροποποιημένη κατανομή οριζοντίων τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων λόγω θαλάσσιων κυματισμών, επιτρέπει τον προσδιορισμό των υδροδυναμικών συνθηκών εντός των κατασκευών σε συνδυασμό πάντα με την επαρκή πρόβλεψη της ανύψωσης στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας.

Επιπλέον, λόγω του ιδιαίτερα περιορισμένου αριθμού πειραματικών δεδομένων στη διεθνή βιβλιογραφία, στόχος και ταυτόχρονα πρωτοτυπία της παρούσας διατριβής είναι, ταυτόχρονα με την ανάπτυξη του εν λόγω μοντέλου, η εκτέλεση ενός ικανού αριθμού πειραματικών μετρήσεων για λόγους σύγκρισης και επαλήθευσης. Πειράματα ανύψωσης στάθμης νερού, τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων για θραυόμενους και μη

θραυόμενους κυματισμούς τόσο σε μονοδιάστατο όσο και σε δισδιάστατο πεδίο πάνω από ύφαλους διαπερατούς κυματοθραύστες πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της παρούσας διατριβής. Τα πειραματικά αυτά δεδομένα άλλωστε από μόνα τους είναι μία ισχυρή συνεισφορά στη διεθνή βιβλιογραφία που εμφανίζει μεγάλα κενά σε αυτό το πεδίο.

Συνοπτικά, τα σημεία πρωτοτυπίας της παρούσας διατριβής είναι:

- a) Επέκταση του μοντέλου τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014) μέσω της εισαγωγής τρίτης εξίσωσης ορμής Darcy-Forchheimer τόσο σε 1DH όσο και σε 2DH πεδίο ώστε να καθίσταται δυνατή η περιγραφή της διάδοσης των κυματισμών επάνω από Υ.Κ. με πορώδες.
- b) Κατάστρωση προφίλ τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων εντός μιάς ύφαλης διαπερατής κατασκευής σε 1DH και 2DH πεδίο.
- c) Εκτενή εργαστηριακά μονοδιάστατα και δισδιάστατα πειράματα με ποικίλες διατάξεις, που περιελάμβαναν μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας καθώς και μετρήσεις ταχυτήτων και πιέσεων εντός ενός πορώδους Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών (1:2) και πορώδες, για θραυόμενους ή μη, μονοχρωματικούς ή σύνθετους, βραχείς ή πιο μακρείς κυματισμούς.

1.3 Διάρθρωση Διατριβής

Η Διδακτορική αυτή διατριβή διαρθρώνεται σε οκτώ κεφάλαια. Στο πρώτο και παρόν κεφάλαιο (Κεφάλαιο 1), το οποίο είναι εισαγωγικό, παρατίθενται οι σημαντικότερες προσπάθειες των τελευταίων δεκαετιών, που σχετίζονται τόσο με αριθμητικά μοντέλα μετάδοσης κυματισμών, κυρίως τύπου Boussinesq, όσο και με αντίστοιχα εργαστηριακά πειράματα για φαινόμενα που λαμβάνουν χώρα γύρω από διαπερατές κατασκευές. Επιπλέον, γίνεται αναφορά σε ορισμένες εργασίες περιβαλλοντικών θεμάτων, όπου διαπιστώνεται η ανάγκη ολοκληρωμένου σχεδιασμού των παράκτιων τεχνικών έργων λαμβάνοντας υπόψη περιβαλλοντικά ζητήματα. Με βάση τα ανωτέρω, συντίθεται ο στόχος και η πρωτοτυπία της παρούσας διατριβής, εντοπίζοντας τις ελλείψεις στη διεθνή βιβλιογραφία και δίνοντας αναφορά στα σημαντικότερα αποτελέσματα της παρούσας έρευνας και της συμβολής της στην επιστημονική κοινότητα.

Στο κεφάλαιο 2 γίνεται περιγραφή των ύφαλων κυματοθραυστών, της χρήσης τους και των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα γύρω από τέτοιου είδους κατασκευές. Επίσης γίνεται

συνοπτική αναφορά στην λειτουργία των ύφαλων κατασκευών ως τεχνητοί οικότοποι και στους παράγοντες που επηρεάζουν τα θαλάσσια οικοσυστήματα.

Στο κεφάλαιο 3 γίνεται μία κριτική παρουσίαση στα κυριότερα μοντέλα τύπου Boussinesq που υπάρχουν έως σήμερα. Επιχειρείται σύντομη περιγραφή των κυριότερων εργασιών σχετικά με τα μοντέλα αυτά και κυρίως του μοντέλου των Chondros and Memos (2014) στο οποίο βασίστηκε αρχικά η παρούσα διατριβή. Επιπλέον, γίνεται αναλυτική περιγραφή της μεθόδου των Cruz *et al.* (1997), μέσω της οποίας ένα μοντέλο τύπου Boussinesq καθίσταται ικανό να περιγράψει τη διάδοση των κυματισμών πάνω από διαπερατό πυθμένα, προσέγγιση στην οποία επίσης βασίστηκε η επέκταση του μοντέλου των Chondros and Memos (2014). Τέλος, σύντομη αναφορά γίνεται και στις προσθήκες που απαιτούνται στα μοντέλα Boussinesq, ιδιαίτερα αυτήν της θραύσης, προκειμένου να προσομοιωθεί η διάδοση των κυματισμών από τα βαθιά ύδατα σε παράκτια περιοχή με παρουσία τεχνικών έργων.

Στο κεφάλαιο 4 δίδεται το μαθηματικό υπόβαθρο της εργασίας. Συγκεκριμένα, παρουσιάζονται οι βασικές εξισώσεις του μοντέλου της παρούσας διατριβής με την επέκτασή τους ώστε να έχουν εφαρμογή πάνω από Υ.Κ. με πορώδες. Παρουσιάζεται επίσης το μοντέλο θραύσης που χρησιμοποιήθηκε αρχικά και παραμετροποιήθηκε στη συνέχεια ώστε να έχει εφαρμογή πάνω από Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών. Δίδονται οι προσθήκες στο εν λόγω μοντέλο κατά την παρούσα διατριβή, ήτοι αυτή της τριβής πυθμένα και η προσομοίωση της προκύπτουσας τύρβης στην υποκείμενη ροή με ένα μοντέλο υποκαννάβου τύπου Smagorinsky, παρουσιάζονται οι οριακές συνθήκες και αναφέρεται το αριθμητικό σχήμα επίλυσης. Τέλος, παρουσιάζεται αναλυτικά η κατάσταση του προφίλ των τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό της κατασκευής.

Στο κεφάλαιο 5 παρουσιάζονται αναλυτικά οι πειραματικές διατάξεις και η διαδικασία λήψης των πειραματικών μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν στην διάρκεια της παρούσας διδακτορικής διατριβής. Πιο συγκεκριμένα, παρουσιάζεται η πειραματική διάταξη που κατασκευάστηκε στην διώρυγα δοκιμών του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Καθορίζονται τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά των μοντέλων, ο υπολογισμός του πορώδους της κατασκευής και παρουσιάζονται οι θέσεις και η διαδικασία των πειραματικών μετρήσεων που αφορούν τόσο μετρήσεις εντός του σώματος του Υ.Κ., ήτοι μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων. Επιπλέον, περιλαμβάνονται και μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση μονοχρωματικών κυματισμών, θραυόμενων ή μη για 2 ακραία πορώδη κατασκευής. Στη

συνέχεια, γίνεται αναλυτική περιγραφή των πειραμάτων που πραγματοποιηθήκαν στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής του Πανεπιστημίου Πατρών και αφορούσαν μετρήσεις ταχυτήτων σε 3 διαστάσεις μέσα στο σώμα του Υ.Κ. καθώς και ανυψώσεις ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση τόσο μονοχρωματικών όσο και σύνθετων (Jonswar) δισδιάστατων κυματισμών θραυόμενων ή μη.

Στο κεφάλαιο 6 γίνεται η επαλήθευση του μονοδιάστατου αριθμητικού μοντέλου mCM14 με τα αντίστοιχα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της εργασίας αυτής. Πιο συγκεκριμένα, παρουσιάζεται η εφαρμογή του μονοδιάστατου mCM14 με πειράματα ταχυτήτων, πιέσεων και ανυψώσεων στάθμης ελεύθερης επιφάνειας. Επιπρόσθετα, βελτιστοποιείται το μοντέλο θραύσης που έχει εισαχθεί στις βασικές εξισώσεις του μοντέλου Boussinesq με σκοπό να καθίσταται υπολογιστικά εφικτή η διάδοση των κυματισμών επάνω από ύφαλες κατασκευές με αξιόλογο πορώδες και απότομες κλίσεις πρανών. Επιπλέον, πραγματοποιείται αδρομερής διερεύνηση των χαρακτηριστικών του αριθμητικού σχήματος πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector) που επιλύει τις βασικές εξισώσεις του μοντέλου.

Στο κεφάλαιο 7, γίνεται η αντίστοιχη με το κεφάλαιο 6, επαλήθευση του μοντέλου της παρούσας διατριβής με αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα διάδοσης 2DH κυματισμών. Πιο συγκεκριμένα, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της εφαρμογής του δισδιάστατου (2DH) mCM14 όσον αφορά τις ανυψώσεις στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας συγκρινόμενα τόσο με μετρήσεις από φυσικά ομοιώματα από τη βιβλιογραφία όσο και με μετρήσεις από την πειραματική διάταξη που πραγματοποιήθηκε στο Πανεπιστήμιο Πατρών κατά τη διάρκεια της παρούσας εργασίας. Για την τελευταία αυτή διάταξη το μοντέλο εφαρμόστηκε προκειμένου να επαληθευτεί και ως προς τις τροχιακές ταχύτητες που αναπτύσσονται εντός του πορώδους Υ.Κ. που κατασκευάστηκε. Επιπλέον, προς επιβεβαίωση ότι το υπολογιστικό μοντέλο καθίσταται ικανό να παράγει αποτελέσματα και σε πραγματικό πεδίο, παρουσιάζονται αποτελέσματα του μοντέλου από προσομοίωση της διάταξης του Πανεπιστημίου Πατρών σε φυσική κλίμακα.

Τέλος, στο κεφάλαιο 8 συνοψίζονται τα κυριότερα σημεία της παρούσας διατριβής και διατυπώνονται τα συμπεράσματα που αφορούν το αριθμητικό μοντέλο mCM14. Επιπλέον, δίδονται προτάσεις για περαιτέρω έρευνα η οποία θα μπορούσε να εστιάσει στην διεπιστημονικότητα μεταξύ μηχανικής και βιολογικών/περιβαλλοντικών ζητημάτων καθώς και στην αναπτυσσόμενη τύρβη που δύναται να αναπτυχθεί στο εσωτερικό Υ.Κ. με διαπερατότητα.

2. Ύφαλοι Κυματοθραύστες

2.1 Εισαγωγή

Το παράκτιο περιβάλλον είναι ιδιαίτερα πολύπλοκο και ευαίσθητο καθώς αποτελεί την ενδιάμεση ζώνη μεταξύ ξηράς και θάλασσας με ακραία γραμμική γεωμετρία, ήτοι μεγάλο μήκος και μικρό συγκριτικά πλάτος με συνέπεια η διαχείρισή του να παρουσιάζει ειδικές δυσκολίες. Τα οικοσυστήματα της ακτής έχουν συχνά μεγάλη οικολογική αξία και παράλληλα, προσφέρουν αξιόλογες προοπτικές στην οικονομική ανάπτυξη. Η εφαρμογή ολοκληρωμένης διαχείρισης των ακτών είναι μια αργή και μακροπρόθεσμη διαδικασία που όμως λόγω λανθασμένης διαχείρισης δύναται να οδηγήσει σε σημαντική υποβάθμιση του παράκτιου τοπίου. Περιλαμβάνει τα κατάλληλα μέτρα προστασίας από διάβρωση σε συνδυασμό με την διατήρηση της δομής και λειτουργίας των παράκτιων οικοσυστημάτων και την βιώσιμη διαχείριση των πόρων της ακτής. Η ανάγκη πολυδιάστατης προσέγγισης του παράκτιου χώρου καθίσταται πλέον επιτακτική καθώς όλο και μεγαλύτερα τμήματα του πληθυσμού δραστηριοποιούνται κοντά στη θάλασσα ή γύρω από αυτή.

Οι ακτές αποτελούν ιδιαίτερα ευαίσθητα και αξιόλογα οικοσυστήματα που απειλούνται από τις παράκτιες δραστηριότητες και έργα. Η ολοκληρωμένη διαχείριση μιας παράκτιας ζώνης προϋποθέτει την κατανόηση της αλληλεπίδρασης της ανθρωπογενούς δραστηριότητας με τις φυσικές διεργασίες. Η έντονη αστικοποίηση της παράκτιας ζώνης έχει ως αποτέλεσμα τις τελευταίες δεκαετίες να πραγματοποιούνται πληθώρα ακτομηχανικών έργων, λιμένων, μαρίνων και αλιευτικών καταφυγίων και παράλληλα να παρατηρούνται επιπτώσεις στην παρακείμενη ακτογραμμή καθώς και υποβάθμιση και ρύπανση των υδάτων. Με την κατασκευή και λειτουργία ενός παράκτιου τεχνικού έργου παρατηρείται καταστροφή της τοπικής βιοποικιλότητας κυρίως στην περιοχή κατασκευής.

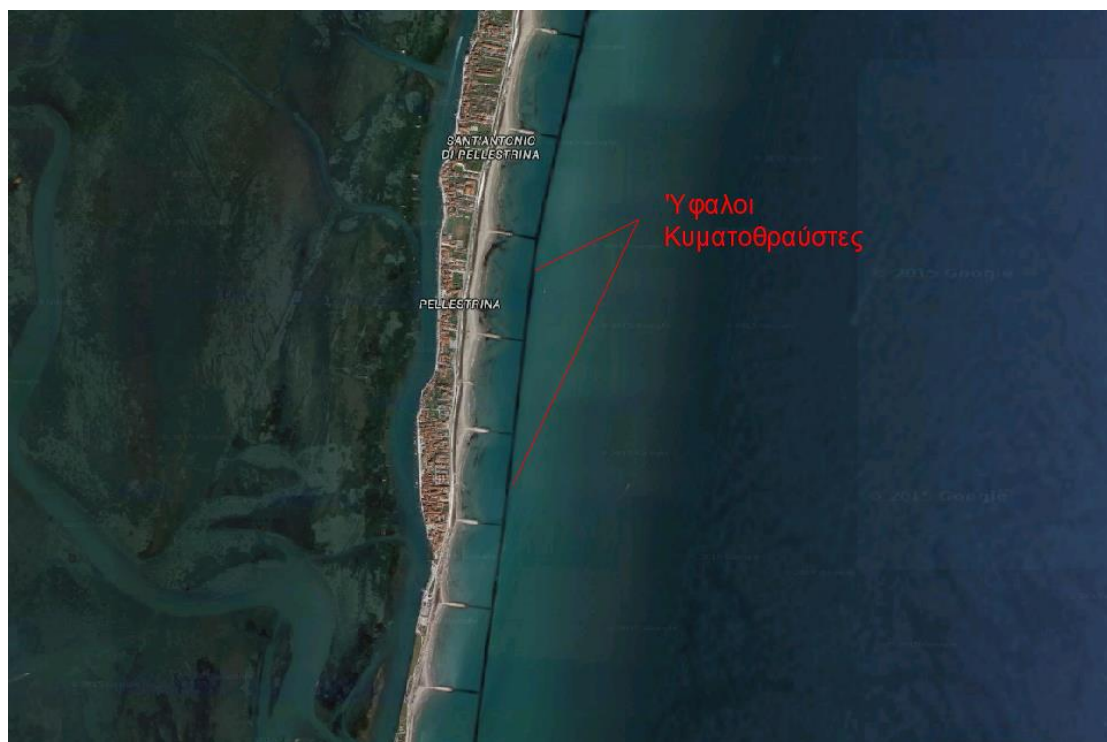
Κατά το παρελθόν ογκώδεις κατασκευές μεγάλων διαστάσεων, όπως οι συμβατικοί έξαλοι κυματοθραύστες, που ξεπερνούν την μέση στάθμη θάλασσας, καταστρέφοντας πλήρως τον εισερχόμενο κυματισμό, χρησιμοποιήθηκαν για την προστασία της ακτογραμμής από διάβρωση. Η ανεπαρκής κατανόηση των κυματικών μετασχηματισμών που λαμβάνουν χώρα στην παράκτια ζώνη αποτέλεσε τροχοπέδη στην αναζήτηση πιο κομψών και “έξυπνων” παραλλαγών έργων προστασίας. Έτσι, οι έξαλοι κυματοθραύστες, δηλαδή κυρίως θαλάσσιες κατασκευές από λιθορριπή που διατάσσονται σε πρισματική μορφή στον πυθμένα με πρηνή, αποτελούν τα συνηθέστερα έργα προστασίας της ακτής. Η κεκλιμένη

προς το πέλαγος παρειά συνιστά μηχανισμό απορρόφησης της ενέργειας των κυματισμών μέσω της θραύσης που προκαλεί με συνεπακόλουθο την πλήρη καταστροφή των εισερχόμενων κυματισμών. Ωστόσο, οι υδροδυναμικές επιδράσεις πάνω σε αυτές τις κατασκευές αποτελούν έναν από τους σημαντικότερους μηχανισμούς διατάραξης των παράκτιων οικοσυστημάτων σε συνδυασμό πάντα με την αισθητική και οικολογική υποβάθμιση του παράκτιου τοπίου (Denny 1999 και Hunt and Scheibling 2001, Siddon and Witman 2003).

Αν και οι έξαλοι κυματοθραύστες με το κατάλληλο τεχνικό σχεδιασμό είναι άκρως αποτελεσματικοί ως προς το σκοπό τους, ήτοι την προστασία της ακτής από διάβρωση, εντούτοις δεν πληρούν ορισμένα περιβαλλοντικά ζητήματα όπως η επιθυμητή επανακυκλοφορία του νερού στην προστατευόμενη περιοχή μη εξασφαλίζοντας τα ποιοτικά χαρακτηριστικά που πρέπει να πληροί το θαλάσσιο νερό της εν λόγω περιοχής. Έτσι, η ευαισθητοποίηση για την προστασία του περιβάλλοντος γενικότερα έχουν ως αποτέλεσμα οικολογικά/περιβαλλοντικά ζητήματα να θέτουν αυστηρότερα κριτήρια σχεδιασμού αναφορικά με τη μορφή των κατασκευών και τα χρησιμοποιούμενα υλικά. Σε αυτό το πλαίσιο μια από τις κύριες μέριμνες σχετίζεται με την ελάχιστη δυνατή υποβάθμιση του θαλάσσιου περιβάλλοντος και με τον περιορισμό της οπτικής όχλησης που προκαλείται από τις συμβατικές μορφές έξαλων κυματοθραυστών. Ως εκ τούτου, τα πιο “σκληρά” μέτρα προστασίας όπως οι έξαλοι κυματοθραύστες δίνουν σταδιακά τη θέση τους σε άλλες ηπιότερες μορφές προστασίας μία από τις οποίες αποτελούν οι κυματοθραύστες χαμηλής στέψης (Low-Crested Structures, LCS). Από αυτούς, οι πιο διαδεδομένοι είναι οι ύφαλοι ή βυθισμένοι κυματοθραύστες (Υ.Κ.) οι οποίοι κερδίζουν έδαφος αφού πρόκειται για συγκριτικά μικρότερες κατασκευές που λόγω του υποθαλάσσιου χαρακτήρα τους δεν αλλοιώνουν αισθητικά την περιοχή παρέμβασης καθώς βρίσκονται κάτω από τη στάθμη ηρεμούντος ύδατος (Σ.Η.Υ).

Οι Υ.Κ. είναι μονίμως βυθισμένοι κυματοθραύστες (submerged breakwaters), κατασκευάζονται πρωτίστως για την προστασία της ακτής από διάβρωση και κατασκευάζονται συνηθέστερα από λιθορριπή και φυσικούς ογκολίθους. Σε εξαιρετικές και σπάνιες περιπτώσεις δύναται να γίνει χρήση ειδικών σχημάτων τεχνητών ογκολίθων από σκυρόδεμα ή μονάδων θωράκισης όπως τρίποδα (tripods), τετράποδα (tetrapods), δόλοι (dolos), γεωσωλήνες (geotubes) κ.τ.λ. με στόχο την δημιουργία ύφαλων εμποδίων, ως έργων προστασίας ακτής. Με τους Υ.Κ., η κυκλοφορία των θαλάσσιων μαζών παρεμποδίζεται μερικώς αφού μέρος της κυματικής ενέργειας καταστρέφεται, ένα άλλο

μέρος ανακλάται προς τα ανοιχτά και ένα άλλο διαδίδεται προς την ακτή. Η μείωση της κυματικής ενέργειας πραγματοποιείται μέσω πρωτίστως του μηχανισμού της θραύσης πάνω στη στέψη των έργων αυτών και δευτερευόντως της τριβής στην επιφάνεια και στο εσωτερικό τους (εάν διαθέτουν ικανό πορώδες). Στις περισσότερες περιπτώσεις κατασκευάζονται σε συνδυασμό με τεχνητή επανατροφοδότηση της διαβρωμένης ακτής από μεταφερόμενο ίζημα (beach nourishment) ή από μικρούς προβόλους κάθετους στην ακτογραμμή και δύναται να παράσχουν μια πολύ καλή εναλλακτική λύση στην προστασία των ακτών με πολύ μικρότερες οικολογικές επιπτώσεις συγκριτικά με τους έξάλους κυματοθραύστες. Τυπικό παράδειγμα κατασκευής ύφαλων κυματοθραυστών, σε περιοχή με ιδιαίτερα υψηλή ιστορική και τουριστική αξία, είναι αυτοί που κατασκευάστηκαν στη βόρεια Ιταλία, στην Pelestrina της Βενετίας σε συνδυασμό με σύστημα προβόλων (Εικόνα 2.1).



Εικόνα 2.1 Ύφαλοι Κυματοθραύστες στην Pelestrina κοντά στην Βενετία, Ιταλία, σε συνδυασμό με σύστημα προβόλων.

Σκοπός της χρήσης ενός Υ.Κ. είναι να μειώσει τις υδραυλικές φορτίσεις λόγω του κυματικού πεδίου κατάντη αυτού σε τέτοιο σημείο ώστε να διατηρείται μια ωφέλιμη δυναμική ισορροπία στην παράκτια ζώνη. Οι Υ.Κ. προσφέρουν ικανοποιητική προστασία στην παράκτια ζώνη, απέναντι στην διάβρωση της ακτής, σταθεροποιώντας την ακτογραμμή, ενώ ταυτόχρονα επιτρέπουν την απρόσκοπτη ανακυκλοφορία του νερού αφήνοντας τα

παράκτια ρεύματα να περάσουν πάνω από την στέψη τους. Έτσι, εμποδίζεται τελικά η διαμόρφωση ζωνών λιμναζόντων νερών μεταξύ των κατασκευών αυτών και της ακτογραμμής, κάτι ιδιαίτερα σημαντικό σε περιοχές που αποτελούν χώρο αναψυχής για τους λουόμενους.

Ωστόσο, οι Υ.Κ. παρουσιάζουν και ορισμένα σημαντικά μειονεκτήματα και ως εκ τούτου η χρήση τους απαιτεί πολύ εξειδικευμένο σχεδιασμό και ιδιαίτερα καλή εκτίμηση των υδροδυναμικών συνθηκών που δύναται να πλήξουν την θαλάσσια περιοχή εφαρμογής τους. Το βασικότερο μειονέκτημά τους είναι πως αν η στέψη τους κατασκευαστεί αρκετά κάτω από τη Σ.Η.Υ. μπορεί να μην καταφέρνουν να απομειώνουν κατάλληλα την κυματική ενέργεια που προσπίπτει σε αυτούς με συνεπακόλουθο την ελλιπή προστασία της ακτής, ιδιαίτερα μάλιστα σε περιοχές όπου είναι έντονο το φαινόμενο της παλίρροιας ή όπου παρατηρούνται συχνά έντονα καιρικά φαινόμενα και καταιγίδες. Μάλιστα, λόγω συγκεκριμένων κυματικών και υδροδυναμικών συνθηκών μπορεί να προκαλέσουν ρεύματα τα οποία όχι μόνο να εμποδίζουν τον εμπλουτισμό της ακτής μη τροφοδοτώντας την με ίζημα αλλά και να της προκαλούν περαιτέρω διάβρωση.

Ένα σύστημα αποσπασμένων Υ.Κ. μπορεί να δημιουργήσει πεδία υψηλών ταχυτήτων ειδικά στα ακρομύλια ή στην είσοδο ανάμεσα σε δύο τέτοιες κατασκευές, όπου εμφανίζονται ρεύματα επαναφοράς (rip currents) που δύναται να προκαλέσουν υποσκαφή των έργων. Επιπλέον, αποτελούν δυνητικό κίνδυνο για την ναυσιπλοΐα και γενικότερα την κυκλοφορία θαλάσσιων σκαφών λόγω του ότι δεν είναι ορατοί ενώ ταυτόχρονα αναπτύσσονται μεγάλες ταχύτητες πάνω από την στέψη της κατασκευής. Λιγότερο σημαντικό μειονέκτημα μπορεί να είναι η επιθεώρηση της αρτιότητας της κατασκευής αφού ολόκληρο το έργο βρίσκεται κάτω από τη Σ.Η.Υ.

Παρόλο που η έρευνα σε αυτόν τον τομέα έχει προχωρήσει αρκετά, υπάρχουν πολλά ερωτήματα ακόμα αναφορικά με τις σχεδιαστικές προδιαγραφές και διαδικασίες που αφορούν τέτοιες κατασκευές ειδικότερα όσον αφορά την ικανοποίηση περιβαλλοντικών κριτηρίων. Η αναγκαιότητα κατάρτισης σωστού σχεδιασμού ύφαλων έργων πηγάζει από το γεγονός ότι τα προβλήματα που τίθενται από την ύπαρξη τους και αναφέρονται σε θέματα θαλάσσιας υδροδυναμικής, μορφολογικής εξέλιξης των ακτών και περιβάλλοντος δεν έχουν ερευνηθεί επακριβώς. Παράλληλα δύναται να υπάρξουν απρόβλεπτες επιδράσεις πάνω στο παράκτιο οικοσύστημα, δεδομένου ότι καμία τεχνητή κατασκευή δεν μπορεί να αναπληρώσει μία φυσική ακτή σε όρους ειδών και βιοκοινωνιών.

2.2 Κυματοθραύστες Χαμηλής Στέψης

Κυματοθραύστες χαμηλής στέψης (Low-Crested Structures, LCS) ονομάζονται οι κατασκευές οι οποίες έχουν τη στέψη τους κοντά (λίγο πάνω, λίγο κάτω ή ακριβώς) στη Στάθμη Ηρεμούντος Ύδατος (Σ.Η.Υ.) με αποτέλεσμα να υπερπηδούνται μερικώς ή πλήρως από τους προσπίπτοντες κυματισμούς. Βασικός στόχος των κατασκευών χαμηλής στέψης και των Υ.Κ. είναι να προφέρουν ηρεμία στο κυματικό πεδίο καθορισμένων περιοχών με συνηθέστερο στόχο την προστασία των φυσικών ακτογραμμών. Οι λειτουργικές απαιτήσεις διαφόρων έργων παρόλα αυτά δεν καθιστούν απαραίτητη την πλήρη απόσβεση της κυματικής ενέργειας. Εφόσον δε ο όγκος και το ύψος της κατασκευής είναι ανάλογος τους κόστους της, τότε αξίζει να προσπαθήσει κανείς να βρει το ελάχιστο βέλτιστο ύψος στέψης της κατασκευής (minimum best-fit crest height), ώστε να παρέχει ικανή προστασία στην παράκτια ζώνη.

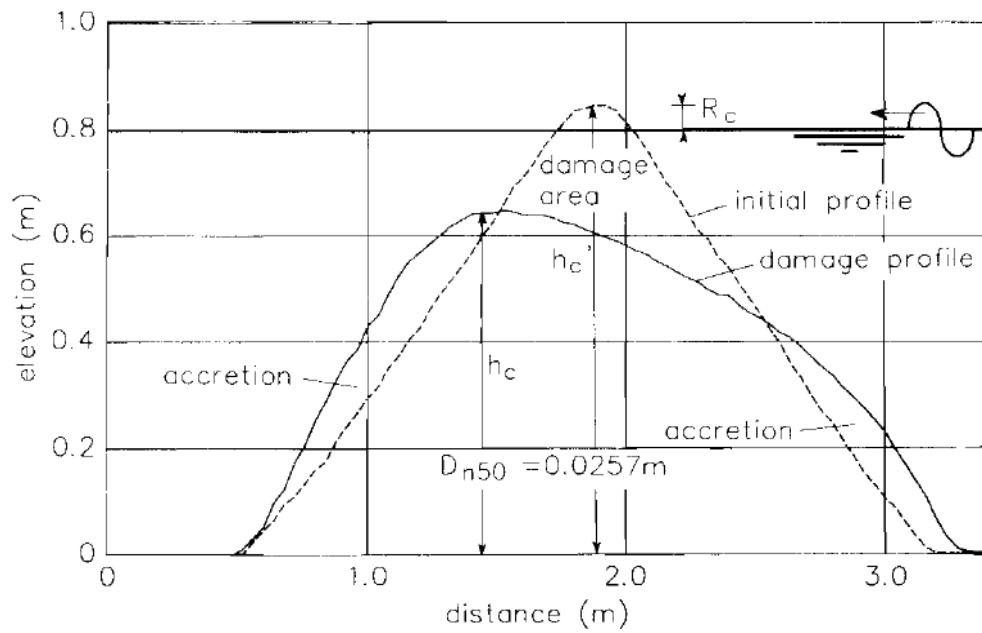
Οι έξαλοι κυματοθραύστες χαμηλής στέψης (sub-aerial LCS) συνήθως κατασκευάζονται σε ένα ύψος κοντά στην στάθμη ανώτατης πλήμμης και έτσι τείνουν να γίνονται ξεκάθαρα εμφανείς κατά την διάρκεια αμπώτιδας, πολύ δε μάλλον κατά την φάση της κατωτάτης ρηχίας. Διαφέρουν δηλαδή από του ύφαλους κυματοθραύστες (submerged breakwaters) ακριβώς στο ότι οι δεύτεροι είναι μονίμως βυθισμένοι άσχετα από τις παλιρροιακές συνθήκες.

Υπάρχει επίσης ακόμα ένας τύπος ύφαλης κατασκευής, ο τεχνητός ύφαλος (reef ball), με τον οποίο εννοούμε μια κατασκευή σε αρκετά μεγαλύτερο βάθος που εξυπηρετεί πρωτίστως περιβαλλοντικούς λόγους και δεν παρουσιάζει ουσιαστική αποτελεσματικότητα αναφορικά με τη μείωση της κυματικής ενέργειας. Σύμφωνα με τα παραπάνω γίνεται κατανοητή η ανάγκη να ξεκαθαριστούν οι διάφορες έννοιες και η ουσία των συναφών ειδών κατασκευών.

Έτσι, σύμφωνα με τους Van der Meer and Pilarczyk (1990), οι κυματοθραύστες χαμηλής στέψης μπορούν να ταξινομηθούν σε τρεις κατηγορίες:

- *Δυναμικά ευσταθείς ύφαλοι κυματοθραύστες - Reef-type Breakwater.*

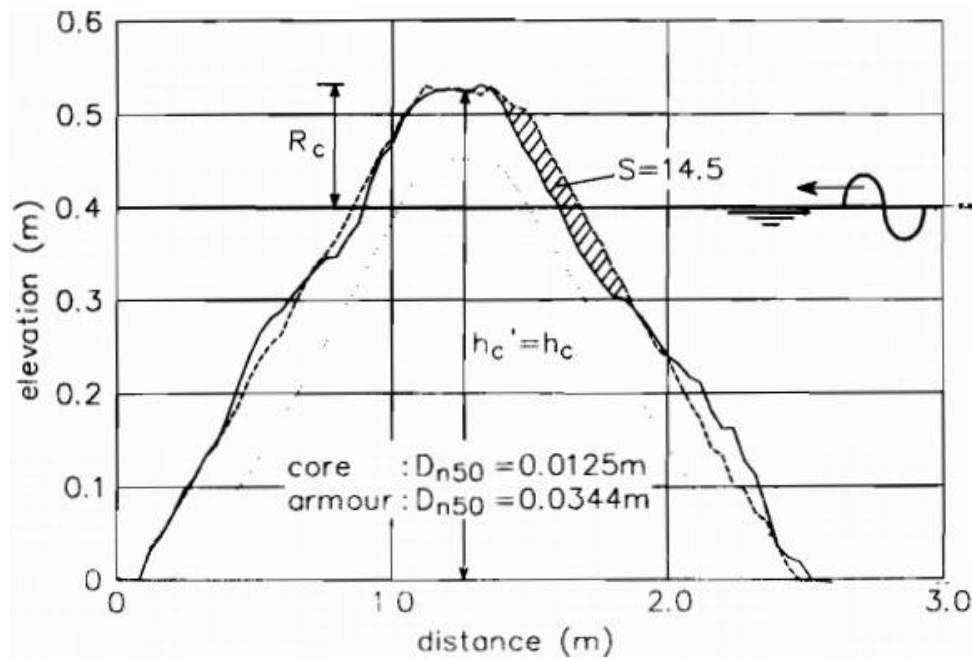
Πρόκειται ουσιαστικά για έναν χαμηλής στέψης ομογενή σωρό από ογκολίθους χωρίς διαχωρισμένες στρώσεις που να εξασφαλίζουν λειτουργία φίλτρου ή πυρήνα, με αποτέλεσμα να επιτρέπεται η αναδιαμόρφωση της γεωμετρίας της κατασκευής κάτω από διάφορες κυματικές συνθήκες (**Σχήμα 2.1**).



Σχήμα 2.1 Δυναμικά ευσταθής ύφαλος κυματοθραύστης - *Reef-Type breakwater* (πηγή: Van der Meer and Daemen 1994).

- Στατικά ευσταθείς κυματοθραύστες χαμηλής στέψης με ύψος στέψης λίγο πάνω από την Σ.Η.Υ. -*Low-Crested Breakwater*.

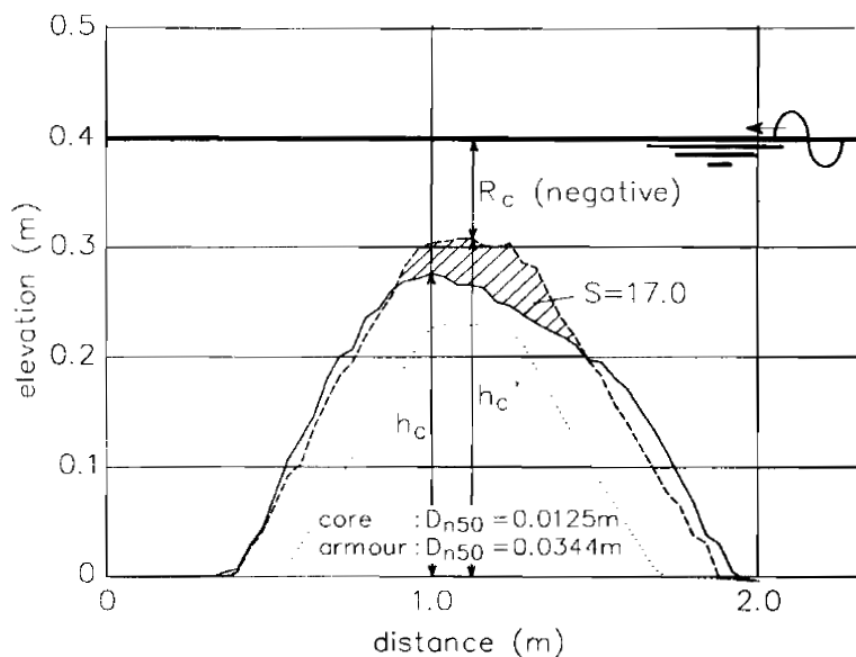
Είναι κατασκευές οι οποίες υπερπηδώνται οριακά ή καθόλου από τα προσπίπτοντα κύματα και παρουσιάζουν ευστάθεια λόγω της διάταξης των στρώσεων θωράκισης και του πυρήνα τους (**Σχήμα 2.2**).



Σχήμα 2.2 Στατικά ευσταθής κυματοθραύστης χαμηλής στέψης - Low-Crested Breakwater (πηγή: Van der Meer and Daemen 1994).

- Στατικά ευσταθείς ύφαλοι (ή βυθισμένοι) κυματοθραύστες - Submerged Breakwaters

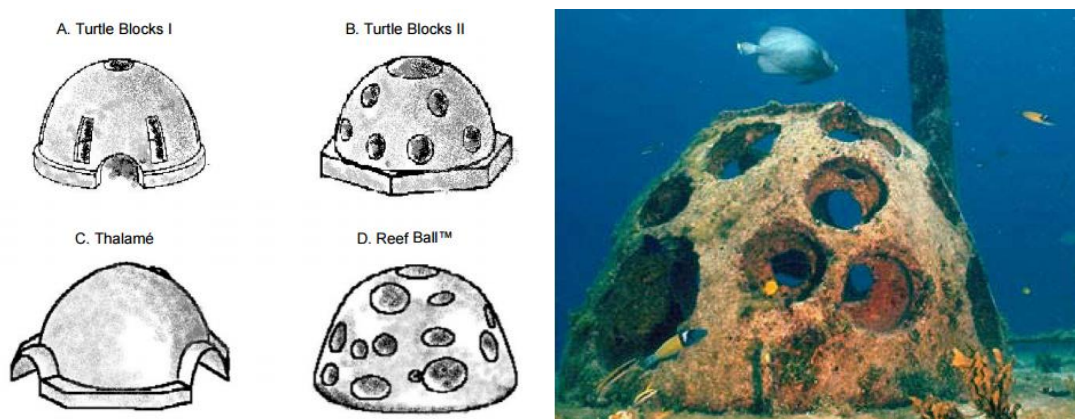
Αποτελούν κατασκευές οι οποίες βρίσκονται μονίμως κάτω από την Σ.Η.Υ. δηλαδή κάτω και από την κατωτάτη ρηχία. Όλα τα κύματα είτε θραύονται ή τις υπερπηδούν. Η ευστάθεια τους αυξάνεται όσο το ύψος της κατασκευής μειώνεται (**Σχήμα 2.3**).



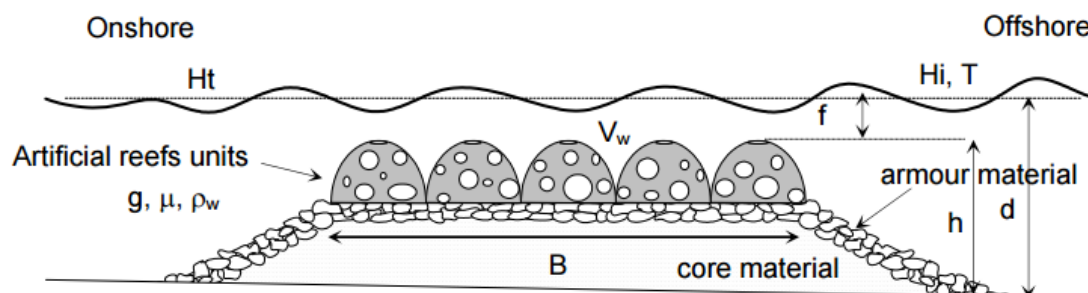
Σχήμα 2.3 Στατικά ευσταθής ύφαλος κυματοθραύστης - Submerged Breakwater (πηγή: Van der Meer and Daemen 1994).

Άλλοι τύποι Υ.Κ. είναι οι τεχνητοί ύφαλοι - *Artificial Reefs*, οι οποίοι είναι υποθαλάσσιες κατασκευές, που τοποθετούνται στον πυθμένα της θάλασσας και προσομοιάζουν τα χαρακτηριστικά των κυματοθραυστών χαμηλής στέψης που αναφέρθηκαν προηγουμένως. Κυρίαρχα χρησιμοποιούνται από τους θαλάσσιους βιολόγους για να αποτελέσουν πρωτίστως τεχνητό οικότοπο της τοπικής βιοκοινωνίας (*Artificial Habitats*). Ωστόσο, σε ορισμένες περιπτώσεις δύναται να είναι αποτελεσματικοί και ως προς τεχνική σκοπιά και να αποτελέσουν μία πιο οικολογική εναλλακτική για την προστασία της παράκτιας ζώνης από διάβρωση (Jensen 2002).

Ειδικό τύπο τέτοιου είδους κατασκευής αποτελεί ο ύφαλος τύπου *Reef-ball* (HSAR – Hemispherical Shaped Artificial Reef) προτεινόμενος από τους Armono and Hall (2003), ο οποίος είναι ένας ειδικά διαμορφωμένος διάτρητος κοίλος ημισφαιρικός τεχνητός ύφαλος χρησιμοποιούμενος είτε μόνος του (Σχήμα 2.4) είτε ως μονάδα κατασκευής Υ.Κ. (Σχήμα 2.5). Σκοπός του είναι η ταυτόχρονη προστασία παράκτιων περιοχών από την κυματική όχληση και η δημιουργία κατάλληλου φιλικού χώρου για την ανάπτυξη πρωτότυπων βιοκοινωνιών μέσα στο σώμα του έργου προστασίας, καθώς οι κατασκευές αυτές παρουσιάζουν μεγάλη διαπερατότητα.



Σχήμα 2.4 Ημισφαιρικός ύφαλος τύπου Reef-ball (HSAR) (πηγή: Armono and Hall 2003).



Σχήμα 2.5 Υ.Κ. από λιθορριπή σε συνδυασμό με ύφαλο τύπου Reef-ball (πηγή: Armono and Hall 2003).

Ωστόσο, ορισμένες φορές επιλέγονται και κατασκευές με λεία επιφάνεια θωράκισης, στεγανές και αδιαπέρατες, οι οποίες π.χ. καλύπτονται από είτε από σκυρόδεμα είτε από ασφαλτικές στρώσεις. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιου προκατασκευασμένου υφάλου από οπλισμένο σκυρόδεμα είναι ο τριγωνικός ύφαλος τύπου Beachsaver Reef (**Εικόνα 2.2**) με βασικό όμως μειονέκτημα το εξαιρετικά μεγάλο κατασκευαστικό κόστος.

Να σημειωθεί βέβαια πως η επίδραση του πλάτους στέψης σε αυτό το είδος κατασκευής είναι ιδιαίτερα μικρή όσον αφορά στην απόσβεση της κυματικής ενέργειας, έκτος ίσως από τις πλήρως βυθισμένες (ύφαλες) κατασκευές με πολύ ευρεία στέψη, ώστε να προκληθεί σίγουρα έντονη θραύση του επερχόμενου κυματισμού πάνω από αυτές. Αυτή όμως η περίπτωση δεν συναντάται συχνά ως σχεδιαστική λύση καθώς τα ασφάλτινα και σκυροδεμάτινα στοιχεία κατασκευάζονται εν ξηρώ και όχι μέσα στην θάλασσα καθιστώντας εξαιρετικά δύσκολη την μετέπειτα μεταφορά τους.



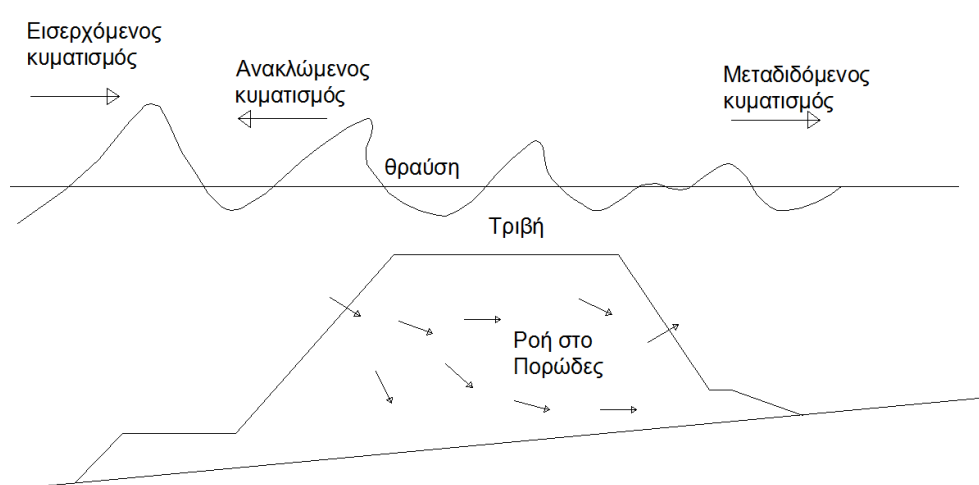
Εικόνα 2.2 Τριγωνικός ύφαλος τύπου Beachsaver Reef.

2.3 Φαινόμενα γύρω από Ύφαλο Κυματοθραύστη

Όπως έχει προαναφερθεί οι Υ.Κ. χρησιμοποιούνται για να μειώσουν την επερχόμενη κυματική ενέργεια σε μια παράκτια ζώνη και συνεκδοχικά αποσκοπούν στην μείωση της μεταφοράς ιζήματος και της δυνητικής παράκτιας διάβρωσης στα κατάντη (στην υπήνεμη πλευρά) του κυματοθραύστη. Ταυτόχρονα με τέτοιου τύπου κατασκευές εξασφαλίζεται η διατήρηση της αισθητικής και περαιτέρω της τουριστικής αξίας της παράκτιας ζώνης.

Ο λειτουργικός σχεδιασμός κυματοθραυστών χαμηλής στέψης απαιτεί ακριβείς προβλέψεις της κυματικής μετάδοσης (wave transmission) και της ανύψωσης της μέσης στάθμης ηρεμίας λόγω κυμάτων (wave set-up) στις περιοχές υπό προστασία. Η μείωση της

κυματικής ενέργειας κατάντη ενός Υ.Κ. είναι αποτέλεσμα διαφόρων μηχανισμών όπως η θραύση των κυμάτων στο πρανάς ή στη στέψη του κυματοθραύστη, η ανάκλαση ενός μέρους της ενέργειας προς τα ανοιχτά καθώς και η τριβή στον πυθμένα και η ροή στο εσωτερικό πορώδες (Σχήμα 2.6). Από αυτούς η θραύση διαδραματίζει το σημαντικότερο ρόλο. Παρόλο όμως που έχουν εξελιχθεί μοντέλα θραύσης για παράκτιες ζώνες (κυρίως με ήπιες κλίσεις), αυτά δεν εφαρμόζονται άμεσα σε προβλήματα με παρουσία Υ.Κ. Ο Johnson (2006) βαθμονόμησε ένα τέτοιο μοντέλο των Battjes and Janssen (1978) με βάση εργαστηριακές μετρήσεις και συνακόλουθα παρέχει μια απλή σχέση υπολογισμού στα μοντέλα περιγραφής της κυματικής κυκλοφορίας γύρω από Υ.Κ.

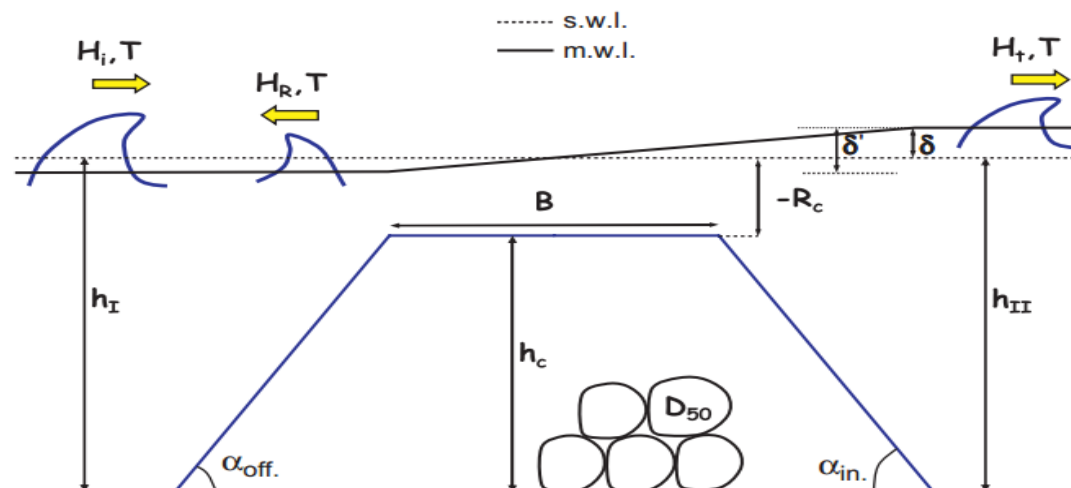


Σχήμα 2.6 Σχηματική αναπαράσταση μηχανισμών απόσβεσης ενέργειας ενός Υ.Κ.

Ανάλογα με το ύψος της στέψης του κυματοθραύστη από τον πυθμένα της θάλασσας και αν αυτό βρίσκεται κοντά, άνω ή κάτω από την Σ.Η.Υ., τέτοιου είδους κατασκευές καθορίζουν αν ο προσπίπτων κυματισμός θα υποστεί θραύση ή όχι. Είναι φανερό ότι αν το ύψος της στέψης είναι χαμηλό, η κυματική ενέργεια διέρχεται πάνω από την ύφαλη κατασκευή χωρίς να υποστεί μείωση λόγω θραύσης των κυματισμών. Σε αυτή την περίπτωση μάλιστα η θωράκιση στο προσήνεμο πρανάς μπορεί να γίνει με μικρότερους σε διάμετρο ογκολίθους σε σχέση με κυματοθραύστες που οδηγούν σε θραύση τους εισερχόμενους κυματισμούς, καθώς οι δυνάμεις που αναπτύσσονται είναι μικρότερες.

Ένα σημαντικό φαινόμενο όσον αφορά στην απόδοση των Υ.Κ είναι η μεταβολή της μέσης στάθμης κυματισμών, είτε ανύψωση (wave set-up) είτε ταπείνωση (wave set-down) (Diskin *et al.*, 1970, Loveless *et al.*, 1998, Calabrese *et al.*, 2008). Η παρουσία του ύφαλου εμποδίου μπορεί να δημιουργήσει μια αύξηση του πιεζομετρικού φορτίου κατάντη της κατασκευής (Σχήμα 2.7) λόγω επιβολής θραύσης των κυματισμών και πιθανώς να προκαλέσει ανάπτυξη

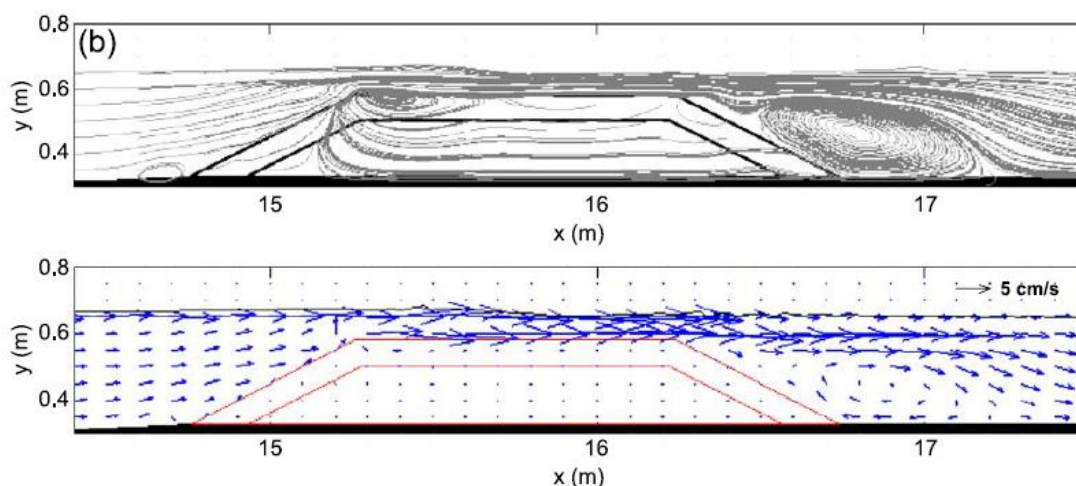
υπολογίσιμου κατά μήκος της ακτής ρεύματος στην παράκτια ζώνη. Αυτό μπορεί να αυξήσει τελικά την διάβρωση της ακτής αντί να συνδράμει εναντίον της, όπως είναι το ζητούμενο.



Σχήμα 2.7 Ανύψωση μέσης στάθμης κυματισμών στα κατάντη του Υ.Κ. (set-up). (πηγή: Calabrese *et al.*, 2008).

Επιπλέον, η κίνηση του θαλάσσιου ρεύματος στο οποίο παρεμβάλλεται ύφαλη κατασκευή προκαλεί την εμφάνιση ιδιαίτερα υψηλών ταχυτήτων ροής πάνω από τη στέψη της κατασκευής. Το φαινόμενο αυτό ερμηνεύεται από την παρουσία μειωμένης υγρής στήλης ύδατος πάνω από τη στέψη σε συνδυασμό με την ανύψωση της κατάντη στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας. Το μέγεθος των ταχυτήτων που δύναται να αναπτυχθούν υπό αυτές τις συνθήκες ροής, εγκυμονεί κινδύνους για τη ναυσιπλοΐα, τις σχετικές ανθρώπινες δραστηριότητες αλλά και την ευστάθεια της ίδιας της κατασκευής.

Επιπρόσθετα, κατάντη της κατασκευής του υφάλου παρατηρείται η δημιουργία περιοχής στροβιλισμού της ροής η οποία εγκυμονεί τον κίνδυνο της υποσκαφής του πυθμένα στον κατάντη πόδα της θωράκισης του κυματοθραύστη (Garcia *et. al.* 2004, Metallinos *et al.* 2014). Παρόμοιες συνθήκες πιθανής αστοχίας ισχύουν και στην κορυφή του ανάντη πρανούς του κυματοθραύστη. Πρόκειται για τη ζώνη εισόδου του ρευστού στην κατασκευή και ο κίνδυνος εστιάζεται στην περιοχή όπου παρουσιάζεται η αιχμή της εισερχόμενης παροχής (Σχήμα 2.8).



Σχήμα 2.8 Στροβιλισμός ροής ανάντη και κατάντη Υ.Κ. όπως προέκυψε από υπολογιστική προσομοίωση των Garcia *et al.* (2004).

2.4 Οι Ύφαλοι Κυματοθραύστες ως Τεχνητοί Οικοτόποι

Η αστικοποίηση της παράκτιας ζώνης έχει ως αποτέλεσμα τις τελευταίες δεκαετίες να πραγματοποιούνται πληθώρα ακτομηχανικών έργων με κύριο στόχο τον έλεγχο της διάβρωσης των ακτών με παράπλευρη όμως απώλεια την αισθητική υποβάθμιση και ρύπανση των υδάτων, την καταστροφή των παράκτιων οικοτόπων και τη μείωση των διαθέσιμων αλιευτικών πόρων. Προκειμένου να αντισταθμιστεί η αρνητική αυτή κατάσταση, θαλάσσιοι βιολόγοι ξεκίνησαν να κατασκευάζουν τεχνητούς υφάλους (reef balls) τοποθετώντας τους στη συνέχεια στη θάλασσα, συνήθως σε σχετικά μεγάλα βάθη >20 m, με σκοπό να υποκαταστήσουν κατά ένα τρόπο τα χαρακτηριστικά ενός φυσικού υφάλου (Jensen, 1997). Πρωταρχικός σκοπός των ως άνω τεχνητών υφάλων είναι να προσελκύσουν τους οργανισμούς, να αυξήσουν την βιοποικιλότητα και να αποκαταστήσουν τους τοπικούς οικοτόπους.

Οι τεχνητοί αυτοί ύφαλοι έχουν πλέον χρησιμοποιηθεί σε πολλές περιοχές σε ολόκληρο τον κόσμο, με τις Η.Π.Α. και την Ιαπωνία να διαδραματίζουν πρωταγωνιστικό ρόλο στα συστήματα διαχείρισης των παράκτιων αυτών έργων με στόχο την αύξηση των μηχανισμών τροφοληψίας και την κατ'επέκταση αύξηση των διαθέσιμης βιοποικιλότητας. Τέτοιου είδους ύφαλες δομές έχουν αναπτυχθεί επίσης, σε μικρότερο βαθμό σε ορισμένες Ευρωπαϊκές χώρες όπως π.χ η Ιταλία. Μελέτες έχουν πραγματοποιηθεί σήμερα από θαλάσσιους επιστήμονες προκειμένου να καταγραφούν οι οργανισμοί που διαβιούν στις παράκτιες κατασκευές και να εντοπιστούν τυχόν διαφορές με τις βιοκοινωνίες σε παρακείμενους φυσικούς οικοτόπους σε ολόκληρο τον κόσμο. Τέτοιες σχετικές έρευνες

έχουν πραγματοποιηθεί στο Λιμένα του Σίδνεϊ (Connel and Glasby 1999 και Charman and Bulleri 2003), στο Σαν Ντιέγκο της Καλιφόρνια των Η.Π.Α. (Davis *et al.*, 2002), σε μαρίνες στη ΒΔ ακτή της Ιταλίας (Bulleri and Charman 2004) καθώς και σε έργα προστασίας ακτών κάθετα ή παράλληλα στην ακτογραμμή κατά μήκος της ακτής της Περιφέρειας Emilia Romagna της Ιταλίας (Bacchiocchi and Airoidi 2003).

Παρότι έχει πραγματοποιηθεί πλήθος μελετών που αφορούν στο σχεδιασμό έργων ακτομηχανικής, λιγοστές είναι αυτές που περιλαμβάνουν και περιβαλλοντικούς όρους. Παρά το γεγονός αυτό, συμπεράσματα έχουν εξαχθεί για τους παράγοντες που έχουν να κάνουν με τις παράκτιες κατασκευές και επηρεάζουν τα θαλάσσια οικοσυστήματα. Τέτοιοι είναι:

- Ο προσανατολισμός του υποστρώματος. Οι παράκτιες κατασκευές αποτελούνται από κάθετες επιφάνειες με σχετικά μεγάλες κλίσεις σε αντίθεση με τις φυσικές ακτές, μειώνοντας έτσι τη διαθέσιμη επιφάνεια εποίκησης.
- Η διαφορετική υδροδυναμική. Η περισσότερο αντιπροσωπευτική παράμετρος εξ αυτών που διαμορφώνουν τις κατάλληλες συνθήκες για τη διαβίωση θαλάσσιων οργανισμών στις βυθισμένες κατασκευές, θεωρείται η επικρατούσα τιμή αλλά και οι μεταβολές της μέγιστης ταχύτητας των ρευστών σωματιδίων.
- Η αυξημένη τύρβη. Σε σχετικά υψηλά επίπεδα τύρβης λαμβάνει χώρα παραμόρφωση των μηχανισμών τροφοληψίας με αποτέλεσμα την μείωση της ενεργής επιφάνειας σύλληψης.

Οι υδροδυναμικές επιδράσεις με κυρίαρχες τις τροχιακές ταχύτητες των ρευστών σωματιδίων του νερού καθώς και οι ασκούμενες δυνάμεις λόγω των κυματισμών θεωρούνται ως οι πιο σημαντικοί μηχανισμοί διαταραχής των παράκτιων θαλάσσιων οργανισμών (Siddon and Witman 2003, Hammond and Griffiths 2004). Η κίνηση του θαλασσινού νερού έχει ως αποτέλεσμα την άσκηση σημαντικών υδροδυναμικών φορτίσεων στους οργανισμούς που διαβιούν στις ζώνες αυτές. (Denny 1999, Hunt and Scheibling 2001). Επιπλέον, έχει παρατηρηθεί πως ακόμα και η ισχυρότερη προσκόλληση των οργανισμών πάνω στα βράχια έχει μικρή αποτελεσματικότητα στα ισχυρά κυματικά φαινόμενα. Κατά πόσον ένας πληθυσμός περιορίζεται από τις υδροδυναμικές συνθήκες εξαρτάται τόσο από τη δυνατότητα να προσκολληθεί στο υπόστρωμα όσο και από το μέγεθος και τη συχνότητα των κυματικών φορτίσεων που επιδρούν στον οργανισμό (Alfaro and Carpenter 1999).

Πολλές έρευνες έχουν καταλήξει στο συμπέρασμα πως υπάρχει μια τάση για τους οργανισμούς, ότι ο ρυθμός σύλληψης της τροφής ή ο ρυθμός ανάπτυξης συναρτήσει της ταχύτητας ροής είναι χαμηλός για μικρές και μεγάλες ταχύτητες ροής, αλλά υπάρχει μία ενδιάμεση ζώνη τιμών όπου εμφανίζεται ένα μέγιστο τροφοληψίας και αύξησης (Eckman and Duggins 1993). Οι φυσικές δυνάμεις και ο υδροδυναμισμός που επικρατούν είναι ευρέως αποδεκτό στην περιβαλλοντική κοινότητα πως επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό το μέγεθος, το σχήμα και την κατανομή πολλών ειδών στο παράκτιο οικοσύστημα. Γενικότερα, το κάθε είδος δύναται να επιζήσει κάτω από ένα συγκεκριμένο εύρος υδροδυναμικών χαρακτηριστικών.

Ως εκ τούτου, ζητούμενο το τελευταίων χρόνων αποτελεί η συνεργασία των παράκτιων μηχανικών και των θαλάσσιων επιστημόνων, προκειμένου τα έργα προστασίας ακτής να αποκτήσουν οικολογικό χαρακτήρα (Jensen *et al.*, 1998). Η διεπιστημονικότητα αυτή έχει στόχο την πρόβλεψη των στοιχείων της κατασκευής που θα συντελέσουν στην ανάπτυξη των βιοκοινωνιών σε αυτές με επιθυμητό αποτέλεσμα τη συμβολή τους στον περιορισμό συγκεκριμένων ανθρωπογενών δραστηριοτήτων που έχουν αρνητικές επιδράσεις στα παράκτια οικοσυστήματα (ρύπανση λόγω λιμναζόντων νερών και αισθητική υποβάθμιση).

Προς αυτή τη κατεύθυνση ιδιαίτερα χρήσιμη είναι η έρευνα των Kontaxi and Memos (2005) που μελέτησαν το κατά πόσο ένα ύφαλος κυματοθραύστης 2 στρώσεων κατασκευασμένος από φυσικούς ογκολίθους μπορεί να αποτελέσει τεχνητό οικότοπο για κάποιους χαρακτηριστικούς οργανισμούς, που συναντώνται συχνά στην παράκτια ζώνη της Μεσογείου. Στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 2.1) δίδονται τέσσερις συνήθεις οργανισμοί που κατοικούν σε ελληνικές θάλασσες όπως αυτοί μελετήθηκαν ως προς τη δυνατότητα διαβίωσής τους στο κυματικό καθεστώς που αναπτύσσεται γύρω από τον Υ.Κ.

Πίνακας 2.1 Όρια αντίστασης ασπονδύλων στο κυματικό καθεστώς (πηγή: Kontaxi and Memos 2005).

Ασπόνδυλα	Υδροδυναμικές συνθήκες
Κοχύλια: <i>Balanus crenatus</i>	$u < 0.08$ m/s
Αχινός: <i>Strongylocentrotus nudus</i>	Τροφοληψία: $u < 0.40$ m/s Μετακίνηση: $u < 0.80$ m/s
Μύδι: <i>Mytilus galloprovincialis</i>	Υδροδυναμική Φόρτιση: $8 \cdot 10^3 - 16 \cdot 10^3$ Nt/m ²
Γαστερόποδα: <i>Astraea undosa</i>	Μετατόπιση: $u_{max} = 3.48$ m/s
Αστερίας: <i>Asterias forbesi</i>	Μετατόπιση: 7.5 m/s $< u < 9.9$ m/s

Σύμφωνα με τον παραπάνω πίνακα, παρατηρούμε ότι π.χ. στο Μύδι (*Mytilus galloprovincialis*) η ανάπτυξή του ελέγχεται κυρίως από την ένταση της κυματικής δράσης, με βέλτιστη τιμή $8 \cdot 10^3 - 16 \cdot 10^3$ Nt/m². Για τον αχινό (*Strongylocentrotus nudus*) η μέγιστη

ταχύτητα ροής στην οποία είναι ικανός να τραφεί δύναται να φτάσει τα 0.40 m/s ενώ από 0.80 m/s και πάνω αποκολλάται από την επιφάνεια του υποστρώματος το οποίο έχει εποικήσει.

Τα γενικότερα αποτελέσματα της έρευνας αυτής έδειξαν ότι είναι δυνατόν τα τεχνικά έργα που έχουν ως στόχο την προστασία της παράκτιας ζώνης από διάβρωση, να διαμορφώσουν υπό προϋποθέσεις συνθήκες κατάλληλες για τη διαβίωση θαλάσσιων οργανισμών σε αυτά. Η πιο αντιπροσωπευτική παράμετρος μέσω της οποίας δύναται να καθοριστεί τι είδος μπορεί να αναπτυχθεί στο εσωτερικό των ύφαλων κυματοθραυστών θεωρείται η επικρατούσα τιμή της μέγιστης τροχιακής ταχύτητας των υγρών μορίων.

Με βάση το μέγεθος των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων, αλλά και των υδροδυναμικών πιέσεων σε αρκετές περιπτώσεις παράκτιων ειδών, διαπιστώθηκε πως όσο το βάθος της θαλάσσιας περιοχής μειώνεται και όσο μικρότερη είναι η απόσταση της στέψης του κυματοθραύστη από τη Μ.Σ.Θ. οι συνθήκες διαβίωσης των θαλάσσιων οργανισμών τόσο στην προσήνεμη όσο και στην υπήνεμη πλευρά του κυματοθραύστη είναι περισσότερο κατάλληλες σε συνδυασμό πάντα με ένα αξιόλογο πορώδες. Γενικότερα, οι θαλάσσιοι οργανισμοί με ή χωρίς τη δυνατότητα μετακίνησης, επιλέγουν περιοχές με μέτριας έντασης υδροδυναμικό καθεστώς και τα νερά να μην χαρακτηρίζονται στάσιμα, πράγματα που ισχύουν για την πλειονότητα των οργανισμών που διαβιούν στο παράκτιο περιβάλλον.

Οικολογικές παράμετροι, ενίσχυση του τοπικού ενδιαιτήματος, αισθητικές παράμετροι, υποβάθμιση παράκτιου τοπίου, θαλάσσια ρύπανση, μέσω της ανακυκλοφορίας του νερού, καθώς και περιορισμός των ακτών από περαιτέρω διάβρωση είναι παράμετροι που καθίστανται πλέον επιτακτικοί να συνεκτιμώνται με όφελος το θαλάσσιο περιβάλλον και κατ' επέκταση τον άνθρωπο.

3. Αριθμητικά Μοντέλα Διάδοσης Κυματισμών τύπου Boussinesq

3.1 Εισαγωγή στα Μοντέλα τύπου Boussinesq

Η διάδοση των κυματισμών από τα βαθιά ύδατα σε ένα παράκτιο χώρο τυχαίας βαθυμετρίας με παρουσία τεχνικών έργων και στερεών ορίων της ακτής, είναι μια πολύπλοκη διαδικασία με διάφορα φαινόμενα να λαμβάνουν χώρα. Φαινόμενα όπως η ρήχωση, η διάθλαση, η περίθλαση, η ανάκλαση, η θραύση, η τριβή στον πυθμένα και η αναρρίχηση στην ακτή, έχουν ως αποτέλεσμα τον έντονο μετασχηματισμό των κυμάτων, ενώ δύνανται προκαταρκτικά να προσεγγιστούν με απλές ποσοτικές μεθόδους χωρίς όμως μεγάλη ακρίβεια. Ωστόσο, η ακριβής προσομοίωση της διάδοσης των κυματισμών στα ρηχά ύδατα είναι απαραίτητη για την ακριβή περιγραφή των ως άνω φαινομένων με στόχο τον σωστό σχεδιασμό των θαλάσσιων κατασκευών και την μετέπειτα ορθή πρόβλεψη της μεταβολής της ακτογραμμής.

Έτσι, τα τελευταία χρόνια ένας από τους πιο αποδοτικούς τρόπους προσομοίωσης των φαινομένων αυτών, είναι τα μοντέλα διάδοσης κυματισμών που βασίζονται στην επίλυση των διαφορικών εξισώσεων τύπου Boussinesq. Οι εξισώσεις αυτές προκύπτουν από την ολοκλήρωση κατά βάθος των σχέσεων Euler (ορμής) με την παραδοχή αστρόβιλης ροής και σε πρώτο στάδιο σχετικά μακρών κυματισμών. Οι εξαρτημένες μεταβλητές που υπεισέρχονται στις εξισώσεις αυτές είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και η οριζόντια ταχύτητα του ρευστού, υπό μορφή μερικών παραγώγων διαφόρων τάξεων. Η βάση των γνωστών μοντέλων τύπου Boussinesq είναι η μορφή που έδωσε ο Peregrine (1967, 1972) και μετέπειτα τα μοντέλα αυτά επεκτάθηκαν βαθμιαία τόσο για μη γραμμικούς όσο και για διασπειρόμενους κυματισμούς. Δύο σημαντικές αδιάστατες παράμετροι που ποσοτικοποιούν τις ιδιότητες αυτές είναι η $\varepsilon = \frac{H}{d}$ (ύψος κύματος προς βάθος) και εκφράζει τη μη γραμμικότητα (non-linearity) και η $\mu^2 = \left(\frac{d}{L}\right)^2$ (το τετράγωνο του λόγου του βάθους προς το μήκος κύματος) και εκφράζει τη διασπορά συχνοτήτων (frequency dispersion).

Από υπολογιστικής άποψης τα μοντέλα τύπου Boussinesq θεωρούνται αποδοτικότερα όσον αφορά τον υπολογιστικό χρόνο της προσομοίωσης σε σύγκριση με τις πλήρεις εξισώσεις Navier-Stokes αλλά και πιο ακριβή σε σύγκριση με άλλα όπως π.χ. των μοντέλων που βασίζονται στις εξισώσεις ρηχών υδάτων. Εκμεταλλευόμενοι τα πλεονεκτήματα αυτά, τις τελευταίες δεκαετίες, αρκετοί ερευνητές έχουν πραγματοποιήσει την υπέρβαση των αρχικών μειονεκτημάτων, που αφορούσαν τόσο την μεταβαλλόμενη βαθυμετρία όσο και

την παραδοχή μικρών τιμών των παραμέτρων ε και σ^2 , με σκοπό να βελτιώσουν τα χαρακτηριστικά (γραμμικής) διασποράς και μη γραμμικότητας και να διευρύνουν περαιτέρω το πεδίο εφαρμογής των μοντέλων τύπου Boussinesq.

Γενικότερα, στην σχετική βιβλιογραφία, η μορφή των εξισώσεων Boussinesq δεν είναι συγκεκριμένη και απαντώνται διαφορετικές εκδοχές των εξισώσεων, οι οποίες συνιστούν το αποτέλεσμα μιας μακρόχρονης εξελικτικής διαδικασίας. Οι διαφορές τους σχετίζονται κυρίως με την διαφορετική επιλογή/θεώρηση της οριζόντιας ταχύτητας και τους διαφορετικούς όρους ανώτερης τάξης που διατηρούνται κατά την κατάστρωση των εξισώσεων. Οι κυριότερες περιπτώσεις ως προς την επιλογή της οριζόντιας ταχύτητας που δύναται να χρησιμοποιηθεί είναι:

- Η μέση στο βάθος ταχύτητα (depth-averaged velocity)
- Η ταχύτητα στη Σ.Η.Υ. (velocity at still water level)
- Η ταχύτητα σε τυχαίο βάθος (velocity at an arbitrary depth)
- Η ταχύτητα στον πυθμένα (bottom velocity)

3.2 Συνοπτική Περιγραφή της Εξέλιξης των Μοντέλων τύπου Boussinesq

Η διάδοση των κυματισμών σε νερά σταθερού βάθους μελετήθηκε για πρώτη φορά από τον Boussinesq (1872) που παρουσίασε ένα σύστημα εξισώσεων με ισχύ σε μία οριζόντια διάσταση. Οι Mei and Le Méhauté (1966) επέκτειναν τις εξισώσεις αυτές στην περίπτωση κεκλιμένου πυθμένα. Η σταθερή και αυστηρή μαθηματική λύση που έδωσαν βασίστηκε στην υπόθεση ότι οι χωρικές παράγωγοι του βάθους που αντιστοιχεί στη Σ.Η.Υ. είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με το λόγο του βάθους προς το μήκος κύματος. Οι εξισώσεις αυτές περιγράφουν την ανάπτυξη σχετικά μακρών κυματισμών, ελαφρά μη γραμμικών σε νερά μεταβαλλόμενου βάθους. Παρόμοιο σύστημα εξισώσεων παρουσιάστηκε από τον Peregrine (1967, 1972), ο οποίος παρουσίασε μια επέκταση των εξισώσεων Boussinesq για σχετικά μακρούς κυματισμούς σε νερά μεταβαλλόμενου βάθους, ολοκληρώνοντας την εξίσωση συνέχειας και τις εξισώσεις Euler σε δύο οριζόντιες διαστάσεις, χρησιμοποιώντας μια τεχνική αναπτυγμάτων η οποία πρωτοεμφανίστηκε από τον Keller (1948). Οι εξισώσεις αυτές ισχύουν για μικρού εύρους κυματισμούς και βασίζονται στην παραδοχή ότι οι παράμετροι ε και σ^2 είναι μικρές ($O(\varepsilon) \ll 1$ και $O(\sigma^2) \ll 1$) και της ίδιας τάξης ($\varepsilon = O(\sigma^2)$).

Οι εξισώσεις του Peregrine αποτέλεσαν το πρότυπο για μια σειρά από μεταγενέστερες εργασίες και γι' αυτό χαρακτηρίζονται ως "κλασικές" εξισώσεις Boussinesq και έχουν τη μορφή:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d + \zeta)\mathbf{u}] = 0 \quad (3.1)$$

$$\mathbf{u}_t + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} + g\nabla\zeta = \frac{d}{2}\nabla[\nabla(d\mathbf{u}_t)] - \frac{d^2}{6}\nabla(\nabla\mathbf{u}_t) \quad (3.2)$$

όπου, ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, $\mathbf{u} = (U, V)$ είναι το διάνυσμα της μέσης κατά βάθος οριζόντιας ταχύτητας, $d = (x, y)$ είναι το μεταβαλλόμενο βάθος μετρούμενο από τη στάθμη ηρεμίας, $\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ είναι ο οριζόντιος τελεστής βαθμίδας και ο δείκτης t υποδηλώνει τη χρονική παραγωγή.

Στα βαθιά νερά η παράμετρος σ^2 γίνεται σημαντική και συνεπώς οι εξισώσεις Boussinesq δεν έχουν ισχύ. Στην περίπτωση γραμμικών κυματισμών ($O(\varepsilon)=0$) η σχέση διασποράς που προκύπτει από τις παραπάνω εξισώσεις είναι:

$$\omega^2 = gdk^2 \frac{1}{1 + \frac{1}{3}(kd)^2} \quad (3.3)$$

Η παραπάνω εξίσωση συμπίπτει με την ακριβή αναλυτική έκφραση της γραμμικής θεωρίας (Airy ή Stokes 1^{ης} τάξης) για μικρές τιμές του kd . Μεγαλύτερες τιμές του kd αποκλίνουν σημαντικά από την ακριβή γραμμική λύση. Έτσι, σε πρακτικές εφαρμογές, τίθενται σημαντικοί περιορισμοί ως προς το βάθος, αφού οι κλασικές εξισώσεις του Peregrine (1967, 1972) έχουν εφαρμογή μόνο σε περιπτώσεις ρηχών υδάτων.

Ως εκ τούτου, αρκετοί ερευνητές προχώρησαν στη διατύπωση νέων μορφών των εξισώσεων Boussinesq, περιλαμβάνοντας βελτιωμένα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς επεκτείνοντας το πεδίο εφαρμογής των εν λόγω μοντέλων σε ενδιάμεσα και βαθιά ύδατα. Οι κυριότερες εργασίες που έχουν πραγματοποιηθεί τις τελευταίες δεκαετίες, επικεντρωμένες στην βελτίωση των χαρακτηριστικών διασποράς είναι με χρονολογική σειρά:

- Madsen *et al.* (1991)
- Madsen and Sørensen (1992)
- Nwogu (1993)
- Beji and Battjes (1994)
- Wei and Kirby (1995)
- Schäffer and Madsen (1995)

- Wei *et al.* (1995)
- Beji and Nadaoka (1996)
- Madsen and Schäffer (1998)
- Tsutsui *et al.* (1998)
- Karambas (1999)
- Zou (1999)
- Karambas and Koutitas (2002)
- Karambas and Memos (2009)

Σύντομη αναφορά σε ορισμένες από τις παραπάνω εργασίες γίνεται στις επόμενες παραγράφους. Να σημειωθεί πως στην πλειονότητα των ως άνω εργασιών, η τεχνική της βελτίωσης συνίσταται στην εισαγωγή στην εξίσωση ορμής πρόσθετων όρων που σχετίζονται με τη σχέση διασποράς της γραμμικής θεωρίας, που έχει τη μορφή (Witting 1984):

$$\frac{c^2}{gd} = \frac{1 + \frac{1}{15}(kd)^2}{1 + \frac{2}{5}(kd)^2} \quad (3.4)$$

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d + \zeta)\mathbf{u}_a] + \nabla \cdot \left\{ \left(\frac{z_a^2}{2} - \frac{d^2}{6} \right) d\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_a) + \left(z_a + \frac{d}{2} \right) d\nabla[\nabla \cdot (d\mathbf{u}_a)] \right\} = 0 \quad (3.5)$$

Μοντέλο τύπου Boussinesq των Madsen *et al.* (1991)

Στην εργασία αυτή, παρουσιάστηκε μια καινούργια μορφή των εξισώσεων Boussinesq με στόχο τη βελτίωση των χαρακτηριστικών διασποράς, ικανή να προσομοιάσει σύνθετους κυματισμούς σε δύο διαστάσεις. Στα βαθιά νερά το μοντέλο αυτό των Madsen *et al.* (1991) δίνει ταχύτητες φάσης που συμφωνούν με την θεωρία Stokes ενώ στα ρηχά συγκλίνει προς τις κλασικές εξισώσεις Boussinesq, επεκτείνοντας με αυτό τον τρόπο την εφαρμοσιμότητά του.

Για το μοντέλο αυτό οι ερευνητές πρότειναν τη σχέση γραμμικής διασποράς:

$$\frac{c^2}{gd} = \frac{1 + Bk^2d^2}{1 + \left(B + \frac{1}{3}\right)k^2d^2} \quad (3.6)$$

όπου η παράμετρος B διαφοροποιείται ως προς την επιλογή της οριζόντιας ταχύτητας που χρησιμοποιείται:

- $B=0$, χρησιμοποιώντας την μέση στο βάθος ταχύτητα.
- $B=-1/3$, χρησιμοποιώντας την ταχύτητα στη Σ.Η.Υ. (Svendsen 1974)
- $B=1/15$, χρησιμοποιώντας την προσέγγιση του Padé (Witting 1984)
- $B=1/6$, χρησιμοποιώντας την ταχύτητα στον πυθμένα (Svendsen 1974 και Witting 1984)

Σύμφωνα με τους Madsen *et al.* (1991) προκύπτει πως αν το σφάλμα περιοριστεί σε ένα αποδεκτό επίπεδο κάτω του 5%, οι κλασικές εξισώσεις Boussinesq είναι ικανοποιητικές για $\frac{d}{L_0} < 0.22$, ενώ με τη προσέγγιση Padé του Witting (1984) ($B=1/15$) ο περιορισμός του βάθους γίνεται $\frac{d}{L_0} < 0.5$. Αντίστοιχα συμπεράσματα παρουσιάζουν για την ταχύτητα ομάδας c_g .

Οι συγγραφείς προσπάθησαν να επεκτείνουν τα παραπάνω όρια, έχοντας ως βάση την κλασική μορφή των εξισώσεων Boussinesq που επιλύθηκαν από τους Abbott *et al.* (1984).

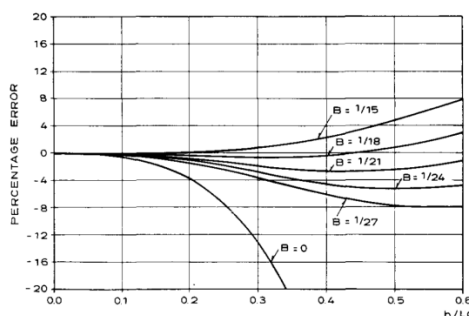
Οι νέες εξισώσεις είναι της μορφής:

$$S_t + P_x + Q_y = 0 \quad (3.7)$$

$$P_t + \left(\frac{P^2}{d}\right)_x + \left(\frac{PQ}{d}\right)_y + gdS_x - \left(B + \frac{1}{3}\right)h^2(P_{xxt} + Q_{xyt}) - Bgh^3(S_{xxx} + S_{xyy}) = 0 \quad (3.8)$$

$$Q_t + \left(\frac{Q^2}{d}\right)_y + \left(\frac{PQ}{d}\right)_x + gdS_y - \left(B + \frac{1}{3}\right)h^2(Q_{yyt} + P_{xyt}) - Bgh^3(S_{yyy} + S_{yxx}) = 0 \quad (3.9)$$

όπου d είναι το συνολικό βάθος νερού, h είναι το βάθος νερού έως τη Σ.Η.Υ., S είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και P , Q είναι οι ολοκληρωμένες στο βάθος οριζόντιες συνιστώσες της ταχύτητας κατά x και y αντίστοιχα. Οι τιμές του συντελεστή B δεν περιορίζονται στις προαναφερθείσες αλλά αντίθετα μπορούν να προσδιοριστούν μέσω της ελαχιστοποίησης του σφάλματος της φασικής ταχύτητας σε σχέση με τη γραμμική θεωρία Stokes όπως φαίνεται στο παρακάτω.



Σχήμα 3.1 Ποσοστιαίο λάθος ταχύτητας φάσης $100(c - c_{STOKES})/c_{STOKES}$, όπου η ταχύτητα c υπολογίζεται από την Εξ. (3.6) (πηγή: madsen *et al.*, 1991).

Μοντέλο τύπου Boussinesq του Nwogu (1993)

Οι εξισώσεις Boussinesq του Nwogu (1993) προκύπτουν με συνεχή διαφόριση της εξίσωσης συνέχειας και των εξισώσεων κίνησης του Euler. Στην κατάστρωση των εξισώσεων χρησιμοποιείται σαν εξαρτημένη μεταβλητή η οριζόντια ταχύτητα σε ένα τυχαίο βάθος z_a . Το βάθος στο οποίο λαμβάνεται η ταχύτητα, καθορίζεται στη συνέχεια από την προκύπτουσα σχέση διασποράς σε σύγκριση με τη σχέση διασποράς της γραμμικής θεωρίας. Με αυτό τον τρόπο, οι εξισώσεις περιγράφουν καλύτερα τη διάδοση των κυματισμών σε νερά μεγαλύτερου βάθους σε σχέση με τις κλασικές εξισώσεις Boussinesq. Οι εξισώσεις του Nwogu (1993) γράφονται:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d + \zeta)\mathbf{u}_a] + \nabla \cdot \left\{ \left(\frac{z_a^2}{2} - \frac{d^2}{6} \right) d\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_a) + \left(z_a + \frac{d}{2} \right) d\nabla[\nabla \cdot (d\mathbf{u}_a)] \right\} = 0 \quad (3.10)$$

$$\mathbf{u}_{at} + (\mathbf{u}_a \cdot \nabla)\mathbf{u}_a + g\nabla\zeta + z_a \left\{ \frac{z_a}{2} \nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_{at}) + \nabla[\nabla \cdot (d\mathbf{u}_{at})] \right\} = 0 \quad (3.11)$$

όπου ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, $\mathbf{u}_a = (u_a, v_a)$ είναι το διάνυσμα των οριζοντίων συνιστωσών της ταχύτητας κατά x και y αντίστοιχα σε ένα τυχαίο βάθος z_a και d είναι το συνολικό βάθος νερού.

Οι παραπάνω εξισώσεις εκφράζουν την εξίσωση συνέχειας (διατήρησης μάζας) και ορμής αντίστοιχα. Στην εξίσωση συνέχειας έχει εισαχθεί ένας επιπλέον όρος διασποράς με αποτέλεσμα τα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς να διαφοροποιούνται σημαντικά από τις κλασικές εξισώσεις του Peregrine (1967) ειδικά στα ενδιάμεσα ύδατα ($0.3 < kd < 3$).

Το ως άνω σύστημα εξισώσεων επιλύθηκε αριθμητικά μέσα του προσεγγιστικού σχήματος Crank-Nicolson. Ωστόσο, οι Wei and Kirby (1995) επέλυσαν τις ίδιες εξισώσεις με το Adams – Bashforth – Moulton αριθμητικό σχήμα, προσέγγιση που χρησιμοποιήθηκε στη συνέχεια από πολλούς ερευνητές λόγω της ακρίβειας που προσέφερε εν συγκρίσει με άλλα αριθμητικά σχήματα επίλυσης.

Μοντέλο τύπου Boussinesq του Ζου (1999)

Ο Ζου (1999) έχοντας ως βάση τις εξισώσεις του Mei (1989), παρουσίασε ένα καινούριο σύστημα εξισώσεων Boussinesq τρίτης τάξεως ακρίβειας, εκφράζοντας τις χωρικές παραγώγους τετάρτης τάξεως με παραγώγους δεύτερης τάξεως. Οι εξισώσεις ανταποκρίνονται σε οριζόντιο πυθμένα αλλά και σε μεταβαλλόμενο βάθος με την υπόθεση ήπιας κλίσης. Τα χαρακτηριστικά της διασποράς είναι ακριβή μέχρι και $O(\sigma^4)$ και η μη

γραμμικότητα ως $O(\sigma^2)$ με αποτέλεσμα η ακρίβεια των αποτελεσμάτων να είναι ανώτερη από αυτή των κλασικών εξισώσεων Boussinesq, δίνοντας λάθη στην ταχύτητας φάσης $< 5\%$ για ένα εύρος του λόγου $0 < d/L_0 < 0.5$.

Για την περίπτωση οριζόντιου πυθμένα οι εξισώσεις συνέχειας και ορμής του Zou (1999) έχουν τη μορφή:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d+z)\mathbf{U}] = 0 \quad (3.12)$$

$$\mathbf{U}_t + (\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} + g\nabla\zeta + \mathbf{G} = \frac{1}{3}(d+\zeta)^2\nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}_t) + \frac{1}{15}d^2\nabla[\nabla \cdot (\mathbf{U}_t + g\nabla\zeta)] \quad (3.13)$$

και

$$\mathbf{G} = \frac{1}{3}\nabla \left\{ d^2 \left[(\nabla \cdot \mathbf{U})^2 - \mathbf{U} \cdot \nabla^2 \mathbf{U} - \frac{1}{10} \nabla^2 (\mathbf{U} \cdot \mathbf{U}) \right] \right\} - d \cdot \nabla \zeta \cdot (\nabla \cdot \mathbf{U}) \quad (3.14)$$

Για την περίπτωση πυθμένα μεταβαλλόμενου βάθους με την υπόθεση ήπιας κλίσης οι εξισώσεις συνέχειας και ορμής του Zou (1999) έχουν τη μορφή:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d+z)\mathbf{U}] = 0 \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_t + (\mathbf{U} \cdot \nabla)\mathbf{U} + g\nabla\zeta + \mathbf{F} = & \frac{1}{2}(d+\zeta)\nabla[\nabla \cdot (d \cdot \mathbf{U}_t)] - \frac{1}{6}(d+\zeta)^2\nabla(\nabla \cdot \mathbf{U}_t) \\ & + \frac{1}{15}d^2\nabla[\nabla \cdot (\mathbf{U}_t + g\nabla\zeta)] \end{aligned} \quad (3.16)$$

Και

$$\begin{aligned} \mathbf{F} = & \frac{1}{3}\nabla \left\{ d^2 \left[(\nabla \cdot \mathbf{U})^2 - \mathbf{U} \cdot \nabla^2 \mathbf{U} - \frac{1}{10} \nabla^2 (\mathbf{U} \cdot \mathbf{U}) \right] \right\} - d \cdot \nabla \zeta \cdot (\nabla \cdot \mathbf{U}) \\ & - \frac{1}{2}\zeta\nabla[\nabla \cdot (d \cdot \mathbf{U}_t)] \end{aligned} \quad (3.17)$$

όπου, ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, $\mathbf{U} = (U, V)$ είναι οι μέσες στο βάθος οριζόντιες συνιστώσες των ταχυτήτων κατά x και y αντίστοιχα και d είναι το συνολικό βάθος νερού.

Μοντέλο τύπου Boussinesq των Karambas and Memos (2009)

Οι Karambas and Memos (2009) παρουσίασαν ένα εξελιγμένο μοντέλο τύπου Boussinesq, με εξισώσεις παρόμοιες με αυτό των Tsutsui *et al.* (1998), ικανό να περιγράψει τη διάδοση πλήρως διασπειρόμενων και ελαφρά μη γραμμικών μονοχρωματικών και σύνθετων

κυματισμών σε οποιοδήποτε βάθος νερού σε μία (1D) ή δύο (2D) οριζόντιες διευθύνσεις. Το σημαντικότερο πλεονέκτημα αυτού του μοντέλου, είναι ο μικρός αριθμός όρων και παραγώγων υψηλής τάξης που υπεισέρχονται στις εξισώσεις συνέχειας και ορμής μειώνοντας έτσι σημαντικά τον απαιτούμενο υπολογιστικό χρόνο προσομοίωσης χωρίς ταυτόχρονα να μειώνεται η ακρίβεια της περιγραφής της διασποράς των κυματισμών.

Οι εξισώσεις των Karambas and Memos (2009) σε μία οριζόντια διάσταση (1D) γράφονται:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial [(d+z)U]}{\partial x} = 0 \quad (3.18)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} + \frac{g}{\pi d} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial}{\partial x} [\zeta(x-\xi, t) - \zeta(x, t)] \ln \tanh \left(\frac{\pi |\xi|}{4d} \right) d\xi \quad (3.19)$$

Και σε δύο οριζόντιες διαστάσεις (2D):

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial [(d+z)U]}{\partial x} + \frac{\partial [(d+z)V]}{\partial y} = 0 \quad (3.20)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + V \frac{\partial U}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\partial \zeta}{\partial x} (x-\xi_1, y-\xi_2, t) - \frac{\partial \zeta}{\partial x_1} \right] K(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \quad (3.21)$$

$$\frac{\partial V}{\partial t} + U \frac{\partial V}{\partial x} + V \frac{\partial V}{\partial y} = -g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{\partial \zeta}{\partial y} (x-\xi_1, y-\xi_2, t) - \frac{\partial \zeta}{\partial y_1} \right] K(\xi_1, \xi_2) d\xi_1 d\xi_2 \quad (3.22)$$

Το kernel $K(x, y)$ δίνεται από τη σχέση:

$$K(x, y) = \frac{g}{2\pi d^2} \left[\frac{1}{r/d} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n-1}}{\sqrt{n^2 + \frac{(r/d)^2}{4}}} \right] dx dy \quad (3.23)$$

όπου στα ανωτέρω ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, U, V είναι οι μέσες κατά βάθος οριζόντιες ταχύτητες κατά x και y διευθύνσεις αντίστοιχα, d το βάθος νερού και r είναι οι πολικές συντεταγμένες με $r^2 = x^2 + y^2$.

Στις προηγούμενες παραγράφους τα μοντέλα τύπου Boussinesq που παρουσιάστηκαν, αναφέρονταν στην διάδοση ελαφρά μη γραμμικών και ελαφρά διασπειρόμενων κυματισμών ($O(\varepsilon) = O(\sigma^2) \ll 1$). Ωστόσο, πιο πρόσφατες εξελίξεις στον τομέα κινήθηκαν στην κατεύθυνση της αύξησης της τάξης ακρίβειας της διασποράς και μη-γραμμικότητας με σκοπό την επέκταση του πεδίου εφαρμογής σε ενδιάμεσα και βαθιά ύδατα.

Πιο πρόσφατες έρευνες ανέπτυξαν εξισώσεις με όρους ανώτερων τάξεων μη γραμμικότητας και διασποράς που θεωρητικά έχουν εφαρμογή για οποιοδήποτε kd καταργώντας έτσι τον περιορισμό του βάθους. Οι Wei *et al.* (1995) κατέληξαν σε ένα σύστημα εξισώσεων πλήρως μη γραμμικών, δηλαδή διατηρήθηκαν όροι όλων των τάξεων της μη γραμμικής παραμέτρου ε , αλλά οι όροι της διασποράς παρέμειναν της τάξης $O(\sigma^2)$.

Οι εργασίες που επέκτειναν αποτελεσματικά το kd ή αφαίρεσαν κάθε όριο του σχετικού βάθους, που συμβατικά σχετιζόταν με όλες τις προηγούμενες εξισώσεις Boussinesq, είναι αυτές των (με χρονολογική σειρά):

- Wei *et al.* (1995)
- Madsen and Schäffer (1998)
- Agnon *et al.* (1999)
- Gobbi *et al.* (2000)
- Madsen *et al.* (2002,2003)
- Schäffer (2004)
- Bingham and Agnon (2005)
- Lynett (2006)
- Madsen *et al.* (2006)
- Li (2008)
- Shi *et al.* (2011)
- Chondros and Memos (2014)
- Klonaris *et al.* (2016)

Μοντέλο τύπου Boussinesq των Wei *et al.* (1995)

Οι Wei *et al.* (1995) ακολουθώντας την προσέγγιση του Nwogu (1993) κατέστρωσαν ένα πλήρως μη γραμμικό μοντέλο τύπου Boussinesq στο οποίο διατηρούνται όροι $O(\sigma^2)$ και όλων των τάξεων της μη γραμμικής παραμέτρου ε . Οι πλήρως μη γραμμικές εξισώσεις έχουν τη μορφή:

$$\zeta_t + \nabla \cdot \mathbf{M} = 0 \quad (3.24)$$

$$\mathbf{u}_{at} + \varepsilon(\mathbf{u}_a \cdot \nabla)\mathbf{u}_a + \nabla\zeta + \sigma^2\mathbf{V}_1 + \varepsilon\sigma^2\mathbf{V}_2 = O(\sigma^4) \quad (3.25)$$

όπου:

$$M = (d + \varepsilon\zeta) \left\{ u_a + \sigma^2 \left\{ \left(\frac{1}{2}z_a^2 - \frac{1}{6}[d^2 - d\varepsilon\zeta + (\varepsilon\zeta)^2] \right) \nabla(\nabla \cdot u_a) \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \left[z_a + \frac{1}{2}(d - \varepsilon\zeta) \right] \nabla[\nabla \cdot (du_a)] \right\} \right\} + O(\sigma^4) \quad (3.26)$$

$$V_1 = \frac{1}{2}z_a^2 \nabla(\nabla \cdot u_{at}) + z_a \nabla[\nabla \cdot (du_{at})] - \nabla \left[\frac{1}{2}(\varepsilon\zeta)^2 \nabla \cdot u_{at} + \varepsilon\zeta \nabla \cdot (du_{at}) \right] \quad (3.27)$$

$$V_2 = \nabla \left\{ (z_a - \varepsilon\zeta)(u_a \cdot \nabla)[\nabla \cdot (du_a)] + \frac{1}{2}[z_a^2 - (\varepsilon\zeta)^2](u_a \cdot \nabla)(\nabla \cdot u_a) \right. \\ \left. + \frac{1}{2} \nabla \{ [\nabla \cdot (du_a) + \varepsilon\zeta \nabla \cdot u_a]^2 \} \right\} \quad (3.28)$$

Σημειώνεται ότι κατά την ανάπτυξη των παραπάνω εξισώσεων ήρθη η βασική υπόθεση ότι $\varepsilon = O(\sigma^2)$ και επιπλέον οι συγγραφείς για την αριθμητική επίλυση των μη γραμμικών αυτών εξισώσεων πρότειναν τη χρήση ενός ρητού σχήματος πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector).

Μοντέλο τύπου Boussinesq των Madsen and Schäffer (1998)

Οι Madsen and Schäffer (1998) παρήγαγαν ένα σύστημα εξισώσεων τύπου Boussinesq περιγραφής της διασποράς και διάδοσης κυμάτων ανώτερης τάξης, καθώς και μη γραμμικότητας, το οποίο ισχύει για κύματα πάνω από ανομοιόμορφο πυθμένα. Κατέληξαν σε νέες μορφές εξισώσεων Boussinesq ανώτερης τάξης, τις οποίες ανέπτυξαν σε σχέση με τις διάφορες μεταβλητές ταχύτητας. Πιο συγκεκριμένα, χρησιμοποίησαν στις εξισώσεις Boussinesq όρους της οριζόντιας ταχύτητας που αναφέρονται στη Σ.Η.Υ., στη μέση στο βάθος αλλά και σε τυχαίο βάθος νερού. Οι εξισώσεις καταρτίστηκαν με έμφαση στη γραμμική διασπορά, τη ρήχωση και τις μη γραμμικές ιδιότητες για μεγάλους αριθμούς κύματος.

Θεωρώντας πυθμένα ήπιας κλίσης, οι εξισώσεις που προέκυψαν σε δύο διευθύνσεις είναι:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d + \varepsilon\zeta)\mathbf{U}] = 0 \quad (3.29)$$

$$\mathbf{U}_t + \nabla\zeta + \frac{1}{2}\varepsilon\nabla(u^2) + \mu^2(\Lambda_{20}^{II} + \varepsilon\Lambda_{21}^{II} + \varepsilon^2\Lambda_{22}^{II} + \varepsilon^3\Lambda_{23}^{II}) + \mu^4(\Lambda_{40}^{II} + \varepsilon\Lambda_{41}^{II}) \\ + O(\mu^6, \varepsilon^2\mu^4) = 0 \quad (3.30)$$

όπου $\mathbf{U} = (U, V)$ είναι οι μέσες στο βάθος οριζόντιες συνιστώσες των ταχυτήτων κατά x και y , ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, ε είναι η παράμετρος της μη-

γραμμικότητας ($= H/d$, όπου H το ύψος τοπικό ύψος κύματος και d το τοπικό βάθος) και μ η διασπορά συχνοτήτων ($= d/L$, όπου L το τοπικό μήκος κύματος). Οι αναλυτικές εκφράσεις των όρων L^{II} παρουσιάζονται στο άρθρο των Madsen and Schäffer (1998).

Προκειμένου να βελτιωθεί η γραμμική και μη γραμμική διασπορά καθώς και τα χαρακτηριστικά της γραμμικής ρήχωσης, στην παραπάνω εξίσωση ορμής εισήχθησαν τέσσερις παράμετροι ($\alpha_1, \beta_1, \alpha_2, \beta_2$) και εφαρμόστηκαν τρεις διαδοχικές φορές κατάλληλοι γραμμικοί τελεστές. Η εξίσωση ορμής που προκύπτει ως μια εναλλακτική εξίσωση ορμής ανώτερης τάξης είναι:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_t + \nabla \zeta + \frac{1}{2} \varepsilon \nabla (u^2) + \mu^2 (L_{20}^{III} + \varepsilon L_{21}^{III} + \varepsilon^2 L_{22}^{III} + \varepsilon^3 L_{23}^{III}) + \mu^4 (L_{40}^{III} + \varepsilon L_{41}^{III}) \\ + O(\mu^6, \varepsilon^2 \mu^4) = 0 \end{aligned} \quad (3.31)$$

όπου αναλυτικά εκφράσεις των όρων L^{III} παρουσιάζονται στο άρθρο των Madsen and Schäffer (1998).

Το ζεύγος (α_1, β_1) καθορίζει τη σχέση γραμμικής διασποράς, ενώ το ζεύγος (α_2, β_2) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη βελτιστοποίηση της γραμμικής ρήχωσης. Κατά την παραγωγή των εξισώσεων των Madsen and Schäffer (1998) έγινε προσπάθεια βελτιστοποίησης των χαρακτηριστικών γραμμικής διασποράς μέσω της επιλογής του ζεύγους (α_1, β_1) ώστε το αποτέλεσμα να συγκλίνει με το γραμμικό κύμα κατά Stokes:

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2 d} \right)^{Stokes} = \frac{\tanh(kd)}{kd} \quad (3.32)$$

όπου, k είναι ο κυματαριθμός και ω είναι η γωνιακή συχνότητα.

Για τιμές (α_1, β_1) = (1/9, 1/945) η ακρίβεια της γραμμικής διασποράς είναι εξαιρετική για τιμές του kd έως 6, η οποία είναι διπλάσια από το κανονικό όριο των εξισώσεων Boussinesq για τα βαθιά ύδατα ($kd=3$). Με βάση την προσέγγιση των συγγραφέων έγινε επίσης προσπάθεια βελτιστοποίησης των χαρακτηριστικών γραμμικής ρήχωσης επιλέγοντας (α_2, β_2) τέτοια ώστε το αποτέλεσμα να συγκλίνει σε θεωρία Stokes γραμμικής ρήχωσης. Για να το επιτύχουν αυτό, χρησιμοποίησαν την παράμετρο γραμμικής ρήχωσης γ_0 όπως αυτή εισήχθη παλαιότερα από τους Madsen and Sørensen (1992) ως μία άλλη σημαντική παράμετρος μέτρησης της εφαρμοσιμότητας των μοντέλων Boussinesq. Η παράμετρος αυτή είναι συνάρτηση του τοπικού kd και ορίζεται ως:

$$\frac{A_x}{A} = -\frac{d_x}{d} \gamma_0 \quad (3.33)$$

όπου A είναι το τοπικό εύρος κύματος με τον δείκτη να υποδηλώνει την χωρική παράγωγο.

Το αποτέλεσμα κατά Stokes τελικά γράφεται:

$$\gamma_0^{Stokes} = \frac{2(kd) \sinh 2(kd) + 2(kd)^2 [1 - \cosh 2(kd)]}{[2(kd) + \sinh 2(kd)]^2} \quad (3.34)$$

Για τιμές $(\alpha_2, \beta_2) = (0.146488, 0.00798359)$ η ακρίβεια του εν λόγω μοντέλου είναι εξαιρετική έως το $kd=6$ σε συνδυασμό με το προηγούμενο σετ συντελεστών $(\alpha_1=1/9, \beta_1=1/945)$. Στις βασικές εξισώσεις αυτού του μοντέλου βασίστηκε και η εργασία των Chondros and Memos (2014) και παρουσιάζεται αναλυτικά στην §3.4.

Μοντέλο τύπου Boussinesq των Madsen *et al.* (2002,2003)

Στην εργασία τους οι Madsen *et al.* (2002) παρουσίασαν ένα μοντέλο τύπου Boussinesq βελτιώνοντας τόσο τις γραμμικές όσο και τις μη γραμμικές ιδιότητές του, έχοντας ως βάση την προσέγγιση των Agnon *et al.* (1999). Συγκεκριμένα πέτυχαν την ίδια ακρίβεια στις μη γραμμικές και στις γραμμικές ιδιότητες εκφράζοντας επακριβώς τις οριακές συνθήκες ελεύθερης επιφάνειας και πυθμένα συνδυάζοντας τις με μια προσεγγιστική λύση της εξίσωσης Laplace αναπτυσσόμενη σε σειρά.

Το πεδίο ταχυτήτων που προέκυψε εκφράστηκε συναρτήσει της οριζόντιας και κατακόρυφης συνιστώσας της ταχύτητας. Προέκυψε έτσι ένα σύστημα από έξι ζεύγη εξισώσεων με αγνώστους την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, την οριζόντια βαθμίδα του δυναμικού στην ελεύθερη επιφάνεια και τις συνιστώσες (οριζόντιες και κατακόρυφη) της ταχύτητας στην ελεύθερη επιφάνεια και στη στάθμη ηρεμίας.

Οι Madsen *et al.* (2002), επεκτείνοντας την έρευνα των Agnon *et al.* (1999), κατάφεραν να αποδώσουν τα γραμμικά και μη-γραμμικά χαρακτηριστικά του μοντέλου τους έως $kd=40$ και να περιγράψουν επαρκώς το κατακόρυφο προφίλ του δυναμικού μέχρι $kd=12$. Αυτό πραγματοποιήθηκε με ανάπτυξη σε σειρά της εξίσωσης Laplace σε ένα επιλεγμένο ύψος \hat{z} τέτοιο ώστε να μηδενίζεται το σφάλμα της υπολογιζόμενης μέσης καθ' ύψος ταχύτητας σε σχέση με αυτή που προκύπτει από το γραμμικό προφίλ. Πιο συγκεκριμένα, η συγκεκριμένη εργασία παρουσιάστηκε ολοκληρωμένη από τους Madsen *et al.* (2003). Αρχικά η εξίσωση Laplace αναπτύχθηκε σε σειρά άπειρων όρων στη στάθμη ηρεμίας. Στη συνέχεια οι σειρές

αυτές αναπτύχθηκαν σε τυχαίο βάθος. Τέλος, για την αριθμητική αντιμετώπιση του προβλήματος οι άπειρες σειρές αντικαταστάθηκαν από πεπερασμένες σειρές στο τυχαίο \hat{z} διατηρώντας όρους έως και 5^{ης} τάξης. Αυτό το επίπεδο- z καθορίστηκε ελαχιστοποιώντας το ολοκληρωμένο στο βάθος σφάλμα του γραμμικού προφίλ ταχυτήτων, οδηγώντας έτσι στη λύση $\hat{z} = -0.5d$.

Οι Madsen *et al.* (2003) εφάρμοσαν τρεις μεθόδους αποκοπής (truncation methods):

- Μία απλή αποκοπή όρων αναπτυγμάτων Taylor όλων των χρησιμοποιούμενων συναρτήσεων και τελεστών.
- Εφαρμογή προσέγγισης Padé στην οριακή συνθήκη πυθμένα σε συνδυασμό με βελτιστοποίηση όρων κλίσης.
- Εφαρμογή προσέγγισης Padé και στη στάθμη ηρεμίας εκτός της οριακής συνθήκης πυθμένα.

Αποτέλεσμα των μεθόδων αποκοπής και των διαφορετικών βημάτων προσέγγισης της λύσης, από τα συμβατικά μοντέλα Boussinesq, η σχέση της γραμμικής διασποράς που προέκυψε είναι:

$$\frac{\omega^2}{gdk^2} = \frac{1}{kd} \left\{ \frac{sh[k(d + \hat{z})]ch(k\hat{z}) - ch[k(d + \hat{z})]sh(k\hat{z})}{ch[k(d + \hat{z})]ch(k\hat{z}) - sh[k(d + \hat{z})]sh(k\hat{z})} \right\} \quad (3.35)$$

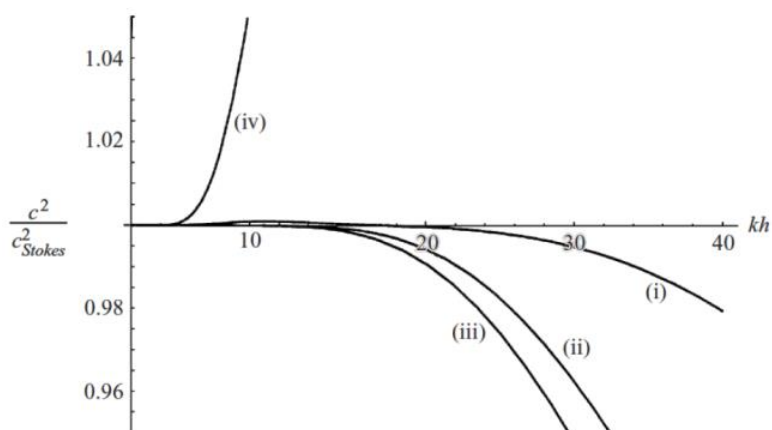
όπου:

$$ch(\lambda) = 1 + \frac{4}{9}\lambda^2 + \frac{1}{63}\lambda^4 \text{ και } sh(\lambda) = \lambda + \frac{1}{9}\lambda^3 + \frac{1}{945}\lambda^5 \quad (3.36)$$

Αν διατηρηθούν άπειροι όροι:

$$\frac{\omega^2}{gdk^2} = \frac{1}{kd} \left\{ \frac{\sinh[k(d + \hat{z})]\cosh(k\hat{z}) - \cosh[k(d + \hat{z})]\sinh(k\hat{z})}{\cosh[k(d + \hat{z})]\cosh(k\hat{z}) - \sinh[k(d + \hat{z})]\sinh(k\hat{z})} \right\} = \frac{\tanh(kd)}{kd} \quad (3.37)$$

Στο επόμενο σχήμα φαίνεται η ακρίβεια της σχέσης γραμμικής διασποράς για $kd < 40$ όταν $\sigma = -0.2$ και $kd < 25$ όταν $\sigma = -0.5$. Επίσης στο σχήμα φαίνεται η ακρίβεια της λύσης για ανάλυση Padé [8,10] και ανάλυση Padé [4,4] όταν $\sigma = 0$.



Σχήμα 3.2 Ακρίβεια του τετραγώνου του λόγου της ταχύτητας φάσης (c^2/c_{STOKES}^2) με (i) $\sigma=-0.2$ (ii) $\sigma=-0.5$ (iii) Padé [8,10] (iv) $\sigma=0$ και Padé [4,4] (πηγή: Madsen *et al.*, 2002).

Η εξισώσεις Boussinesq που κατέστρωσαν οι Madsen *et al.* (2002) περιέχει παραγώγους 5^{ης} τάξης, όμως είναι υπολογιστικά ευκολότερο για τη λύση του συστήματος η τάξη των παραγώγων να περιορίζεται στην 3^η. Σε αυτή την κατεύθυνση κινήθηκε η εργασία των Madsen *et al.* (2003) παρουσιάζοντας διαφορετικές μεθόδους περικοπής των όρων 5^{ης} τάξης. Να σημειωθεί, πως για τεχνικούς κυρίως λόγους, η θεωρητικά μικρότερη ακρίβεια των αποτελεσμάτων δεν έχει τόσο μεγάλη σημασία ως προς το τελικό αποτέλεσμα (Memos *et al.* 2016). Στη συνέχεια οι Madsen *et al.* (2006) επέκτειναν το ίδιο μοντέλο για πλήρως μη γραμμικά κύματα σε απότομα μεταβαλλόμενη βαθυμετρία.

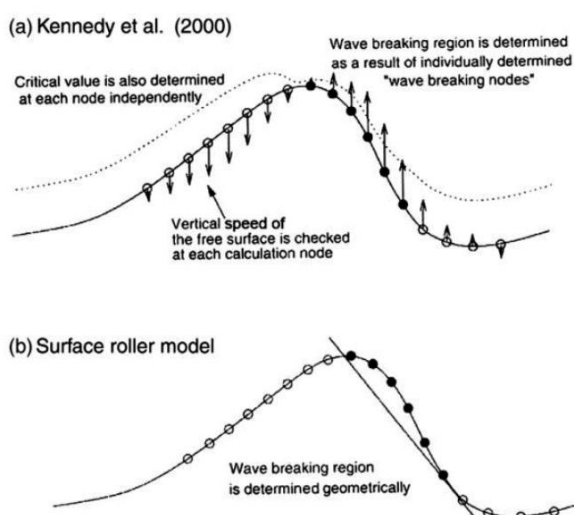
3.3 Εισαγωγή της Θραύσης στα Μοντέλα τύπου Boussinesq

Στην προηγούμενη ενότητα παρουσιάστηκαν οι εργασίες που έχουν πραγματοποιηθεί τις τελευταίες δεκαετίες πάνω στα μοντέλα τύπου Boussinesq και αφορούσαν τις βασικές εξισώσεις, οι οποίες προσπάθειες ήταν επικεντρωμένες τόσο στη βελτίωση των χαρακτηριστικών διασποράς όσο και της μη γραμμικότητας. Ωστόσο, για την πιο αξιόπιστη προσομοίωση της διάδοσης των κυματισμών από τα βαθιά ύδατα προς τα ρηχά με παρουσία τεχνικών παράκτιων έργων απαιτείται και η μοντελοποίηση διαφόρων παράλληλων φυσικών διεργασιών όπως η θραύση των κυματισμών, η τριβή πυθμένα, η αναρρίχηση στην ακτογραμμή κλπ. όσο και υπολογιστικών διεργασιών που σχετίζονται με τα όρια γένεσης των κυμάτων και τις οριακές συνθήκες του υπολογιστικού κανάλιου. Η εισαγωγή των παραπάνω παραμέτρων γίνεται στα μοντέλα τύπου Boussinesq με εισαγωγή παράλληλων εξισώσεων, όπως αυτές έχουν προταθεί από διάφορους ερευνητές. Στην

ενότητα αυτή επιχειρείται αδρομερής καταγραφή των κυριότερων υπό-μοντέλων που εισάγονται στα μοντέλα Boussinesq για την περιγραφή του φαινομένου της θραύσης.

Η πιο σημαντική παράμετρος που εισάγεται στα μοντέλα Boussinesq αφορά το μοντέλο θραύσης των κυματισμών και αποτελεί τον σημαντικότερο μηχανισμό μεταβολής της δυναμικής κατάστασης των κυμάτων και της μετέπειτα επίδρασής της στην στερεομεταφορά στην παράκτια ζώνη. Πλήθος άρθρων που βρίσκονται στην διεθνή βιβλιογραφία πραγματεύεται το ζήτημα της θραύσης και προτείνονται διάφορες τεχνικές προσομοίωσης.

Τα κυριότερα μοντέλα θραύσης που εισάγονται στα μοντέλα τύπου Boussinesq είναι το μοντέλο θραύσης της τυρβώδους συνεκτικότητας (Eddy Viscosity Model) και το μοντέλο θραύσης του επιφανειακού κυλίνδρου (Surface Roller Model) τα οποία σχηματικά απεικονίζονται στο **Σχήμα 3.3**. Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται συνοπτικά οι κυριότερες ερευνητικές προσπάθειες που σχετίζονται με το μοντέλο θραύσης της τυρβώδους συνεκτικότητας καθώς είναι εκείνο που ενσωματώνεται στις αριθμητικές προσομοιώσεις της παρούσας διατριβής και παρουσιάζεται αναλυτικά στην §4.2.3. με την κατάλληλη παραμετροποίηση, ώστε να έχει εφαρμογή για διάδοση κυματισμών πάνω από διαπερατές κατασκευές. Επίσης, για λόγους πληρότητας παρουσιάζονται αδρομερώς και ορισμένες ερευνητικές προσπάθειες που σχετίζονται με το μοντέλο θραύσης του επιφανειακού κυλίνδρου (Surface Roller Model) καθότι είναι επίσης ιδιαίτερα διαδεδομένο στα μοντέλα τύπου Boussinesq.



Σχήμα 3.3 Σχηματική απεικόνιση των κριτηρίων θραύσης (a) της τυρβώδους συνεκτικότητας (Kennedy *et al.*, 2000) και (b) του επιφανειακού κυλίνδρου (Surface roller model) (πηγή: D' Alessandro and Tomasicchio 2008).

Μοντέλο θραύσης της τυρβώδους συνεκτικότητας (Eddy Viscosity Model)

Η θραύση των κυματισμών συμπεριλήφθηκε αρχικά στις εξισώσεις τύπου Boussinesq από τον Tao (1983) και τους Abbott *et al.* (1983), οι οποίοι εισήγαγαν έναν όρο τυρβώδους συνεκτικότητας στην ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής (Hamm *et al.*, 1993). Ο όρος αυτός εκφράστηκε σαν γινόμενο των οριζόντιων βαθμίδων της θεωρούμενης ροϊκής μεταβλητής και ενός τοπικού συντελεστή τυρβώδους συνεκτικότητας, σχετιζόμενου με το βάθος του νερού και την τυρβώδη κινητική ενέργεια. Μια εξίσωση μεταφοράς εφαρμόστηκε για την περιγραφή της τυρβώδους κινητικής ενέργειας. Ο Zelt (1991) χρησιμοποίησε επίσης έναν όρο τυρβώδους συνεκτικότητας για να περιγράψει με ικανοποιητική ακρίβεια τη διάδοση μοναχικών θραυόμενων κυμάτων και την αναρρίχσή τους στην ακτή. Στην εργασία του Zelt (1991) ο τοπικός συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας υπολογιζόταν συναρτήσει ενός μήκους ανάμιξης.

Οι Schäffer *et al.* (1993) σημείωσαν ότι το κύριο μειονέκτημα των παραπάνω μεθόδων είναι η υποτιθέμενη σχέση μεταξύ της σκέδασης της ενέργειας και των οριζοντίων βαθμίδων της οριζόντιας ροϊκής μεταβλητής. Η σκέδαση την ενέργειας εξαρτάται γενικά από τις κατακόρυφες βαθμίδες του οριζόντιου προφίλ της ταχύτητας (Madsen 1981) και γι' αυτό οι μέθοδοι διαφοροποιούνται οριακά μόνο στη χρησιμοποίηση της διεπιφάνειας σκέδασης.

Ο Nwogu (1996) χρησιμοποίησε ένα πλήρως μη γραμμικό σύστημα εξισώσεων Boussinesq των Wei and Kirby (1994) για να προσομοιάσει το μετασχηματισμό των θραυόμενων κυμάτων σε δύο οριζόντιες διαστάσεις. Η θραύση ξεκινούσε όταν η οριζόντια ταχύτητα κορυφής ξεπερνούσε την ταχύτητα μετάδοσης του κύματος. Το φαινόμενο της θραύσης ενσωματώθηκε στις εξισώσεις ορμής χρησιμοποιώντας έναν όρο τυρβώδους συνεκτικότητας ανάλογο της κατακόρυφης βαθμίδας της οριζόντιας ταχύτητας κορυφής. Σε κάθε χρονικό βήμα υπολογισμού, η τυρβώδης συνεκτικότητα προσδιοριζόταν επιλύοντας μία πρόσθετη εξίσωση μεταφοράς για την τυρβώδη κινητική ενέργεια που παρήγαγε η θραύση του κύματος.

Οι σημαντικότερες εργασίες όσον αφορά την εξέλιξη του μοντέλου θραύσης τυρβώδους συνεκτικότητας είναι αυτές των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000). Οι συγγραφείς παρουσίασαν ένα μοντέλο τυρβώδους συνεκτικότητας παρόμοιο με αυτά των Heitner and Housner (1970) και του Zelt (1991), περιλαμβάνοντας όμως κατάλληλες επεκτάσεις ώστε να αποδώσουν μια ρεαλιστικότερη περιγραφή της έναρξης και της λήξης του φαινομένου της θραύσης. Εισάγουν απλούς όρους τυρβώδους συνεκτικότητας στις εξισώσεις ορμής του Nwogu (1993) και των Wei *et al.* (1995) (§3.2). Το μοντέλο αυτό θραύσης έχει εφαρμογή

πάνω από αδιαπέρατες κατασκευές ή ακτές με ήπια κλίση και παρουσιάζεται αναλυτικότερα στην §4.2.3 καθώς είναι το μοντέλο θραύσης που ενσωματώνεται στο παραγόμενο από την παρούσα διατριβή μοντέλο. Στην §6.4.1 παρουσιάζεται επιπλέον η κατάλληλη παραμετροποίηση που έγινε κατά τη διάρκεια της διατριβής αυτής ώστε να έχει εφαρμογή σε διάδοση κυματισμών πάνω από διαπερατές κατασκευές με απότομες κλίσεις πρανών.

Surface Roller Model

Η σημαντικότερη εργασία όσον αφορά στην εξέλιξη του μοντέλου θραύσης του επιφανειακού κυλίνδρου είναι αυτή των Schäffer *et al.* (1993) και βασίστηκε σε μεγάλο βαθμό στις εργασίες των Engelund (1981), Deigaard (1989), Brocchini *et al.* (1991, 1992) και Madsen and Svendsen (1983). Πιο συγκεκριμένα, ο Engelund (1981) περιέγραψε ένα ελαφρύ υδραυλικό άλμα θεωρώντας ένα επιπλέον όρο πίεσης στην ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής που προέρχονταν από την παρουσία ενός επιφανειακού υδάτινου κυλίνδρου (surface roller). Ο Deigaard (1989) ακολούθησε την λογική του Engelund (1981) και εισήγαγε τη θεώρηση του επιφανειακού κυλίνδρου σε ένα μοντέλο Boussinesq κάνοντας την υπόθεση ότι ο επιφανειακός κύλινδρος είναι μια μάζα νερού που ταξιδεύει με την ταχύτητα του κύματος. Η θραύση του κύματος ξεκινούσε όταν η τοπική κλίση του μετώπου του κύματος ξεπερνούσε την οριακή τιμή που προσδιόρισε ο Engelund (1981). Παρόμοια η θραύση σταματούσε όταν η μέγιστη κλίση του μετώπου του κύματος έπαιρνε τιμή μικρότερη του $\tan 10^\circ$. Οι Brocchini *et al.* (1991, 1992) ποσοτικοποίησαν τη διατμητική τάση στη διεπιφάνεια του επιφανειακού κυλίνδρου και της υποκείμενης ροής κάνοντας την υπόθεση ότι η πίεση μέσα στον κύλινδρο είναι υδροστατική.

Οι Madsen and Svendsen (1983) και οι Svendsen and Madsen (1984), διαδοχικά, ανέπτυξαν ένα θεωρητικό μοντέλο για την περιγραφή του μετώπου ενός τυρβώδους κατακόρυφου μετώπου που κινείται πάνω σε οριζόντιο ή κεκλιμένο πυθμένα. Σε αυτή την προσέγγιση, μια πλήρως τυρβώδης διατμητική ροή θεωρήθηκε στο ανώτερο στρώμα της στήλης του νερού, ενώ μια πρακτικά αστρόβιλη ροή θεωρήθηκε στο κατώτερο στρώμα.

Οι ιδέες που περιγράφηκαν προηγουμένων ακολουθήθηκαν από τους Schäffer *et al.* (1993), που συμπεριέλαβαν το φαινόμενο της υπερχειλίζουσας θραύσης κύματος σε ένα σύστημα εξισώσεων τύπου Boussinesq. Βασιζόμενοι στην υπόθεση ομοιόμορφης κατακόρυφης κατανομής της οριζόντιας ταχύτητας σε ένα μη θραυόμενο κύμα, ένας πρόσθετος όρος ορμής λόγω θραύσης συμπεριλήφθηκε στην εξίσωση ορμής θεωρώντας το ανομοιόμορφο προφίλ ταχύτητας που πρότεινε ο Svendsen (1984).

Η θραύση ξεκινούσε όταν η τοπική κλίση του μετώπου του κύματος ξεπερνούσε μία οριακή τιμή και τερματιζόταν όταν η μέγιστη κλίση του μετώπου γινόταν μικρότερη από άλλη οριακή τιμή μικρότερη όμως της τιμής έναρξης της θραύσης. Η χρονική εξέλιξη του πάχους του επιφανειακού κυλίνδρου προσδιοριζόταν γεωμετρικά περιγράφοντας διαφοροποίηση στο χρόνο της κλίσης της διεπιφάνειας ανάμεσα στον κύλινδρο και την υποκείμενη οργανωμένη κίνηση του κύματος. Εκτός από τις παραμέτρους που περιγράφουν την έναρξη και τη λήξη της θραύσης, το μοντέλο ενσωματώνει τη χρονική κλίμακα για την ανάπτυξη του επιφανειακού κυλίνδρου όπως επίσης και την παράμετρο σχήματος που αναφέρεται στον πρωτόλειο τρόπο διαχωρισμού του κυλίνδρου από την υποκείμενη ροή.

Συνοψίζοντας, για την περιγραφή της θραύσης στα μοντέλα Boussinesq προστίθενται στην ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής ένας πρόσθετος όρος είτε τυρβώδους συνεκτικότητας είτε επιφανειακού κυλίνδρου.

Ο όρος τυρβώδους συνεκτικότητας είναι ένας όρος διάχυσης που εκφράζει τη σκέδαση της ενέργειας λόγω τύρβης (Abbott *et al.*, 1983, Zelt, 1991, Kennedy *et al.*, 2000, Chen *et al.* 2000). Από την άλλη πλευρά η τεχνική του επιφανειακού κυλίνδρου οδηγεί σε ένα πρόσθετο όρο συναγωγής στη εξίσωση ορμής που εκφράζει την πίεση που ασκείται στο κύμα από τον επιφανειακό κύλινδρο (Deigaard, 1989, Brocchini *et al.*, 1991) ή την ανομοιόμορφη κατακόρυφη κατανομή της οριζόντιας ταχύτητας (Schäffer *et al.*, 1993). Τα μοντέλα του επιφανειακού κυλίνδρου αγνοούν την επίδραση των τυρβωδών διακυμάνσεων στο μέσο πεδίο ροής που εκφράζεται με τις τάσεις Reynolds.

3.4 Μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014)

Το μοντέλο Boussinesq των Chondros and Memos (2014) (CM14 από εδώ και στο εξής) βασίστηκε καταρχήν στο αρχικό μοντέλο των Madsen and Schäffer (1998) (βλ. §3.2). Ωστόσο, το αρχικό αυτό μοντέλο δεν καθίσταται ικανό να προσομοιώνει βέλτιστα τη μη γραμμική διασπορά, τη γραμμική ρήγωση, τη μεταφορά ενέργειας μεταξύ των συνιστωσών των κυματισμών και τα χαρακτηριστικά κυματογένεσης σε οποιοδήποτε βάθος, σε όλη τη διαδρομή από τα βαθιά ύδατα έως την ακτή. Έτσι, οι Chondros and Memos (2014) ανέπτυξαν μια καινοτόμο ιδέα για να επεκταθεί το εύρος εφαρμογής του. Τα ζεύγη τιμών (α_1, β_1) και (α_2, β_2) που χρησιμοποιούνται για να βελτιωθεί η γραμμική και μη γραμμική διασπορά και η γραμμική ρήγωση αντίστοιχα και εμπεριέχονται στην εξίσωση ορμής

επιλέχθηκαν να είναι μεταβλητά, ως συναρτήσεις του αριθμού κύματος και του βάθους νερού, παρά σταθερά όπως στο αρχικό μοντέλο.

Όπως ήδη αναφέρθηκε στην §3.2 σύμφωνα με τους Madsen and Schäffer (1998) η εξίσωση συνέχειας σε δύο οριζόντιες διαστάσεις, της οποίας η γενική μορφή χρησιμοποιείται και στο CM14 είναι:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d + \varepsilon\zeta)\mathbf{U}] = 0 \quad (3.38)$$

όπου $\mathbf{U} = (U, V)$ είναι οι μέσες στο βάθος οριζόντιες συνιστώσες των ταχυτήτων κατά x και y αντίστοιχα, ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, ε είναι η παράμετρος της μη-γραμμικότητας ($= H/d$, όπου H το ύψος τοπικό ύψος κύματος και d το τοπικό βάθος). Υποθέτοντας ήπια κλίση πυθμένα, η ανώτερης τάξης εξίσωση ορμής προκύπτει:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_t + \nabla\zeta + \frac{1}{2}\varepsilon\nabla(u^2) + \mu^2(\Lambda_{20}^{III} + \varepsilon\Lambda_{21}^{III} + \varepsilon^2\Lambda_{22}^{III} + \varepsilon^3\Lambda_{23}^{III}) + \mu^4(\Lambda_{40}^{III} + \varepsilon\Lambda_{41}^{III}) \\ + O(\mu^6, \varepsilon^2\mu^4) = 0 \end{aligned} \quad (3.39)$$

όπου, οι αναλυτικές εκφράσεις των όρων Λ^{III} είναι συναρτήσεις χωρικών και χρονικών παραγώγων των ταχυτήτων \mathbf{U} και της στάθμης ελεύθερης επιφάνειας ζ και παρουσιάζονται αναλυτικά στην εργασία των Madsen and Schäffer (1998).

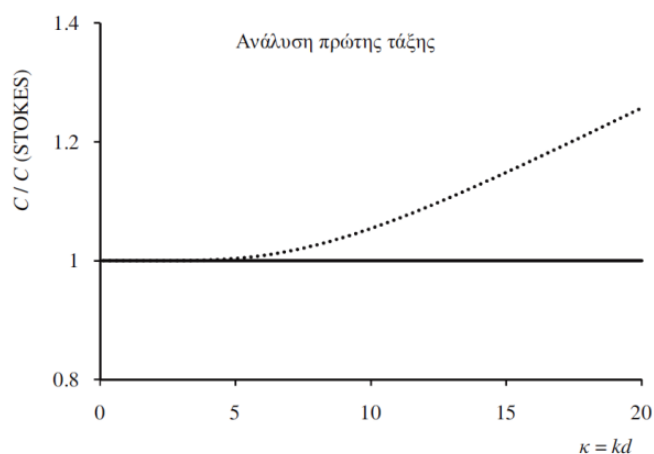
Οι Madsen and Schäffer (1998) εισήγαγαν δύο σταθερά ελεύθερα ζεύγη παραμέτρων (α_1, β_1) και (α_2, β_2) . Οι τιμές που υπολόγισαν, ήτοι $\alpha_1=1/9$ και $\beta_1=1/945$ και $\alpha_2=0.146488$ και $\beta_2=0.00798359$ βελτίωναν τη γραμμική και μη γραμμική διασπορά και την γραμμική ρήγωση αντίστοιχα για σχετικά βάθη νερού έως $kd=6$.

Οι Chondros and Memos (2014), προκειμένου να καταργήσουν τον περιορισμό του βάθους, για $kd > 6$, υπολόγισαν ξανά τα ζεύγη των συντελεστών (α_1, β_1) και (α_2, β_2) , όχι όμως ως σταθερές τιμές αλλά ως μεταβλητές συναρτήσεις του $\kappa = kd$, ακολουθώντας ανάλυση Fourier προκειμένου να βρεθούν λύσεις πρώτης και δεύτερης τάξης κατά Stokes σε οριζόντιο πυθμένα. Εξισώνοντας την παραγόμενη από το μοντέλο εξίσωση γραμμικής διασποράς συχνοτήτων (από την ανάλυση πρώτης τάξης) με αυτή του Stokes και εξισώνοντας τη παραγόμενη από το μοντέλο εξίσωση διασποράς εύρους της δεύτερης αρμονικής (από την ανάλυση δεύτερης τάξης) με την Stokes δεύτερης τάξης, προέκυψε:

$$\alpha_1 = \frac{(6\kappa(75 - 1115\kappa^2 + \kappa^4)\cosh(\kappa) - 9\kappa(-75 + 395\kappa^2 + \kappa^4)\cosh[3\kappa] + 10800\sinh(\kappa)^5 + \kappa(3(-375 - 185\kappa^2 + \kappa^4)\cosh(5\kappa) + 10\kappa(585 + 29\kappa^2)\sinh(\kappa) + 5\kappa(675 + 139\kappa^2)\sinh(3\kappa) + \kappa(1125 + 101\kappa^2)\sinh(5\kappa))}{(60\kappa^2(2\kappa(-3 + 47\kappa^2)\cosh(\kappa) + 9\kappa(-1 + 5\kappa^2)\cosh(3\kappa) - 144\sinh(\kappa)^5 + \kappa(5(3 + \kappa^2)\cosh(5\kappa) - 3\kappa(26\sinh(\kappa) + 15\sinh(3\kappa) + 5\sinh(5\kappa))))} \quad (3.40)$$

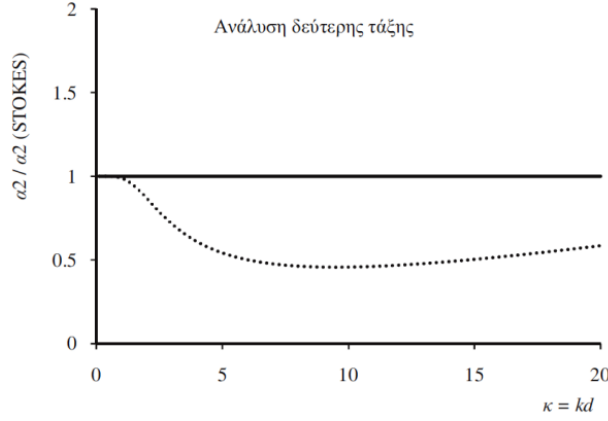
$$\beta_1 = \frac{(-18\kappa(15 - 155\kappa^2 + 33\kappa^4)\cosh(\kappa) + 27\kappa(-15 + 105\kappa^2 + 17\kappa^4)\cosh(3\kappa) - 6480\sinh(\kappa)^5 + \kappa(45(15 + 19\kappa^2 + 3\kappa^4)\cosh(5\kappa) - 2\kappa(2430 + 1020\kappa^2 + 13\kappa^4)\sinh(\kappa) - 5\kappa(270 + 426\kappa^2 + 31\kappa^4)\sinh(3\kappa) - \kappa(810 + 474\kappa^2 + 17\kappa^4)\sinh(5\kappa))}{(180\kappa^4(2\kappa(-3 + 47\kappa^2)\cosh(\kappa) + 9\kappa(-1 + 5\kappa^2)\cosh(3\kappa) - 144\sinh(\kappa)^5 + \kappa(5(3 + \kappa^2)\cosh(5\kappa) - 3\kappa(26\sinh(\kappa) + 15\sinh(3\kappa) + 5\sinh(5\kappa))))} \quad (3.41)$$

Έτσι, τα χαρακτηριστικά τη γραμμικής διασποράς αναπαράγουν ακριβώς τις επιθυμητές τιμές κατά Stokes πρώτης τάξης σε οποιοδήποτε βάθος όπως φαίνεται και στο επόμενο **Σχήμα 3.4**.



Σχήμα 3.4 Ανάλυση πρώτης τάξης, αδιάστατη φασική ταχύτητα συναρτήσει του $\kappa (=kd)$. Madsen and Schäffer (1998) (···), CM14 (—) (πηγή: Chondros 2014).

Στο επόμενο **Σχήμα 3.5** απεικονίζεται η αναλογία εύρους α_2 (εύρος κυματισμού κατά Stokes 2^{ης} τάξης) των μοντέλων Madsen and Schäffer (1998) και CM14.



Σχήμα 3.5 Ανάλυση δεύτερης τάξης. Madsen and Schäffer (1998) (···), CM14 (—) (πηγή: Chondros 2014).

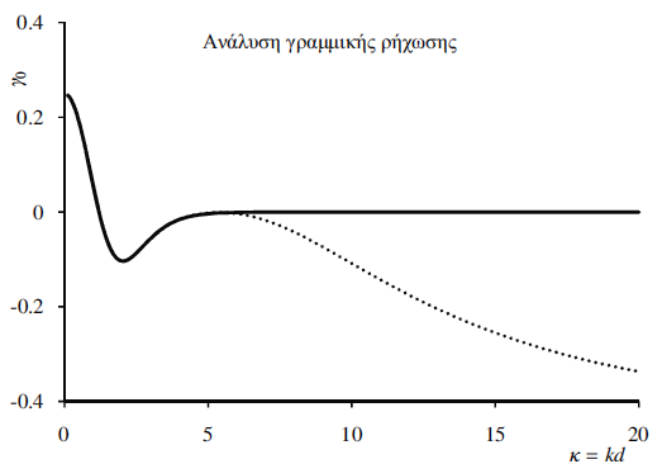
Στη συνέχεια προκειμένου να εξαχθεί το εναπομείναν ζεύγος (α_2, β_2) , θεωρήθηκε το $\beta_2=0$ λόγω της εξαιρετικά μικρής τιμής που λαμβάνει (Madsen and Schäffer 1998) και το α_2 προέκυψε εξισώνοντας την κλίση γ_0 του κύματος λόγω γραμμικής ρήχωσης όπως προκύπτει από το μοντέλο με το γ_0 του Stokes, όπου γ_0^{Stokes} :

$$\gamma_0^{\text{Stokes}} = \frac{2\kappa \sinh 2\kappa + 2\kappa^2(1 - \cosh 2\kappa)}{(2\kappa + \sinh 2\kappa)^2} \quad (3.42)$$

Έτσι προέκυψε:

$$\alpha_2 = \frac{\begin{aligned} & (2(-17010 + 175905\kappa^2 + 234867\kappa^4 \\ & \quad + 299909\kappa^6 + 6696\kappa^8)\cosh(2\kappa) \\ & - 8(2430 + 40365\kappa^2 + 47949\kappa^4 + 12007\kappa^6 + 13854\kappa^8)\cosh(4\kappa) \\ & + 2 \left(17010 - 79245\kappa^2 + 46023\kappa^4 + 262957\kappa^6 + 52462\kappa^8 \right) + \\ & \quad + 15795\cosh(6\kappa) - 7290\cosh(8\kappa) + 1215\cosh(10\kappa) \Big) + \\ & \quad + \kappa(-25920(48\cosh(\kappa) - 5\cosh(3\kappa)) + 5\cosh(5\kappa))\sinh(\kappa)^5 \\ & \quad + \kappa((164565 - 120153\kappa^2 - 13103\kappa^4 - 10064\kappa^6)\cosh(6\kappa) \\ & \quad + 6(-6165 - 9009\kappa^2 + 3493\kappa^4 + 430\kappa^6)\cosh(8\kappa) \\ & \quad + (2025 - 3981\kappa^2 - 731\kappa^4)\cosh(10\kappa) \\ & \quad + \sinh(2\kappa) + 16\kappa(15525 + 5007\kappa^2 + 19267\kappa^4 + 2273\kappa^6)\sinh(4\kappa) \\ & \quad + 2\kappa(-299295 - 61665\kappa^2 + 255139\kappa^4 + 19944\kappa^6) \\ & \quad + \kappa(-58185 + 55737\kappa^2 + 30597\kappa^4 + 2576\kappa^6)\sinh(6\kappa) \\ & \quad - 8\kappa(-8235 + 255\kappa^2 + 1379\kappa^4 + 17\kappa^6)\sinh(8\kappa) \\ & \quad + 3\kappa(855 + 761\kappa^2 + 37\kappa^4)\sinh(10\kappa) \Big) \Big) \\ & \quad + 960\kappa^2(-3\kappa\cosh(\kappa) + (3 + \kappa^2)\sinh(\kappa)) \\ & \quad + (2\kappa + \sinh(2\kappa))^2(2\kappa(-3 + 47\kappa^2)\cosh(\kappa) \\ & \quad + 9\kappa(-1 + 5\kappa^2)\cosh(3\kappa) - 144\sinh(\kappa)^5 \\ & \quad + \kappa(5(3 + \kappa^2)\cosh(5\kappa) - 3\kappa(26\sinh(\kappa) + 15\sinh(3\kappa) + 5\sinh(5\kappa))) \Big) \end{aligned}}{\quad} \quad (3.43)$$

Η σύγκλιση των κλίσεων γραμμικής ρήχωσης ανάμεσα στο μοντέλο των Madsen and Schäffer (1998), του CM14 και του Stokes φαίνεται στο επόμενο σχήμα.



Σχήμα 3.6 Κλίση γραμμικής ρήχωσης γ_0 . Madsen and Schäffer (1998) (···), CM14 και Stokes (—) (πηγή: Chondros 2014).

Όπως προκύπτει από τις εξισώσεις υπολογισμού των α_1, β_1 και α_2 οι νέοι συντελεστές είναι συναρτήσεις του κυματαριθμού $\mathbf{k}(k_x, k_y)$ ο οποίος εμφανίζεται στη λύση της βασικής εξίσωσης ορμής (Εξ. (3. 39)). Για μονοχρωματικούς κυματισμούς η λύση είναι ο απλός υπολογισμός του μήκους κύματος σε κάθε κελί του υπολογιστικού κανάβου ενώ για σύνθετους κυματισμούς οι κυματαριθμοί στις δύο οριζόντιες διαστάσεις k_x και k_y υπολογίζονται σε κάθε κελί του κανάβου χρησιμοποιώντας τις σχέσεις που συνδέουν την φασική ταχύτητα c με την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας (Madsen *et al.*, 1997):

$$c_x = -\frac{\partial \zeta}{\partial t} \frac{\partial \zeta}{\partial x} \frac{1}{Z}, \quad c_y = -\frac{\partial \zeta}{\partial t} \frac{\partial \zeta}{\partial y} \frac{1}{Z} \quad (3.44)$$

όπου $Z = \left(\frac{\partial \zeta}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \zeta}{\partial y}\right)^2$ με τους δείκτες να υποδηλώνουν την αντίστοιχη οριζόντια διεύθυνση.

Οι κυματαριθμοί στη συνέχεια προσδιορίζονται από την σχέση διασποράς:

$$c_x = \left[\frac{g}{k_x} \tanh(k_x d) \right]^{1/2}, \quad c_y = \left[\frac{g}{k_y} \tanh(k_y d) \right]^{1/2} \quad (3.45)$$

Μία επιπλέον σημαντική προσθήκη στο μοντέλο CM14 συνίσταται στην οριακή συνθήκη γένεσης των κυματισμών στο αριθμητικό πεδίο. Συγκεκριμένα, οι κυματισμοί γεννούνται μέσα στο υπολογιστικό πεδίο εισάγοντας ένα σημείο (ή μια γραμμή για δύο διαστάσεις)

πηγής στην εξίσωση συνέχειας, όπως αυτή προτάθηκε από τους Wei *et al.* (1999). Σύμφωνα με την τεχνική αυτή η συνάρτηση πηγής προκύπτει:

$$f_s(x, y, t) = F(y, t) \exp(-\beta_s(x - x_s)^2) \quad (3.46)$$

όπου x_s είναι η θέση της πηγής στην οριζόντια διεύθυνση των κυματισμών x , $F(y, t)$ αναφέρεται σε θέση της πηγής σε μία γραμμή παράλληλη στην οριζόντια διεύθυνση y , η παράμετρος $\beta_s = 80/L$ (L το μήκος κύματος). Η $F(y, t)$ δίδεται από τους Wei *et al.* (1999):

$$F(y, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M D_{si,j} \cos(\omega_i t - k_i y \sin \theta_j + \varepsilon_{i,j}) \quad (3.47)$$

όπου, $D_{si,j}$ είναι το εύρος της συνάρτησης πηγής, k_i είναι ο κυματαριθμός, θ_j είναι η γωνία πρόσπτωσης των κυματισμών, $\varepsilon_{i,j}$ είναι η τυχαία φάση μέσα στο εύρος των $(0, 2\pi)$. Οι Memos *et al.* (2005) και Klonaris *et al.* (2016) ακολουθώντας την παραπάνω προσέγγιση πρότειναν το εύρος D_s :

$$D_s = \frac{2\eta_o(\omega^2 + Bgk^4d^3)\cos\theta}{\omega I_1 k [1 + (B + 1/3)(kd)^2]} \quad (3.48)$$

όπου, η_o είναι το αντίστοιχο εύρος κύματος, το $I_1 = \sqrt{\frac{\pi}{\beta_s}} \exp\left(-\frac{(k\cos\theta)^2}{4\beta_s}\right)$ και η παράμετρος B σταθερή και ίση με $1/15$ όπως προτάθηκε από τους Madsen *et al.* (1991).

Η συγκεκριμένη όμως συνάρτηση πηγής έχει περιορισμό σε σχέση με το βάθος. Ως εκ τούτου στο μοντέλο CM14 υπολογίστηκε ένας καινούργιος μεταβλητός συντελεστής B , εξισώνοντας τη συνάρτηση της γραμμικής διασποράς όπως προέκυψε από το μοντέλο με την αντίστοιχη του Stokes, που εισέρχεται στην συνάρτηση πηγής και εξαρτάται από τον κυματαριθμό k :

$$\left(\frac{\omega^2}{k^2 d}\right) = \frac{1 + B\kappa^2}{1 + (B + 1/3)\kappa^2} = \left(\frac{\omega^2}{k^2 d}\right)^{\text{Stokes}} = \frac{\tanh(\kappa)}{\kappa} \quad (3.49)$$

Λύνοντας ως προς την παράμετρο B :

$$B = \frac{\kappa \cosh \kappa - \sinh \kappa \left(\frac{1}{3}\kappa^2 + 1\right)}{\kappa^2 \sinh \kappa - \kappa^3 \cosh \kappa} \quad (3.50)$$

Έτσι, με την προσέγγιση αυτή κάθε κυματισμός που γεννιέται ταξιδεύει με τη σωστή φασική ταχύτητα σε όποιο βάθος και αν εφαρμοστεί η κυματογεννήτρια.

Συγκεντρωτικά, τα κυριότερα σημεία του μοντέλου CM14 είναι:

- Βασίζεται στην εξίσωση συνέχειας (Εξ. (3. 38)) και στην εξίσωση ορμής (Εξ. (3. 39)).
- Τα ζεύγη τιμών (α_1, β_1) και (α_2, β_2) είναι μεταβλητά και δίνονται από τις Εξ. (3. 40) και Εξ. (3. 41) για το πρώτο και Εξ. (3. 43) για το δεύτερο αντίστοιχα, με το $\beta_2=0$.
- Νέος προσδιορισμός του κυματαριθμού k όπως αυτό δίδεται από τις Εξ. (3. 44) και Εξ. (3. 45).
- Τροποποίηση του τρόπου γένεσης των κυματισμών ώστε η αριθμητική κυματογεννήτρια να εφαρμόζεται σε οποιοδήποτε βάθος νερού.

Το ανωτέρω μοντέλο έχει επιβεβαιωθεί για σε ρηχά ενδιάμεσα και βαθιά νερά μέσω ενός μεγάλου αριθμού πειραματικών σεναρίων που περιλαμβάνουν μονοχρωματικούς και σύνθετους κυματισμούς, θραυόμενους ή μη, τόσο σε μονοδιάστατες όσο και σε δισδιάστατες περιπτώσεις για διάδοση κυματισμών πάνω από αδιαπέρατες κατασκευές.

Το μοντέλο CM14 καθίσταται ικανό να προσομοιώνει βέλτιστα τη γραμμική και μη γραμμική διασπορά και γραμμική ρήχωση σε οποιοδήποτε βάθος νερού μέσω του ζεύγους μεταβλητών τιμών (α_1, β_1) και (α_2, β_2) που υπεισέρχονται στις βασικές εξισώσεις. Επίσης, επιτυγχάνει καλύτερη εκπροσώπηση των συναρτήσεων μεταφοράς ενέργειας μεταξύ των σύνθετων κυματισμών και προσφέρει επιπλέον βελτιωμένα χαρακτηριστικά κυματογεννήτριας στο εσωτερικό του αριθμητικού πεδίου, ικανής να εφαρμοστεί σε οποιοδήποτε άλλο μοντέλο τύπου Boussinesq.

Περισσότερες πληροφορίες, σχετικά με το εν λόγω μοντέλο τόσο όσον αφορά τις οριακές συνθήκες όσο και το μοντέλο θραύσης κυματισμών των Kennedy *et al.* (2000) που χρησιμοποιεί, βρίσκονται στο άρθρο των Chondros and Memos (2014).

3.5 Ροή σε πορώδες μέσο – Μοντέλο των Cruz *et al.* (1997)

Στην προηγούμενη ενότητα αναφέρθηκε πως οι βασικές εξισώσεις τύπου Boussinesq που προσομοιώνουν την διάδοση των κυματισμών από τα βαθιά στα ρηχά ύδατα είναι απαραίτητο να συνδυαστούν με επιπλέον όρους περιγραφής διαφόρων φυσικών διεργασιών που συμβαίνουν στον παράκτιο χώρο όπως κυριότερα η θραύση των κυματισμών, η τριβή πυθμένα, η αναρρίχηση στην ακτή κλπ. Έτσι, στον παράκτιο χώρο με παρουσία τεχνικών έργων, οι κυματισμοί που διαδίδονται συναντούν τέτοιες κατασκευές οι οποίες στη πλειοψηφία τους διαθέτουν αξιόλογο πορώδες, όπως τεχνητοί ύφαλοι (artificial

reefs) ή μονίμως βυθισμένοι κυματοθραύστες. Σε περίπτωση που εξετάζεται η διάδοση κυματισμών πάνω από τέτοιες διαπερατές κατασκευές, στις βασικές εξισώσεις των μοντέλων τύπου Boussinesq είναι απαραίτητο να εισαχθούν πρόσθετοι όροι και εξισώσεις για να περιγράψουν την αλληλεπίδραση των κυματισμών με αυτές καθώς και τη ροή εντός του πορώδους μέσου.

Αναμφισβήτητα, η δυνατότητα να προσομοιωθεί υπολογιστικά η διάδοση των κυματισμών πάνω από αυτές τις κατασκευές είναι μείζονος σημασίας για τον αποτελεσματικό σχεδιασμό των παράκτιων τεχνικών έργων και την μετέπειτα επίδρασή τους στην μορφολογία της ακτής. Αν και ο αριθμός άρθρων στη διεθνή βιβλιογραφία που μελετά αυτή την περίπτωση είναι σχετικά περιορισμένος, εντούτοις ορισμένοι ερευνητές έχουν παρουσιάσει μια σειρά από μοντέλα για την αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος. Οι Sollitt and Cross (1972) παρουσίασαν μια αναλυτική προσέγγιση του φαινομένου που έχει ως σημείο εκκίνησης τις εξισώσεις ροής μέσω χονδρόκοκου πορώδους μέσου. Οι Gu and Wang (1991) επέκτειναν την έρευνα των Sollitt and Cross (1972) μελετώντας τη διάδοση των κυματισμών πάνω από αυτές τις κατασκευές τόσο θεωρητικά όσο και πειραματικά. Οι Losasa *et al.* (1995, 1996), Hsiao *et al.* (2002), Garcia *et al.* (2004) και Lara *et al.* (2006) μελέτησαν πειραματικά τη ροή που αναπτύσσεται μέσα σε ένα διαπερατό κυματοθραύστη κατά τη διάδοση των κυματισμών πάνω από αυτόν και παρουσίασαν ένα αριθμητικό μοντέλο βασιζόμενο στις εξισώσεις RANS (Reynolds-Averaged Navier Stokes equations) για να περιγράψουν την αλληλεπίδραση κυμάτων-κατασκευών. Στην διδακτορική του διατριβή ο Van Gent (1995) προσομοίωσε την αλληλεπίδραση των κυμάτων με τις κατασκευές παράγοντας ένα μονοδιάστατο μοντέλο βασιζόμενο στις μη γραμμικές εξισώσεις ρηχών υδάτων καθώς και ένα δισδιάστατο μοντέλο βασιζόμενο στις εξισώσεις RANS. Επιπλέον, μελέτησε πειραματικά τη ροή που διέρχεται μέσα από πορώδεις κατασκευές δίνοντας έμφαση στην αντίσταση που συναντά η ροή όταν διέρχεται από αυτές.

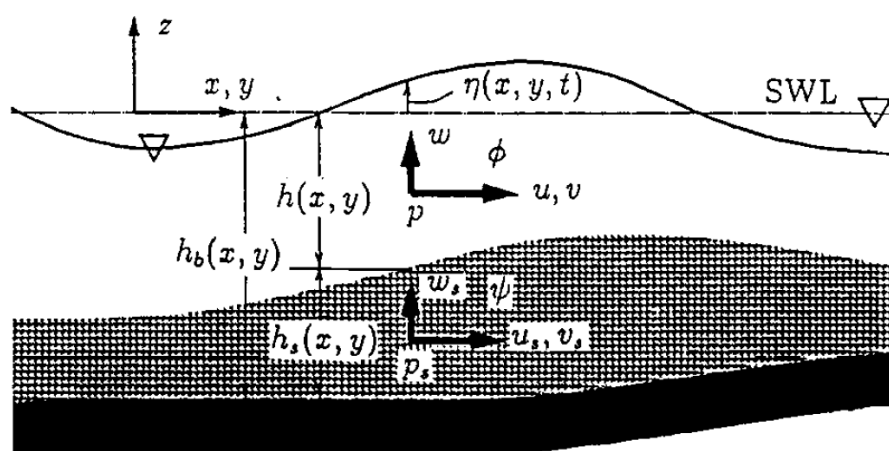
Η εισαγωγή εξισώσεων πορώδους αντίστασης προκειμένου να επεκταθεί το πεδίο εφαρμογής των μοντέλων τύπου Boussinesq για διάδοση κυματισμών πάνω από πορώδες μέσο έγινε αρχικά από τους Cruz *et al.* (1997) και Liu and Wen (1997). Οι πρώτοι παρήγαγαν ένα σύστημα εξισώσεων Boussinesq σε πορώδη πυθμένα αυθαίρετου πάχους ενώ οι δεύτεροι παρήγαγαν ένα ελαφρά διασπειρόμενο και πλήρως μη γραμμικό μοντέλο προκειμένου να περιγράψουν τη διάδοση των κυματισμών μέσα σε ένα πορώδη κυματοθραύστη. Οι Avgeris *et al.* (2004), επέκτειναν τις βασικές εξισώσεις Boussinesq των Karambas and Koutitas (2002) εισάγοντας σε αυτές πρόσθετους όρους για την διάδοση των

κυματισμών όταν αυτοί συναντούν ύφαλη διαπερατή κατασκευή. Οι Metallinos and Memos (2012) και Metallinos *et al.* (2014) περιέλαβαν στο μοντέλο Boussinesq των Madsen and Sørensen (1992) επιπλέον όρους ικανούς να περιγράψουν την αλληλεπίδραση κυμάτων – κατασκευής καθώς και τη ροή εντός της ακολουθώντας την προσέγγιση που προτάθηκε από τους Cruz *et al.* (1997). Οι Hsiao *et al.* (2010) παρουσίασαν επίσης ένα μοντέλο Boussinesq εισάγοντας όρους πορώδους όπως αυτοί προτάθηκαν από τους Sollitt and Cross (1972).

Μοντέλο τύπου Boussinesq των Cruz *et al.* (1997).

Οι Cruz *et al.* (1997) παρήγαγαν ένα σύστημα δισδιάστατων εξισώσεων τύπου Boussinesq με βελτιωμένα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς και ήπιας μη γραμμικότητας λαμβάνοντας υπόψη και το πορώδες του πυθμένα. Σύμφωνα με την τεχνική τους, μια μέση στο βάθος εξίσωση κατά Darcy, επεκτάθηκε με όρους Forchheimer προκειμένου να υπολογιστεί η ροή μέσα σε ένα πορώδες μέσο. Το μοντέλο Boussinesq που προέκυψε περιελάμβανε επιπλέον όρους ικανούς να περιγράψουν την αλληλεπίδραση κυμάτων – κατασκευής καθώς και τη ροή εντός του έργου.

Οι μεταβλητές και το πεδίο εφαρμογής τους φαίνονται στο παρακάτω **Σχήμα 3.7**.



Σχήμα 3.7 Ορισμοί συμβόλων στο μοντέλο των Cruz *et al.* (1997).

Σύμφωνα με τους ορισμούς που δόθηκαν στο άρθρο των Cruz *et al.* (1997), η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας ορίζεται ως $\eta(x, y, t)$ από την μέση στάθμη θάλασσας. Το βάθος του νερού πάνω από τον διαπερατό πυθμένα είναι $h(x, y)$, το πάχος του πορώδους μέσου είναι $h_s(x, y)$ και ο αδιαπέρατος πυθμένας έχει υψόμετρο $z = -h_b(x, y)$. Η ροή θεωρείται ασυμπιεστή και αστρόβιλη τόσο στο νερό όσο και στο πορώδες μέσο. Η εξίσωση της ορμής Darcy Forchheimer στο πορώδες μέσο είναι:

$$\varphi \frac{d\mathbf{U}_s}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3(p_s + \rho g z) + F_r + F_i = 0 \quad (3.51)$$

όπου φ είναι το πορώδες, $\mathbf{U}_s = (u_s, v_s, w_s)$ είναι το διάνυσμα των ταχυτήτων στο εσωτερικό του πορώδους μέσου, p_s είναι η πίεση στο εσωτερικό του πορώδους μέσου, g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας, $\nabla_3 \equiv (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ είναι ο τελεστής βαθμίδας, F_r είναι η συρτική αντίσταση του πορώδους μέσου, F_i είναι η αδρανειακή αντίσταση του πορώδους μέσου και $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_s \cdot \nabla_3$ δηλώνει την συνολική παράγωγο.

Το F_r δίνεται από την σχέση:

$$F_r = \frac{1}{\rho} \nabla_3(p_s + \rho g z) = \alpha_1 \mathbf{U}_s + \alpha_2 |\mathbf{U}_s| \mathbf{U}_s \quad (3.52)$$

όπου α_1 και α_2 είναι συντελεστές οι οποίοι αναφέρονται σε στρωτή και τυρβώδη ροή αντίστοιχα. Το F_i δίνεται από την σχέση:

$$F_i = (1 - \varphi)(1 + c_m) \frac{d\mathbf{U}_s}{dt} \quad (3.53)$$

όπου c_m είναι ο συντελεστής πρόσθετης μάζας. Εισάγοντας τις Εξ. (3.52) και (3.53) στην Εξ. (3.51) προκύπτει:

$$c_r \frac{d\mathbf{U}_s}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3(p_s + \rho g z) + \alpha_1 \mathbf{U}_s + \alpha_2 |\mathbf{U}_s| \mathbf{U}_s = 0 \quad (3.54)$$

όπου c_r ο αδρανειακός συντελεστής:

$$c_r = \varphi + (1 - \varphi)(1 + c_m) \quad (3.55)$$

Η εξίσωση συνέχειας στο πορώδες μέσο είναι:

$$\nabla_3 \cdot (\varphi \mathbf{U}_s) = 0 \quad (3.56)$$

και εφόσον το πορώδες θεωρείται ομοιόμορφο έχουμε:

$$\nabla_3 \cdot \mathbf{U}_s = 0 \quad (3.57)$$

Στο υπερκείμενο σώμα του νερού οι εξισώσεις συνέχεια και ορμής δίνουν:

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3(p + \rho g z) = 0 \quad (3.58)$$

$$\nabla_3 \cdot \mathbf{U} = 0 \quad (3.59)$$

όπου, $\mathbf{U} = (u, v, w)$ είναι οι τροχιακές ταχύτητες των σωματιδίων του νερού στις διαστάσεις x , y και z αντίστοιχα, p είναι η πίεση και $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla_3$

Στην ελεύθερη επιφάνεια, η δυναμική και η κινηματική συνθήκη είναι:

$$p = 0, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (3. 60)$$

$$\frac{d}{dt}(z - \eta) = w - \frac{\partial \eta}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla \eta = 0, \quad z = \eta(x, y, t) \quad (3. 61)$$

όπου, $\nabla_3 \equiv (\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ ο τελεστής βαθμίδας και $\mathbf{u} = (u, v)$ το αντίστοιχο διάνυσμα της ταχύτητας στις δύο οριζόντιες διαστάσεις x και y . Στον αδιαπέρατο πυθμένα η ταχύτητα U_{sn} γράφεται:

$$U_{sn} = \mathbf{U}_s \cdot \mathbf{n} |\nabla_3(z + h_b)| = \mathbf{U}_s \cdot \nabla_3(z + h_b) = \mathbf{u}_s \cdot \nabla h_b + w_s = 0, \quad z = -h_b(x, y) \quad (3. 62)$$

όπου \mathbf{n} το μοναδιαίο διάνυσμα και $\mathbf{u}_s = (u_s, v_s)$ η οριζόντια ταχύτητα στις 2 διευθύνσεις στο υψόμετρο του πυθμένα. Στην διεπιφάνεια των δύο σωμάτων ισχύει:

$$u \cdot \nabla h + w = \varphi(\mathbf{u}_s \cdot \nabla h + w_s) \quad (3. 63)$$

Τελικά δεδομένου ότι πρέπει να υπάρχουν ίσες πιέσεις στην διεπιφάνεια νερού–πορώδους μέσου έχουμε:

$$p = p_s, \quad z = -h(x, y) \quad (3. 64)$$

Οι Sawaragi and Deguchi (1992) έχουν αποδείξει ότι ακόμα και για υψηλά μη γραμμικά κύματα η διατμητική τάση στην διεπιφάνεια του νερού με το πορώδες μέσο είναι αμελητέα συγκριτικά με τους άλλους όρους της Εξ. (3. 54). Οι οριακές συνθήκες στην διεπιφάνεια, Εξ. (3. 63) και Εξ. (3. 64), δεν εξασφαλίζουν την συνέχεια μεταξύ των ταχυτήτων. Θεωρούμε ότι υπάρχει λοιπόν ένα οριακό στρώμα αρκετά πυκνό ώστε να εξισώνονται οι ταχύτητες που εφάπτονται σε αυτό χωρίς να επηρεάζεται η ροή πάνω ή κάτω από αυτό.

Οι Εξ. (3. 54), (3. 57)-(3. 59) περιγράφουν τις συνθήκες στο εσωτερικό του πορώδους μαζί με τις οριακές συνθήκες (3. 60), (3. 61), (3. 62), (3. 63), (3. 64). Για να μειωθεί ο αριθμός των αγνώστων μεταβλητών εισάγονται τα δυναμικά Φ και Ψ :

$$\mathbf{U}_s = \nabla_3 \Psi \quad \mathbf{U} = \nabla_3 \Phi \quad (3. 65)$$

Με αυτά η εξίσωση συνέχειας οδηγεί στις εξισώσεις Laplace:

$$\nabla^2 \Psi + \Psi_{zz} = 0, \quad h_b < z < -h \quad (3. 66)$$

$$\nabla^2 \Phi + \Phi_{zz} = 0, \quad -h < z < -\eta \quad (3.67)$$

όπου οι δείκτες υποδηλώνουν χωρική παραγωγή. Εισάγοντας την Εξ. (3.65) στις Εξ. (3.54) και (3.58) οι εξισώσεις της ορμής δύνανται να γραφούν:

$$c_r \left[\Psi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Psi)^2 \right] + \frac{p_s}{\rho} + gz + \alpha \Psi = 0 \quad (3.68)$$

$$\Phi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Psi)^2 + \frac{p}{\rho} + gz = 0 \quad (3.69)$$

Έτσι με τα παραπάνω οι οριακές συνθήκες μπορούν να γραφούν σε όρους δυναμικού Φ και Ψ :

$$\Phi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Phi)^2 + g\eta = 0, \quad z = \eta \quad (3.70)$$

$$\Phi_z = \eta_t + \nabla \Phi \cdot \nabla \eta, \quad z = \eta \quad (3.71)$$

$$\Psi_2 = -\nabla \Phi \cdot h_b, \quad z = -h_b \quad (3.72)$$

$$\Phi_z + \nabla \Phi \cdot \nabla h = \varphi(\psi_z + \nabla \Psi \cdot \nabla h), \quad z = -h \quad (3.73)$$

$$c_r \left[\Psi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Psi)^2 \right] + \alpha \Psi = \Phi_t + \frac{1}{2} (\nabla_3 \Phi)^2, \quad z = -h \quad (3.74)$$

Ο συντελεστής αντίστασης α του πορώδους μέσου ορίζεται ως:

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 |\mathbf{U}_s| \quad (3.75)$$

Παραγωγή Εξισώσεων Boussinesq για Πορώδες Μέσο

Η κυματική κίνηση χαρακτηρίζεται από 3 μεγέθη: Το βάθος νερού h , το μήκος κύματος L και το εύρος των κυματισμών α . Αδιαστατοποιώντας προκύπτει:

$$x' = \frac{x}{L}, \quad y' = \frac{y}{L} \quad (3.76)$$

$$z' = \frac{z}{h_0}, \quad h' = \frac{h}{h_0}, \quad h_b' = \frac{h_b}{h_0}, \quad \eta' = \frac{\eta}{\alpha} \quad (3.77)$$

$$t' = \frac{t\sqrt{gh_0}}{L}, \quad (\Psi', \Phi') = \frac{(\Psi, \Phi) L}{\alpha\sqrt{gh_0} h_0} \quad (3.78)$$

Η χαρακτηριστική ταχύτητα είναι $\sqrt{gh_0}$ στο χρόνο $\frac{l}{\sqrt{gh_0}}$ για να διανύσει απόσταση L . Με την κατάλληλη κανονικοποίηση προκύπτει:

$$\varepsilon = \frac{\alpha}{h_0}, \quad \mu = \frac{h_0}{L} \quad (3.79)$$

οι οποίες είναι οι παράμετροι της μη γραμμικότητας και διασποράς αντίστοιχα. Συνεπώς γράφοντας τις γραμμικοποιημένες εξισώσεις προκύπτουν οι ακόλουθες εξισώσεις:

$$\sigma^2 \nabla^2 \Psi + \Psi_{zz} = 0, \quad -h_b < z < -h \quad (3.80)$$

$$\sigma^2 \nabla^2 \Phi + \Psi_{zz} = 0, \quad -h < z < \eta \quad (3.81)$$

$$\sigma^2 (\Phi_t + \eta) + \varepsilon \frac{1}{2} [\sigma^2 (\Phi_x^2 + \Phi_y^2) + \Phi_z^2] = 0, \quad z = \varepsilon \eta \quad (3.82)$$

$$\sigma^2 (\eta_t + \varepsilon \nabla \Phi \cdot \nabla \eta) = \Phi_z, \quad z = \varepsilon \eta \quad (3.83)$$

$$\Psi_z = -\sigma^2 \nabla \Psi \cdot \nabla h_b, \quad z = -h_b \quad (3.84)$$

$$\Phi_z + \sigma^2 \nabla \Phi \cdot \nabla h = \varphi (\Psi_z + \sigma^2 \nabla \Psi \cdot \nabla h), \quad z = -h \quad (3.85)$$

$$\begin{aligned} \sigma^2 (c_r \Psi_t + a \Psi) + \varepsilon \frac{1}{2} c_r [\sigma^2 (\Psi_x^2 + \Psi_y^2) + \Psi_z^2] \\ = \sigma^2 \Phi_t + \varepsilon \frac{1}{2} [\sigma^2 (\Phi_x^2 + \Phi_y^2) + \Phi_z^2], \quad z = -h \end{aligned} \quad (3.86)$$

Στην συνέχεια στις εξισώσεις αυτές γίνεται διάκριση στην εμφάνιση των οριζόντιων και κάθετων παραγώγων των δυναμικών. Τα δυναμικά εισάγουν αυθαίρετες κατανομές $\Psi(x,y,t)$, $\Phi(x,y,t)$ στην οριζόντια διάσταση και εκθετική δυναμοσειρά στην κατακόρυφη διάσταση ως:

$$\Psi(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} [z + h_b(x, y)]^n \Psi_n(x, y, t) \quad (3.87)$$

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} [z + h(x, y)]^n \Phi_n(x, y, t) \quad (3.88)$$

Στα μοντέλα Boussinesq θεωρούμε ότι $O(\varepsilon) = O(\sigma^2) < 1$. Έτσι λαμβάνοντας υπόψη μόνο τους κυρίαρχους όρους μη γραμμικότητας και διασποράς και χρησιμοποιώντας τις οριακές συνθήκες Εξ. (3.80), (3.81), (3.85) και (3.86) οδηγούμαστε αντίστοιχα για τα δυναμικά Ψ και Φ :

$$\Psi = \Psi_0 - \frac{\sigma^2}{2} [2(z + h_b)\nabla h_b \cdot \nabla \Psi_0 + (z + h_b)^2 \nabla^2 \Psi_0] + O(\sigma^4) \quad (3.89)$$

$$\Phi = \Phi_0 - \frac{\sigma^2}{2} \{2(z + h)[\nabla h \cdot \nabla \Phi_0 + \varphi \nabla \cdot (h_s \nabla \Psi_0)] + (z + h)^2 \nabla^2 \Phi_0\} + O(\sigma^4) \quad (3.90)$$

Οι ταχύτητες σε κάθε μέσο μπορούν να ληφθούν λαμβάνοντας υπόψη τις εναπομείναντες 3 οριακές συνθήκες Εξ. (3. 82), (3. 83) και (3. 84). Πρώτα η εξίσωση της ορμής λαμβάνεται εισάγοντας την δυναμική συνθήκη στην ελεύθερη επιφάνεια. Η Εξ. (3. 82) πρώτα εκτιμάται στο ύψος $z = \varepsilon\eta$ και έπειτα το ∇ εισάγεται στην παραγόμενη εξίσωση για την απαλοιφή του Φ_0 :

$$\begin{aligned} \mathbf{u}_{0t} + \varepsilon \mathbf{u}_0 \cdot \nabla \mathbf{u}_0 + \nabla \eta - \frac{\sigma^2}{2} \nabla [h^2 \nabla \cdot \mathbf{u}_{0t} + 2h \nabla h \cdot \mathbf{u}_{0t} + \varphi h \nabla (h_s \cdot \mathbf{u}_{s0t})] \\ = O(\varepsilon \sigma^2, \sigma^4) \end{aligned} \quad (3.91)$$

όπου οι ταχύτητες είναι:

$$\mathbf{u}_0 = \nabla \Phi_0, \quad \mathbf{u}_{s0} = \nabla \Psi_0 \quad (3.92)$$

Η εξίσωση ορμής στο πορώδες μέσο προκύπτει εξισώνοντας τις πιέσεις στην διεπιφάνεια των δύο σωμάτων (πορώδες μέσο και νερό). Η Εξ. (3. 86) υπολογίζεται σε ύψος $z = -h$ και έπειτα το ∇ εισάγεται στην παραγόμενη εξίσωση για την απαλοιφή του Ψ_0 :

$$\begin{aligned} c_r(\mathbf{u}_{s0t} + \varepsilon \mathbf{u}_{s0} \cdot \nabla \mathbf{u}_{s0}) + \nabla \eta + \alpha \mathbf{u}_{s0} \\ - \frac{\sigma^2}{2} \nabla [c_r(2h_s \nabla h_b \cdot \mathbf{u}_{s0t} + h_s^2 \nabla \mathbf{u}_{s0t}) \\ + \alpha(2h_s \nabla h_b \cdot \mathbf{u}_{s0} + h_s^2 \nabla \mathbf{u}_{s0}) + h^2 \nabla \mathbf{u}_{0t} + 2\varphi \nabla \cdot (h_s \mathbf{u}_{s0t})] \\ = O(\varepsilon \sigma^2, \sigma^4) \end{aligned} \quad (3.93)$$

Οι ολοκληρωμένες στο βάθος ταχύτητες είναι:

$$\bar{\mathbf{u}} = \frac{1}{h + \varepsilon\eta} \int_{-h}^{\varepsilon\eta} \nabla \Phi dz \quad (3.94)$$

$$\bar{\mathbf{u}}_s = \frac{1}{h_b - h} \int_{-h_b}^h \nabla \Psi dz \quad (3.95)$$

Εισάγοντας τις Εξ. (3. 89) και (3. 90) στις εξισώσεις (3. 95) και (3. 94) αντίστοιχα προκύπτουν οι ακόλουθες σχέσεις:

$$\mathbf{u}_0 = \bar{\mathbf{u}} + \frac{\sigma^2}{2} \left[\frac{h^2}{3} \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + h\nabla(\nabla h \cdot \bar{\mathbf{u}}) + h\nabla h\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}} + 2\nabla h\nabla h \cdot \bar{\mathbf{u}}) \right. \\ \left. + \frac{\sigma^2}{2} \varphi \{ h\nabla[\nabla \cdot (h_s \bar{\mathbf{u}}_s)] + 2\nabla h\nabla h \cdot (h_s \bar{\mathbf{u}}_s) \} + O(\sigma^4) \right] \quad (3.96)$$

$$\mathbf{u}_{s0} = \bar{\mathbf{u}}_s + \frac{\sigma^2}{2} \left[\frac{h_s^2}{3} \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_s + h_s\nabla(\nabla h_b \cdot \bar{\mathbf{u}}_s) + h_s\nabla h_b\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_s + 2\nabla h_b\nabla h_b \cdot \bar{\mathbf{u}}_s) \right. \\ \left. + O(\sigma^4) \right] \quad (3.97)$$

Στη συνέχεια εισάγοντας τις Εξ. (3.96) και (3.97) στις Εξ. (3.91) και (3.93) προκύπτει:

$$\bar{\mathbf{u}}_t + \varepsilon \bar{\mathbf{u}} \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}} + \nabla \eta + \frac{\sigma^2}{2} \left\{ \frac{h^2}{3} \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_t) - h\nabla[\nabla \cdot (h\bar{\mathbf{u}}_t)] - \varphi h\nabla[\nabla \cdot (h_s \bar{\mathbf{u}}_{st})] \right\} \\ = O(\varepsilon\sigma^2, \sigma^4) \quad (3.98)$$

$$c_r(\bar{\mathbf{u}}_{st} + \varepsilon \bar{\mathbf{u}}_s \cdot \nabla \bar{\mathbf{u}}_s) + \nabla \eta + \alpha \bar{\mathbf{u}}_s \\ + \frac{\sigma^2}{2} \left(c_r \frac{\partial}{\partial t} + a \right) \left[-\frac{2}{3} h_s^2 \nabla(\nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_s) - h_s \nabla(\nabla h_b \cdot \bar{\mathbf{u}}_s) + h_s \nabla(h \\ - h_s) \nabla \cdot \bar{\mathbf{u}}_s \right] - \frac{\sigma^2}{2} \nabla[\nabla \cdot (h^2 \bar{\mathbf{u}}_t) + 2\varphi h \nabla \cdot (h_s \bar{\mathbf{u}}_s)] = O(\varepsilon\sigma^2, \sigma^4) \quad (3.99)$$

$$\eta_t + \nabla \cdot [(h + \varepsilon\eta)\bar{\mathbf{u}}] + \varphi \nabla \cdot (h_s \bar{\mathbf{u}}_s) = 0 \quad (3.100)$$

Οι Εξ. (3.98), (3.99) (εξισώσεις ορμής) και (3.100) (εξίσωση συνέχειας) αποτελούν τις βασικές εξισώσεις Boussinesq του μοντέλου των Cruz *et al.* (1997).

Γενικότερα, σε ένα οποιοδήποτε μοντέλο Boussinesq δύναται να εισαχθούν στην εξίσωση συνέχειας και ορμής οι επιπλέον όροι αντίστοιχα:

$$\zeta_t + \dots + \varphi \nabla \cdot (h_s \mathbf{U}_s) \quad (3.101)$$

$$\mathbf{U}_t + \dots - \frac{\varphi}{2} d\nabla^2 [h_s \mathbf{U}_{st}] \quad (3.102)$$

καθώς και η εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer (Εξ. (3.54)) που περιγράφει τη ροή εντός πορώδους μέσου και σε δισδιάστατη έκφραση παίρνει τη μορφή:

$$c_r \mathbf{U}_{st} + \mathbf{U}_s \nabla \mathbf{U}_s + g \nabla \zeta + \alpha_1 \mathbf{U}_s + \alpha_2 \mathbf{U}_s |\mathbf{U}_s| = 0 \quad (3.103)$$

όπου ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, $\mathbf{U} = (\mathbf{u}, v)$ είναι το διάνυσμα της μέσης κατά βάθος οριζόντιας ταχύτητας εκτός του πορώδους μέσου, $\mathbf{U}_s = (u_s, v_s)$ είναι το

διάνυσμα της μέσης στο βάθος ταχύτητας εντός του πορώδους μέσου, d είναι το βάθος και h_s είναι το πάχος του πορώδους μέσου.

Έτσι, ουσιαστικά μέσω της προσθήκης των επιπλέον όρων των Εξ. (3. 101) και (3. 102) σε συνδυασμό με την επιπλέον εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer Εξ. (3. 103) ένα μοντέλο τύπου Boussinesq καθίσταται ικανό να προσομοιώνει κατ' αρχήν τη διάδοση των κυματισμών πάνω από διαπερατές κατασκευές και να περιγράφει τη ροή εντός τους.

4. Μαθηματικό Υπόβαθρο

4.1 Εισαγωγή

Όπως αναφέρθηκε στο Κεφ. 3, τα μαθηματικά μοντέλα που βασίζονται στις βασικές εξισώσεις Boussinesq του Peregrine (1967) περιγράφουν τη διάδοση ήπια μη γραμμικών και ελαφρώς διασπειρόμενων κυματισμών με κύρια μειονεκτήματά τους το περιορισμένο πεδίο εφαρμογής τους σε βάθη το πολύ 20% του μήκους κύματος. Πλήθος εργασιών, όπως των Madsen *et al.* (1991), Wei and Kirby (1995), Wei *et al.* (1995), Madsen και Schäffer (1998), Karambas and Koutitas (2002), Klonaris *et al.* (2016) κλπ. βελτίωσαν τα χαρακτηριστικά διασποράς των εξισώσεων επεκτείνοντας το πεδίο εφαρμογής των αντίστοιχων μοντέλων σε βαθύτερα ύδατα. Άλλες εργασίες, όπως των Madsen and Schäffer (1998) και Madsen *et al.* (2002,2003), Bingham and Agnon (2005), Chondros and Memos (2014) κλπ. πέτυχαν πρακτικά την άρση του περιορισμού του βάθους, περιγράφοντας τη διάδοση κυματισμών πλήρους γραμμικής διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας. Επιπλέον, οι Cruz *et al.* (1997), Liu and Wen (1997), Avgeris *et al.* (2004) και πιο πρόσφατα οι Hsiao *et al.* (2010) παρουσίασαν μοντέλα τύπου Boussinesq προκειμένου να περιγράψουν τη διάδοση των κυματισμών πάνω από πορώδη πυθμένα.

Οι Chondros and Memos (2012, 2014), βασιζόμενοι στις βασικές εξισώσεις των Madsen and Schäffer (1998), παρουσίασαν ένα μοντέλο τύπου Boussinesq, πλήρους διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας, το οποίο είναι ικανό να προσομοιώνει βέλτιστα τη γραμμική και μη γραμμική διασπορά και γραμμική ρήχωση σε οποιοδήποτε βάθος νερού. Το αριθμητικό αυτό μοντέλο (CM14) εισήγαγε μια νέα μεθοδολογία για τον προσδιορισμό των βελτιωμένων χαρακτηριστικών διασποράς και των παραμέτρων ρήχωσης και είναι σε θέση να προβλέπει το κυματικό πεδίο πάνω από ύφαλες αδιαπέρατες κατασκευές, όπως περιγράφηκε αναλυτικά στην §3.4. Το μοντέλο CM14 χρησιμοποιήθηκε αρχικά στην παρούσα διδακτορική διατριβή και με τις αναγκαίες προσθήκες και βελτιώσεις προέκυψε ένα τροποποιημένο μοντέλο τύπου Boussinesq (στο εξής mCM14) προκειμένου να καταστεί δυνατός ο προσδιορισμός τόσο της κυματικής διάδοσης πάνω από ύφαλες διαπερατές πλέον κατασκευές όσο των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός αυτών.

Πιο συγκεκριμένα, ακολουθώντας την προσέγγιση των Cruz *et al.* (1997) (βλ. §3.5), εισήχθησαν πρόσθετοι όροι στις βασικές εξισώσεις των Chondros and Memos (2014) καθώς και μία επιπλέον εξίσωση Darcy-Forchheimer προκειμένου να περιγραφεί η διάδοση των κυματισμών πάνω από διαπερατούς Υ.Κ. Επιπλέον, βασιζόμενοι αρχικά στην κατανομή

ταχυτήτων που προτείνεται από τον Dingemans (1997) για μη γραμμικούς κυματισμούς, η κατανομή αυτή προσαρμόστηκε στη μέση κατά βάθος ταχύτητα εντός του πορώδους μέσου που προκύπτει από τις εξισώσεις Boussinesq. Έτσι, προέκυψε ένα απλό ημί-εμπειρικό μοντέλο πρόβλεψης της κατακόρυφης κατανομής των τροχιακών ταχυτήτων και των υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό του πορώδους μέσου ικανό να εισαχθεί σε οποιοδήποτε μοντέλο τύπου Boussinesq. Επιπλέον, το βασικό μοντέλο CM14 περιλαμβάνει το μοντέλο θραύσης της τυρβώδους συνεκτικότητας (Eddy Viscosity Model) των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000) του οποίου όμως οι παράμετροι που καθορίζουν τη θραύση και υπεισέρχονται σε αυτό παραμετροποιήθηκαν προκειμένου να καθίσταται ικανή η πρόβλεψη και ο τύπος θραύσης των κυματισμών που θραύονται πάνω από διαπερατούς Υ.Κ.

Συνοπτικά, το προκύπτον μοντέλο mCM14, που αναλυτικά παρουσιάζεται στο παρόν κεφάλαιο, είναι ένα αριθμητικό μοντέλο βασιζόμενο σε εξισώσεις τύπου Boussinesq, πλήρους διασποράς και μη γραμμικότητας και είναι κατάλληλο για τεχνικές εφαρμογές που περιλαμβάνουν διαπερατές κατασκευές, απότομες κλίσεις πρανών και επαρκή πρόβλεψη της θραύσης. Επιπρόσθετα, το ως άνω αριθμητικό μοντέλο δύναται να προβλέψει με ικανοποιητική ακρίβεια τις υδροδυναμικές συνθήκες, ήτοι τις τροχιακές ταχύτητες και υδροδυναμικές πιέσεις, που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των ύφαλων διαπερατών κατασκευών λόγω θαλάσσιων κυματισμών.

4.2 Τροποποιημένο Μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014)

4.2.1 Βασικές εξισώσεις μοντέλου

Το μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014) περιλαμβάνει εξισώσεις ανώτερης τάξης πλήρους διασποράς και μη γραμμικότητας και χρησιμοποιείται για διάδοση κυματισμών πάνω από αδιαπέρατες κατασκευές. Στην περίπτωση που εξετάζεται η διάδοση των κυματισμών πάνω από διαπερατές κατασκευές, εισάγεται ένας πρόσθετος όρος στην εξίσωση συνέχειας και δύο όροι στην εξίσωση ορμής, σύμφωνα με την τεχνική που προτείνεται από τους Cruz *et al.* (1997), για την περιγραφή της αλληλεπίδρασης των κυματισμών με το πορώδες μέσο.

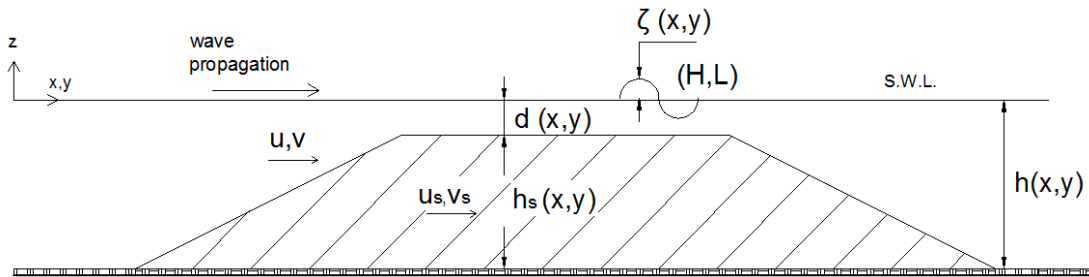
Έτσι, η εξίσωση συνέχειας και ορμής σε δύο οριζόντιες διαστάσεις που η γενική της μορφή χρησιμοποιείται στο mCM14 προκύπτουν:

$$\zeta_t + \nabla \cdot [(d + \varepsilon\zeta)\mathbf{U}] + \varphi\nabla(h_s\mathbf{U}_s) = 0 \quad (4.1)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_t + \nabla\zeta + \frac{1}{2}\varepsilon\nabla(u^2) + \mu^2(\Lambda_{20}^{III} + \varepsilon\Lambda_{21}^{III} + \varepsilon^2\Lambda_{22}^{III} + \varepsilon^3\Lambda_{23}^{III}) + \mu^4(\Lambda_{40}^{III} + \varepsilon\Lambda_{41}^{III}) \\ - \frac{\varphi}{2}d\nabla^2(h_s\mathbf{U}_{st}) + O(\mu^6, \varepsilon^2\mu^4) = 0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

όπου ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, $\mathbf{U} = (U, V)$ είναι οι μέσες στο βάθος οριζόντιες συνιστώσες των ταχυτήτων κατά x και y αντίστοιχα έξω από τον Υ.Κ., $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$ είναι οι μέσες στο βάθος οριζόντιες συνιστώσες των ταχυτήτων κατά x και y αντίστοιχα στο εσωτερικό του Υ.Κ., $\nabla \equiv (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$ είναι ο τελεστής βαθμίδας, d είναι το βάθος νερού ($=h$ το σταθερό βάθος στο ελεύθερο πεδίο, **Σχήμα 4.1**), h_s είναι το πάχος του πορώδους μέσου, φ είναι το πορώδες της κατασκευής (ο λόγος του όγκου των κενών προς το συνολικό όγκο), ε είναι η παράμετρος της μη-γραμμικότητας ($= H/d$, όπου H το τοπικό ύψος κύματος) και μ η διασπορά συχνοτήτων ($= d/L$, όπου L το τοπικό μήκος κύματος).

Οι αναλυτικές εκφράσεις των όρων Λ^{III} είναι συναρτήσεις χωρικών και χρονικών παραγώγων των ταχυτήτων \mathbf{U} και της στάθμης ελεύθερης επιφάνειας ζ και παρουσιάζονται αναλυτικά στην εργασία τόσο των Madsen and Schäffer (1998) όσο και των Chondros and Memos (2014).



Σχήμα 4.1 Ορισμός μεταβλητών μοντέλου mCM14.

4.2.2 Εξίσωση Darcy-Forchheimer

Οι Εξ. (4. 1) και (4. 2) επιλύονται στην περίπτωση πορώδους Υ.Κ. σε συνδυασμό με μία ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer για τη ροή στο εσωτερικό της κατασκευής. Υποθέτοντας ότι $O[(h_s/L)^2] \ll 1$, η δισδιάστατη, ολοκληρωμένη στο βάθος εξίσωση ορμής, διατυπωμένη σε όρους της ταχύτητας ρευστού γράφεται (Cruz *et al.*, 1997):

$$c_r\mathbf{U}_{st} + \mathbf{U}_s + \mathbf{U}_s\nabla\mathbf{U}_s + g\nabla\zeta + a_1\mathbf{U}_s + a_2\mathbf{U}_s|\mathbf{U}_s| = 0 \quad (4.3)$$

Οι τελευταίοι δύο όροι στην Εξ. (4. 3) αντιπροσωπεύουν τις συνιστώσες των όρων τριβής για στρωτή (όρος Darcy) και τυρβώδη ροή (όρος Forchheimer) αντίστοιχα (laminar and turbulence friction terms). Σε αυτήν την σχέση ο αδρανειακός συντελεστής (inertial coefficient) δίνεται από την σχέση (Van Gent, 1994, 1995):

$$c_r = \frac{1 + c_m}{\varphi} = \frac{1 + \gamma \frac{1 - \varphi}{\varphi}}{\varphi} \quad (4. 4)$$

όπου c_m είναι ο συντελεστής πρόσθετης μάζας (added mass coefficient) και γ ένας εμπειρικός συντελεστής που σχετίζεται με τη πρόσθετη μάζα.

Οι συντελεστές πορώδους αντίστασης (porous resistance coefficients) α_1 και α_2 στην Εξ. (4. 3), υπολογίζονται σύμφωνα με τους Sollitt and Cross (1972), Losada *et al.* (1995) και Hsiao *et al.* (2002):

$$\alpha_1 = \frac{\varphi \nu}{K}, \quad \alpha_2 = \frac{\varphi^2 c_f}{\sqrt{K}} \quad (4. 5)$$

όπου ν είναι το κινηματικό ιξώδες του νερού ($\sim 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$), c_f είναι αδιάστατη παράμετρος όπου σύμφωνα με τον Van Gent (1995) είναι:

$$c_f = \beta \frac{1 - \varphi \sqrt{K}}{\varphi d_{50}} \quad (4. 6)$$

ενώ σύμφωνα με την εργασία του Ward (1964) η αδιάστατη παράμετρος c_f προτείνεται να είναι ίση με 0.55. K είναι η γεωμετρική διαπερατότητα όπου σύμφωνα με τους Van Gent (1995), Burcharth and Andersen (1995) και Hsiao *et al.* (2002) είναι:

$$K = \frac{d_{50}^2 \varphi^3}{\alpha(1 - \varphi)^2} \quad (4. 7)$$

όπου α είναι ένας εμπειρικός συντελεστής και d_{50} είναι η μέση διάμετρος του υλικού της κατασκευής.

Ο Van Gent (1995) στην διδακτορική του διατριβή προτείνει ορισμένες τιμές για τους αδιάστατους συντελεστές α , β και γ οι οποίες σχετίζονται με το είδος του υλικού και την κλίμακα μεγέθους των στερεών σωματιδίων. Στον παρακάτω πίνακα (Πίνακας 4.1) παρουσιάζονται οι τιμές που προέκυψαν από τις μετρήσεις του Van Gent (1995) όσον αφορά τους συντελεστές α και β .

Πίνακας 4.1 Προτεινόμενες τιμές αδιάστατων συντελεστών α και β σε σχέση με τα χαρακτηριστικά του υλικού (Van Gent 1995).

Υλικό κατασκευής	d_{50} (m)	φ	α	β
Ακανόνιστο λιθοσύντριμμα	0.0610	0.442	1791	0.55
Ακανόνιστο λιθοσύντριμμα	0.0202	0.449	1662	1.07
Ακανόνιστο λιθοσύντριμμα	0.0310	0.388	1007	0.63
Ημισφαιρικό λιθοσύντριμμα	0.0487	0.454	0	0.88
Σφαιρικό λιθοσύντριμμα	0.0488	0.393	1066	0.29
Σφαιρικό λιθοσύντριμμα	0.0460	0.476	2070	0.69

Ο Van Gent (1995) προτείνει γενικότερα όταν χρησιμοποιείται κάποια μέση διάμετρος του υλικού η οποία είναι διαφορετική από τις τιμές του **Πίνακας 4.1** τότε οι συντελεστές α , β και γ να λαμβάνουν τις τιμές 1000, 1.1 και 0.34 αντίστοιχα. Οι τιμές αυτές υιοθετούνται και στο προκύπτον μοντέλο της διδακτορικής αυτής διατριβής.

4.2.3 Μοντέλο θραύσης

Η προσομοίωση της θραύσης των κυματισμών στο μοντέλο mCM14 πραγματοποιείται μέσω του μοντέλου τυρβώδους συνεκτικότητας (eddy viscosity model) των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000) όπως αυτό περιγράφηκε εν μέρη στην §3.3. αυτό το μοντέλο θραύσης αυτό είναι παρόμοιο με αυτό του Zelt (1991), αλλά με κάποιες προσθήκες και βελτιώσεις ώστε να αποδοθεί μια ρεαλιστικότερη περιγραφή της έναρξης και της λήξης του φαινομένου της θραύσης των κυματισμών λόγω ρήχωσης μέσω ουσιαστικά ενός τεχνητού τρόπου απομείωσης της κυματικής ενέργειας.

Σύμφωνα με την προσέγγιση των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000), εισήχθησαν απλοί όροι τυρβώδους συνεκτικότητας $\mathbf{R}_b = (R_{bx}, R_{by})$ στην εξίσωση ορμής των βασικών εξισώσεων Boussinesq του μοντέλου, ώστε να προσομοιώνεται η τυρβώδης μίξη και η διάχυση που συμβαίνει λόγω θραύσης. Αντιθέτως, η εξίσωση συνέχειας παραμένει αμετάβλητη. Οι επιπλέον αυτοί όροι, εισάγονται στην εξίσωση ορμής και στην δισδιάστατη έκφρασή τους, δίνονται ως ακολούθως:

$$U_t + \dots - \mathbf{R}_b \quad (4.8)$$

όπου:

$$R_{bx} = \frac{1}{d + \zeta} \left\{ \left[v_e((d + \zeta)U) \right]_x \right]_x + \frac{1}{2} \left[v_e((d + \zeta)U)_y + v_e((d + \zeta)V) \right]_x \right]_y \left. \right\} \quad (4.9)$$

$$R_{by} = \frac{1}{d + \zeta} \left\{ \left[v_e((d + \zeta)V) \right]_y \right]_y + \frac{1}{2} \left[v_e((d + \zeta)U)_y + v_e((d + \zeta)V) \right]_x \right]_x \left. \right\} \quad (4.10)$$

όπου οι δείκτες x, y στα δεξιά μέλη δηλώνουν παραγωγή ως προς τις αντίστοιχες μεταβλητές. Να σημειωθεί ότι, πολλαπλασιάζοντας τις εξισώσεις ορμής με $(d + \zeta)$ και ολοκληρώνοντας σε ένα περιστατικό θραύσης, μπορεί να δειχθεί, σύμφωνα με τους Kennedy *et al.* (2000), ότι οι πρόσθετοι αυτοί όροι φαίνεται να διατηρούν τη συνολική ορμή, καθιστώντας έτσι το μοντέλο σταθερό στην περιοχή μιας θραυόμενης κορυφής.

Στις παραπάνω σχέσεις (4.9) και (4.10), ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, U και V είναι οι μέσες κατά βάθος οριζόντιες ταχύτητες στις διευθύνσεις x και y αντίστοιχα και d είναι το βάθος νερού, ενώ η τυρβώδης συνεκτικότητα v_e είναι συνάρτηση του χώρου και του χρόνου και προσδιορίζεται από την σχέση:

$$v_e = E\delta_b^2(d + \zeta)\zeta_t \quad (4.11)$$

όπου ο δείκτης t υποδηλώνει την παραγωγή στον χρόνο και δ_b είναι ένας συντελεστής μήκους μίξης (mixing length coefficient) που ελέγχει την ενεργειακή διάχυση που προκαλείται από τη θραύση των κυματισμών. Η ποσότητα E μεταβάλλεται ομαλά από 0 έως 1, ώστε να αποφευχθεί μία απότομη εκκίνηση της θραύσης με συνεπαγόμενη αστάθεια και ορίζεται από:

$$E = \begin{cases} 1, & \zeta_t \geq 2\zeta_t^* \\ \zeta_t/\zeta_t^* - 1, & \zeta_t^* < \zeta_t \leq 2\zeta_t^* \\ 0, & \zeta_t \leq \zeta_t^* \end{cases} \quad (4.12)$$

Η παράμετρος ζ_t^* καθορίζει την αρχή και τη λήξη της θραύσης εξασφαλίζοντας με απλό τρόπο ότι η διάχυση της ενέργειας συγκεντρώνεται στο εμπρόσθιο μέτωπο του κύματος (όπως συμβαίνει στη φύση) και ορίζεται ως:

$$\zeta_t^* = \begin{cases} \zeta_t^{(F)}, & t \geq T^* \\ \zeta_t^{(I)} + \frac{t-t_0}{T^*}(\zeta_t^{(F)} - \zeta_t^{(I)}), & 0 \leq t - t_0 < T^* \end{cases} \quad (4.13)$$

όπου $T^* = 5(d/g)^{1/2}$ είναι ο μεταβατικός χρόνος, t_0 ο χρόνος έναρξης της θραύσης και $t - t_0$ είναι η χρονική διάρκεια του γεγονότος της θραύσης. Οι Kennedy *et al.* (2000) προτείνουν τις τιμές $0.65(gd)^{0.5}$ και $0.15(gd)^{0.5}$ για τα $\zeta_t^{(I)}$ και $\zeta_t^{(F)}$ αντίστοιχα. Ωστόσο, όπως τονίζουν οι ερευνητές οι τιμές αυτές δεν είναι απόλυτες και εξαρτώνται από το

εκάστοτε χρησιμοποιούμενο μοντέλο Boussinesq και τις γραμμικές και μη γραμμικές του ιδιότητες. Εν προκειμένω οι τιμές αυτές προέκυψαν από επαλήθευση των μοντέλων τύπου Boussinesq των Nwogu (1993) και Wei *et al.* (1995), οι οποίοι συνέκριναν τα αποτελέσματα των εν λόγω μοντέλων με πειραματικά δεδομένα των Hansen and Svendsen (1979). Τα τελευταία περιελάμβαναν θραυόμενους μονοχρωματικούς κυματισμούς πάνω από αδιαπέρατο πυθμένα ήπιας κλίσης (1:34.26). Όσον αφορά την τιμή του συντελεστή μήκους μίξης δ_b , αυτή κυμαινόταν μεταξύ 0.9 με 1.5 δίνοντας στο εύρος αυτό παρόμοια αποτελέσματα.

Στη συνέχεια, οι Chen *et al.* (2000) εστίασαν στην εφαρμογή και την επαλήθευση των προαναφερθέντων μοντέλων Boussinesq (Nwogu, 1993 και Wei *et al.*, 1995) επεκτείνοντας το μοντέλο θραύσης της τυρβώδους συνεκτικότητας σε δύο οριζόντιες διαστάσεις και συγκρίνοντας τα αποτελέσματα του μοντέλου της θραύσης με πειραματικά δεδομένα ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας των Chawla and Kirby (1996), που περιελάμβαναν διάδοση δισδιάστατων μονοχρωματικών κυματισμών πάνω από ένα ύφαλο σφαιρικό εμπόδιο, μέσης κλίσης 0.15. μέσω της σύγκρισης αυτής, οι Chen *et al.* (2000) παρατήρησαν ότι οι προτεινόμενες τιμές των συντελεστών που προτάθηκαν από τους Kennedy *et al.* (2000), οι οποίες είχαν βασιστεί σε πειράματα σε αδιαπέρατη ακτή ήπιας κλίσης, δεν έδιναν επαρκή αποτελέσματα σε πιο απότομες κλίσεις. Ως εκ τούτου, ακολουθώντας την ίδια διαδικασία, ήτοι βελτιστοποίηση των παραμέτρων αυτών με τα πειραματικά δεδομένα (best fit methodology) ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας, κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η παράμετρος που ελέγχει την έναρξη της θραύσης, $\zeta_t^{(I)}$, πρέπει να μειωθεί από το $0.65(gd)^{0.5}$ (που αφορά ακτή ήπιας κλίσης) σε $0.35(gd)^{0.5}$ που αφορά πιο απότομες συγκριτικά κλίσεις, κρατώντας όλες τις υπόλοιπες παραμέτρους του μοντέλου της θραύσης σταθερές.

Συνδυαστικά λοιπόν, οι Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000), πρότειναν το $\zeta_t^{(I)}$ να λαμβάνει τιμές από $0.35(gd)^{0.5}$ για ακτές με αναβαθμούς (bar beaches) σε $0.65(gd)^{0.5}$ για ακτές ήπιας κλίσης (monotone mildly sloping beaches) και το $\zeta_t^{(F)} = 0.15(gd)^{0.5}$ σταθερό για όλες τις περιπτώσεις που δοκίμασαν. Όσον αφορά τον συντελεστή μήκους μίξης (mixing length coefficient) προτάθηκε να είναι σταθερός και ίσος με $\delta_b=1.2$. Οι τιμές αυτές έχουν επαληθευτεί και σε άλλες εργασίες όπως αυτές των Chondros *et al.* (2011), Fonias *et al.* (2013), Papadopoulos *et al.* (2014) κλπ, για διάδοση μονοχρωματικών και σύνθετων κυματισμών πάνω από Υ.Κ. με ήπιες κλίσεις πρανών (έως 1:10).

Οι Kennedy *et al.* (2000) σημείωσαν επίσης πως σε περιπτώσεις θραύσης τύπου spilling ή plunging, η θραύση εκκινεί όταν το μέτωπο του κύματος ανατραπεί, μια συνθήκη η οποία στη φυσική της έννοια δεν μπορεί να προσομοιωθεί από ένα μοντέλο τύπου Boussinesq, εφόσον ότι η αριθμητική επίλυση των εξισώσεων γίνεται με ένα σχήμα πεπερασμένων διαφορών. Έτσι, πιο πρόσφατες εργασίες προσπαθούν να αποφύγουν την εισαγωγή τεχνητών όρων στις βασικές εξισώσεις. Μια τέτοια τεχνική, αναγνωρίζει την περιοχή της θραύσης βασιζόμενη στο κριτήριο Froude και απενεργοποιεί τους όρους διασποράς των εξισώσεων Boussinesq, μεταπίπτοντας έτσι σε εξισώσεις ρηχών υδάτων προσομοιώνοντας το γεγονός της θραύσης σαν μία μορφή υδραυλικού άλματος. Ωστόσο, δεν είναι σαφές το πλεονέκτημα της διαφορετικής αυτής μεθόδου έναντι της μεθόδου της τυρβώδους συνεκτικότητας (π.χ. αποτελέσματα των Roeber *et al.*, 2010; Shi *et al.*, 2012). Ως εκ τούτου η τεχνική των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000), λόγω των αξιόπιστων αποτελεσμάτων της και της απλής σχετικά εφαρμογής της, υιοθετήθηκε στο παρόν μοντέλο mCM14.

Επεκτείνοντας περαιτέρω την προηγούμενη έρευνα των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000) προκειμένου να προσομοιωθεί επαρκώς η θραύση πάνω από έναν Υ.Κ. (τόσο αδιαπέρατο όσο και διαπερατό) με απότομες κλίσεις πρανών, δηλαδή της τάξης 1:2, προτάθηκαν στα πλαίσια της παρούσας διατριβής νέες τιμές των συντελεστών δ_b και $\zeta_t^{(I)}$, σύμφωνα με τη λογική των Chen *et al.* (2000) που αναφέρεται στην ανάγκη να μεταβληθούν οι παραπάνω τιμές που εξαρτώνται άλλωστε και από το εκάστοτε μοντέλο Boussinesq που χρησιμοποιείται. Ο προσδιορισμός των παραπάνω συντελεστών έγινε συγκρίνοντας τα αποτελέσματα του παρόντος μοντέλου mCM14 όσον αφορά την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας με πειραματικά δεδομένα που αναφέρονται στην §5.2.3, συσχετίζοντας τον τύπο θραύσης (π.χ. spilling, plunging κλπ) με τις παραμέτρους δ_b και $\zeta_t^{(I)}$.

Σε ότι αφορά την κατηγοριοποίηση του τύπου θραύσης, χρησιμοποιήθηκε η προσέγγιση των Calabrese *et al.* (2008) οι οποίοι παρουσίασαν έναν ολοκληρωμένο τρόπο προσδιορισμού του τύπου θραύσης πάνω από ύφαλους αναβαθμούς σχετικά ήπιας κλίσης (1:10) αλλά και απότομης κλίσης (1:2) Ειδικότερα, επιχείρησαν παραμετροποίηση του τύπου θραύσης συναρτήσει της γεωμετρίας της κατασκευής και των κυματικών χαρακτηριστικών έπειτα από μια σειρά πειραματικών ελέγχων. Κατέληξαν έτσι στον καθορισμό του τύπου θραύσης μέσω ενός ζεύγους κυματικών παραμέτρων, οι οποίες είναι:

$$\xi_b = \frac{h_s}{\frac{h_s}{m} + B} \left(\frac{H_i}{L_0} \right)^{-0.5} \quad (4.14)$$

$$R_d^* = \frac{m}{\sqrt{\frac{H_i}{L_0}}} \frac{H_i}{R_c} \exp(-1.7P) \quad (4.15)$$

όπου m είναι μια παράμετρος που παίρνει την τιμή 0.5 για απότομες κλίσεις πρανών (για κλίσεις μεγαλύτερες του 1:5), R_c είναι το ελεύθερο ύψος (freeboard), h_s είναι το ύψος της κατασκευής, B είναι το πλάτος στέψης, P είναι η ονομαστική διαπερατότητα με τιμές $P=0$ για αδιαπέρατη κατασκευή και $P=0.60$ για διαπερατή (Van der Meer and Stam, 1992; Van den Meer, 1988), H_i είναι ο προσπίπτων κυματισμός και L_0 είναι το μήκος κύματος στα βαθειά ύδατα.

Για τις περιπτώσεις θραυόμενων κυματισμών το μοντέλο mCM14 της παρούσας διατριβής υπολογίζει τα ξ_b και R_d^* από τις Εξ. (4. 14) και (4. 15) αντίστοιχα και τις συγκρίνει με τις συναρτήσεις T_1 και T_2 που ορίζονται ως (Repousis *et al.*, 2014):

$$T_1 = [\exp(0.81\xi_b) - 1] \quad (4.16)$$

$$T_2 = [\exp(0.85\xi_b) - 1] \quad (4.17)$$

Μέσω αυτής της σύγκρισης και λαμβάνοντας υπόψη τα ξ_b και R_d^* προσδιορίζοντας τον εκάστοτε τύπο θραύσης, επιλέγονται οι κατάλληλες κάθε φορά τιμές των δ_b και $\zeta_t^{(I)}$. Η παραμετροποίηση αυτή εισήχθη στον μοντέλο θραύσης του Kennedy *et al.* (2000) επεκτείνοντας με αυτό τον τρόπο την εφαρμογή του σε Υ.Κ. διαπερατούς και αδιαπέρατους με απότομες κλίσεις πρανών. Αναλυτικότερη παρουσίαση του τρόπου που υπολογίζεται ο τύπος θραύσης επάνω από Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών αλλά και οι νέες τιμές που προέκυψαν μέσω της σύγκρισης του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις περιγράφονται στην §6.4.1.

4.2.4 Τριβή πυθμένα

Ο κυριότερος τρόπος αριθμητικής αντιμετώπισης της τριβής πυθμένα βασίζεται στη θεώρηση της διατμητικής τάσης που ασκείται στον πυθμένα από την υπερκείμενη στήλη ύδατος. Στο μοντέλο mCM14 οι στιγμιαίες διατμητικές τάσεις στον πυθμένα λαμβάνονται προσεγγιστικά από τις σχέσεις:

$$\tau_{bx} = \frac{1}{2} \rho f_w u_b |q| \quad (4.18)$$

$$\tau_{by} = \frac{1}{2} \rho f_w v_b |q| \quad (4.19)$$

όπου $|q| = \sqrt{u_b^2 + v_b^2}$ είναι η ταχύτητα των υγρών μορίων του νερού κοντά στον πυθμένα (near bottom velocities). Οι ταχύτητες u_b και v_b είναι οι πυθμενικές ταχύτητες στην διεύθυνση κυματισμών x και y αντίστοιχα και υπολογίζονται από το κατακόρυφο προφίλ $u(z)$ του Dingemans (1997) που στον πυθμένα ($z = -d$) δίνει:

$$u_b = U + \left(\frac{d}{2}\right) \frac{\partial^2 (dU)}{\partial x^2} - \left(\frac{d^2}{3}\right) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (4.20)$$

$$v_b = V + \left(\frac{d}{2}\right) \frac{\partial^2 (dV)}{\partial y^2} - \left(\frac{d^2}{3}\right) \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \quad (4.21)$$

όπου U, V οι μέσες κατά βάθος οριζόντιες ταχύτητες στις διευθύνσεις x και y αντίστοιχα. Ο συντελεστής τριβής στον πυθμένα λόγω κυματισμών f_w υπολογίζεται βάσει της σχέσης του Jonsson (1966):

$$f_w = \begin{cases} \exp[-5.977 + 5.213(K_N/A_b)^{0.194}], & \text{για } \frac{K_N}{A_b} < 0.63 \\ 0.3, & \text{για } \frac{K_N}{A_b} \geq 0.63 \end{cases} \quad (4.22)$$

όπου A_b είναι το πλάτος ταλάντωσης των σωματιδίων του νερού στον πυθμένα ($A_b = \frac{u_b}{2}$), και K_N η τραχύτητα του πυθμένα ($=0.1d_{50}$).

Να σημειωθεί ότι στο αριθμητικό μοντέλο της παρούσας έρευνας, η τριβή του πυθμένα λαμβάνεται υπόψη στην περιοχή ανάντη και κατόντη της πορώδους ύφαλής κατασκευής, καθότι στην θέση του έργου η απομείωση ενέργειας λόγω τριβής πραγματοποιείται μέσω της εξίσωσης Darcy-Forchheimer (βλ. Εξ. (4.3)).

4.2.5 Οριακές συνθήκες

Γένεση κυματισμών

Οι κυματισμοί που γεννούνται μέσα στο υπολογιστικό πεδίο περιγράφηκαν αναλυτικά στην §3.4 καθότι αποτελεί μία επιπλέον σημαντική προσθήκη στο αρχικό μοντέλο CM14. Συνοπτικά λοιπόν, η συνάρτηση πηγής ορίζεται:

$$f_s(x, y, t) = F(y, t) \exp(-\beta_s(x - x_s)^2) \quad (4.23)$$

όπου x_s είναι η θέση της πηγής στην οριζόντια διεύθυνση των κυματισμών x , $F(y, t)$ αναφέρεται σε θέση της πηγής σε μία γραμμή παράλληλη στην οριζόντια διεύθυνση y , η παράμετρος $\beta_s = 80/L$ (όπου L είναι το μήκος κύματος). Η $F(y, t)$ δίνεται από τους Wei *et al.* (1999):

$$F(y, t) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M D_{si,j} \cos(\omega_i t - k_i y \sin \theta_j + \varepsilon_{i,j}) \quad (4.24)$$

όπου, $D_{si,j}$ είναι το εύρος της συνάρτησης πηγής, k_i είναι ο κυματαριθμός, θ_j είναι η γωνία πρόσπτωσης των κυματισμών, $\varepsilon_{i,j}$ είναι η τυχαία φάση μέσα στο εύρος των $(0, 2\pi)$. Οι Memos *et al.* (2005) ακολουθώντας την παραπάνω προσέγγιση πρότειναν το εύρος D_s :

$$D_s = \frac{2\eta_o(\omega^2 + Bgk^4d^3)\cos\theta}{\omega I_1 k [1 + (B + 1/3)(kd)^2]} \quad (4.25)$$

όπου, η_o είναι το αντίστοιχο εύρος κύματος, το $I_1 = \sqrt{\frac{\pi}{\beta_s}} \exp\left(-\frac{(k\cos\theta)^2}{4\beta_s}\right)$.

Ο μεταβλητός συντελεστής B , που εξαρτάται από τον κυματαριθμό k , ορίζεται ως εξής:

$$B = \frac{\kappa \cosh \kappa - \sinh \kappa \left(\frac{1}{3}\kappa^2 + 1\right)}{\kappa^2 \sinh \kappa - \kappa^3 \cosh \kappa} \quad (4.26)$$

όπου $\kappa = kd$. Έτσι, με την προσέγγιση αυτή κάθε κυματισμός που γεννιέται ταξιδεύει με τη σωστή φασική ταχύτητα σε όποιο βάθος και αν εφαρμοστεί η κυματογεννήτρια.

Απορροφητικά όρια

Στα όρια του υπολογιστικού πεδίου που απαιτείται να εφαρμοστούν συνθήκες απορρόφησης των κυματισμών (Larsen and Dancy, 1983), οι τιμές των ποσοτήτων ζ , U και V απομειώνονται σύμφωνα με τη συνάρτηση $\xi(x)$ σε κάθε χρονικό βήμα του κανάβου μέσα στη στοιβάδα απορρόφησης. Για τον άξονα στην διεύθυνση x έχουμε (και ομοίως για την διεύθυνση y):

$$\xi(x) = \begin{cases} \exp[(2^{-x/\Delta x} - 2^{-x_s/\Delta x}) \ln a], & 0 \leq x < x_s \\ 1, & x_s < x \end{cases} \quad (4.27)$$

όπου $a = x_s/\Delta x$, ήτοι ο αριθμός των γραμμών του πλέγματος μέσα στην απορροφητική στοιβάδα πλάτους x_s . Το πλάτος της στοιβάδας απορρόφησης, ελήφθη ίσο με δύο φορές το

μήκος κύματος σύμφωνα με τους Wei και Kirby (1995) ώστε να αποσβένεται πλήρως η ενέργεια των εξερχόμενων κυματισμών.

Ανακλαστικά όρια

Στα όρια του υπολογιστικού πεδίου που εφαρμόζονται συνθήκες ανάκλασης των κυματισμών, εισάγονται 3 συνθήκες όπως προτάθηκαν από τους Wei και Kirby (1995) προκειμένου να ικανοποιείται η κινηματική οριακή συνθήκη. Εάν \mathbf{n} είναι ένα διάνυσμα, με φορά προς τα έξω, κάθετο στο όριο του υπολογιστικού πεδίου τότε:

$$\mathbf{U} \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \nabla \zeta \cdot \mathbf{n} = 0, \quad \frac{\partial \mathbf{U}_t}{\partial n} = 0 \quad (4. 28)$$

για κάθε σημείο $\in \partial\Omega$, όπου Ω είναι το υπολογιστικό πεδίο.

4.2.6 Μίξη εντός του κανάβου

Η απομείωση της ενέργειας λόγω της θραύσης λαμβάνεται υπόψη μέσω της εισαγωγής στο μοντέλο ενός όρου τυρβώδους συνεκτικότητας, όπως περιγράφηκε στην §4.2.3. Ωστόσο, απόσβεση ενέργειας συμβαίνει και σαν αποτέλεσμα των διαδικασιών τυρβώδους μίξης που λαμβάνουν χώρα σε κλίμακα μικρότερη από αυτή της διακριτοποίησης (subgrid turbulent mixing). Σε μια συνηθισμένη προσομοίωση επιφανειακών κυματισμών, το τυπικό βάθος είναι μεγαλύτερο από το μέγεθος των κελιών του οριζοντίου κανάβου με αποτέλεσμα η οριζόντια κατανομή της τυρβώδους συνεκτικότητας που προκύπτει από τις διαδικασίες ανάμιξης εντός των κελιών να επηρεάζει σημαντικά το πεδίο ταχυτήτων. Αν η επίδραση αυτή δε ληφθεί υπόψη το πεδίο ταχυτήτων που δημιουργείται μπορεί να είναι χαοτικό (Chen *et al.*, 1999). Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούμε ένα απλό μοντέλο υποπλέγματος (subgrid model) τύπου Smagorinsky (Smagorinsky, 1963). Παράλληλα οι σχέσεις αυτές εισάγουν τεχνητή διάχυση στο υπολογιστικό μοντέλο και συμβάλλουν έτσι και στην ευστάθεια του αριθμητικού σχήματος (ιδιαίτερα κατά τη δισδιάστατη επίλυση) και άρα στη λήψη ρεαλιστικών αποτελεσμάτων για τη ροή. Οι επιπλέον αυτοί όροι, εισάγονται στην εξίσωση ορμής και στην δισδιάστατη έκφρασή τους, δίνονται ως ακολούθως:

$$U_t + \dots - \mathbf{F}_b \quad (4. 29)$$

όπου:

$$F_{bx} = \frac{1}{d + \zeta} \left\{ \left[v_s((d + \zeta)U)_x \right]_x + \frac{1}{2} \left[v_s((d + \zeta)U)_y + v_s((d + \zeta)V)_x \right]_y \right\} \quad (4. 30)$$

$$F_{by} = \frac{1}{d + \zeta} \left\{ \left[v_s((d + \zeta)V)_y \right]_y + \frac{1}{2} \left[v_s((d + \zeta)U)_y + v_s((d + \zeta)V)_x \right]_x \right\} \quad (4. 31)$$

Η τυρβώδης συνεκτικότητα λόγω μίξης του υποκανάβου v_s προσδιορίζεται ως (Zhan *et al.*, 2003):

$$v_s = C_s \cdot \Delta x \cdot \Delta y \left[U_x^2 + V_x^2 + \frac{1}{2} (U_x + V_x)^2 \right]^{1/2} \quad (4. 32)$$

όπου στις παραπάνω σχέσεις οι δείκτες x, y δηλώνουν παραγωγή ως προς τις αντίστοιχες μεταβλητές, ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, U και V είναι οι μέσες κατά βάθος οριζόντιες ταχύτητες στις διευθύνσεις x και y αντίστοιχα, d το βάθος νερού και C_s είναι μια αδιάστατη παράμετρος μίξης με τιμές $0.20 \div 0.25$.

4.2.7 Αριθμητικό σχήμα επίλυσης

Για την αριθμητική επίλυση του συστήματος των Εξ. (4. 1), (4. 2) και (4. 3) χρησιμοποιήθηκε ένα σχήμα πεπερασμένων διαφορών ανώτερης τάξης. Το σχήμα χρησιμοποιεί κεντρικές διαφορές ως προς το χώρο και εμπρόσθιες διαφορές ως προς το χρόνο σε κεντρικό κানাβο. Οι εφαρμοζόμενες εξισώσεις του εν λόγω μοντέλου επιλύθηκαν σε δύο διαδοχικά χρονικά στάδια με ένα σχήμα πεπερασμένων διαφορών ανώτερης τάξης όπως αυτό προτάθηκε από τους Wei and Kirby (1995). Κατά το πρώτο στάδιο εφαρμόστηκε ένα ρητό σχήμα εκτίμησης τρίτης τάξης Adams – Bashforth και στη συνέχεια ακολουθήθηκε ένα πεπλεγμένο σχήμα διόρθωσης τέταρτης τάξης, Adams – Moulton μέχρι να επιτευχθεί σύγκλιση. Το σφάλμα υπολογίστηκε για όλες τις μεταβλητές και ορίζεται ως:

$$\Delta f = \frac{\sum |f_i^{n+1} + f_i^{(n+1)*}|}{\sum |f_i^{n+1}|} \quad (4. 33)$$

όπου f είναι κάποια από τις μεταβλητές του μοντέλου, ήτοι ζ (ανύψωση ελεύθερης επιφάνειας), $\mathbf{U} = (U, V)$ (μέση στο βάθος ταχύτητα στις 2 διευθύνσεις x και y αντίστοιχα εκτός του Υ.Κ.), $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$ (μέση στο βάθος ταχύτητα στις 2 διευθύνσεις x και y αντίστοιχα εντός του Υ.Κ.) και το $()^*$ δηλώνει τον υπολογισμό κατά το προηγούμενο βήμα. Το στάδιο διόρθωσης επαναλαμβάνονταν αν κάποιο από τα Δf υπερέβαινε την τιμή 0.001. Στη συνέχεια η ίδια διαδικασία εφαρμόστηκε στο επόμενο χρονικό βήμα. Το αριθμητικό σχήμα που χρησιμοποιήθηκε ήταν αρκετά ακριβές και σταθερό και απαιτούσε μικρό αριθμό επαναλήψεων σε δισδιάστατη διάδοση κυματισμών (3 με 4 επαναλήψεις) και καμία επανάληψη σε μονοδιάστατη διάδοση κυμάτων.

Οι πρώτες και δεύτερης τάξης χωρικές παράγωγοι προσεγγίστηκαν με κεντρικές διαφορές τέταρτης (5-σημείων) και δεύτερης τάξης (3-σημείων) αντίστοιχα, σύμφωνα με τις

εκφράσεις που προτείνονται από το μοντέλο FUNWAVE (Wei *et al.*, 1995, Kirby *et al.*, 1998) προσαρμοσμένες κατάλληλα στις εξισώσεις του παρόντος μοντέλου τύπου Boussinesq. Οι όροι υψηλότερης τάξης διακριτοποιήθηκαν βασιζόμενες στις διαφορές των πρώτων και δεύτερων τάξεων παραγώγων όπως αυτές αναφέρθηκαν προηγουμένως.

Επιπλέον, προκειμένου να αποφευχθούν ζητήματα αριθμητικής διάχυσης του αριθμητικού μοντέλου εξαιτίας των μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων, χρησιμοποιήθηκε για τις μεταβλητές ένα απλό αριθμητικό φίλτρο 3 σημείων με συντελεστή βάρους 0.997.

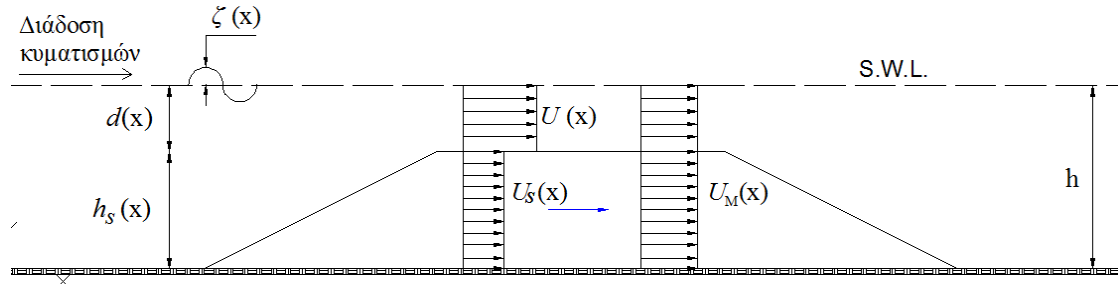
4.3 Προφίλ Ταχυτήτων στο Εσωτερικό Ύφαλων Διαπερατών Κυματοθραυστών

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζεται η κατάστρωση του μοντέλου που πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια της παρούσας διατριβής και χρησιμοποιήθηκε για την κατανομή των τροχιακών ταχυτήτων στις 2 οριζόντιες διαστάσεις x και y στο εσωτερικό του πορώδους μέσου. Χρησιμοποιώντας αρχικά το μοντέλο mCM14 και λύνοντας τις εξισώσεις της συνέχειας, της ορμής και της ορμής των Darcy-Forchheimer, αντίστοιχα, προκύπτει η μέση κατά βάθος τιμή των οριζοντίων ταχυτήτων τόσο εκτός του πορώδους μέσου $\mathbf{U} = (U, V)$ όσο και εντός $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$. Στην συνέχεια με την διαδικασία που παρουσιάζεται παρακάτω βρίσκουμε τη μέση τιμή των \mathbf{U} και \mathbf{U}_s , την \mathbf{U}_M , η οποία λαμβάνει ως ενιαίο σώμα το υδάτινο και το πορώδες μέσο και στη συνέχεια ένα κατακόρυφο προφίλ από τη μη γραμμική θεωρία που προτείνεται από τον Dingemans (1997) προσαρμόζεται κατάλληλα στην ως άνω ταχύτητα \mathbf{U}_M για την κατανομή των ταχυτήτων.

Η μέση κατά βάθος ταχύτητας \mathbf{U}_M , βασίζεται σε ενεργειακή θεώρηση και προκύπτει:

$$\mathbf{U}_M^2 \equiv \frac{\mathbf{U}_s^2 h_s + \mathbf{U}^2 d}{h} \quad (4.34)$$

όπου, $\mathbf{U} = (U, V)$ είναι το διάνυσμα της μέσης κατά βάθος οριζόντιας ταχύτητας των τροχιακών σωματιδίων που προκύπτει από το αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq (mCM14) για το εκτός της κατασκευής υδάτινο σώμα και $\mathbf{U}_s = (U_s, V_s)$ το διάνυσμα της μέσης κατά βάθος οριζόντιας ταχύτητας των τροχιακών σωματιδίων μέσα στο σώμα του Υ.Κ., h_s είναι το ύψος της κατασκευής, d είναι το βάθος νερού και h το συνολικό βάθος νερού ($= h_s + d$) όπως φαίνεται στο **Σχήμα 4. 2**.



Σχήμα 4. 2 Ορισμοί μεταβλητών.

Το εκθετικό προφίλ που χρησιμοποιήθηκε, κατάλληλο για μη γραμμικά κύματα, δίνεται σε δύο διαστάσεις από τον Dingemans, (1997):

$$u(z) = U - \left[\frac{1}{2} d \frac{\partial^2(dU)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} d^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2(dU)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \right] \quad (4. 35)$$

$$v(z) = V - \left[\frac{1}{2} d \frac{\partial^2(dV)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} d^2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2(dV)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right] \quad (4. 36)$$

όπου U, V είναι οι μέσες στο βάθος οριζόντιες ταχύτητες των υγρών σωματιδίων στις διευθύνσεις x και y αντίστοιχα, d είναι το βάθος νερού και z είναι η απόσταση από την στάθμη ηρεμίας. Παρακάτω ακολουθεί αναλυτικά βήμα-βήμα η διαδικασία υπολογισμού της κατακόρυφης κατανομής της οριζόντιας ταχύτητας στη διεύθυνση του κυματισμού x ενώ στο **Σχήμα 4. 3** φαίνεται σχηματική απεικόνιση των βημάτων υπολογισμού.

Βήμα 1^ο

Από τις μέσες κατά βάθος ταχύτητες U και U_s , οι οποίες επιλύονται από τις βασικές εξισώσεις Boussinesq του μοντέλου mCM14, ήτοι τις Εξ. (4. 1), (4. 2) και (4. 3), προκύπτει η μέση ταχύτητα U_M μέσω της Εξ. (4. 34) η οποία λαμβάνει ως ενιαίο σώμα το υδάτινο και το πορώδες μέσο. Στην συνέχεια εισάγοντας την τιμή U_M στην κατανομή του Dingemans (1997) που δίνεται από την Εξ. (4. 35) προκύπτει η αντίστοιχη κατανομή $u_M(z)$ για το συνολικό βάθος h .

$$u_M(z) = U_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2(hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2(hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] \quad (4. 37)$$

όπου U_M είναι η μέση στο βάθος οριζόντια ταχύτητα υγρών σωματιδίων που αναφέρεται σε όλο το βάθος της διατομής-εντός και εκτός του Υ.Κ. στη διεύθυνση x , h είναι το συνολικό βάθος νερού και z είναι η απόσταση από την στάθμη ηρεμίας.

Βήμα 2^ο

Λαμβάνοντας υπόψη ξεχωριστά το τμήμα της κατανομής που αναφέρεται εντός του πορώδους μέσου και εκτός αυτού και ολοκληρώνοντας την Εξ. (4. 37) στο ύψος h_s και d

αντίστοιχα, βρίσκουμε δύο νέες μέσες κατά βάθος οριζόντιες ταχύτητες U_{s1} στο ύψος της κατασκευής και U_1 στο ύψος του υδάτινου σώματος, οι οποίοι εν γένει διαφέρουν από τις μέσες κατά βάθος ταχύτητες U_s και U που δίνονται από το μοντέλο Boussinesq mCM14. Ορίζονται λοιπόν οι εξής ποσότητες:

$$U_{Ms1} = \frac{1}{h_s} \int_{-(h_s+d)}^{-d} u_M(z) dz \quad (4.38)$$

$$U_{M1} = \frac{1}{d} \int_{-d}^0 u_M(z) dz \quad (4.39)$$

Βήμα 3^ο

Πολλαπλασιάζοντας την κατανομή της ενιαίας μέσης ταχύτητας $u_M(z)$, Εξ. (4.37) με τους λόγους $a = \frac{U_s}{U_{Ms1}}$ και $b = \frac{U}{U_{M1}}$ προκύπτουν οι τελικές κατανομές στο πορώδες και το υδάτινο μέσο αντίστοιχα κατά τη διεύθυνση x των κυματισμών:

$$u_s(z) = \frac{U_s}{\frac{1}{h_s} \int_{-(h_s+d)}^{-d} u_M(z) dz} \left\{ U_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2 (hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2 (hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] \right\} \quad (4.40)$$

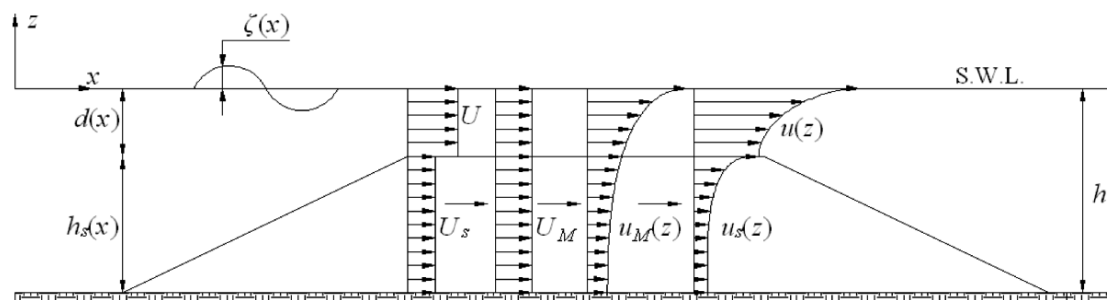
$$u(z) = \frac{U}{\frac{1}{d} \int_{-d}^0 u_M(z) dz} \left\{ U_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2 (hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2 (hU_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] \right\} \quad (4.41)$$

Οι αντίστοιχες εκφράσεις υπολογίζονται ομοίως για την οριζόντια διεύθυνση y των κυματισμών και προκύπτουν:

$$v_s(z) = \frac{V_s}{\frac{1}{h_s} \int_{-(h_s+d)}^{-d} v_M(z) dz} \left\{ V_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2 (hV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2 (hV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] \right\} \quad (4.42)$$

$$v(z) = \frac{V}{\frac{1}{d} \int_{-d}^0 v_M(z) dz} \left\{ V_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2 (hV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2 (hV_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 V_M}{\partial x^2} \right] \right\} \quad (4.43)$$

Στις παραπάνω κατανομές ταχυτήτων U και U_s είναι οι μέσες κατά βάθος ταχύτητες των τροχιακών ταχυτήτων στη διεύθυνση των κυματισμών x , V και V_s είναι οι μέσες κατά βάθος ταχύτητες των τροχιακών ταχυτήτων στη διεύθυνση y , h είναι το συνολικό βάθος νερού ($= h_s + d$), τα $u_M(z)$ και $v_M(z)$ δίνονται από την κατανομή του Dingemans Εξ. (4. 35) και (4. 36) και τα U_M και V_M είναι οι μέσες ταχύτητες στις διευθύνσεις x και y οι οποίες λαμβάνουν ως ενιαίο σώμα το υδάτινο και το πορώδες μέσο και δίνονται από την Εξ. (4. 34).



Σχήμα 4. 3 Σχηματική απεικόνιση που οδηγεί στην κατανομή των ταχυτήτων.

4.4 Προφίλ Πίεσεων στο Εσωτερικό Ύφαλων Διαπερατών Κυματοθραυστών

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζεται η κατάσταση του προφίλ των υδροδυναμικών πιέσεων στον εσωτερικό ενός Υ.Κ. με πορώδες που πραγματοποιήθηκε κατά τη διάρκεια της παρούσας έρευνας. Για τον υπολογισμό του κατακόρυφου αυτού προφίλ της πίεσης χρησιμοποιείται αρχικά η πλήρης έκφραση της εξίσωσης ορμής Darcy-Forchheimer (Cruz *et al.* 1997) αντί της μη γραμμικής εξίσωσης κυματισμών για πορώδη μέσα (Εξ. (4. 3)). Αυτή γράφεται:

$$c_r \frac{d\mathbf{U}_s}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla_3(p + \rho g z) + \alpha_1 \mathbf{U}_s + \alpha_2 \mathbf{U}_s |\mathbf{U}_s| = 0 \quad (4. 44)$$

όπου $\mathbf{U}_s = (u_s, v_s, w_s)$ είναι το διάνυσμα των τροχιακών ταχυτήτων στις 3 διαστάσεις, $\nabla_3 = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ ο τελεστής βαθμίδας, p είναι η συνολική πίεση στο εσωτερικό του πορώδους μέσου, και $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U}_s \cdot \nabla_3$ υποδηλώνει τη συνολική παράγωγο, ενώ οι συντελεστές πορώδους αντίστασης (porous resistance coefficients) α_1 και α_2 δίνονται από την Εξ. (4. 5) της §4.2.2.

Η εξίσωση συνέχειας στο πορώδες μέσο είναι:

$$\nabla_3 \cdot (\varphi \mathbf{U}_s) = 0 \quad (4.45)$$

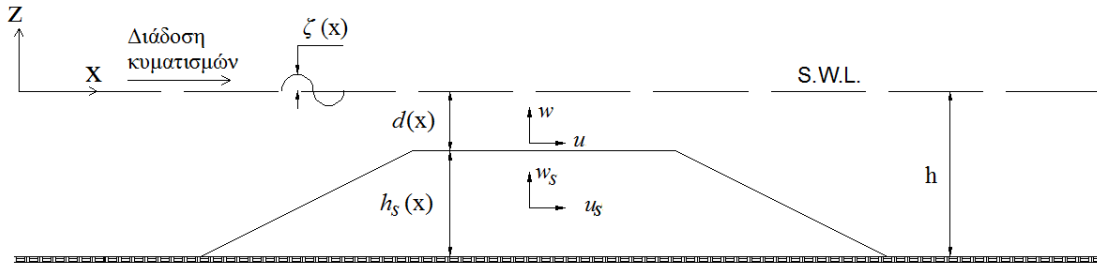
όπου φ είναι το πορώδες (λόγος του όγκου των κενών προς το συνολικό όγκο). Δεδομένου ότι το πορώδες θεωρείται ομοιόμορφο σε όλη την κατασκευή προκύπτει:

$$\nabla_3 \cdot \mathbf{U}_s = 0 \quad (4.46)$$

Στην 2DV περίπτωση, η Εξ. (4.46) δίνει:

$$\frac{\partial u_s}{\partial x} + \frac{\partial w_s}{\partial z} = 0 \rightarrow w_s = - \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \quad (4.47)$$

όπου z_1 είναι μία βοηθητική μεταβλητή με όρια $-h < z_1 < -d$, με h το συνολικό βάθος και z απόσταση από τη Σ.Η.Υ. (βλ. Σχήμα 4.4)



Σχήμα 4.4 Ορισμοί μεταβλητών.

Η Εξ. (4.44) εκφρασμένη στην διεύθυνση x και z δίνει:

$$c_r \left(\frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial w_s}{\partial x} + w_s \frac{\partial w_s}{\partial z} \right) + \frac{1}{\rho} \nabla_3 (p + \rho g z) + a_1 w_s + a_2 w_s \sqrt{u_s^2 + w_s^2} = 0 \quad (4.48)$$

Εισάγοντας την Εξ. (4.47) στην Εξ. (4.48) προκύπτει:

$$\begin{aligned} c_r \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) + u_s \frac{\partial}{\partial x} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \right. \\ \left. + \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \frac{\partial}{\partial z} \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \right] + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial z} (p + \rho g z) \\ + a_1 \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \\ + a_2 \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right) \sqrt{u_s^2 + \left(- \int_{-h}^z \frac{\partial u_s}{\partial x} dz_1 \right)^2} = 0 \end{aligned} \quad (4.49)$$

Θέτουμε:

$$A = c_r \left[\frac{\vartheta}{\vartheta t} \left(- \int_{-h}^z \frac{\vartheta u_s}{\vartheta x} dz_1 \right) + u_s \frac{\vartheta}{\vartheta x} \left(- \int_{-h}^z \frac{\vartheta u_s}{\vartheta x} dz_1 \right) + \left(- \int_{-h}^z \frac{\vartheta u_s}{\vartheta x} dz_1 \right) \frac{\vartheta}{\vartheta z} \left(- \int_{-h}^z \frac{\vartheta u_s}{\vartheta x} dz_1 \right) \right] \quad (4.50)$$

$$B = a_1 \left(- \int_{-h}^z \frac{\vartheta u_s}{\vartheta x} dz_1 \right) \quad (4.51)$$

$$\Gamma = a_2 \left(- \int_{-h}^z \frac{\vartheta u_s}{\vartheta x} dz_1 \right) \sqrt{u_s^2 + \left(- \int_{-h}^z \frac{\vartheta u_s}{\vartheta x} dz_1 \right)^2} \quad (4.52)$$

Τότε η εξ. (4. 49) γίνεται:

$$A + \frac{1}{\rho} \frac{\vartheta}{\vartheta z} (p + \rho g z) + B + \Gamma = 0 \quad (4.53)$$

Ολοκληρώνοντας την Εξ. (4. 53) καθ' ύψος, η κατανομή των συνολικών πιέσεων $p(x, z, t)$ στο εσωτερικό του πορώδους μέσου προκύπτει:

$$p(z) = p(-h) - \rho g h - \rho g z - \rho \int_{-h}^z (A + B + \Gamma) dz_1 \quad (4.54)$$

όπου $p(z)$ είναι η συνολική πίεση στο εσωτερικό του Υ.Κ. σε μία αυθαίρετη απόσταση z από την Σ.Η.Υ. και $p(-h)$ είναι η συνολική πίεση στη βάση της κατασκευής.

Επιπρόσθετα, για να μη δημιουργηθεί σύγχυση στον αναγνώστη, σημειώνεται ότι ισχύει:

$$p(z) = p_s(z) - \rho g z \quad (4.55)$$

Όπου, $p(z)$ είναι η ολική πίεση, $p_s(z)$ είναι η υδροδυναμική πίεση και $\rho g z$ είναι ο υδροστατικός όρος με z να είναι η απόσταση από την ελεύθερη επιφάνεια. Σημειώνεται πως το πρόσημο (-) στην Εξ. (4. 55) χρησιμοποιείται επειδή η απόσταση z λαμβάνει αρνητικές τιμές.

Η συνολική πίεση στη διεπιφάνεια της κατασκευής με την υδάτινη μάζα πάνω από αυτήν $p_l(-d)$ δίνεται από τον Dingemans (1997):

$$p_l(-d) = d + \zeta - \frac{d}{g} \left[\frac{\vartheta^2 (dU)}{\vartheta_x \vartheta_t} - \frac{1}{2} d \frac{\vartheta^2 U}{\vartheta_x \vartheta_t} \right] \quad (4.56)$$

όπου d είναι το βάθος πάνω από την κατασκευή, ζ είναι η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας και U είναι η μέση κατά βάθος ταχύτητα πάνω από τον Υ.Κ. η οποία δίνεται από τις βασικές εξισώσεις του μοντέλου mCM14.

Εισάγοντας την (4. 56) στην Εξ. (4. 54) και θέτοντας $z = -d$, η συνολική πίεση δίνεται να δοθεί στην βάση της κατασκευής:

$$p(-h) = p_i(-d) - \rho g(h - d) + \rho \int_{-h}^{-d} (A + B + \Gamma) dz_1 \quad (4. 57)$$

Τέλος, η κατανομή της υδροδυναμικής πίεσης $p_s(z)$ στο εσωτερικό του πορώδους μέσου αφαιρώντας την υδροστατική προκύπτει από την Εξ. (4. 54):

$$p_s(z) = p_i(-d) - \rho g d + \rho \int_{-h}^{-d} (A + B + \Gamma) dz_1 - \rho \int_{-h}^{-z} (A + B + \Gamma) dz_1 \quad (4. 58)$$

Στις Εξ. (4. 50) έως (4. 52) η καθ' ύψος κατανομή της οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας $u_s(z)$ στο εσωτερικό του Υ.Κ. δίνεται από την κατάστρωση του αντίστοιχου προφίλ ταχυτήτων της §4.3 (Εξ. (4. 40)) όπου για λόγους πληρότητας της παρούσας ενότητας αναφέρεται συνοπτικά και εδώ:

$$u_s(z) = \frac{U_s}{\frac{1}{h_s} \int_{-(h_s+d)}^{-d} u_M(z) dz} \left\{ U_M - \left[\frac{1}{2} h \frac{\partial^2 (h U_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{6} h^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] - \left[z \frac{\partial^2 (h U_M)}{\partial x^2} - \frac{1}{2} z^2 \frac{\partial^2 U_M}{\partial x^2} \right] \right\} \quad (4. 59)$$

όπου U_M είναι η μέση κατά βάθος οριζόντια ταχύτητα των ρευστών σωματιδίων του νερού λαμβάνοντας υπόψη συνολικά το πορώδες και το υδάτινο μέσο και $u_M(z)$ η αντίστοιχη καθ' ύψος κατανομή της. Η μέση ταχύτητα U_M είναι:

$$U_M^2 \equiv \frac{U_s^2 h_s + U^2 d}{h} \quad (4. 60)$$

5. Περιγραφή Πειραμάτων

5.1 Εισαγωγή

Κατά τη διάρκεια της παρούσας διδακτορικής διατριβής, λόγω του σχετικά περιορισμένου αριθμού άρθρων στη διεθνή βιβλιογραφία σε σχέση με τις κινηματικές συνθήκες που δύναται να αναπτυχθούν στο εσωτερικό ενός διαπερατού Υ.Κ., προκειμένου να επιβεβαιωθεί το τροποποιημένο αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq των Chondros and Memos (2014), όπως αυτό περιγράφηκε στο Κεφ. 4, πραγματοποιήθηκαν πειραματικές μετρήσεις των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται γύρω και μέσα έναν διαπερατό Υ.Κ. λόγω διάδοσης θαλάσσιων κυματισμών πάνω από αυτόν.

Πιο συγκεκριμένα, πραγματοποιήθηκαν πειράματα στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων του Ε.Μ.Π. σε διώρυγα δοκιμών που περιελάμβαναν μονοδιάστατη διάδοση μονοχρωματικών κυματισμών, θραυόμενων ή μη και αφορούσαν μετρήσεις μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων και χρονοσειράς υδροδυναμικών πιέσεων μέσα στο σώμα ενός Υ.Κ. με αξιόλογο πορώδες, σε διάφορες διατομές κατά πλάτος του, καθώς και μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση των κυμάτων επάνω από αυτόν.

Επιπλέον, πραγματοποιήθηκαν δισδιάστατα πειράματα σε δεξαμενή κυμάτων στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών που περιελάμβαναν μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων σε 3 διαστάσεις μέσα σε έναν διαπερατό Υ.Κ. καθώς και ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση τόσο μονοχρωματικών όσο και σύνθετων (Jonswarp) κυματισμών θραυόμενων ή μη.

Αναλυτικά οι πειραματικές διατάξεις και μετρήσεις τόσο σε μονοδιάστατη 1DH όσο και σε δισδιάστατη 2DH διάδοση κυμάτων παρουσιάζονται στα επόμενα υποκεφάλαια.

5.2 Μονοδιάστατα Πειράματα σε Διώρυγα Δοκιμών

Για τις ανάγκες διεξαγωγής των μονοδιάστατων πειραματικών μετρήσεων χρησιμοποιήθηκε η διώρυγα κυματισμών βαρύτητας «Δημήτρης Κουλάκος», η οποία βρίσκεται στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων του ΕΜΠ στην Πολυτεχνειούπολη Ζωγράφου υπό την εποπτεία του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών. Έχει σχήμα ορθογωνίου παραλληλογράμμου με διαστάσεις: Καθαρό μήκος: 27.00 m, καθαρό πλάτος: 0.60 m και καθαρό ύψος: 1.53 m.

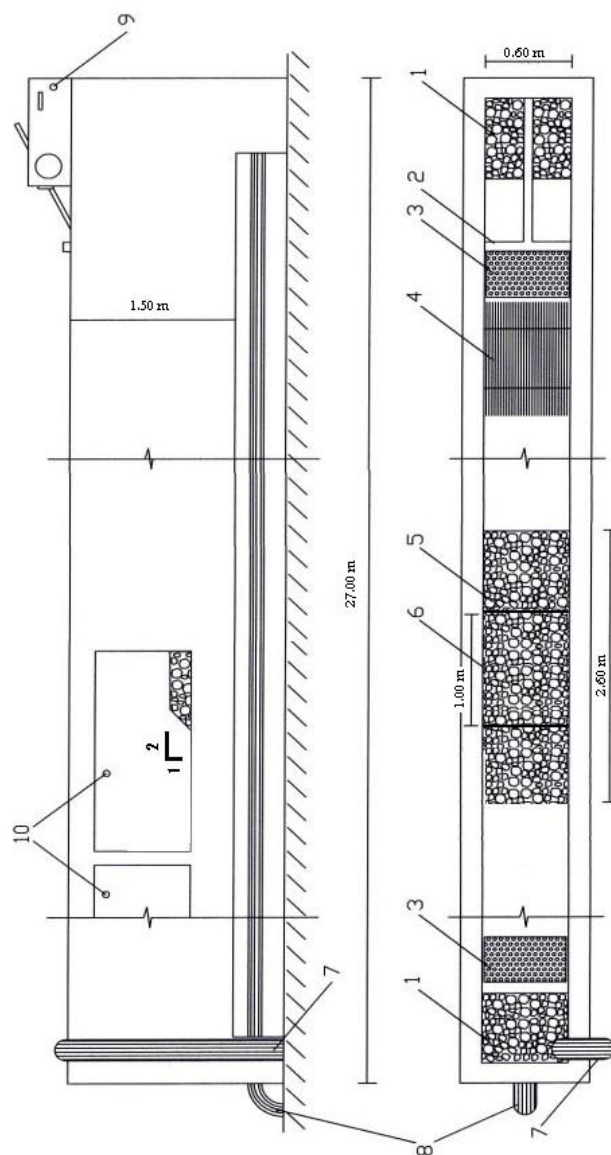
Η διώρυγα είναι κατασκευασμένη από οπλισμένο σκυρόδεμα με διατομή ανεστραμμένου Π και στηρίζεται ως συνεχής δοκός σε βάθρο από οπλισμένο σκυρόδεμα ύψους 0.80m. Στα δύο άκρα της διώρυγας υπάρχουν απορροφητικά όρια (sponge layers) τα οποία αποτελούνται από πρνή με κροκάλες μέσης διαμέτρου $d_{50}=0.05$ m που καλύπτονται με κατάλληλο συρματόπλεγμα για να εμποδίζεται η μετακίνησή τους.

Στην περιοχή όπου γίνονται οι μετρήσεις και σε απόσταση 5.75m από το αριστερό άκρο, υπάρχουν δύο διαφανή παράθυρα από fiber glass που επιτρέπουν την άμεση παρατήρηση των παραγόμενων κυμάτων και τη φωτογράφιση αυτών. Στο ανάντη άκρο της διώρυγας (**Εικόνα 5.1**) είναι εγκατεστημένη η κυματογεννήτρια. Κατά μήκος της διώρυγας, σε απόσταση ένα μέτρο περίπου από το πτερύγιο της κυματογεννήτριας υπάρχει κατασκευή από παράλληλες, διάτρητες, μεταλλικές πλάκες διαστάσεων 1.0m x 1.0m η οποία και χρησιμεύει για να αποσβένει τις πλευρικές διαταραχές. Άποψη του εσωτερικού της διώρυγας φαίνεται στην **Εικόνα 5.2**. Η διώρυγα τροφοδοτείται με νερό από ένα σωλήνα που καταλήγει στο αριστερό άκρο της ενώ η εκκένωσή της πραγματοποιείται από δύο φρεάτια που βρίσκονται στα δύο άκρα της.

Η κυματογεννήτρια είναι τύπου πτερυγίου (flap type wave-maker), παράγει απλούς μονοχρωματικούς κυματισμούς και είναι τοποθετημένη σε βάθρο (**Εικόνα 5.3**) από οπλισμένο σκυρόδεμα διαστάσεων 1.45 m x 0.56 m και πάχους 0.18 m. Αποτελείται από τον ηλεκτρικό κινητήρα, το κιβώτιο ταχυτήτων, το μετατροπέα της κίνησης και το πτερύγιο. Το πτερύγιο του κυματιστήρα (**Εικόνα 5.4**) έχει διαστάσεις 1.35m x 0.59m και είναι κατασκευασμένο από ελαφρύ ξύλο πάχους 6 cm. Εκτελεί ταλάντωση περί την άρθρωση ποδός και παράγει τους κυματισμούς.

Οι ταχύτητες καθορίζουν τη συχνότητα κίνησης του πτερυγίου της κυματογεννήτριας, η οποία ταυτίζεται με τη συχνότητα των παραγόμενων κυματισμών. Για τον έλεγχο των παραγόμενων κυματισμών η κυματογεννήτρια διαθέτει βαθμονομημένο κιβώτιο ταχυτήτων όπως φαίνεται στην **Εικόνα 5.5**.

Στο επόμενο **Σχήμα 5.1** απεικονίζονται σε σκαρίφημα η όψη και η κάτοψη της διώρυγας με την κατασκευαστική διάταξη που εφαρμόστηκε.



Σχήμα 5.1 Κάτοψη και τομή της πειραματικής διώρυγας και του φυσικού προσομοιώματος.

1. Ογκόλιθοι απορρόφησης κυματισμών 2. Κυματιστήρας 3. Φρεάτιο απορροής υδάτων 4. Διάτρητες μεταλλικές πλάκες 5. Ογκόλιθοι φυσικού προσομοιώματος 6. Στέψη μοντέλου 7. Αγωγός παροχής υδάτων 8. Αγωγός απορροής υδάτων 9. Κυματογεννήτρια 10. Παράθυρα παρατήρησης.

Ο διαπερατός κυματοθραύστης κατασκευάστηκε από φυσικούς ογκολίθους μέσης διαμέτρου $d_{50}=8$ cm με το πορώδες (λόγος του όγκου των κενών προς τον συνολικό όγκο) να προκύπτει $\varphi=0.52$. Το πλάτος στέψης του ύφαλου κυματοθραύστη ήταν 1 m και το πλάτος στον πυθμένα ήταν 2.6 m. Το ύψος του κυματοθραύστη ήταν 0.4 m και η κλίση των πρανών 1:2. Το φυσικό προσομοίωμα τοποθετήθηκε σε κατάλληλη απόσταση από τον κυματιστήρα έτσι ώστε ο προσπίπτων κυματισμός να μην αλλοιώνεται αλλά και στα κατάντη του μοντέλου να μην παρατηρείται ανάκλαση, όπως διαπιστώθηκε από οπτική

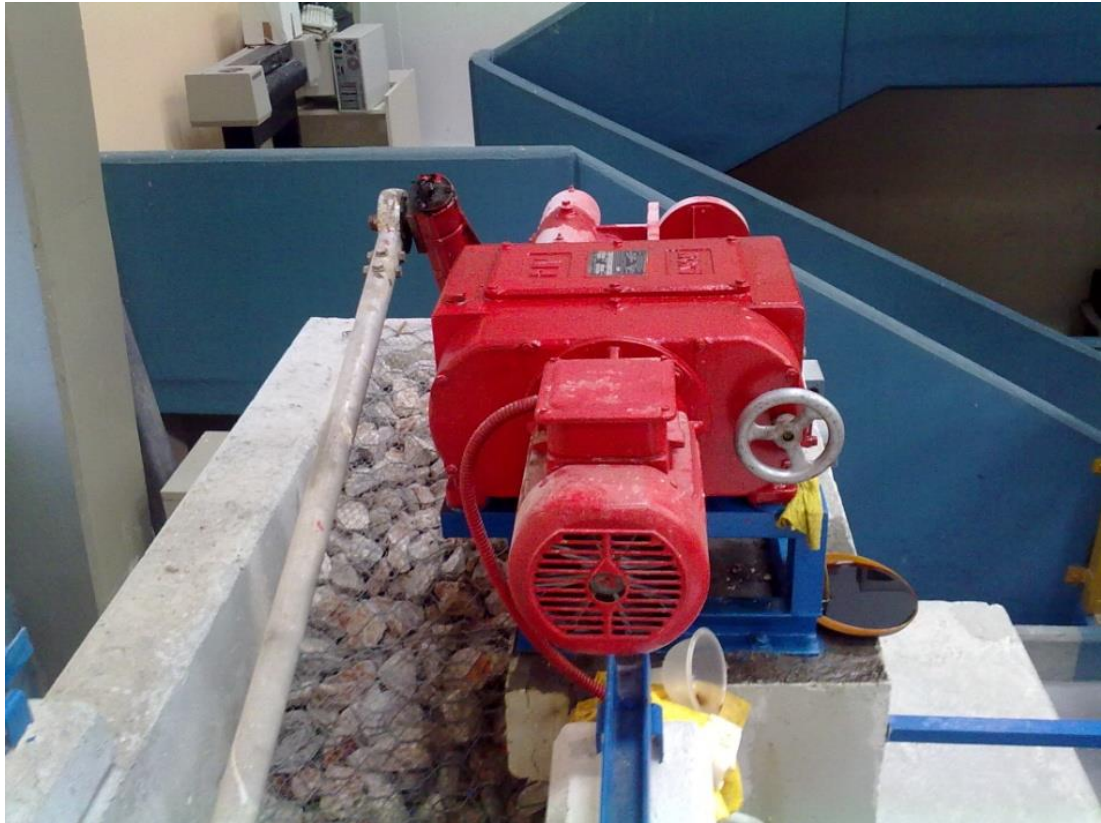
παρατήρηση κατά τη διάρκεια των πειραμάτων, φαινόμενο το οποίο ελαχιστοποιείται βέβαια από τα απορροφητικά στρώματα που υπάρχουν στα άκρα της διώρυγας.



Εικόνα 5.1 Άποψη της πειραματικής διώρυγας από την πλευρά της κυματογεννήτριας.



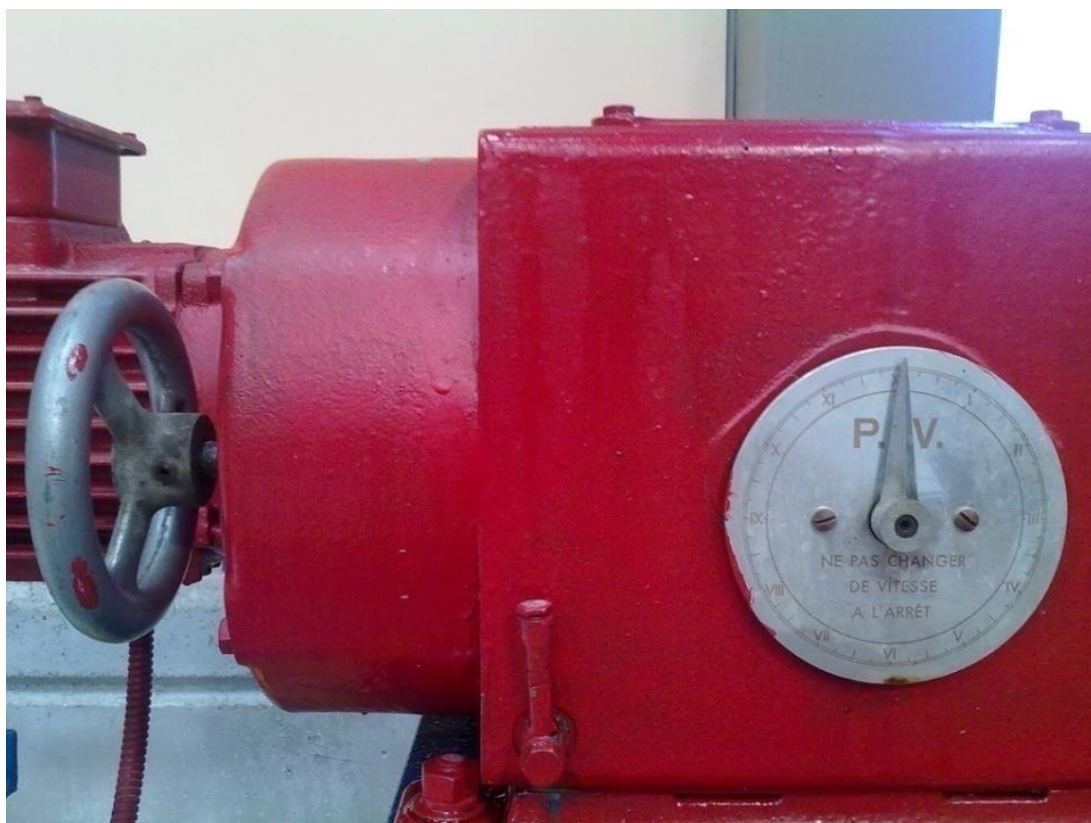
Εικόνα 5.2 Άποψη του εσωτερικού της διώρυγας βαρύτητας του εργαστηρίου λιμενικών έργων.



Εικόνα 5.3 Κυματογεννήτρια στο άκρο της διώρυγας τοποθετημένη στο βάθρο.



Εικόνα 5.4 Πτερύγιο κυματιστήρα και διάταξη διάτρητων πλακών ομαλοποίησης του κυματισμού.



Εικόνα 5.5 Το κιβώτιο ταχυτήτων της κυματογεννήτριας το οποίο καθορίζει τις περιόδους του παραγόμενου κυματισμού.

Σε αυτήν την βασική πειραματική διάταξη πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις τόσο για οριζόντιες τροχιακές ταχύτητες σε 3 θέσεις κατά πλάτος του κυματοθραύστη και σε διάφορα σημεία καθ' ύψος σε κάθε μία από τις θέσεις αυτές όσο και αντίστοιχες μετρήσεις υδροδυναμικών πιέσεων επίσης στο εσωτερικό του Υ.Κ. Επιπλέον, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για 2 ακραία πορώδη κατασκευής και παραμετροποιήθηκε η θραύση των κυματισμών.

5.2.1 Πειραματικά δεδομένα ταχυτήτων για 1DH διάδοση κυματισμών

Για την μέτρηση των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων κατά την οριζόντια διεύθυνση x του κυματισμού στο εσωτερικό του πορώδους μέσου χρησιμοποιήθηκε η επιστημονική συσκευή Nononic StreamFlo, η οποία αποτελούνταν από 1 αισθητήρα-μυλίσκο καθώς και από μία επιπλέον ηλεκτρονική συσκευή καταγραφής σήματος (**Εικόνα 5.6**). Πρόκειται για μία συσκευή η οποία δύναται να μετρήσει ταχύτητες σε μία οριζόντια διάσταση με εύρος μέτρησης 0.006–1.50m/s και ακρίβεια $\pm 2\%$ της πραγματικής. Στις θέσεις που ο μυλίσκος έπρεπε να εισέλθει στο εσωτερικό του κυματοθραύστη τοποθετήθηκε κατάλληλο συρματοπλέγμα με αραιό και ταυτόχρονα ισχυρό πλέγμα σε σχήμα κυλίνδρου (**Εικόνα 5.7**),

το οποίο προστάτευε το ευαίσθητο άκρο του μετρητή από τυχούσα πτώση κροκάλας ή πιθανή αστοχία του μοντέλου, χωρίς παρόλα αυτά όμως να επηρεάζει την κυματική μετάδοση στο εσωτερικό του κυματοθραύστη λόγω της μικρής διαμέτρου του (≈ 3 cm) αλλά κυρίως λόγω της ιδιαίτερα μικρής διαμέτρου ($\sim 1-2$ mm) των μεταλλικών στελεχών διαμόρφωσης του κυλίνδρου. Τρία κυματικά σενάρια και δύο διαφορετικά βάθη νερού, 0.5 m και 0.6 m αντίστοιχα χρησιμοποιήθηκαν. Η πειραματική διάταξη και οι θέσεις και τα σημεία λήψης των μετρήσεων απεικονίζονται στο **Σχήμα 5.2**.

Οι μετρήσεις ελήφθησαν σε 3 θέσεις/διατομές κατά πλάτος του κυματοθραύστη στον άξονα της διώρυγας, ήτοι στο μέσο της ανάντη παρειάς, στο μέσο της στέψης και στο μέσο της κατόντη παρειάς, με αποστάσεις καθ' ύψος των σημείων μέτρησης σε κάθε θέση ίσες με 0.05 m. Το διάστημα καταγραφής (sampling interval) της συσκευής του μιλίσκου ήταν 1 sec και λαμβάνονταν η μέγιστη τιμή της τροχιακής ταχύτητας που κατέγραφε το όργανο. Η σχετικά μεγάλη συχνότητα καταγραφής του οργάνου αντισταθμίστηκε ωστόσο από την μεγάλη διάρκεια μέτρησης σε κάθε θέση η οποία ήταν κατά μέσο όρο 20 min για κάθε σημείο μέτρησης.

Αναλυτικά τα κυματικά σενάρια που χρησιμοποιήθηκαν και τα αντίστοιχα βάθη νερού φαίνονται στον **Πίνακας 5.1**.



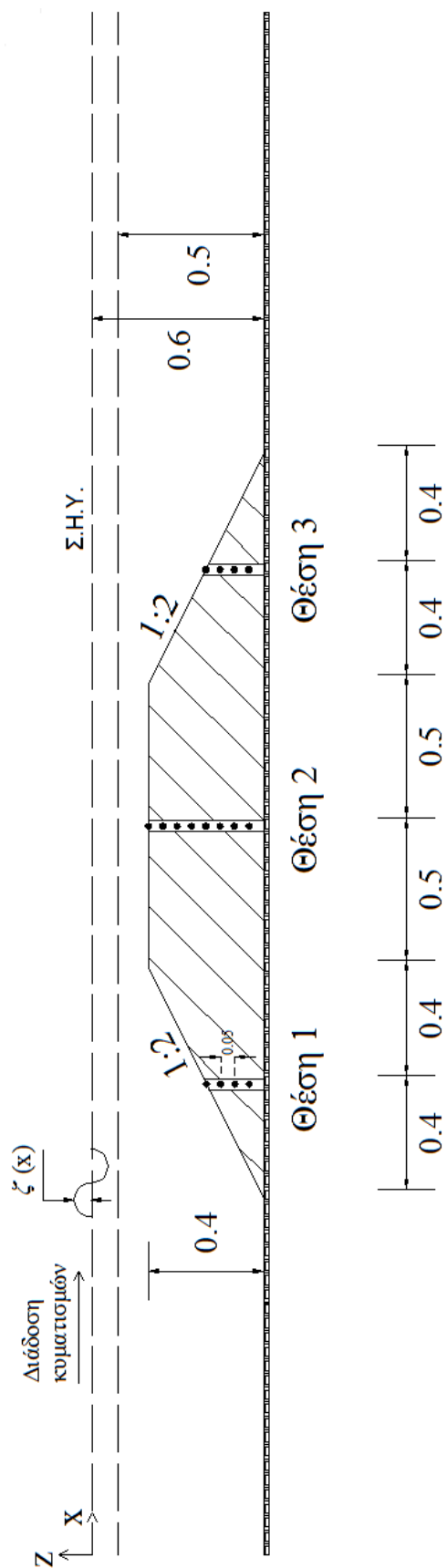
Εικόνα 5.6 Ο μιλίσκος που χρησιμοποιήθηκε για τη λήψη των πειραματικών μετρήσεων στο εσωτερικό της κατασκευής με το όργανο Nononic StreamFlo



Εικόνα 5.7 Προστατευτικό κυλινδρικό πλέγμα στις διατομές μέτρησης.

Πίνακας 5.1 Κυματικά σενάρια για μέτρηση μέγιστων ταχυτήτων σε 1DH πεδίο.

Σενάριο	Ύψος Κύματος	Περίοδος	Βάθος νερού	Τύπος
#	H (m)	T (s)	d (m)	θραύσης
T1	0.065	2.2	0.50	-
T2	0.095	1.8	0.50	-
T3	0.114	1.5	0.50	Spilling
T11	0.10	2.2	0.60	-
T12	0.115	1.8	0.60	-
T13	0.12	1.5	0.60	Spilling



Σχήμα 5.2 Πειραματική διάταξη και σημεία λήψης μετρήσεων των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων (τα μήκη σε m).

5.2.2 Πειραματικά δεδομένα πιέσεων για 1DH διάδοση κυματισμών

Οι πειραματικές μετρήσεις των υδροδυναμικών πιέσεων διεξήχθησαν στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων του Ε.Μ.Π., στη διώρυγα δοκιμών «Δημήτρης Κουλάκος» όπως αυτή περιγράφηκε στην §5.1. Το εργαστηριακό μοντέλο που κατασκευάστηκε ήταν ίδιο με αυτό που περιγράφηκε στην §5.1, δηλαδή το ύψος της κατασκευής ήταν 0.4 m και το πλάτος στέψης 1.0 m. Ο Υ.Κ. κατασκευάστηκε από λιθορριπή μέσης διαμέτρου $d_{50}=0.08$ m και κλίση πρανών 1:2 τόσο στην προσήνεμη όσο και στην υπήνεμη πλευρά με πορώδες $\varphi=0.52$, τιμή που παραπέμπει σε αρκετά διαπερατούς Υ.Κ.

Οι πειραματικές μετρήσεις χρονοσειράς, 4 min η καθεμία, των υδροδυναμικών πιέσεων πραγματοποιήθηκαν σε τρεις θέσεις/διατομές κατά πλάτος του κυματοθραύστη όπου σε κάθε θέση ελήφθησαν σημειακές μετρήσεις σε κατακόρυφη διάταξη με αποστάσεις μεταξύ τους 0.05 m. Επιπλέον, πειραματικά δεδομένα ελήφθησαν και σε μία θέση ανάντη του υφάλου με αποστάσεις καθ' ύψος 0.1 m μεταξύ των σημείων μέτρησης. Αναλυτικά η διάταξη της κατασκευής και τα σημεία στα οποία ελήφθησαν οι μετρήσεις απεικονίζονται στο **Σχήμα 5.3**. Η μέτρηση των πιέσεων στο εσωτερικό του πορώδους κυματοθραύστη πραγματοποιήθηκε με το πιεσόμετρο KYOWA BE-5KC που φαίνεται στην παρακάτω **Εικόνα 5.8**. Να σημειωθεί πως ομοίως με αυτά που περιγράφηκαν στην §5.1, στις διατομές που το πιεσόμετρο έπρεπε να εισέλθει στο εσωτερικό του κυματοθραύστη τοποθετήθηκε κατάλληλος κύλινδρος από αραίο και ταυτόχρονα ισχυρό μεταλλικό πλέγμα, το οποίο προστάτευε το ευαίσθητο άκρο του μετρητή από τυχούσα πτώση κροκάλας. Αξίζει να σημειωθεί πως, σε αντιστοιχία με αυτά που αναφέρθηκαν στην §5.2.1, λόγω της μικρής του διαμέτρου δεν επηρέαζε τη ροή στο εσωτερικό του πορώδους μέσου.



Εικόνα 5.8 Το πιεσόμετρο KYOWA BE-5KC που χρησιμοποιήθηκε για την μέτρηση των πιέσεων στο εσωτερικό του ύφαλου διαπερατού κυματοθραύστη.

Για τη λήψη των μετρήσεων από το πιεσόμετρο χρησιμοποιήθηκε το σύστημα συλλογής δεδομένων της KYOWA, το οποίο συνδεδεμένο με την κατάλληλη συσκευή δειγματοληψίας

τύπου USB-1608FS μετέφερε τα δεδομένα στον ηλεκτρονικό υπολογιστή. Η συνδεσμολογία των προαναφερθέντων οργάνων φαίνεται στην **Εικόνα 5.9** ενώ η απεικόνιση του πειραματικού μοντέλου και οι θέσεις μέτρησης φαίνονται στην **Εικόνα 5.10**.



Εικόνα 5.9 Συνδεσμολογία οργάνων για τη λήψη των πειραματικών δεδομένων των ολικών πιέσεων στο εσωτερικό του κυματοθραύστη.

Η πίεση μετρήθηκε για δύο διαφορετικά βάθη ύφαλής κατασκευής, $d=0.45$ m και $d=0.50$ m, καθώς και για διαφορετικά σενάρια επερχόμενων θραυόμενων και μη θραυόμενων κυματισμών όπως φαίνονται στον **Πίνακα 5.2**. Τα σενάρια #3, #4, #6 και #7 αναφέρονται σε θραυόμενους κυματισμούς ενώ τα υπόλοιπα σε μη θραυόμενους.

Το πιεσόμετρο της KYOWA που χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα έρευνα έχει εύρος πεδίου έως 5 kg/cm^2 και το σύστημα συλλογής δεδομένων λειτουργούσε για μέγιστη τάση 5 V. Η ευαισθησία του αισθητήρα ήταν $300 \mu \text{ V/V}$ και είχε διάμετρο 3 cm και πάχος 0.5 cm. Να σημειωθεί πως το πιεσόμετρο κατέγραφε συνολικές πιέσεις και ως εκ τούτου έπρεπε να αφαιρεθεί η υδροστατική πίεση ώστε να προκύψει η υδροδυναμική. Επειδή το πιεσόμετρο που χρησιμοποιήθηκε έδινε τα αποτελέσματα σε Volt, προηγήθηκε κατάλληλη βαθμονόμηση ώστε να μετατρέπεται η τάση σε πίεση, ακολουθώντας την εξής διαδικασία: σε συνθήκες ηρεμίας, στην ανάντη θέση (**Σχήμα 5.3**) έξω από τον Υ.Κ. και σε διάφορες αποστάσεις καθ' ύψος της στήλης νερού η τάση που έδινε το όργανο μέτρησης αντιστοιχούσε στην υδροστατική πίεση κάθε φορά. Έτσι, μέσω παλινδρόμησης, έχοντας πολλά σημεία καθ' ύψος προέκυψε η σχέση μεταξύ της πίεσης και της μετρούμενης τάσης.

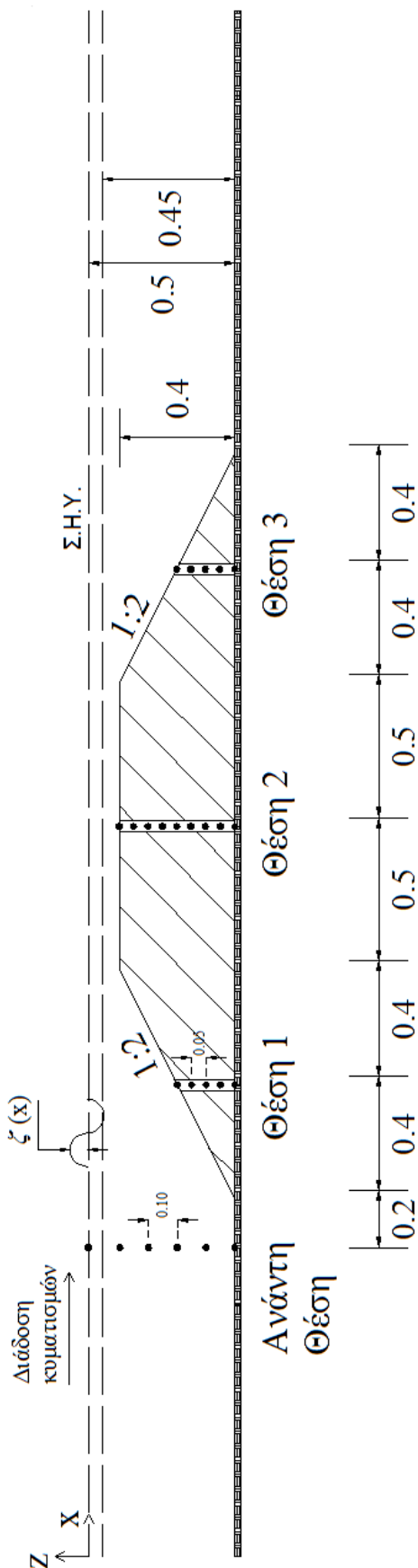
Στη συνέχεια, για κάθε κυματικό σενάριο, η διάρκεια δειγματοληψίας σε κάθε σημείο καθ' ύψος, κάθε θέσης, ήταν 4 min με συχνότητα μέτρησης 200 Hz.



Εικόνα 5.10 Απεικόνιση του πειραματικού μοντέλου και των θέσεων μέτρησης των υδροδυναμικών πιέσεων.

Πίνακας 5.2 Κυματικά σενάρια για μέτρηση υδροδυναμικών πιέσεων σε 1DH πεδίο

Σενάριο	Ύψος Κύματος	Περίοδος	Βάθος νερού	Τύπος
#	H (m)	T (s)	d (m)	θραύσης
T1	0.065	2.2	0.50	-
T2	0.095	1.8	0.50	-
T3	0.114	1.5	0.50	Spilling
T4	0.151	1.25	0.50	Spilling
T5	0.046	2.2	0.45	-
T6	0.077	1.8	0.45	Spilling
T7	0.091	1.5	0.45	Spilling



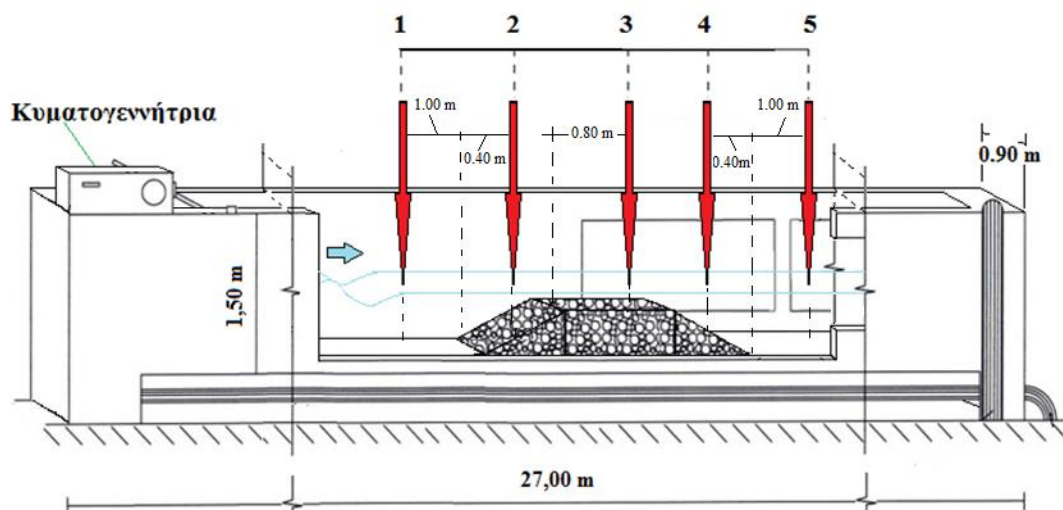
Σχήμα 5.3 Πειραματική διάταξη και σημεία λήψης μετρήσεων των υδροδυναμικών πιέσεων (τα μήκη σε m).

5.2.3 Πειραματικά δεδομένα ανύψωσης/ταπείνωσης ελεύθερης επιφάνειας για 1DH διάδοση κυματισμών

Οι πειραματικές αυτές μετρήσεις διεξήχθησαν προκειμένου να μετρηθεί η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας λόγω μονοδιάστατης διάδοσης μονοχρωματικών κυματισμών, ανάντη, πάνω και κατάντη ενός ύφαλου κυματοθραύστη με απότομες κλίσεις πρανών. Υλοποιήθηκαν στη διώρυγα «Δημήτρης Κουλάκος» του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων του Ε.Μ.Π. Η μεταβολή της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας μελετήθηκε για δύο ακραίες τιμές πορώδους της κατασκευής, οδηγώντας σε μία διάταξη με αρκετά διαπερατή κατασκευή και σε μια άλλη με πρακτικά αδιαπέρατη κατασκευή, για δύο διαφορετικά βάθη νερού καθώς και για διαφορετικά κυματικά σενάρια που περιελάμβαναν θραυόμενους και μη θραυόμενους κυματισμούς.

Η βασική δομή των πειραματικών διατάξεων απεικονίζεται στο **Σχήμα 5.4** ενώ για την απόκτηση των δεδομένων επιλέγησαν συνολικά 5 αντιπροσωπευτικές θέσεις κάνοντας χρήση αντιστοίχως πέντε κυματομετρητών τύπου αντίστασης της εταιρίας “H.R. Wallingford”. Για την καταγραφή της κυματικής διαταραχής, οι πέντε μετρητές τοποθετήθηκαν σε διάταξη με αποστάσεις που αναλυτικά απεικονίζονται στο **Σχήμα 5.5**. Ο πρώτος μετρητής (Gauge #1) τοποθετήθηκε 1 m ανάντη του προσήνεμου πόδα του κυματοθραύστη προκειμένου να μετρηθεί ο εισερχόμενος κυματισμός ενώ ο τελευταίος μετρητής (Gauge #5) τοποθετήθηκε 1 m κατάντη του υπήνεμου πόδα της κατασκευής προκειμένου να μετρηθεί ο εξερχόμενος κυματισμός.

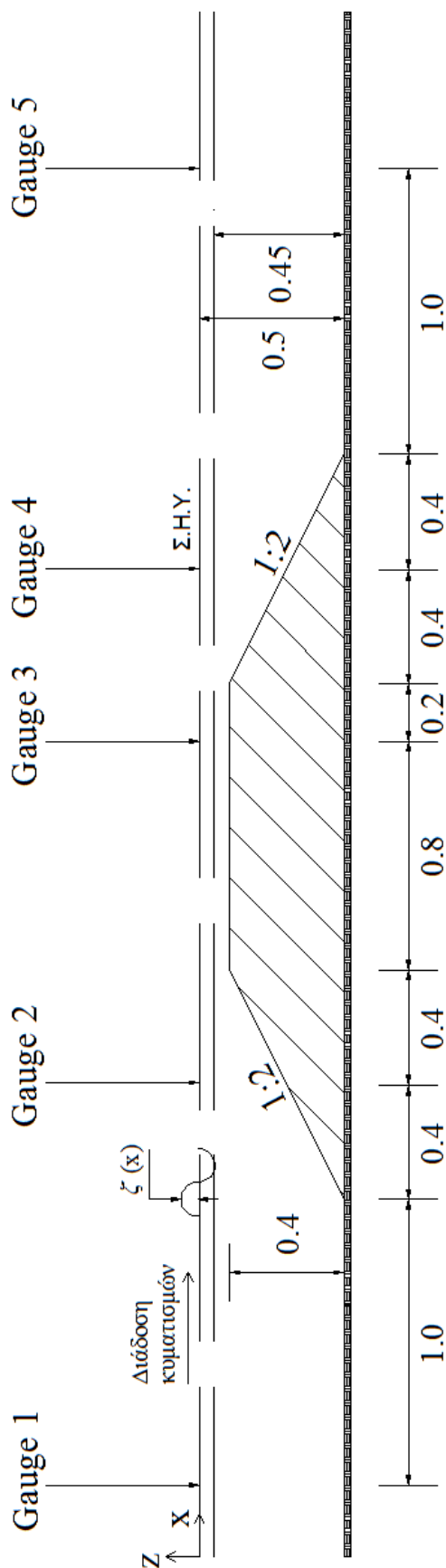
Οι μετρητές κύματος τύπου αντιστάσεως αποτελούνταν από δύο σύρματα στερεωμένα σε στέλεχος στηριζόμενο σε τρίποδο και μετρούσαν τη στιγμιαία μεταβολή της στάθμης του ύδατος (**Εικόνα 5.11**). Η διαφορετική στάθμη νερού δημιουργούσε διαφορά δυναμικού, από την οποία, με κατάλληλη βαθμονόμηση, προέκυπτε η μεταβολή της στάθμης. Οι μετρητές ήταν συνδεδεμένοι με ενισχυτή σήματος, ο οποίος στη συνέχεια μετέφερε το σήμα σε ηλεκτρονικό υπολογιστή. Η χρήση των τριπόδων κρίθηκε δόκιμη αφού παρατηρήθηκε ότι τα τρίποδα δεν επηρέαζαν τη ροή των εισερχόμενων κυματισμών στο πλαίσιο των πειραμάτων.



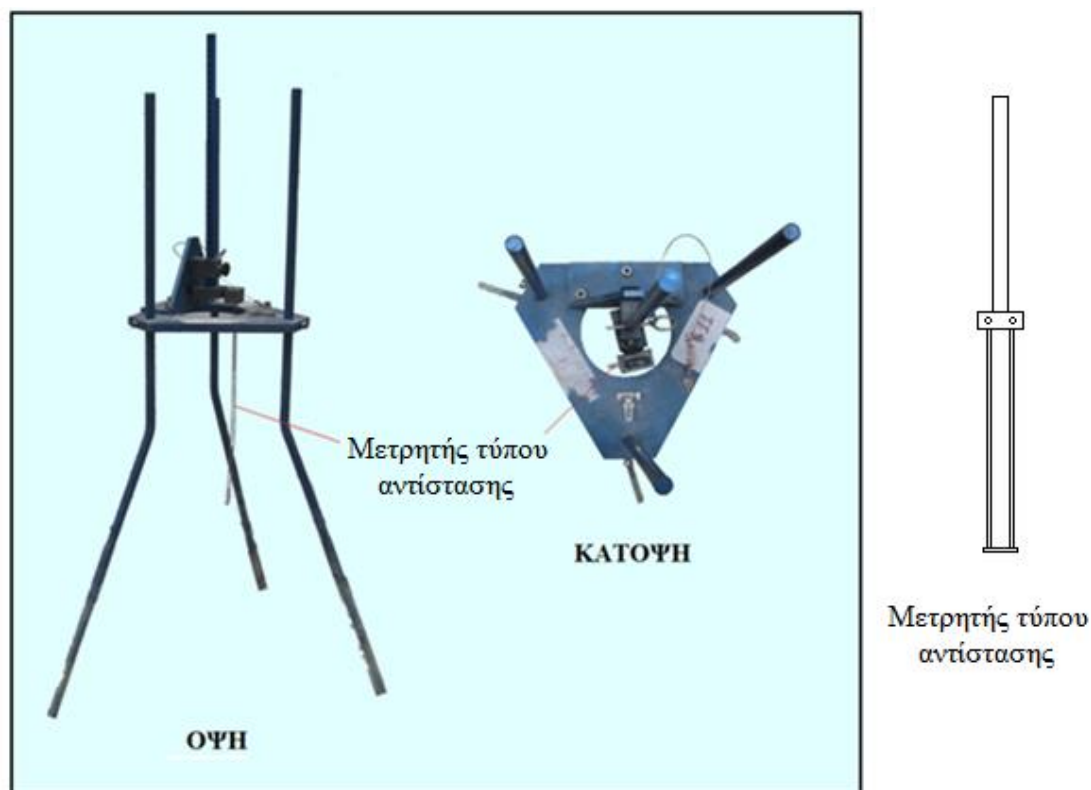
Σχήμα 5.4 Σχηματική απεικόνιση της πειραματικής διάταξης (1-5: θέσεις μετρητών).

Οι μετρητές στάθμης βαθμονομούνται πριν την έναρξη των μετρήσεων, ώστε κατά την επεξεργασία τους να γίνεται σωστή αναγωγή της μηδενικής τιμής των οργάνων και της διαφοράς δυναμικού σε διαφορά στάθμης του νερού. Τα κυματικά σήματα καταγράφονται σε ηλεκτρονικό υπολογιστή μέσω του λογισμικού πακέτου “H.R. WaveData” της Αγγλικής εταιρίας “H.R. Wallingford”.

Σε κάθε κυματικό σενάριο, τα δεδομένα καταγράφονται ταυτόχρονα και στους 5 σταθμούς μέτρησης με συχνότητα καταγραφής 100 Hz, λαμβάνοντας τελικά 4000 δεδομένα για κάθε μετρητή (συνολικά 40 s καταγεγραμμένης χρονοσειράς στον κάθε σταθμό). Επιπλέον, βιντεοκάμερα χρησιμοποιήθηκε για την οπτική καταγραφή του είδους θραύσης που εμφανιζόταν στα θραυόμενα κυματικά σενάρια.



Σχήμα 5.5 Πειραματική διάταξη μέτρησης της ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας και θέσεις κυματομετρητών (μήκη σε m).



Εικόνα 5.11 Απόψεις και σκαρίφημα του μετρητή στάθμης προσαρμοσμένου σε τρίποδο.

Πιο συγκεκριμένα, στο πλαίσιο των πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν κατασκευάστηκε αρχικά ένας Υ.Κ. που να προσομοιάζει συνθήκες διαπερατής κατασκευής (**Εικόνα 5.12**). Οι φυσικοί λίθοι που χρησιμοποιήθηκαν ήταν μέσης διαμέτρου $d_{50}=0.08$ m και το πορώδες (λόγος του όγκου κενών προς το συνολικό όγκο) μετρήθηκε $\varphi=0.45$. Το πλάτος στέψης του ύφαλου κυματοθραύστη ήταν σταθερό στα 1 m και το πλάτος στον πυθμένα ήταν 2.6 m. Το ύψος του κυματοθραύστη ήταν 0.4 m και η κλίση των πρανών 1:2 αντίστοιχα με τις πειραματικές διατάξεις που αναφέρθηκαν στις §5.1 και §5.2. Ο κυματιστήρας βρισκόταν 10.25 m ανάντη του προσήνεμου πόδα του Υ.Κ. ενώ τα απορροφητικά όρια απείχαν 2.6 m από τον κατάντη πόδα του Υ.Κ. Χρησιμοποιήθηκαν 2 βάθη νερού 0.5 m και 0.45 m αντίστοιχα ενώ σε ό, τι αφορά την κλίμακα του φυσικού ομοιώματος ήταν της τάξης του 1:10 γεγονός που δεν δημιουργεί ιδιαίτερα προβλήματα για επιδράσεις κλίμακας. Οι μεταβολές στους κυματισμούς και στα βάθη του νερού, σε συνδυασμό με τις 5 διατομές μετρήσεων κατά μήκος του κυματοθραύστη μας οδηγούν στο σύνολο των 35 μετρήσεων: 7 σενάρια με 5 σταθμούς καταγραφής, 35 χρονοσειρές των 40 δευτερολέπτων η κάθε μία.

Στη συνέχεια, η διάταξη του Υ.Κ. τροποποιήθηκε ώστε να προσομοιώνει αδιαπέρατες συνθήκες, με γνώμονα να μην αλλοιωθούν τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της αρχικής (**Εικόνα 5.13**). Ως δόκιμη λύση επιλέχθηκε η συμπλήρωση των κενών με υλικό μικρότερης κοκκομετρικής διαβάθμισης (χαλίκια) κάτι που οδήγησε σε πορώδες ίσο με $\varphi=0.22$.



Εικόνα 5.12 Άποψη της πειραματικής διάταξης διαπερατού ύφαλου κυματοθραύστη από κατάντη αυτού.

Βασικοί προβληματισμοί που οδήγησαν στην επιλογή αυτής της λύσης ήταν αφενός να μην αλλάξει η γεωμετρία της διατομής και αφετέρου να μην αλλάξει καθόλου η θέση των μετρήσεων. Τα σενάρια για τα οποία εξετάστηκε η διατομή είναι όμοια με αυτά της πρώτης και ομοίως αποκτήθηκαν μια σειρά από 35 επιπλέον μετρήσεις των 40 δευτερολέπτων (7 σενάρια με 5 σταθμούς καταγραφής). Στον **Πίνακας 5.3** φαίνονται αναλυτικά τα κυματικά σενάρια που χρησιμοποιήθηκαν τόσο για την διαπερατή όσο και στην αδιαπέρατη περίπτωση του Υ.Κ.

Παράλληλα πραγματοποιήθηκε μια σειρά βιντεοσκοπήσεων για την οπτική επαλήθευση/καταγραφή της θραύσης ή μη των μονοχρωματικών κυματισμών για τα

διάφορα κυματικά σενάρια, καθώς και για την παρατήρηση του τύπου της θραύσης. Στην **Εικόνα 5.14** απεικονίζεται ένα χαρακτηριστικό στιγμιότυπο θραυόμενου κυματισμού.



Εικόνα 5.13 Άποψη της πειραματικής διάταξης αδιαπέρατου ύφαλου κυματοθραύση.



Εικόνα 5.14 Στιγμιότυπο εξέλιξης κυματικού σεναρίου πάνω από τη στέψη του αδιαπέρατου Υ.Κ. τύπου εκτινάξεως (βάθος νερού 0.50 m).

Πίνακας 5.3 Κυματικά σενάρια για μέτρηση της ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας σε 1DH πεδίο.

Σενάριο* #	Βάθος νερού d (m)	Περίοδος T (s)	Διαπερατός Υ.Κ. ($\varphi=0.45$)		Αδιαπέρατος Υ.Κ. ($\varphi=0.22$)	
			Ύψος Κύματος H (m)	Τύπος** Θραύσης	Ύψος Κύματος H (m)	Τύπος** Θραύσης
T1	0.50	2.2	0.061	-	0.059	-
T2	0.50	1.8	0.095	-	0.100	Plunging
T3	0.50	1.5	0.114	Spilling	0.114	Plunging
T4	0.50	1.25	0.151	Spilling	0.145	Plunging
T5	0.45	2.2	0.046	-	0.062	Collapsing
T6	0.45	1.8	0.077	Spilling	0.066	Plunging
T7	0.45	1.5	0.091	Spilling	0.088	Plunging

*Ο αριθμός των σεναρίων αναφέρεται στα κυματικά χαρακτηριστικά εισόδου και όχι στη διάταξη της κατασκευής.

**Ο τύπος θραύσης εξαρτάται από την διαπερατότητα του Υ.Κ.

5.3 Δισδιάστατα Πειράματα σε Δεξαμενή Κυμάτων

Οι πειραματικές μετρήσεις των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό Υ.Κ. που περιγράφονται σε αυτό το υποκεφάλαιο όπως και οι ανυψώσεις ελεύθερης επιφάνειας για δισδιάστατη διάδοση κυματισμών πραγματοποιήθηκαν σε δεξαμενή κυμάτων στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών.

Η δεξαμενή αυτή, κατασκευασμένη από σπλισμένο σκυρόδεμα, ήταν σχήματος ορθογωνίου παραλληλογράμμου με βασικές διαστάσεις: καθαρό μήκος 12.00 m, καθαρό πλάτος 7.00 m, και μέγιστο βάθος νερού 1.05 m. Διέθετε κυματογεννήτρια της DHI (Danish Hydraulic Institute) τύπου εμβόλου (piston type) και σύστημα ενεργητικής απόσβεσης ανακλάσεων κυματισμών. Το σύστημα συμπεριελάμβανε λογιστικό σύνθεσης τόσο μονοχρωματικών όσο και φασματικών (Jonswarp) κυματισμών, η οποία μπορούσε να παράγει κυματισμούς μέγιστου ύψους κύματος 0.14 m και μέγιστης περιόδου 2.5 s.

Η δεξαμενή τροφοδοτούνταν με νερό από το δίκτυο αφού πρώτα πραγματοποιούνταν αποσκλήρυνση των αλάτων και εκκενώνονταν από ένα φρεάτιο που βρισκόταν στο ανάντη άκρο της. Το Εργαστήριο επίσης διέθετε κυματομετρητές (wave gauges) της DHI για τη μέτρηση της μεταβολής στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας, καθώς και όργανο τεχνολογίας

ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) της SONTEK για τη μέτρηση της στιγμιαίας ταχύτητας στη δεξαμενή κυμάτων.

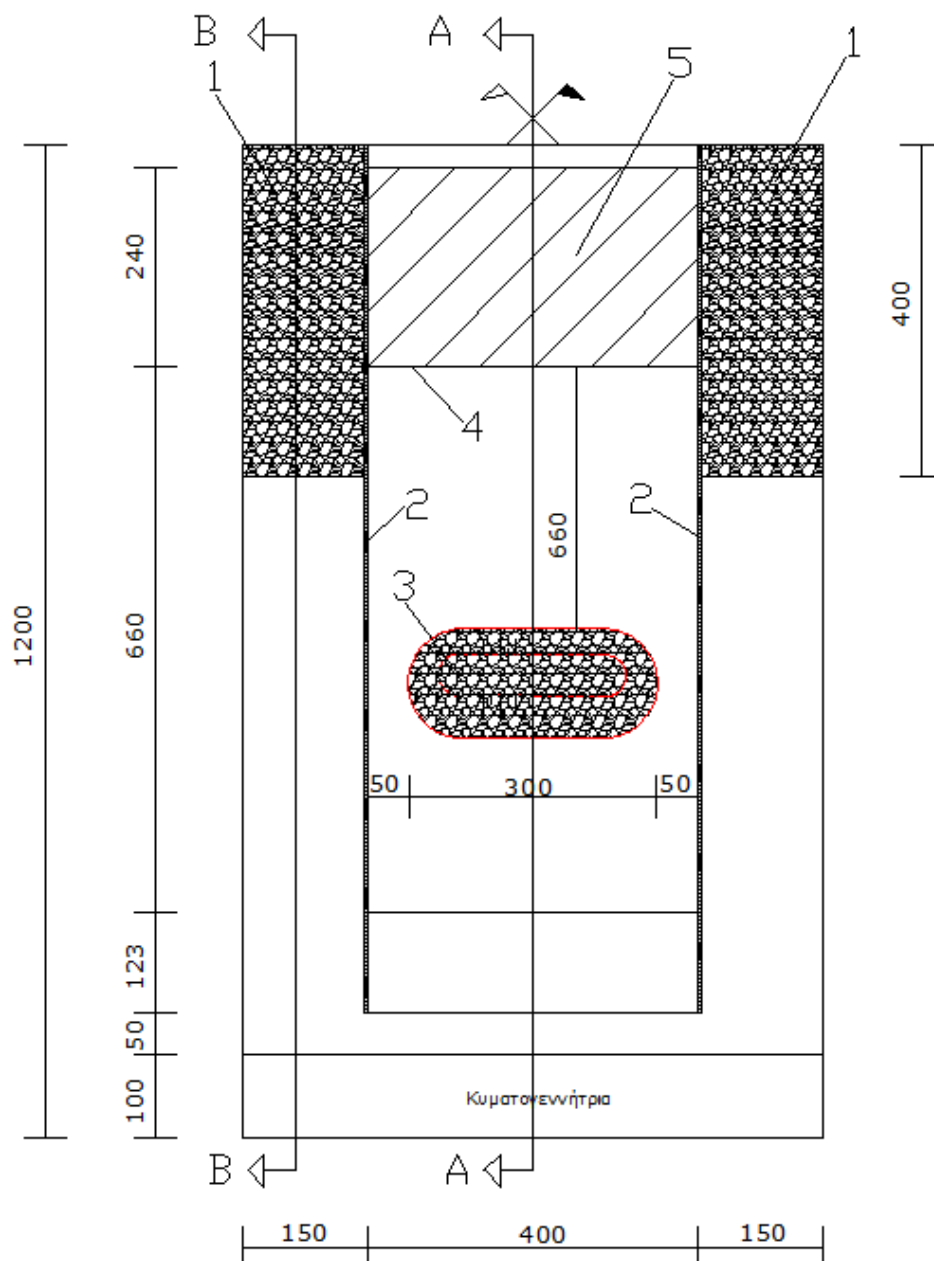
Στην δεξαμενή αυτή κατασκευάστηκε διαπερατός Υ.Κ. από λιθορριπή μέσης διαμέτρου $d_{50}=5$ cm με το πορώδες (λόγος του όγκου των κενών προς τον συνολικό όγκο) να προκύπτει $\varphi=0.50$. Το πλάτος στέψης του ύφαλου κυματοθραύστη ήταν 0.5 m και το πλάτος στον πυθμένα ήταν 1.32 m. Το ύψος του κυματοθραύστη στον άξονά του (στο μέσο της στέψης) ήταν 0.2 m με ελεύθερο ύψος (freeboard) 0.05 m (συνολικό βάθος νερού στο μέσο της στέψης του Υ.Κ. ήταν 0.25 m) και η κλίση των πρανών ήταν 1:2.

Επιπλέον, κατασκευάστηκαν πλευρικά διαχωριστικά τοιχώματα από αλουμίνιο, τα οποία είχαν μεταξύ τους απόσταση 4 m ενώ το ίδιο υλικό είχε χρησιμοποιηθεί και για τον πυθμένα δημιουργώντας αρχικά σε απόσταση 0.5 m από την κυματογεννήτρια απότομη κλίση 1:2 και στη συνέχεια ήπια κλίση 1:15. Κατάντη του Υ.Κ. διαστρώθηκε αμμώδης πυθμένας που εξυπηρετούσε την ακτομηχανική διερεύνηση του φυσικού προσομοιώματος στα πλαίσια της διδακτορικής διατριβής του Γεώργιου Κλωνάρη (Klonaris 2016).

Η γενική διάταξη της δεξαμενής κυμάτων φαίνεται στο **Σχήμα 5.6** και η διατομή της πειραματικής διάταξης με το φυσικό προσομοίωμα στο **Σχήμα 5.7**. Μεταξύ των πλευρικών τοιχωμάτων από αλουμίνιο και των τοιχωμάτων της δεξαμενής (πλάτους 1.5 m το καθένα) τοποθετήθηκαν κροκάλες μέσης διαμέτρου $d_{50}=5$ cm που λειτουργούσαν ως απορροφητικά όρια ώστε να αποσβένονται οποιεσδήποτε ανακλάσεις δημιουργούνταν, όπως φαίνεται στο **Σχήμα 5.8**. Στην **Εικόνα 5.15** απεικονίζεται πανοραμική άποψη της δεξαμενής και του φυσικού προσομοιώματος και στην **Εικόνα 5.16** άποψη της δεξαμενής και του Υ.Κ. κατάντη της κυματογεννήτριας. Στην **Εικόνα 5.17** απεικονίζεται ο Υ.Κ.

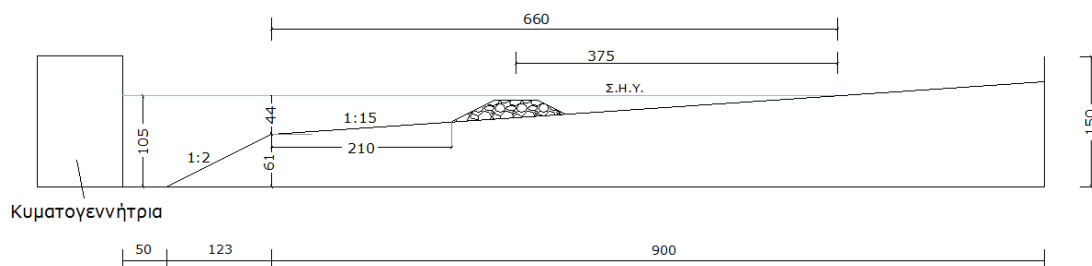
Γενικότερα, κατά τη διάρκεια των πειραμάτων αυτών πραγματοποιήθηκαν συνοπτικά τα κάτωθι στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, ενώ η αναλυτική περιγραφή τους ακολουθεί στα επόμενα 2 υποκεφάλαια:

- Δισδιάστατες μετρήσεις ανυψώσεων στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας.
- Δισδιάστατες μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. σε διάφορες θέσεις κατά πλάτος και σημεία καθ' ύψος.
- Για μονοχρωματικούς και σύνθετους (Jonswarp) κυματισμούς.
- Για θραυόμενους και μη κυματισμούς.

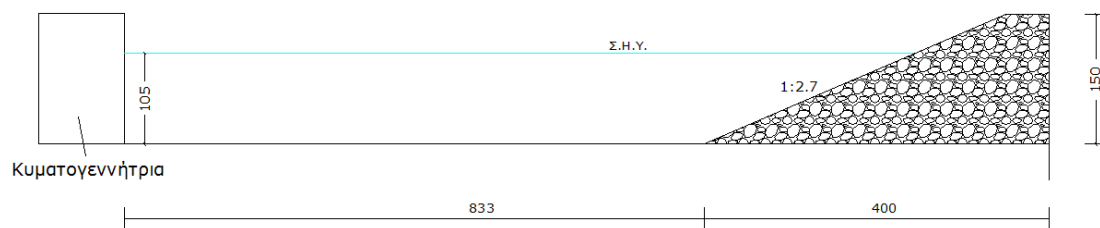


Σχήμα 5.6 Γενική διάταξη της δεξαμενής κύματος και του φυσικού προσομοιώματος (μήκη σε cm).

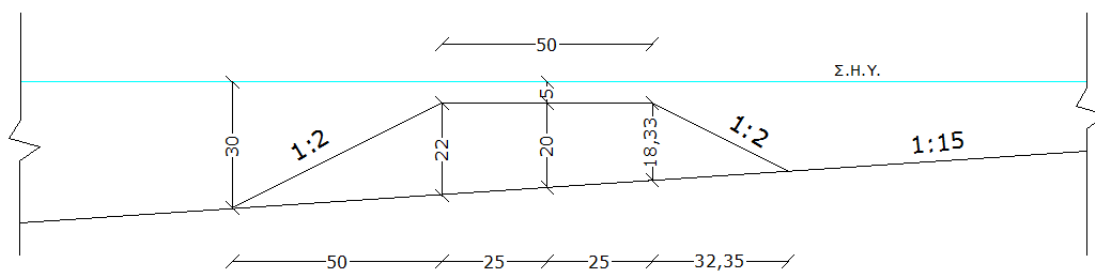
1. Απορροφητικά όρια από λιθορριπή 2. Διαχωριστικά τοιχώματα από αλουμίνιο 3. Ύφαλος κυματοθραύστης από λιθορριπή 4. Ακτογραμμή 5. Παραλία.



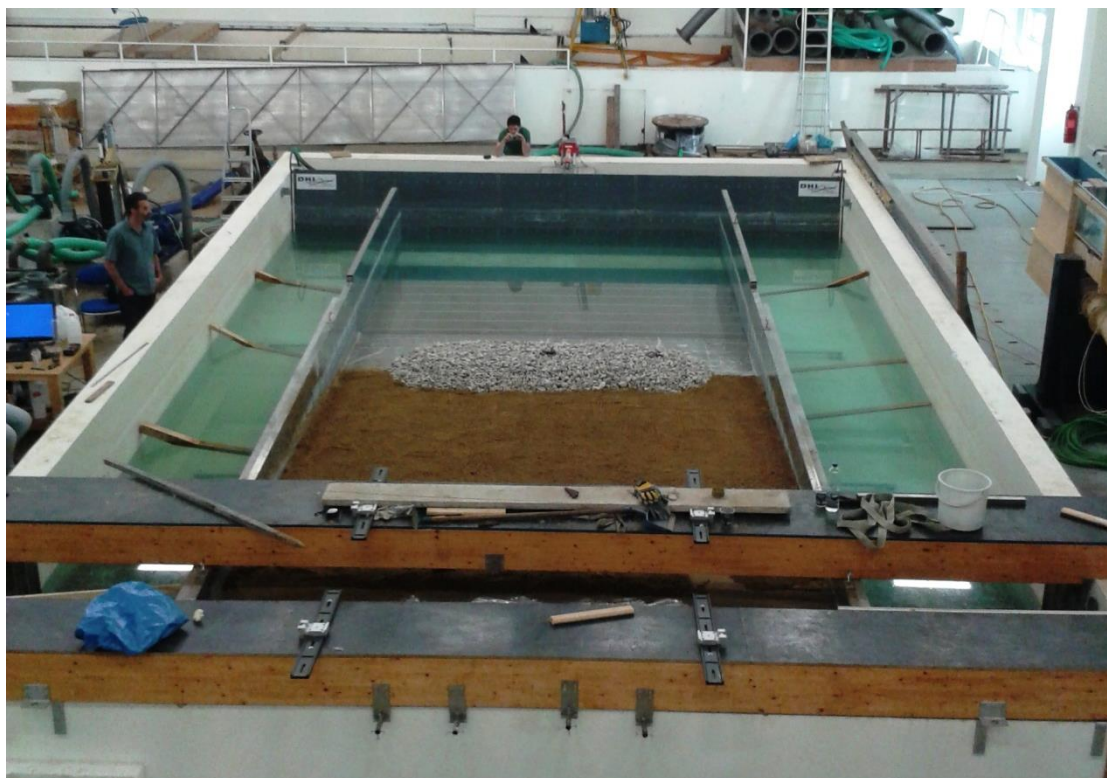
Σχήμα 5.7 Διατομή A-A της πειραματικής διάταξης (μήκη σε cm).



Σχήμα 5.8 Διατομή Β-Β της πειραματικής διάταξης (μήκη σε cm).



Σχήμα 5.9 Λεπτομέρεια διατομής Υ.Κ. (μήκη σε cm).



Εικόνα 5.15 Πανοραμική άποψη της δεξαμενής και του φυσικού προσομοιώματος. Στο βάθος ο μηχανισμός παραγωγής κυμάτων.



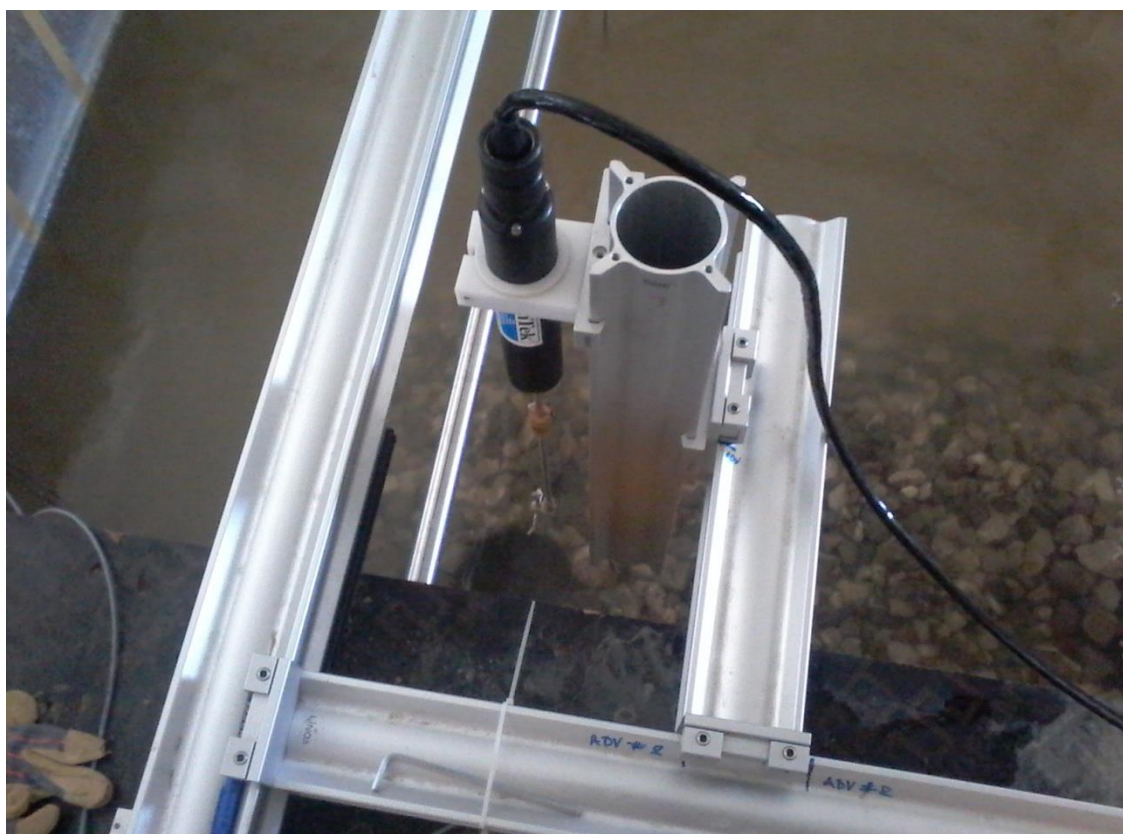
Εικόνα 5.16 Άποψη της δεξαμενής κυμάτων και του Υ.Κ. προς τα κατόντη.



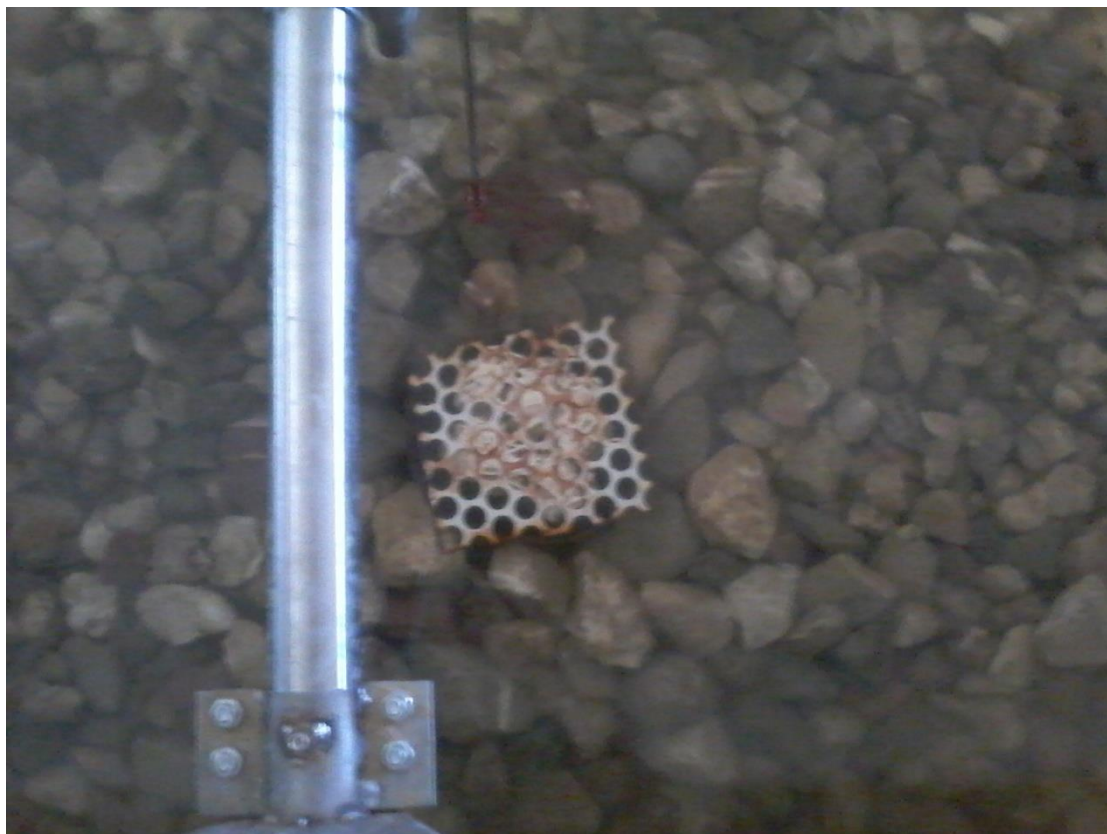
Εικόνα 5.17 Απεικόνιση του φυσικού ομοιώματος της δεξαμενής κυμάτων προς τα ανάντη.

5.3.1 Πειραματικά δεδομένα ταχυτήτων για 2DH διάδοση κυματισμών

Για την μέτρηση των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του διαπερατού Υ.Κ. χρησιμοποιήθηκε όργανο τεχνολογίας ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) της SONTEK (**Εικόνα 5.18**). Η επιστημονική αυτή συσκευή ήταν σε θέση να μετράει στιγμιαίες τροχιακές ταχύτητες, σε 3 διαστάσεις: V_x, V_y, V_z με εύρος συχνοτήτων μέτρησης 0.1 έως 50 Hz και όγκο ολοκλήρωσης 0.09 cm^3 . Το εύρος μέτρησης των ταχυτήτων ήταν $\pm 250 \text{ cm/s}$ με ακρίβεια $\pm 1\%$ της πραγματικής. Στις θέσεις που το όργανο έπρεπε να εισέλθει στο εσωτερικό του κυματοθραύστη, διαμορφώθηκαν 2 κυλινδρικές κατακόρυφες οπές επενδυμένες με συρματόπλεγμα για την προστασία του μετρητικού οργάνου, διαμέτρου περίπου 10 cm, ώστε αφενός να εξασφαλιστεί επαρκής χώρος για το όργανο και αφετέρου να μην αλλοιωθεί η αναπαράσταση των πραγματικών συνθηκών της ροής στο εσωτερικό του Υ.Κ. Επιπροσθέτως, χρησιμοποιήθηκε πέτρινη περατή τάπα (**Εικόνα 5.19**) ώστε να μην επηρεάζεται η ροή στο εσωτερικό του υφάλου μέσω της εν λόγω οπής και παράλληλα να μη δημιουργείται οποιοδήποτε πρόβλημα στη μέτρηση των τροχιακών ταχυτήτων.



Εικόνα 5.18 Όργανο ADV (Acoustic Doppler Velocimeter) της SONTEK για την μέτρηση των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ.



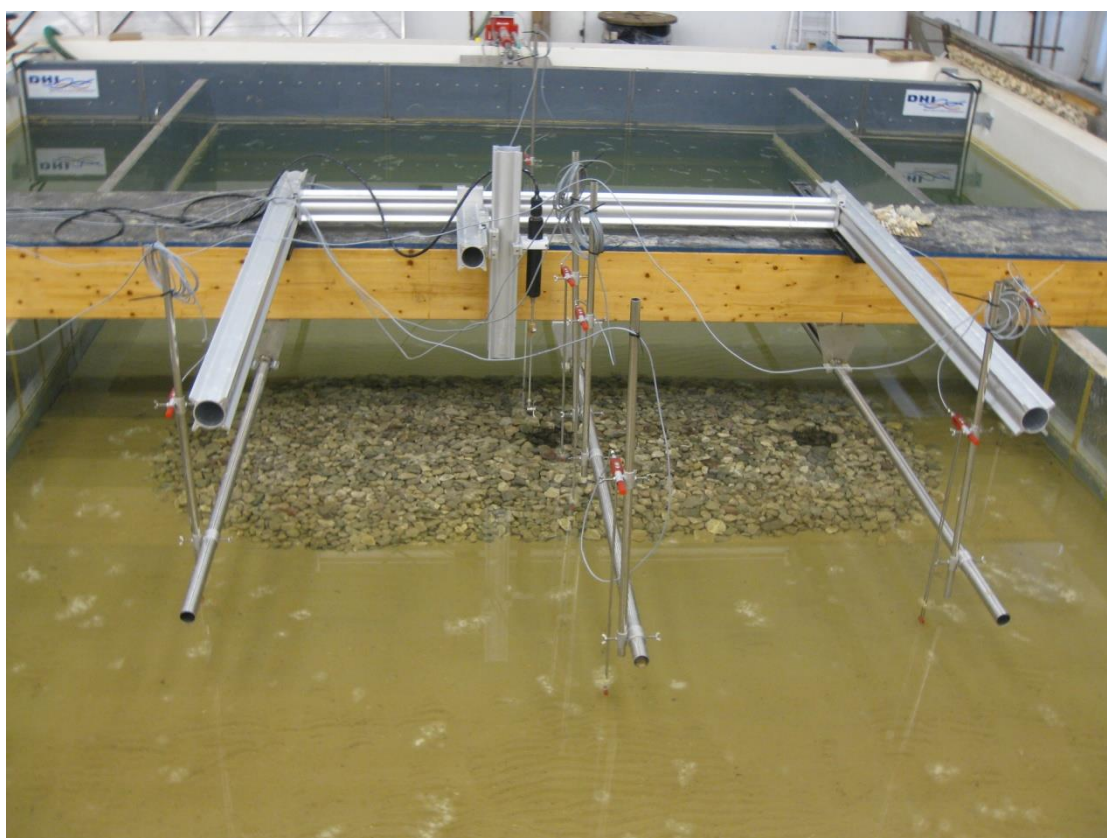
Εικόνα 5.19 Πέτρινη περατή τάπα στο σημείο εισόδου του οργάνου μέσα στον Υ.Κ.

Οι μετρήσεις ελήφθησαν σε 2 θέσεις κατά μήκος του κυματοθραύστη, η πρώτη στο μέσο κατά πλάτος του και η δεύτερη στο ακρομύλιο, 5 cm πριν από την παρειά. Σε κάθε μία από τις προαναφερθείσες θέσεις, πάρθηκαν μετρήσεις ανά 2 cm καθ' ύψος (**Σχήμα 5.10** και **Σχήμα 5.11**), ήτοι 10 σημεία μετρήσεων καθ' ύψος σε κάθε θέση (συνολικά 20 σημεία για κάθε κυματικό σενάριο), οι οποίες αφορούσαν διάδοση τόσο μονοχρωματικών όσο και σύνθετων (janswar) κυματισμών, θραυόμενων ή μη. Για μονοχρωματικούς κυματισμούς ελήφθησαν 4 σενάρια και ομοίως 4 σενάρια σύνθετων κυματισμών. Συνολικά για τα σενάρια μονοχρωματικών κυματισμών ελήφθησαν χρονοσειρές ταχυτήτων σε 3 διαστάσεις συνολικής διάρκειας 3 min η κάθε μία με συχνότητα καταγραφής 50 Hz (συνολικά 9000 δεδομένα για κάθε μέτρηση) ενώ για τα σενάρια των φασματικών κυματισμών οι χρονοσειρές που ελήφθησαν σε κάθε σημείο καθ' ύψος κάθε θέσης ήταν συνολικής διάρκειας 10 min (συνολικά 30000 δεδομένα για κάθε μέτρηση) με συχνότητα καταγραφής ομοίως 50 Hz (0.02 s).

Η πειραματική διάταξη και τα σημεία λήψης των μετρήσεων ταχυτήτων απεικονίζονται στο **Σχήμα 5.10** και στο **Σχήμα 5.11** ενώ τα κυματικά δεδομένα στον **Πίνακα 5.4**.

5.3.2 Πειραματικά δεδομένα ανύψωσης/ταπείνωσης ελεύθερης επιφάνειας για 2DH διάδοση κυματισμών

Για την μέτρηση των ανυψώσεων χρησιμοποιήθηκαν οι μετρητές κύματος τύπου αντιστάσεως της DHI. Αποτελούνταν από δύο σύρματα στηριζόμενα σε ειδική μεταλλική κατασκευή που είχε κατασκευαστεί (**Εικόνα 5.20**) και μετρούσαν τη στιγμιαία μεταβολή της στάθμης του ύδατος. Η διαφορετική στάθμη νερού δημιουργούσε διαφορά δυναμικού, από την οποία, με κατάλληλη βαθμονόμηση, προέκυπτε η μεταβολή της στάθμης. Οι μετρητές ήταν συνδεδεμένοι με ενισχυτή σήματος, ο οποίος στη συνέχεια μετέφερε το σήμα σε ηλεκτρονικό υπολογιστή.



Εικόνα 5.20 Διάταξη μετρητών κύματος και θέσεις μετρήσεων.

Η γενική διάταξη του πειράματος απεικονίζεται στο **Σχήμα 5.6** ενώ για την απόκτηση των δεδομένων επελέγησαν συνολικά 7 αντιπροσωπευτικές θέσεις κάνοντας χρήση αντιστοίχως επτά κυματομετρητών τύπου αντίστασης της εταιρίας DHI. Για την καταγραφή της κυματικής διαταραχής, οι επτά μετρητές τοποθετήθηκαν σε διάταξη με αποστάσεις που αναλυτικά απεικονίζονται στο **Σχήμα 5.10** και στο **Σχήμα 5.11**. Ο πρώτος μετρητής (Gauge #1) τοποθετήθηκε στο σημείο αλλαγής της απότομης κλίσης προς την ήπια, σε βάθος νερού 0.42 m προκειμένου να μετρηθεί ο εισερχόμενος κυματισμός. Οι μετρητές #2 και #3

τοποθετήθηκαν πάνω από τον Υ.Κ., 0.1 m ανάντη της στέψης του και στο μέσο της κατάντη παρειάς του αντίστοιχα, ενώ οι μετρητές #4, #5 και #6 τοποθετήθηκαν κατάντη του Υ.Κ. σε αποστάσεις 0.80 m, 0.40 m και 0.60 m αντίστοιχα. Ο τελευταίος μετρητής (Gauge 7) τοποθετήθηκε στο κενό μεταξύ του πλευρικού ορίου και της κατασκευής, το οποίο προσομοιάζει το άνοιγμα μεταξύ συστοιχίας όμοιων Υ.Κ.

Οι κυματομετρητές βαθμονομούνταν πριν την έναρξη των μετρήσεων, ώστε κατά την λειτουργία τους να γίνεται σωστή αναγωγή της μηδενικής τιμής των οργάνων και της διαφοράς δυναμικού σε διαφορά στάθμης του νερού. Η μεταβολή της αντίστασης των κυματομετρητών στη διέλευση του ηλεκτρικού ρεύματος καταγραφόταν σε ηλεκτρονικό υπολογιστή και μετατρέπονταν σε χρονοσειρά μεταβολής της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας μέσω του συναφούς λογισμικού πακέτου της DHI.

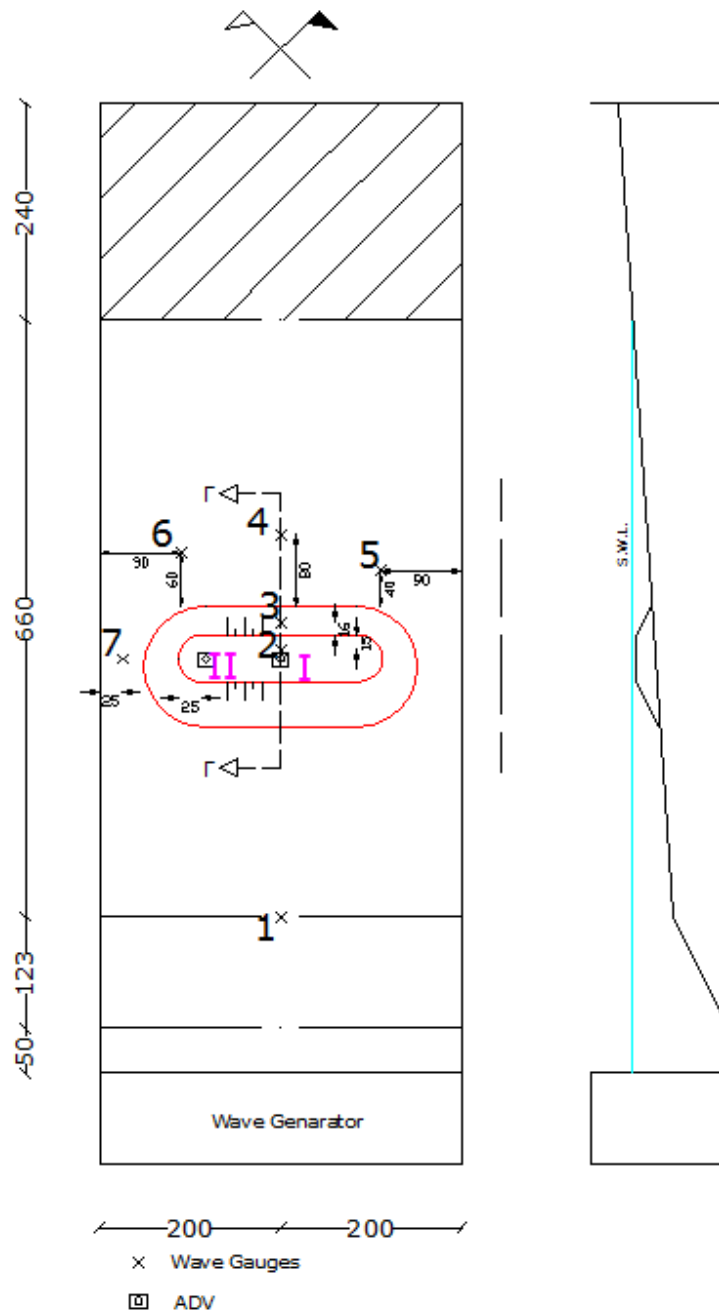
Τα κυματικά σενάρια που πραγματοποιήθηκαν φαίνονται αναλυτικά στον **Πίνακα 5.4**. Σε κάθε κυματικό σενάριο μονοχρωματικών κυματισμών (σενάρια #1 έως #4), τα δεδομένα καταγράφονταν ταυτόχρονα και στους 7 σταθμούς μέτρησης με συχνότητα καταγραφής 100 Hz, λαμβάνοντας τελικά 120 s καταγεγραμμένης χρονοσειράς στον κάθε σταθμό (συνολικά 12000 δεδομένα για κάθε μετρητή). Για σύνθετους κυματισμούς (σενάρια #5 έως #8) λαμβάνονταν συνολικά 600 s καταγεγραμμένης χρονοσειράς στον κάθε σταθμό (60000 δεδομένα για κάθε μετρητή) με συχνότητα καταγραφής ομοίως 100 Hz. Σημειώνεται ότι στους σύνθετους κυματισμούς τα H και T αναφέρονται στα H_s (χαρακτηριστικό ύψος κύματος) και T_p (περίοδος αιχμής) αντίστοιχα.

Πίνακας 5.4 Κυματικά σενάρια για 2DH διάδοση κυματισμών

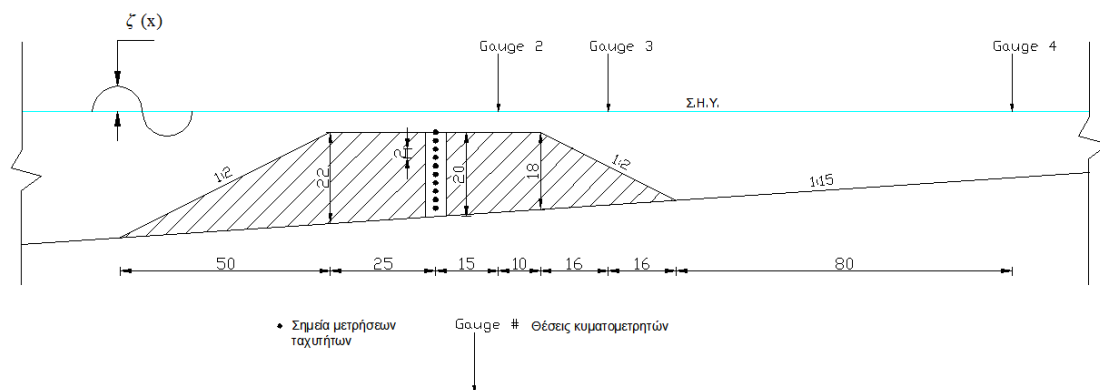
Σενάριο #	Ύψος κύματος H (m)	Περίοδος T (s)	Βάθος νερού* d (m)	Θραύση**
Μονοχρωματικοί Κυματισμοί				
P1	0.045	1.25	0.25	Όχι
P2	0.045	2.00	0.25	Όχι
P3	0.080	1.25	0.25	Ναι
P4	0.080	2.00	0.25	Ναι
Σύνθετοι (Jonswap) Κυματισμοί				
P5	0.045	1.25	0.25	Όχι
P6	0.045	2.00	0.25	Όχι
P7	0.080	1.25	0.25	Ναι
P8	0.080	2.00	0.25	Ναι

* στον διαμήκη άξονα του Υ.Κ.

** στους σύνθετους κυματισμούς η θραύση αναφέρεται ως προς το H_s



Σχήμα 5.10 Κάτοψη και κατά μήκος τομή σημείων μετρήσεων ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και ταχυτήτων.



Σχήμα 5.11 Διατομή Γ-Γ της πειραματικής διάταξης (μήκη σε cm).

6. Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 1DH Πεδίο

6.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται επαλήθευση του τροποποιημένου μοντέλου Boussinesq mCM14, όπως διαμορφώθηκε ύστερα από: α) την προσθήκη της εξίσωσης Darcy-Forchheimer στις αρχικές εξισώσεις των Chondros and Memos (2014), β) την παραμετροποίηση του μοντέλου θραύσης των Kennedy *et al.* (2000), ώστε να έχει εφαρμογή πάνω σε κατασκευές με απότομες κλίσεις πρανών και γ) την κατάστρωση του προφίλ κυρίαρχα των τροχιακών ταχυτήτων αλλά και των υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό ενός Υ.Κ. σύμφωνα με τις προσεγγίσεις που παρουσιάστηκαν αναλυτικά στο Κεφ.4 (§4.3 και §4.4). Ουσιαστικά ελέγχεται η ικανότητα του παραγόμενου μοντέλου να περιγράψει το κυματικό πεδίο επάνω από διαπερατούς Υ.Κ. καθώς και των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός τους. Όσον αφορά την κατανομή των υδροδυναμικών πιέσεων γίνεται επιπλέον σύγκριση, πέραν του παραγόμενου μοντέλου mCM14, με το μοντέλο COBRAS που βασίζεται σε εξισώσεις RANS. Επιπλέον, επιχειρείται μία αδρομερής διερεύνηση του αριθμητικού σχήματος επίλυσης των εξισώσεων του υπολογιστικού μοντέλου βασιζόμενη σε διαφορετικά χωρικά και χρονικά βήματα επίλυσης του αριθμητικού σχήματος μέσω της σύγκρισης του mCM14 με αντίστοιχο πείραμα.

Η επαλήθευση του μοντέλου mCM14 γίνεται αρχικά βάσει των μονοδιάστατων (1DH) πειραμάτων που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της παρούσας διατριβής και παρουσιάστηκαν αναλυτικά στο Κεφ. 5. Πιο συγκεκριμένα, τα πειράματα που χρησιμοποιούνται στο κεφάλαιο αυτό για να την επαλήθευση του μοντέλου σε μία οριζόντια διάσταση (1DH), περιλαμβάνουν μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων μέσα στο σώμα ενός διαπερατού Υ.Κ. καθώς και μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση των κυματισμών πάνω από κατασκευές με δύο ακραία πορώδη. Τα πειραματικά δεδομένα συνοπτικά είναι τα εξής:

- Μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό διαπερατού Υ.Κ.: Απλοί μονοχρωματικοί κυματισμοί, θραυόμενοι η μη διαδιδόμενοι σε επίπεδο πυθμένα και Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών (1:2), πορώδες $\phi=0.52$ και $d_{50}=8$ cm (βλ. §5.2.1).
- Μετρήσεις υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό διαπερατού Υ.Κ.: Απλοί μονοχρωματικοί κυματισμοί, θραυόμενοι η μη διαδιδόμενοι σε επίπεδο πυθμένα και Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών (1:2), πορώδες $\phi=0.52$ και $d_{50}=8$ cm (βλ. 5.2.2).

- Μετρήσεις ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας: α) διάδοση μονοχρωματικών κυματισμών, θραυόμενων ή μη πάνω από διαπερατό Υ.Κ. με πορώδες $\varphi=0.52$ και $d_{50}=8\text{cm}$, β) διάδοση μονοχρωματικών κυματισμών, θραυόμενων ή μη πάνω από πρακτικά αδιαπέρατο Υ.Κ. με πορώδες $\varphi\approx 0.15$. (βλ. 5.2.3).

6.2 Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (1DH) Τροχιακών Ταχυτήτων

Στην παρούσα ενότητα εξετάζεται η δυνατότητα του μοντέλου που βασίζεται σε ένα κατακόρυφο προφίλ από τη μη γραμμική θεωρία κυματισμών (Dingemans, 1997) το οποίο εισάγεται στην ολοκληρωμένη στο βάθος οριζόντια ταχύτητα που δίνεται από το μοντέλο mCM14 λαμβάνοντας υπόψη και το πορώδες της κατασκευής. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την εφαρμογή τους, συγκρίθηκαν με πειραματικές μετρήσεις που διεξήχθησαν στην διώρυγα «Δημήτρης Κοιλάκος» του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων όπως αυτά περιγράφονται στην §5.2.1.

Στη συνέχεια δίνεται ακριβής περιγραφή των κυματικών σεναρίων που χρησιμοποιήθηκαν για βάθη νερού $d=50\text{ cm}$ και $d=60\text{ cm}$, της εφαρμογής και της επίλυσης του αριθμητικού σχήματος του μοντέλου Boussinesq και παρουσιάζονται τα αντίστοιχα διαγράμματα για την σύγκρισή τους με τις πειραματικές μετρήσεις.

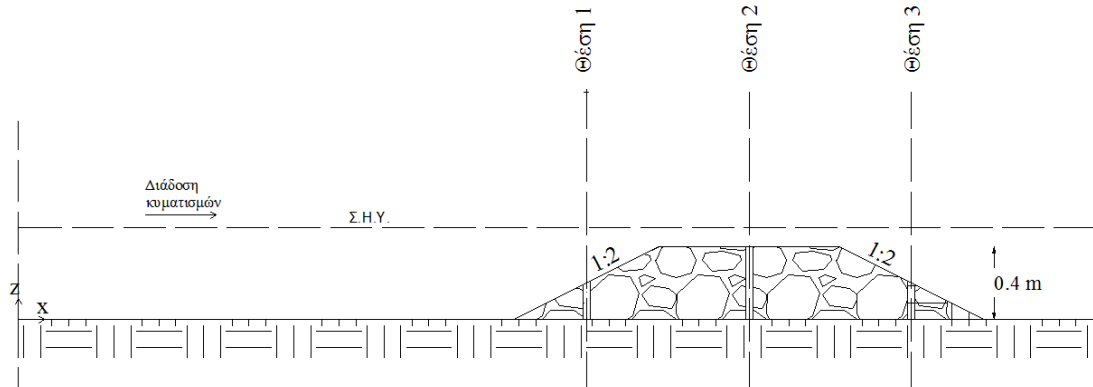
Τα κυματικά χαρακτηριστικά του κάθε σεναρίου με τα αντίστοιχα κάθε φορά βάθη νερού έχουν παρουσιαστεί στην §5.2.1 (Πίνακας 5.1). Ωστόσο για λόγους διευκόλυνσης παρουσιάζεται ο ίδιος πίνακας παρακάτω (Πίνακας 6.1).

Πίνακας 6.1 Πειραματικά σενάρια τροχιακών ταχυτήτων σε 1DH πεδίο

Σενάριο	Ύψος Κύματος	Περίοδος	Βάθος νερού	Τύπος
#	H (m)	T (s)	d (m)	Θραύσης
T1	0.065	2.2	0.50	-
T2	0.095	1.8	0.50	-
T3	0.114	1.5	0.50	Spilling
T11	0.10	2.2	0.60	-
T12	0.115	1.8	0.60	-
T13	0.12	1.5	0.60	Spilling

Παρακάτω, επίσης για λόγους διευκόλυνσης, δίδεται ένα ποιοτικό σκαρίφημα όπου φαίνονται οι διατομές στις οποίες ελήφθησαν οι μετρήσεις και παρατίθενται τα σχήματα με

τις κατανομές των μέγιστων οριζόντιων τροχιακών ταχυτήτων. Να σημειωθεί ότι οι θέσεις/διατομές 1, 2 και 3 βρίσκονται εντός του πορώδους μέσου όπως φαίνονται στο σκαρίφημα που ακολουθεί (**Σχήμα 6.1**) ενώ οι κατακόρυφες αποστάσεις μεταξύ των σημείων λήψεων σε κάθε θέση είναι 5 cm.



Σχήμα 6.1 Σκαρίφημα των θέσεων μέτρησης των ταχυτήτων.

Το χωρικό και χρονικό βήμα διακριτοποίησης Δx και Δt επιλέχθηκαν ώστε να διασφαλίζεται η ευστάθεια του αριθμητικού σχήματος με ταυτόχρονα επαρκείς χρόνους ανάλυσης. Λαμβάνοντας υπόψη ότι για να υπάρχει η αριθμητική αυτή ευστάθεια πρέπει ο αριθμός Courant, $Cr = c \frac{\Delta t}{\Delta x} < 0.5$, όπου c είναι η φασική ταχύτητα του εισερχόμενου κύματος, έγινε η επιλογή των βημάτων διακριτοποίησης. Τελικά, ύστερα από δοκιμές, χρησιμοποιήθηκε ένας κάναβος χωρικού και χρονικού βήματος $\Delta x = 0.05$ m και $\Delta t = 0.0025$ s αντίστοιχα, για τα οποία ο Cr κυμαίνεται από 0.05 έως 0.10, για τα κυματικά χαρακτηριστικά που ελήφθησαν υπόψη.

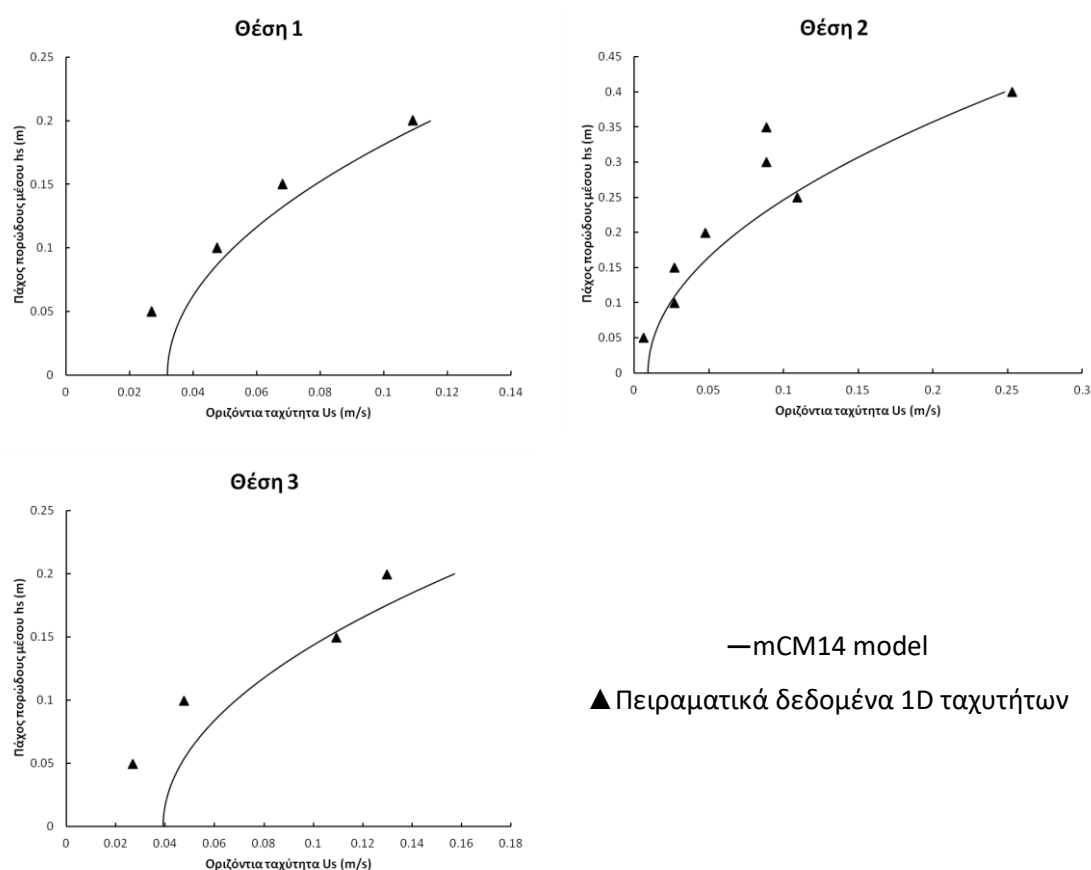
Με την παραπάνω επιλογή των βημάτων διακριτοποίησης, διασφαλίστηκε ότι η ταχύτητα του κυματισμού είναι μικρότερη από την ταχύτητα διακριτοποίησης του μοντέλου, αποτρέποντας έτσι αριθμητικές αστάθειες. Επιπλέον, απορροφητικά όρια χρησιμοποιήθηκαν ανάντη και κατόντη του υπολογιστικού πεδίου όπως αυτά παρουσιάστηκαν στην §4.2.5.

Η σύγκριση μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των αποτελεσμάτων του μοντέλου mCM14 και για τα 6 κυματικά σενάρια, φαίνεται στα παρακάτω διαγράμματα (**Σχήμα 6.2** έως **Σχήμα 6.7**). Στα σχήματα αυτά απεικονίζεται η καθ' ύψος κατανομή των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων σε σύγκριση με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις. Επιπλέον, για την πληρέστερη ανάλυση των αποτελεσμάτων χρησιμοποιήθηκε το στατιστικό μέγεθος του μέσου τετραγωνικού σφάλματος που δίδεται ως:

$$v_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_{i,model} - v_{i,exp})^2} \quad (6.1)$$

όπου, $v_{i,model}$ και $v_{i,exp}$ είναι οι τροχιακές ταχύτητες όπως προέκυψαν από το μοντέλο mCM14 και το πείραμα αντίστοιχα στη διεύθυνση x των κυματισμών και N είναι το πλήθος των τιμών ($N=4$).

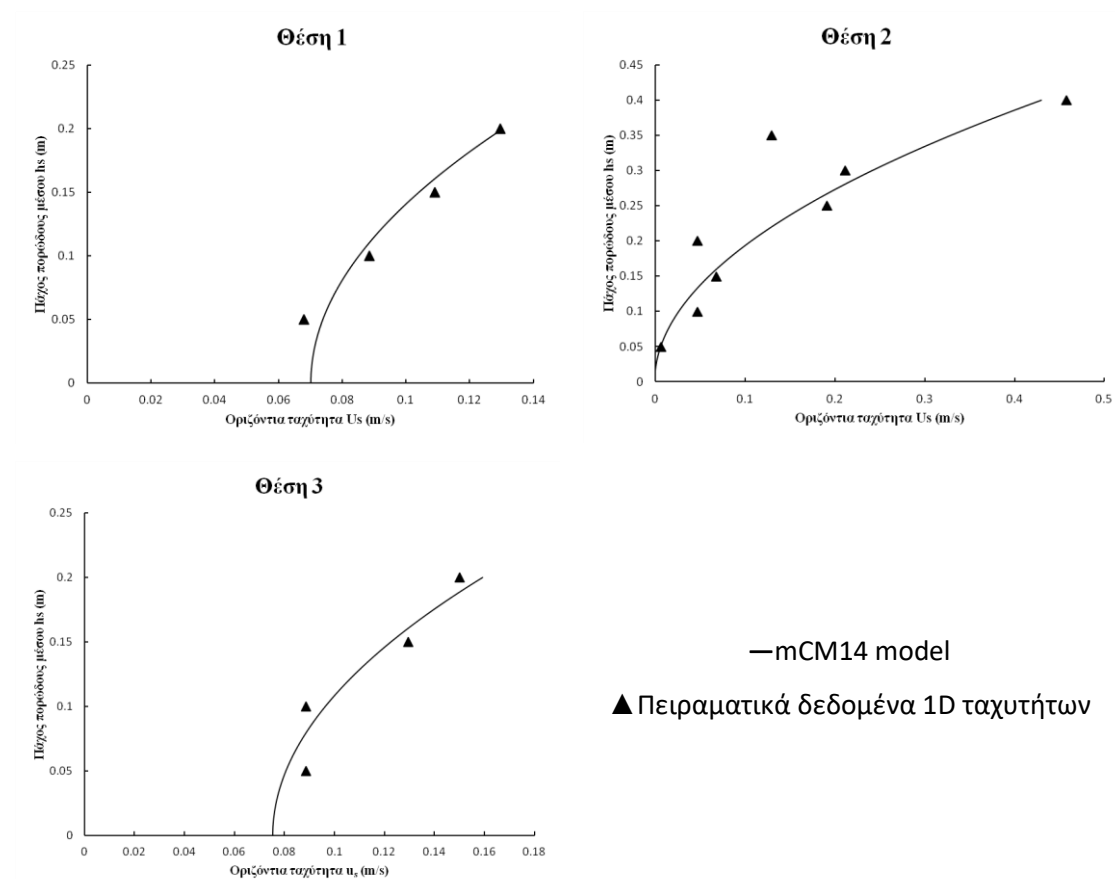
Τα συγκριτικά αποτελέσματα του ως άνω μέσου τετραγωνικού σφάλματος φαίνονται στους αντίστοιχους κάθε σεναρίου πίνακες (Πίνακας 6.2 έως Πίνακας 6.7). Επιπρόσθετα, στο Σχήμα 6.8 παρουσιάζεται η εγκάρσια μεταβολή στο σώμα του Υ.Κ. της μετρημένης μέγιστης οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας σε δύο χαρακτηριστικές αποστάσεις από τον πυθμένα, ήτοι $z'=10$ cm και $z'=20$ cm.



Σχήμα 6.2 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T1.

Πίνακας 6.2 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T1.

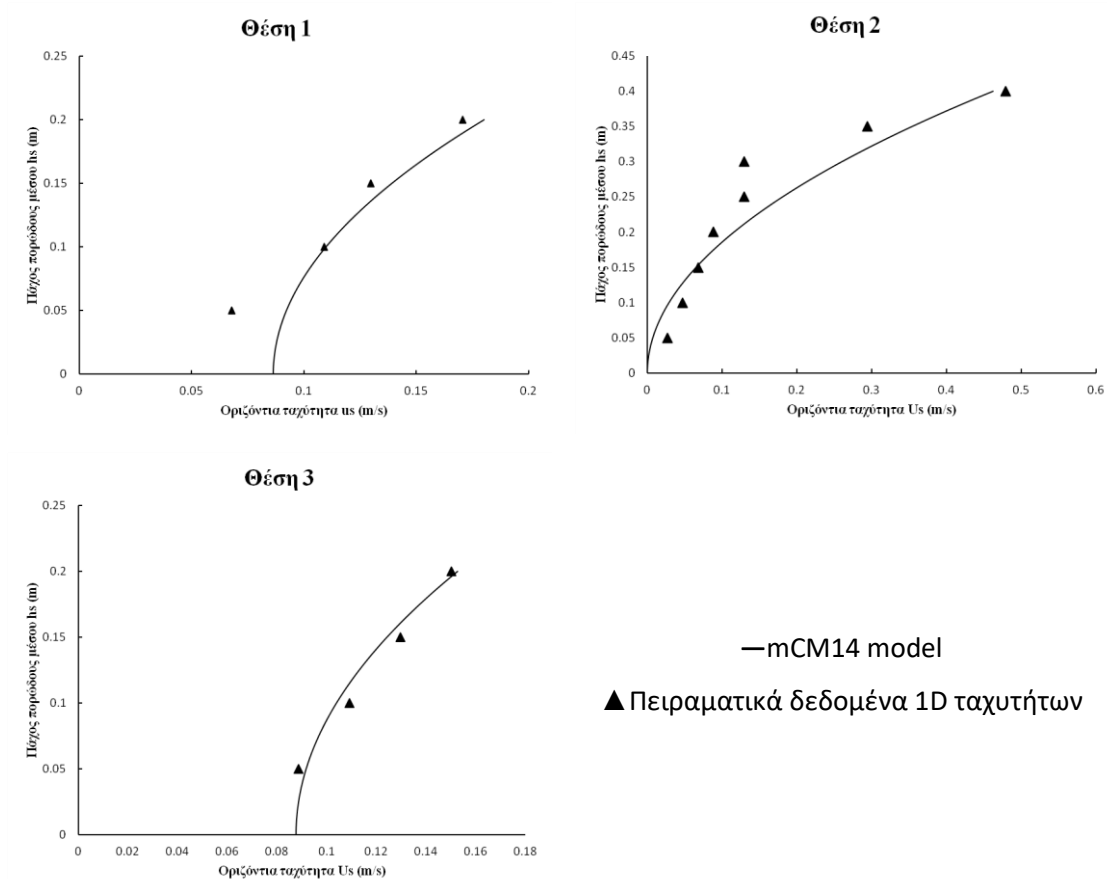
Θέσεις/Παράμετροι	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (m/s)	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (m/s)
Θέση 1	0.06284	0.008168
Θέση 2	0.08081	0.042628
Θέση 3	0.07824	0.020036



Σχήμα 6.3 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T2.

Πίνακας 6.3 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T2.

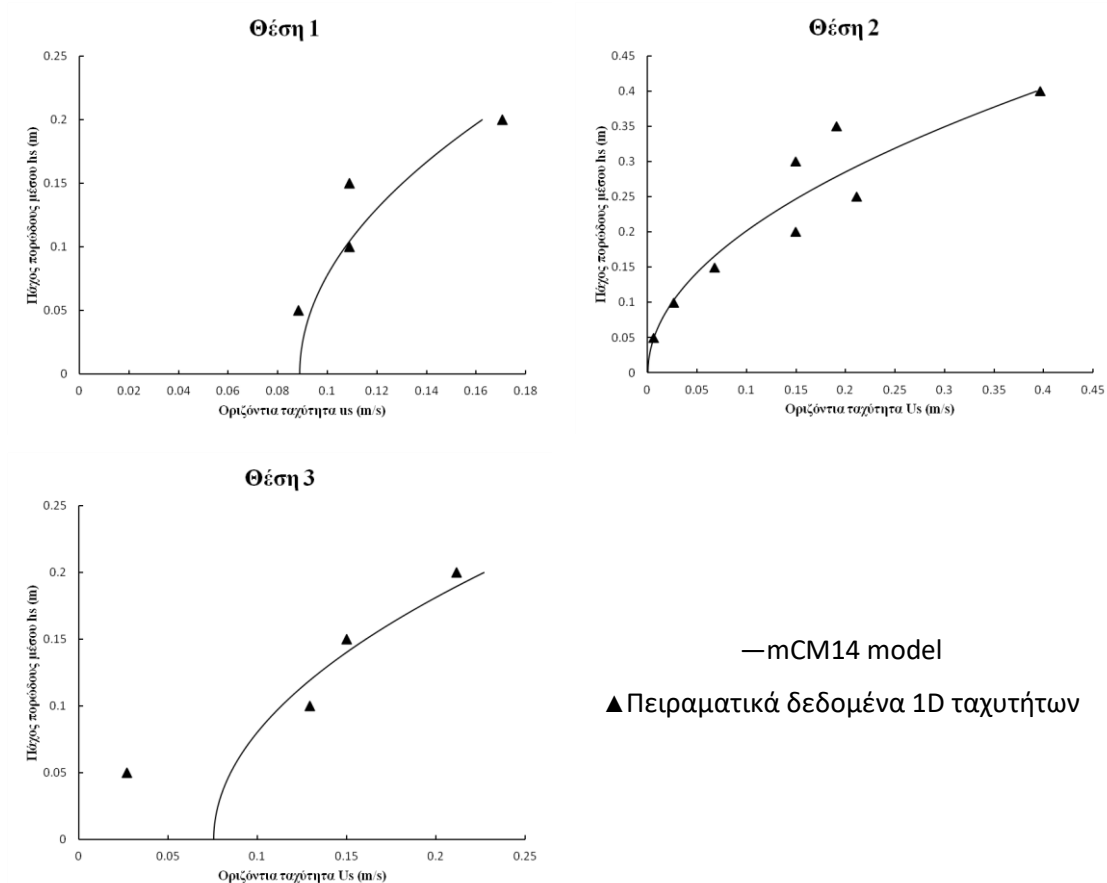
Θέσεις/Παράμετροι	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (m/s)	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (m/s)
Θέση 1	0.09878	0.00424
Θέση 2	0.14499	0.07577
Θέση 3	0.11418	0.00803



Σχήμα 6.4 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T3.

Πίνακας 6.4 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T3.

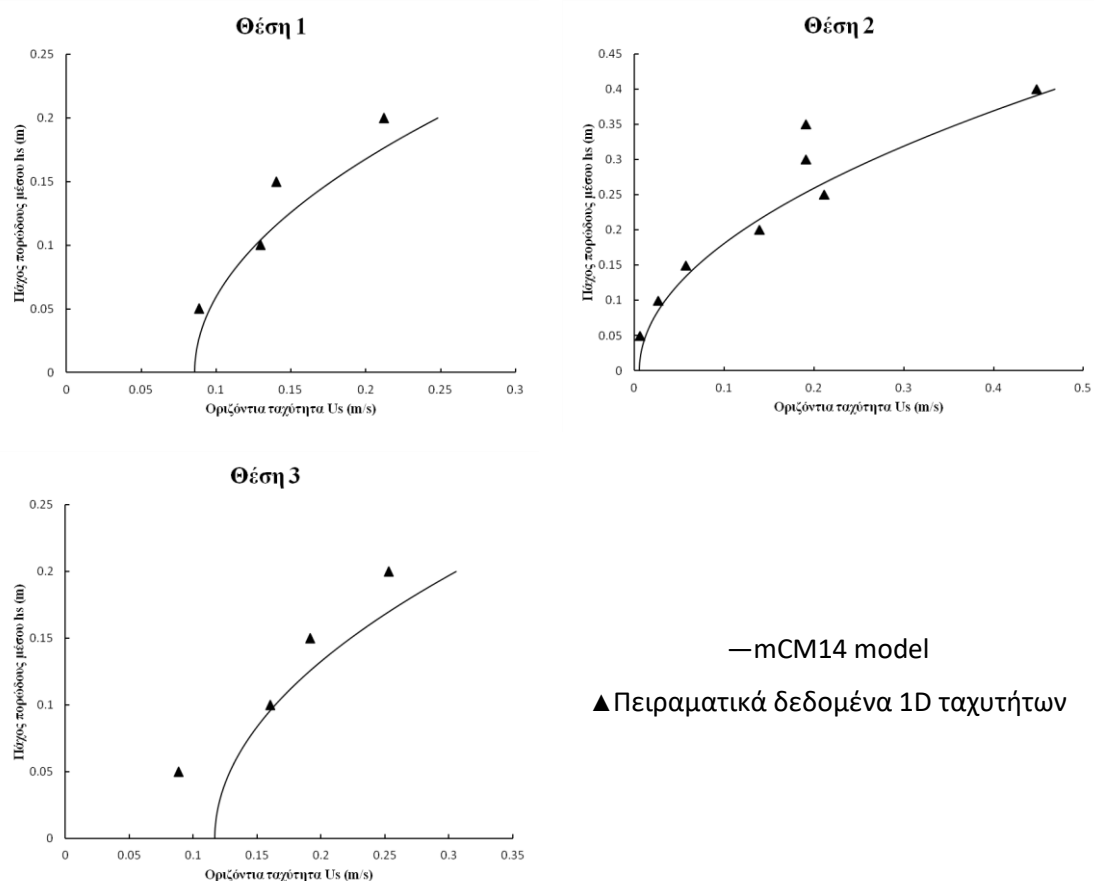
Θέσεις/Παράμετροι	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (m/s)	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (m/s)
Θέση 1	0.11932	0.01379
Θέση 2	0.15783	0.05557
Θέση 3	0.11932	0.00425



Σχήμα 6.5 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T11.

Πίνακας 6.5 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T11.

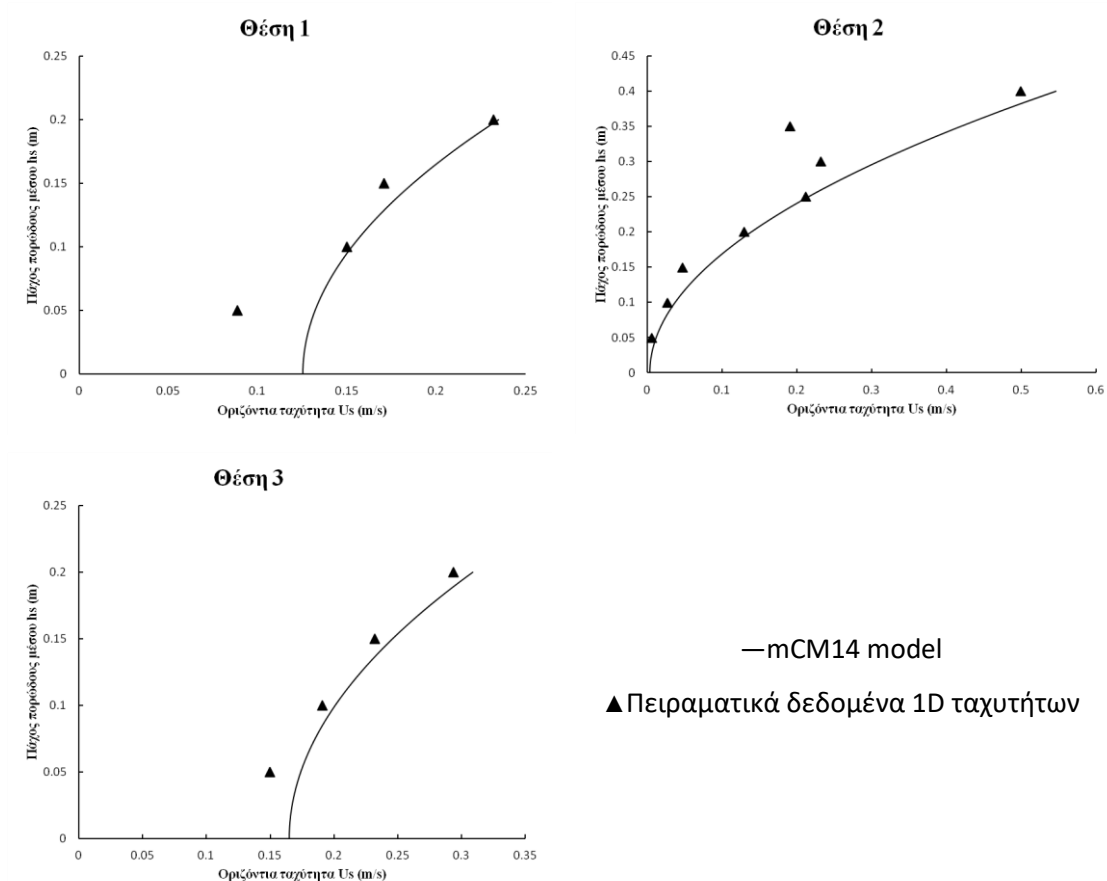
Θέσεις/Παράμετροι	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (m/s)	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (m/s)
Θέση 1	0.11932	0.01167
Θέση 2	0.15013	0.05386
Θέση 3	0.12959	0.03152



Σχήμα 6.6 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T12.

Πίνακας 6.6 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T12.

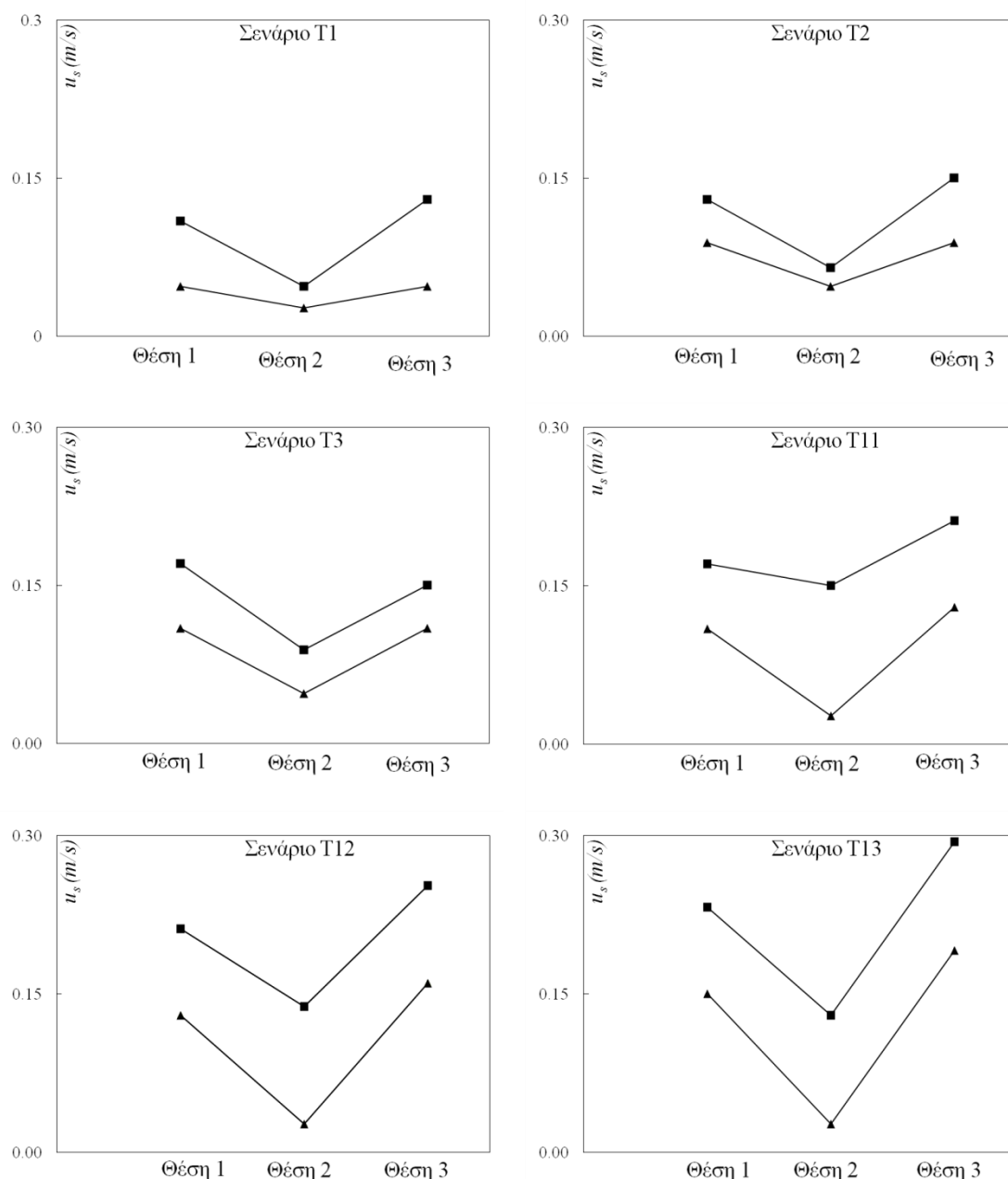
Θέσεις/Παράμετροι	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (m/s)	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (m/s)
Θέση 1	0.14242	0.02626
Θέση 2	0.15911	0.06670
Θέση 3	0.17323	0.03684



Σχήμα 6.7 Κατανομή μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων για το Σενάριο T13.

Πίνακας 6.7 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων 1DH ταχυτήτων για το σενάριο T13.

Θέσεις/Παράμετροι	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (m/s)	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (m/s)
Θέση 1	0.16040	0.02334
Θέση 2	0.16810	0.08724
Θέση 3	0.21687	0.01633



Σχήμα 6.8 Μεταβολή της μετρημένης ταχύτητας u_s εγκάρσια του Υ.Κ. σε απόστασεις από τον πυθμένα: —▲— $z'=10$ cm και —■— $z'=20$ cm

Όπως διαπιστώνεται από τα ανωτέρω, υπάρχει γενικά καλή συμφωνία ανάμεσα στα αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου mCM14 και των πειραματικών δεδομένων σε όλες τις θέσεις εγκάρσια του Υ.Κ., ήτοι στο μέσο της ανάντη παρειάς (Θέση 1), στο μέσο της στέψης (Θέση 2) και στο μέσο της κατόντη παρειάς (Θέση 3). Οι σχετικά μικρές αποκλίσεις μπορούν να αποδοθούν σε διάφορους επιμέρους παράγοντες. Γενικά, η ακρίβεια προσομοίωσης σχετίζεται κυρίως με τα χαρακτηριστικά διασποράς και την τάξη των μη γραμμικών όρων που διατηρούνται στις εξισώσεις του μοντέλου καθώς και στο

παραγόμενο προφίλ ταχυτήτων που βασίζεται αρχικά στη μη γραμμική θεωρία των κυμάτων (βλ. §4.3).

Πιο συγκεκριμένα, οι κατανομές των αριθμητικών αποτελεσμάτων κάθε σεναρίου, ακολουθούν τον ίδιο ρυθμό αλλαγής της κλίσης με τα πειραματικά δεδομένα, κάτι το οποίο μας επιτρέπει να θεωρήσουμε αποδεκτά τα αποτελέσματα του μοντέλου ασχέτως αν σε κάποιες περιπτώσεις υπάρχει απόκλιση μεταξύ μοντέλου και πειράματος για ορισμένες μετρήσεις. Ορισμένες περιπτώσεις με μεγάλη απόκλιση από τις πειραματικές μετρήσεις οφείλονται στην σχετική θέση του οργάνου μέτρησης ως προς τη μικροκλίμακα της κατασκευής η οποία δεν ήταν πλήρως ελέγξιμη. Παρατηρείται ότι σε όλα τα σενάρια στην θέση 2 και στο σημείο μέτρησης $z'=0.35$ m η τιμή της πειραματικής μέτρησης απέχει αρκετά από την αντίστοιχη του μοντέλου. Το αίτιο για αυτή την απόκλιση οφείλεται ενδεχομένως σε κατασκευαστικές ιδιαιτερότητες του εργαστηριακού μοντέλου που εμπόδιζαν την ακριβή λήψη της μέτρησης με αποτέλεσμα την υποεκτίμηση της πραγματικής μέγιστης οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας που δύναται να αναπτυχθεί σε αυτό το σημείο.

Ένα επιπλέον σημαντικό εύρημα είναι, όπως ήδη αναφέρθηκε, η εγκάρσια μεταβολή των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. σε δύο χαρακτηριστικές αποστάσεις από τον πυθμένα, $z'=10$ cm και $z'=20$ cm (**Σχήμα 6.8**). Παρατηρείται αύξηση των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων εντός του πορώδους μέσου στην θέση 3 που βρίσκεται στην υπήνεμη πλευρά του Υ.Κ. σε σχέση με την θέση 2 που βρίσκεται στο μέσο της στέψης κάτι το οποίο φαίνεται και από τα πειραματικά αποτελέσματα που το αποδεικνύουν για όλα τα σενάρια, καθώς και από την αριθμητική προσομοίωση. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην ανάπτυξη στροβίλων στο κατάντη μέρος του βυθισμένου κυματοθραύστη, με συνέπεια την επανακυκλοφορία του ρευστού εντός του πορώδους μέσου. Σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις μάλιστα (σενάρια T1, T2, T11, T12, T13) είναι τόσο έντονη που οι τροχιακές ταχύτητες είναι μεγαλύτερες ακόμα και από αυτές της προσήνεμης πλευράς της κατασκευής (Θέση 1).

Ως εκ τούτου, θα μπορούσαμε να πούμε πως από τα αποτελέσματα του παρόντος κεφαλαίου εντοπίστηκαν δύο θέσεις με αυξημένες ταχύτητες. Η πρώτη στην ανάντη παρειά της κατασκευής, που προκαλείται από τις υψηλές εισερχόμενες ταχύτητες λόγω της στένωσης της διαθέσιμης υγρής στήλης ύδατος και το δεύτερο στην κατάντη παρειά του Υ.Κ. που προκαλούνται από την ανάπτυξη στροβίλων και την συνεπακόλουθη επανακυκλοφορία της ροής στο εσωτερικό της κατασκευής.

6.3 Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (1DH) Υδροδυναμικών Πιέσεων

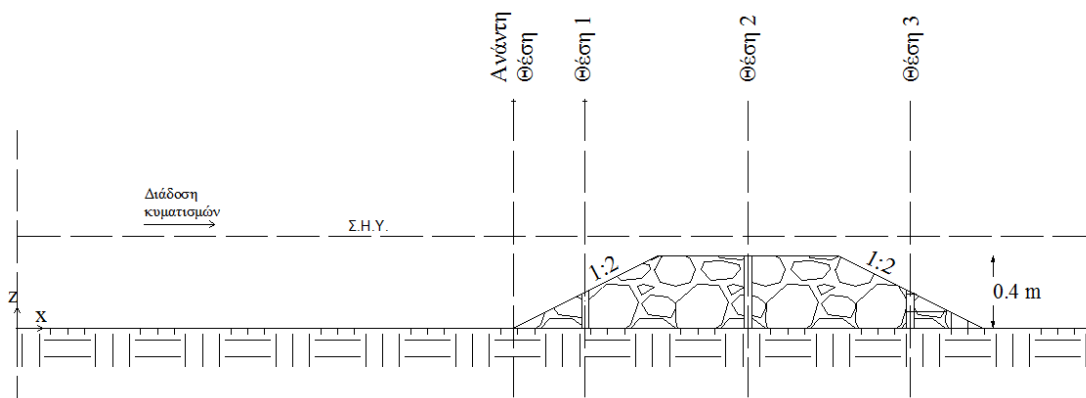
Στην παρούσα ενότητα εξετάζεται η δυνατότητα του παρόντος μοντέλου mCM14 να προβλέψει την κατακόρυφη κατανομή των πιέσεων που αναπτύσσονται λόγω θαλάσσιων κυματισμών στο εσωτερικό ενός Υ.Κ σύμφωνα με την προσέγγιση που αναφέρεται στην §4.4. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την εφαρμογή του εν λόγω μοντέλου, συγκρίθηκαν με τα 7 σενάρια των αντίστοιχων πειραματικών μετρήσεων που διεξήχθησαν στην διώρυγα «Δημήτρης Κοιλάκος» του Εργαστηρίου Λιμενικών Έργων όπως αυτά περιγράφονται στην §5.2.2. Τα σενάρια που πάρθηκαν παρουσιάστηκαν στον **Πίνακα 5.2** της §5.2.2 αλλά για λόγους διευκόλυνσης παρουσιάζονται και εδώ στον **Πίνακα 6.8**. Επιπλέον, για τα σενάρια #T2 και #T7 το μοντέλο mCM14 συγκρίθηκε πέραν των πειραμάτων και με το μοντέλο COBRAS (COrnel Breaking Waves and Structures) της έκδοσης που χρησιμοποιήθηκε κατά τη διάρκεια του Ευρωπαϊκού Ερευνητικού Προγράμματος DELOS ενώ συγκρίθηκαν και χαρακτηριστικές χρονοσειρές τους σε σημεία στον πυθμένα εντός του Υ.Κ.

Πίνακας 6.8 Πειραματικά σενάρια μέτρησης πιέσεων σε 1DH πεδίο

Σενάριο	Ύψος Κύματος	Περίοδος	Βάθος νερού	Τύπος
#	H (m)	T (s)	d (m)	Θραύσης
T1	0.065	2.2	0.50	-
T2	0.095	1.8	0.50	-
T3	0.114	1.5	0.50	Spilling
T4	0.151	1.25	0.50	Spilling
T5	0.046	2.2	0.45	-
T6	0.077	1.8	0.45	Spilling
T7	0.091	1.5	0.45	Spilling

Στο παρακάτω σκαρίφημα (**Σχήμα 6.9**) φαίνονται οι θέσεις στις οποίες ελήφθησαν οι μετρήσεις των πιέσεων. Οι θέσεις 1, 2 και 3, αναφέρονται στο μέσο της ανάντη παρειάς, στο μέσο της στέψης και στο μέσο της κατόντη παρειάς αντίστοιχα με κατακόρυφες αποστάσεις μεταξύ των σημείων λήψεων 5 cm και είναι ίδιες με τις αντίστοιχες του πειράματος των τροχιακών ταχυτήτων (βλ. §5.2.1 και §6.2). Η ανάντη θέση, που χρησιμοποιείται για επαλήθευση του μοντέλου COBRAS, βρίσκεται σε απόσταση 0.2 m από τον προσήνεμο πόδα με κατακόρυφες αποστάσεις μεταξύ των σημείων λήψεων 10 cm.

Αναλυτικά η διάταξη της πειραματικής κατασκευής φαίνεται στην §5.2.2 και εδώ απεικονίζεται ένα σκαρίφημα της εν λόγω διάταξης.



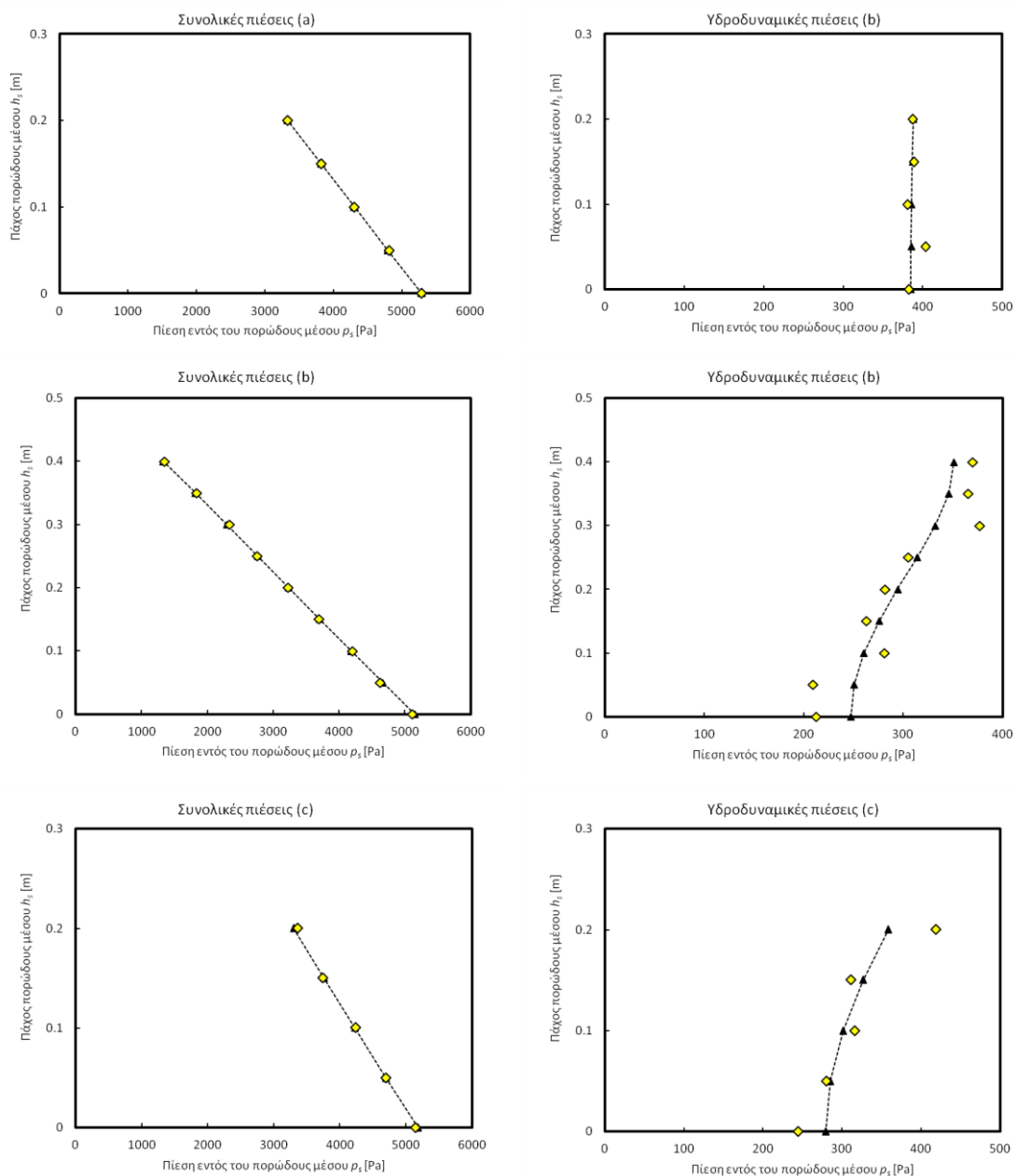
Σχήμα 6.9 Σκαρίφημα των θέσεων μέτρησης των πιέσεων.

Το αριθμητικό πεδίο του μοντέλου mCM14 διακριτοποιήθηκε χρησιμοποιώντας χωρικό και χρονικό βήμα $\Delta x=0.05$ m και $\Delta t=0.0025$ s αντίστοιχα, που αντιστοιχεί σε έναν μέγιστο αριθμό Courant (Abbott *et al.* 1978) ίσο με 0.11 ενώ ο συνολικό χρόνος της προσομοίωσης του κάθε σεναρίου ήταν 60s. Μεγαλύτερα υπολογιστικά βήματα οδηγούσαν σε μεγαλύτερες αποκλίσεις από τα πειραματικά δεδομένα, ενώ μικρότερα αύξαναν ιδιαίτερα τον υπολογιστικό χρόνο χωρίς να βελτιώνουν ουσιαστικά τα αποτελέσματα.

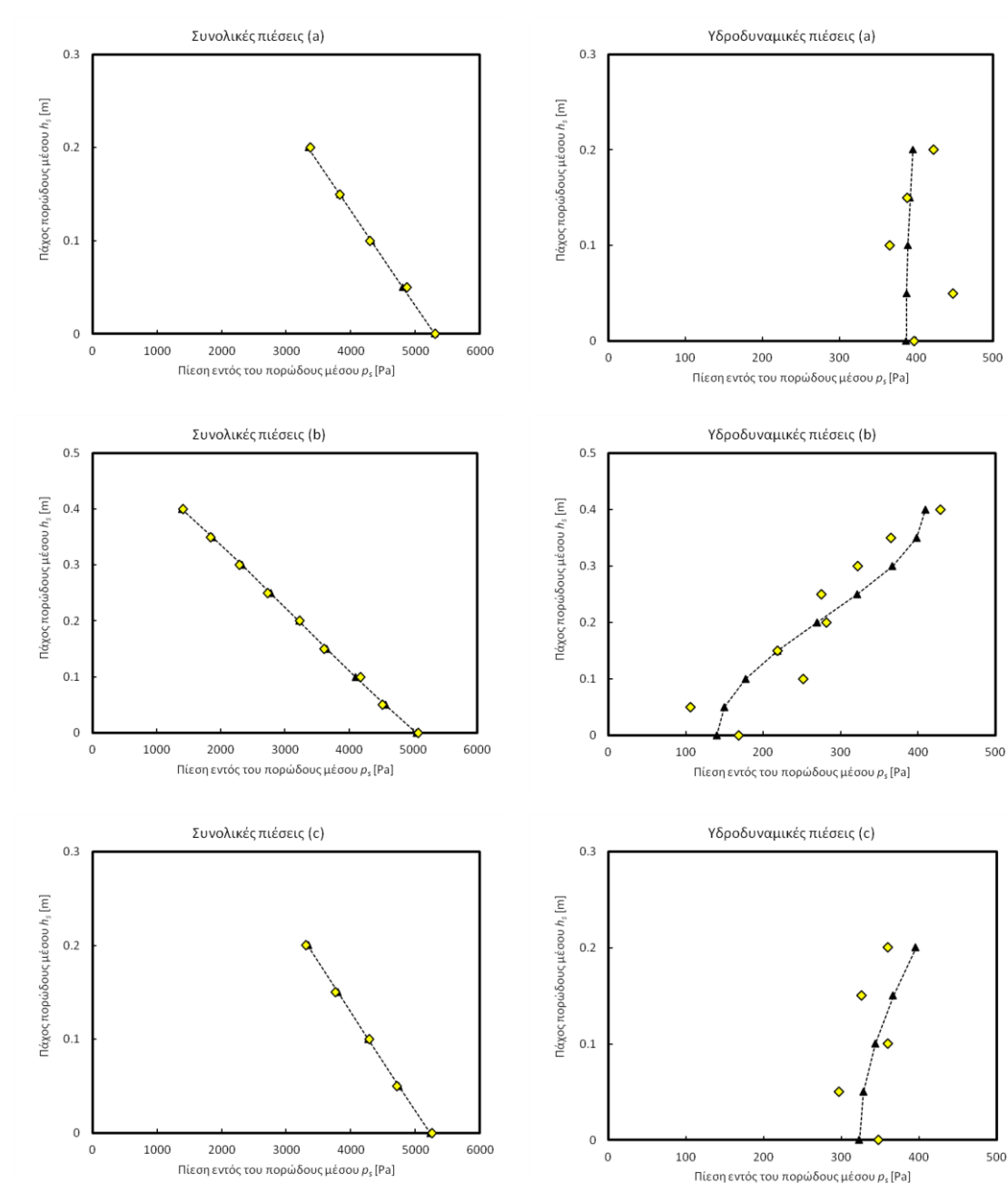
Στο αριθμητικό μοντέλο mCM14 δόθηκαν οι τιμές πορώδους $\phi=0.52$ και λίθοι μέσης διαμέτρου $d_{50}=8$ cm σε απόλυτη συμφωνία με την πειραματική διάταξη και χρησιμοποιήθηκαν απορροφητικά όρια ανάντη και κατόντη του υπολογιστικού πεδίου. Αναλυτικά οι παράμετροι του εν λόγω μοντέλου που υπεισέρχονται στους υπολογισμούς παρουσιάστηκαν στην §4.2.5. Σημειώνεται πως η διάταξη του Υ.Κ. είναι ίδια με την διάταξη του πειράματος των ταχυτήτων (βλ. §6.2) όπως και τα 3 πρώτα (T1, T2 και T3) κυματικά σενάρια.

Στα επόμενα διαγράμματα/σχήματα (**Σχήμα 6.10** έως **Σχήμα 6.16**) παρουσιάζονται για όλα τα κυματικά σενάρια, με θραυόμενα (Σενάριο #T3, #T4, #T6, #T7) ή μη θραυόμενα κύματα (Σενάριο #T1, #T2, #T5), τα αποτελέσματα του μοντέλου mCM14 με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις ενώ στον **Πίνακα 6.9** παρουσιάζεται το μέσο τετραγωνικό σφάλμα του mCM14 με την αντίστοιχη μέτρηση σε κάθε θέση. Πιο συγκεκριμένα, η σύγκριση αφορά την κατανομή των συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων που αναπτύσσονται, στο μέσο της ανάντη παρειάς του Υ.Κ. (θέση 1), στο μέσο της στέψης του (θέση 2) και στο μέσο της κατόντη παρειάς του (θέση 3). Από τα αποτελέσματα συνάγεται το συμπέρασμα πως υπάρχει γενικά καλή συμφωνία ανάμεσα στο mCM14 και τις πειραματικές μετρήσεις.

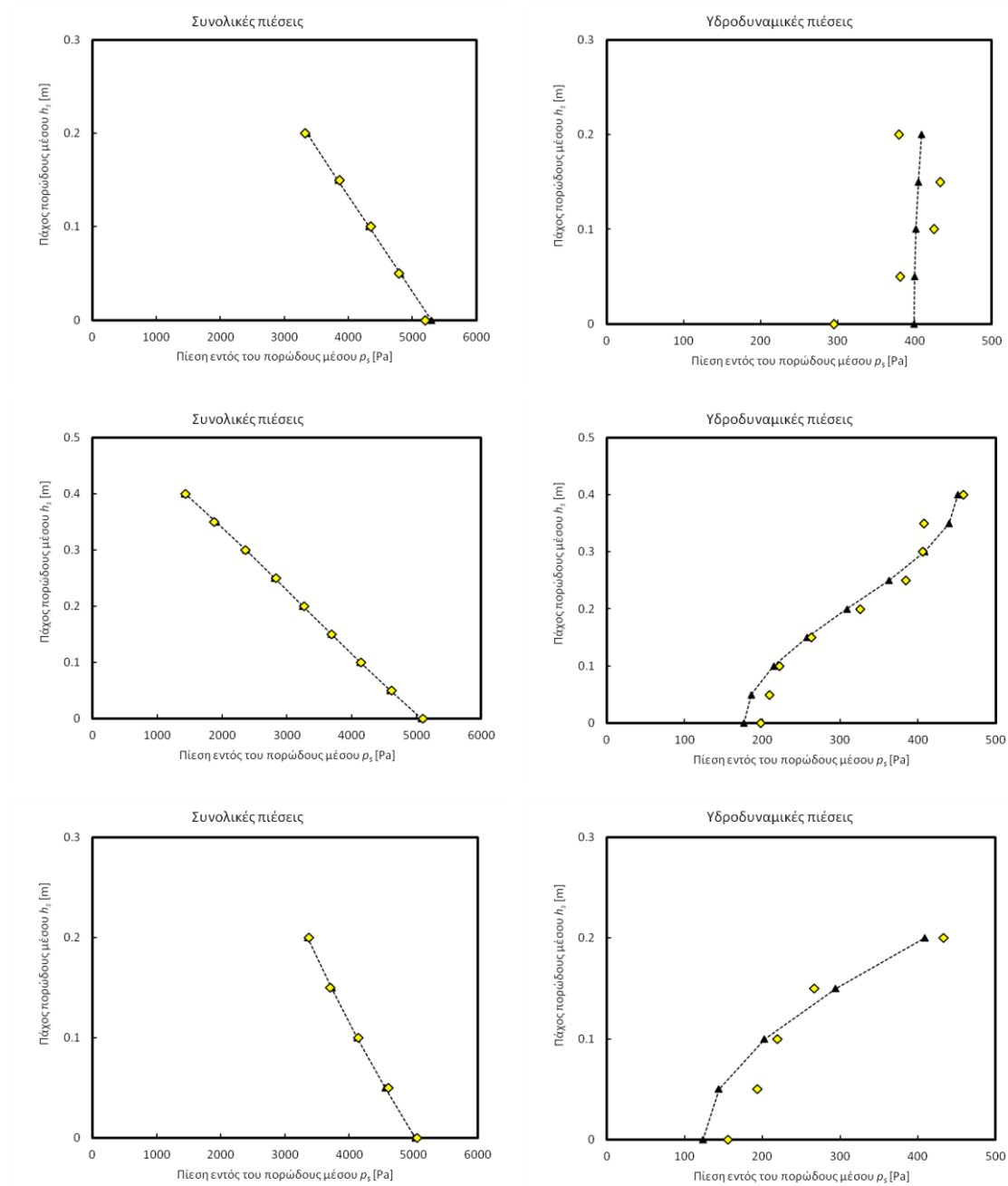
Επιπρόσθετα, οι κατανομές που προκύπτουν από την αριθμητική προσομοίωση, ακολουθούν τον ίδιο αριθμό αλλαγής της καθ' ύψος κλίσης με αυτήν των πειραμάτων κάτι το οποίο μας επιτρέπει να θεωρήσουμε αποδεκτά τα αποτελέσματα του παραγόμενου μοντέλου ακόμα και στις περιπτώσεις που εντοπίζεται κάποια σχετική απόκλιση μεταξύ αυτού και του πειράματος.



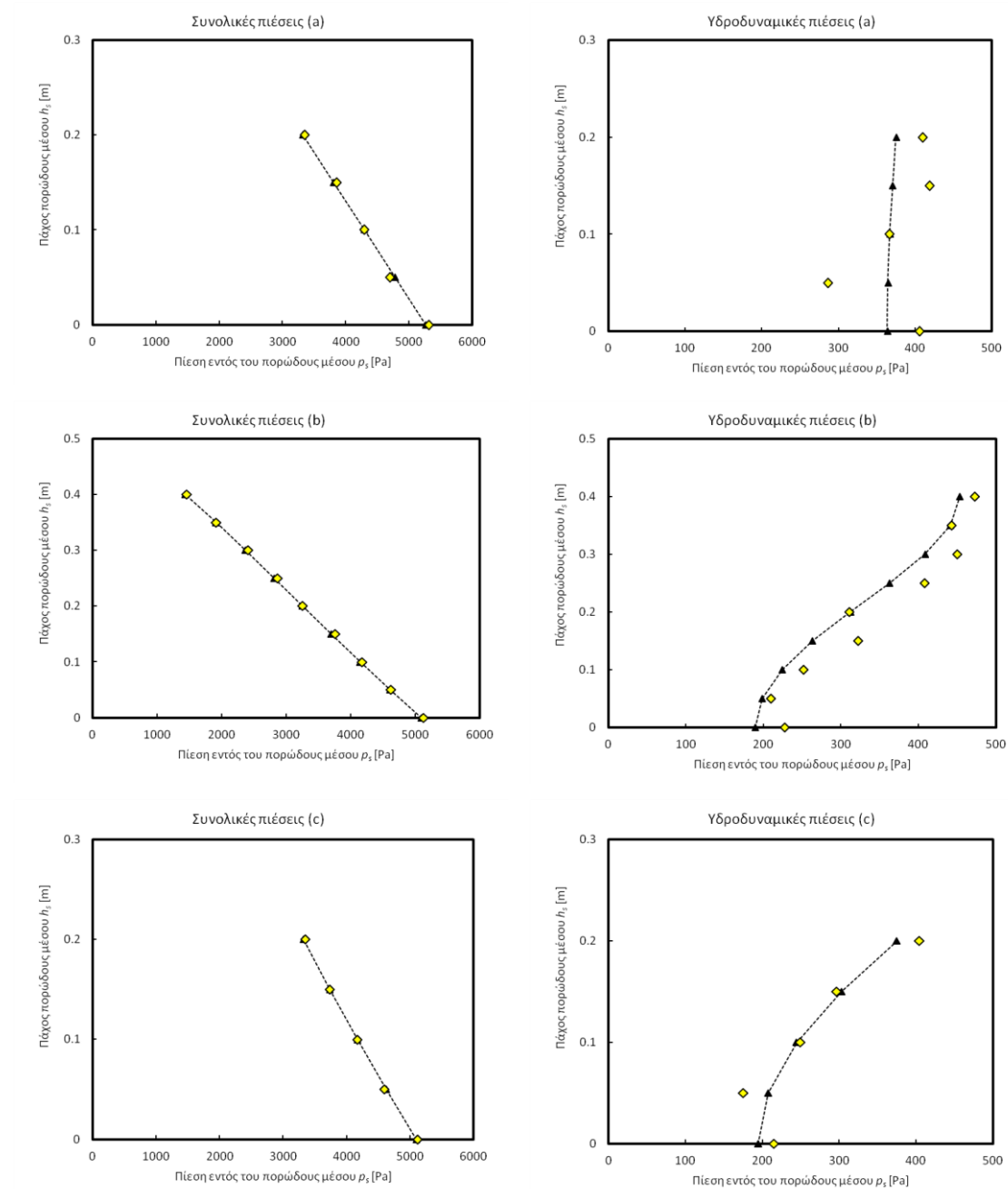
Σχήμα 6.10 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T1: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (γ) Θέση 3.



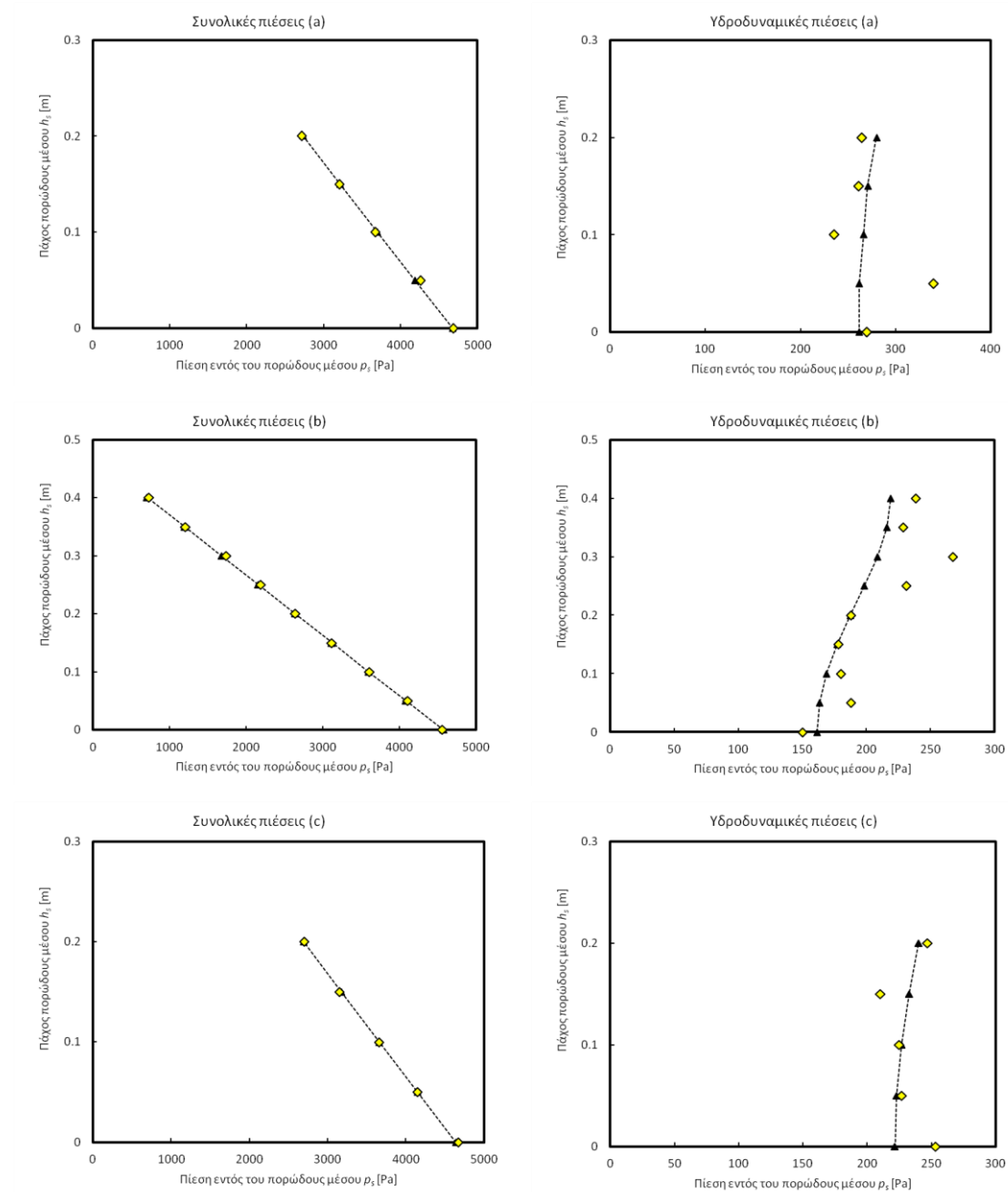
Σχήμα 6.11 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T2: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (γ) Θέση 3.



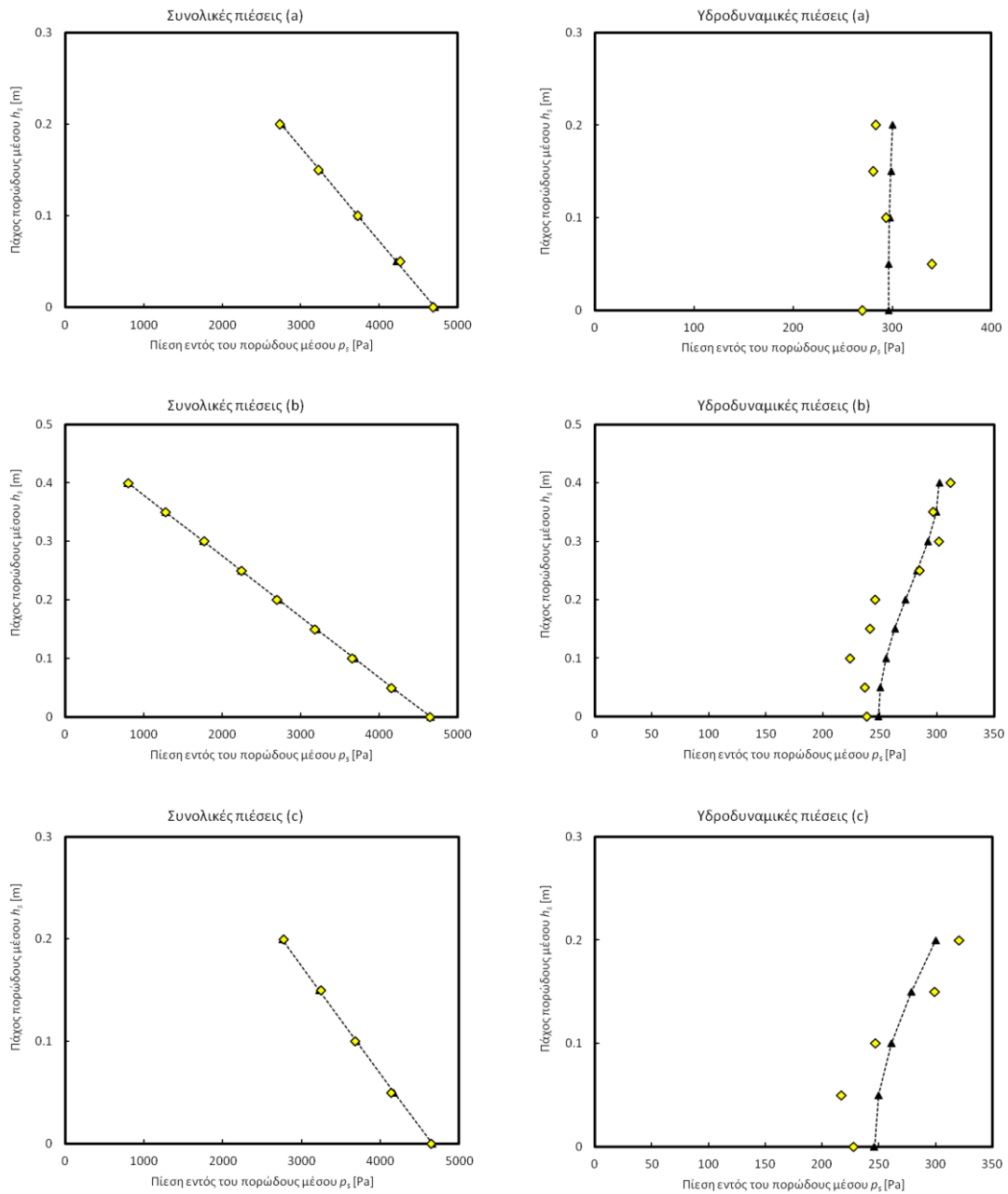
Σχήμα 6.12 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T3: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (γ) Θέση 3.



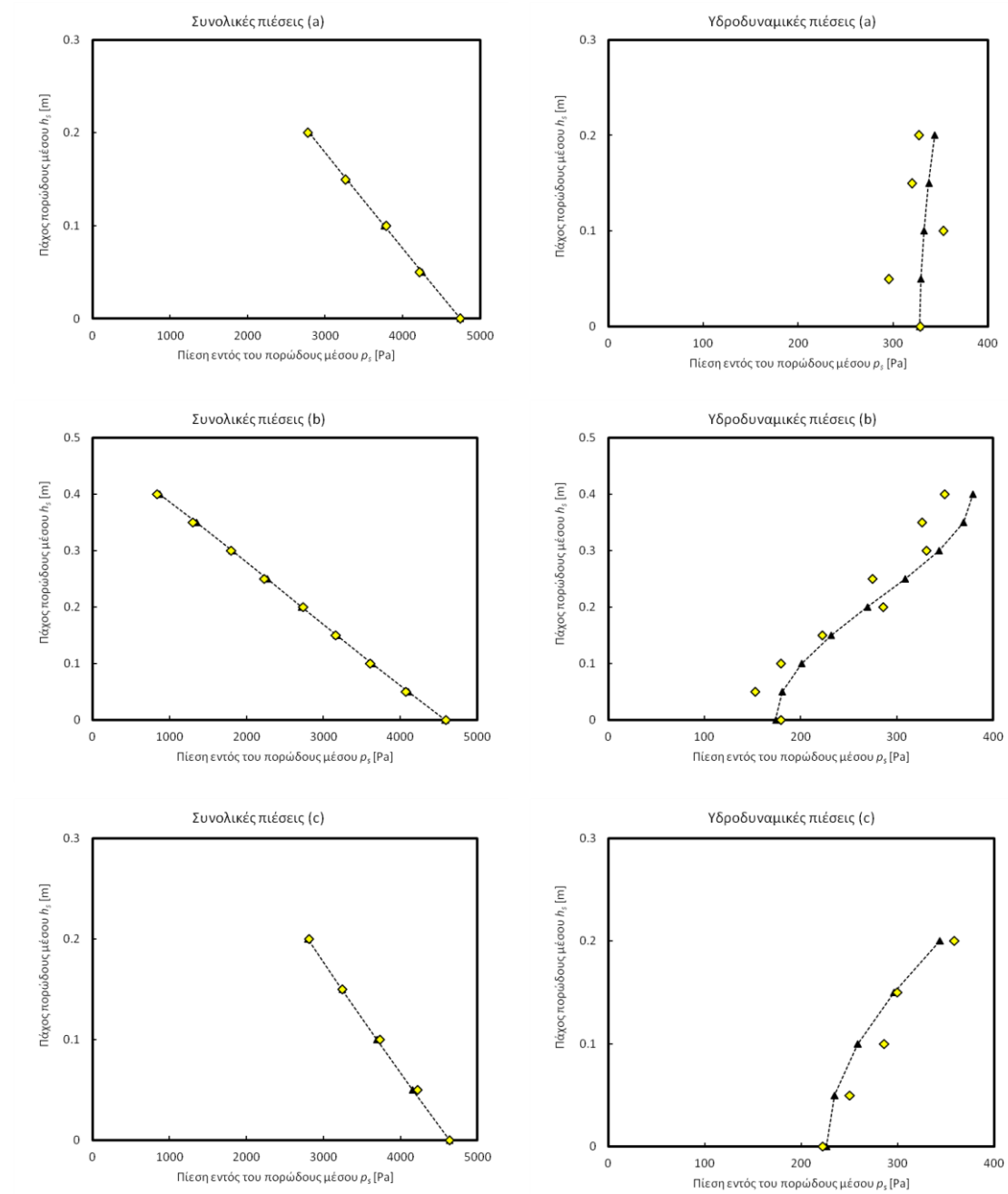
Σχήμα 6.13 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T4: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.



Σχήμα 6.14 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T5: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (c) Θέση 3.



Σχήμα 6.15 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T6: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (γ) Θέση 3.



Σχήμα 6.16 Κατανομή μέγιστων συνολικών και υδροδυναμικών πιέσεων με (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T7: (α) Θέση 1, (β) Θέση 2, (γ) Θέση 3.

Πίνακας 6.9 Μέσο τετραγωνικό σφάλμα μοντέλου mCM14 και πειραματικών δεδομένων υδροδυναμικών πιέσεων για όλα τις εξεταζόμενες περιπτώσεις.

Σενάριο	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (Pa) Θέση 1	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (Pa) Θέση 1	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (Pa) Θέση 2	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (Pa) Θέση 2	Μέση κατά βάθος τιμή πειράματος (Pa) Θέση 3	Μέσο τετραγωνικό σφάλμα (Pa) Θέση 3
# T1	338.6	8.67	296.06	26.82	300.1	32.82
# T2	370.64	31.74	268.71	39.47	317.97	31.09
# T3	382.40	51.92	319.15	16.16	353.91	32.07
# T4	377.14	47.73	343.94	33.24	268	21.58
# T5	273.94	38.59	205.38	25.64	232.4	17.71
# T6	293.33	25.28	264.38	17.30	262.26	22.22
# T7	324	20.73	255.47	25.26	283.37	15.83

Από τα παραπάνω, η σχετικά μεγαλύτερη απόκλιση που παρατηρείται σε ορισμένες περιπτώσεις μεταξύ του μοντέλου και του πειράματος, όπως π.χ. **Σχήμα 6.11** (Σενάριο 2, Θέση 1, $z'=0.05$ m) **Σχήμα 6.14** (Σενάριο 5, Θέση 1, $z'=0.05$ m και Θέση 2, $z'=0.25$ m και $z'=0.30$ m), αποδίδεται ενδεχομένως σε κατασκευαστικές ιδιαιτερότητες του εργαστηριακού μοντέλου που εμπόδιζαν την ακριβή λήψη της μέτρησης σε συνδυασμό με την υπερευαισθησία των πιεσομέτρων μέτρησης.

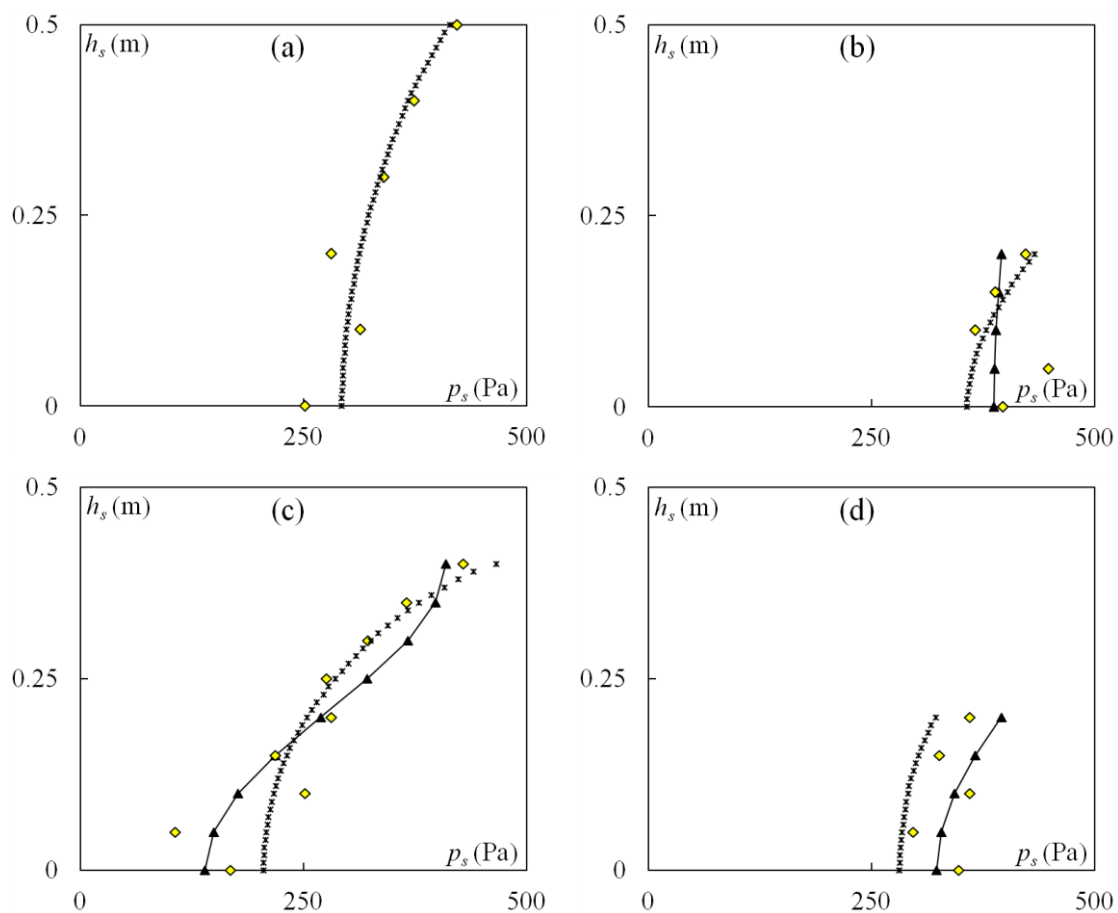
Στη συνέχεια, η σύγκριση εστιάζεται μεταξύ του μοντέλου mCM14 και της έκδοσης του COBRAS που χρησιμοποιήθηκε στο πλαίσιο του Ευρωπαϊκού Ερευνητικού Προγράμματος DELOS (<http://www.delos.unibo.it>). Το αριθμητικό μοντέλο COBRAS, το οποίο έχει αναπτυχθεί από τους Liu and Lin (1997), Liu and Wen (1997), Liu *et al.* (1999), και επεκτάθηκε από τους Liu and Losada (2002) και Garcia *et al.* (2004), επιλύει τη ροή εκτός του Υ.Κ. βασιζόμενο στις 2DV εξισώσεις RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes equations), χρησιμοποιεί ένα μοντέλο $k-\epsilon$ δύο εξισώσεων για το κλείσιμο της τύρβης καθώς και την μέθοδο VOF (Volume Of Fluid), που αναπτύχθηκε από τους Hirt and Nichols (1981), για την εύρεση της θέσης της ελεύθερης επιφάνειας. Η ροή μέσα στο πορώδες επιλύεται από τις εξισώσεις VARANS (Volume Average Reynolds Averaged Navier-Stokes equations), οι οποίες προκύπτουν από την ολοκλήρωση των εξισώσεων RANS σε έναν όγκο μεγαλύτερο από την κλίμακα των πόρων και μικρότερο από τη χαρακτηριστική κλίμακα της ροής. Η ολοκλήρωση αυτή επιτρέπει την περιγραφή της τύρβης σε πορώδες μέσο (βλ. Hsu *et al.*, 2002).

Στο μοντέλο COBRAS το υπολογιστικό πλέγμα στην οριζόντια διεύθυνση x των κυματισμών κατασκευάστηκε από 4 “υποπλέγματα” (submeshes). Το πρώτο “υπόπλεγμα” (κοντά στη πηγή) είχε χωρικό βήμα 0.04 m ενώ τα υπόλοιπα 3 είχαν 0.01 m (συμπεριλαμβανομένου και της περιοχής που βρίσκεται ο Υ.Κ.). Στην κατακόρυφη διεύθυνση z το χωρικό βήμα

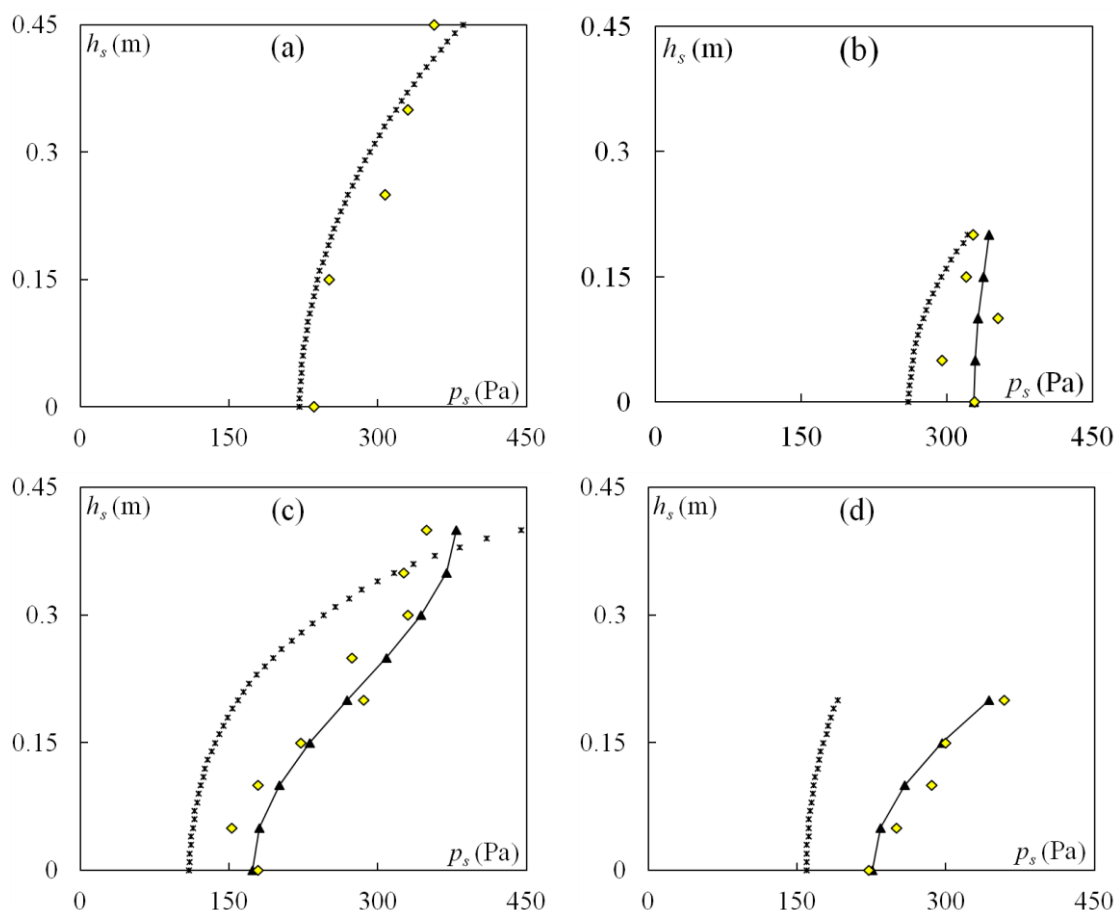
ορίστηκε σε 0.01 m. Να σημειωθεί πως μικρότερα χωρικά βήματα οδηγούσαν σε αρκετά μεγαλύτερους υπολογιστικούς χρόνους χωρίς να βελτιώνουν ουσιαστικά τα αποτελέσματα. Επιπρόσθετα, στο μοντέλο COBRAS οι υπόλοιπες παράμετροι (π.χ. συνάρτηση πηγής, παράμετροι πορώδους και τύρβης) ενσωματώθηκαν στην προσομοίωση όπως προτείνεται από το COBRAS User's Manual.

Όπως ήδη αναφέρθηκε προηγουμένως, το μοντέλο mCM14 συγκρίθηκε με το πρόγραμμα COBRAS για δύο σενάρια, ήτοι το σενάριο #2 που αφορά μη θραυόμενους κυματισμούς και το #7 που αφορά θραυόμενους κυματισμούς. Στα επόμενα σχήματα (**Σχήμα 6.17** και **Σχήμα 6.18**) παρουσιάζεται η σύγκριση των εν λόγω υπολογιστικών μοντέλων με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις. Να σημειωθεί πως στην συγκεκριμένη περίπτωση η ανάντη διατομή χρησιμοποιήθηκε για να διαπιστωθεί η ορθότητα των υπολογισμών του COBRAS δεδομένου ότι το μοντέλο αυτό είναι ικανό να υπολογίζει κατανομή πιέσεων και εκτός του πορώδους μέσου, σε αντίθεση με το mCM14 που έχει πεδίο εφαρμογής μόνο στο εσωτερικό ενός πορώδους Υ.Κ.

Στο **Σχήμα 6.19** παρουσιάζεται ενδεικτικά η χρονοσειρά των υδροδυναμικών πιέσεων στον πυθμένα της κατασκευής και η αντίστοιχη σύγκρισή της με την χρονοσειρά των πειραματικών μετρήσεων. Επιπλέον, στο **Σχήμα 6.20** απεικονίζεται ενδεικτικά για τα παραπάνω σενάρια η μεταβολή των μετρημένων υδροδυναμικών πιέσεων εγκάρσια του Υ.Κ. για δύο αποστάσεις από τον πυθμένα, $z'=10$ cm και $z'=20$ cm, σε αντιστοιχία με το **Σχήμα 6.8** της §6.2 που αφορά την μεταβολή των μετρημένων μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων εγκάρσια του Υ.Κ.



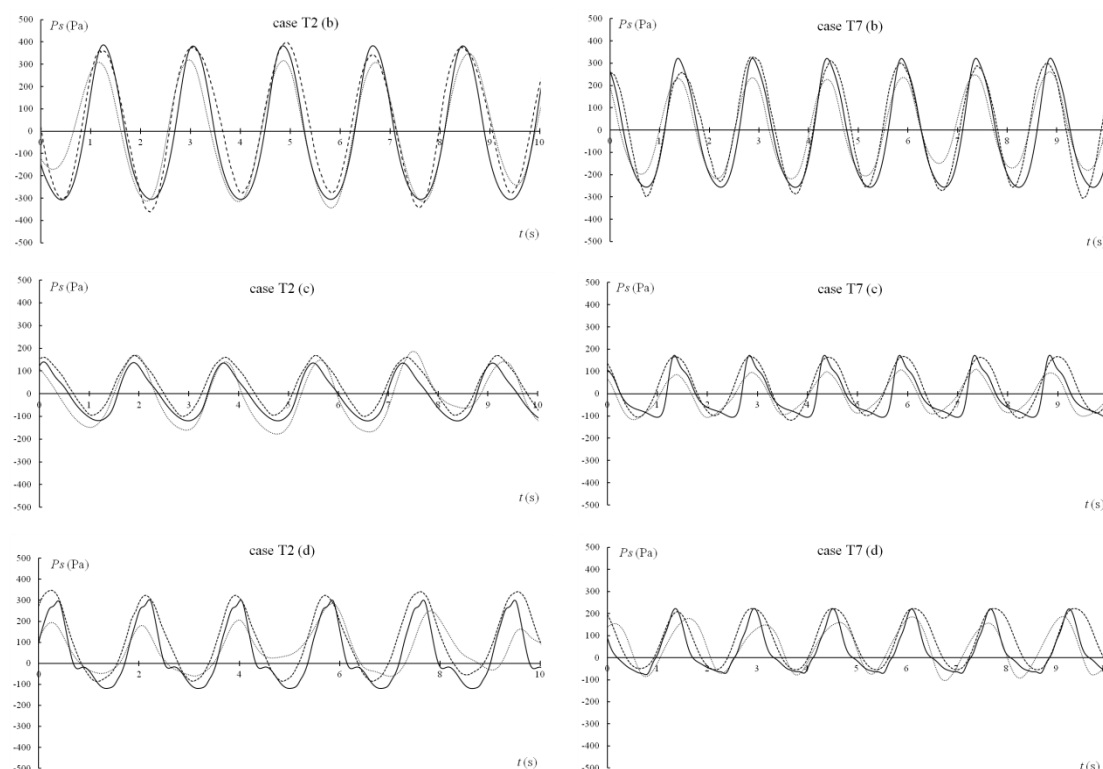
Σχήμα 6.17 Κατανομή υδροδυναμικών πιέσεων με (*) COBRAS, (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T2 στις θέσεις: (a) ανάπτυξη, (b) #1, (c) #2, (d) #3.



Σχήμα 6.18 Κατανομή υδροδυναμικών πιέσεων με (*) COBRAS, (---▲---) mCM14 και (◆) πείραμα για το σενάριο T7 στις θέσεις: (a) Ανάντη, (b) #1, (c) #2, (d) #3.

Από τα παραπάνω αποτελέσματα, παρατηρούμε ότι το μοντέλο mCM14 προσεγγίζει τα πειραματικά δεδομένα σχετικά καλύτερα από ότι της συγκεκριμένης έκδοσης του COBRAS και στις δύο περιπτώσεις που εξετάστηκαν. Παρόλο που το COBRAS είναι ένα διαδομένο μοντέλο που δίνει εξαιρετικά αποτελέσματα όσον αφορά την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση κυματισμών επάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές (βλ. π.χ. Garcia *et al.*, 2004, Lara *et al.*, 2006 κλπ), φαίνεται ότι η συγκεκριμένη έκδοση δεν δύναται να περιγράψει επαρκώς τις υδροδυναμικές πιέσεις που αναπτύσσονται μέσα σε ένα πορώδη Υ.Κ. Επισημαίνεται ωστόσο πως το μοντέλο αυτό παρουσιάζει πολύ καλύτερα αποτελέσματα για μη θραυόμενους κυματισμούς (Σχήμα 6.17) συγκριτικά με θραυόμενους (Σχήμα 6.18), ήτοι όταν οι τυρβώδεις επιδράσεις ελαχιστοποιούνται. Να σημειωθεί επιπλέον, πως οι αποκλίσεις μεταξύ του mCM14 και του COBRAS είναι γνήσιες δεδομένου ότι τα πειραματικά δεδομένα στην ανάντη θέση ουσιαστικά συμπίπτουν με αυτά του COBRAS, όπως φαίνεται στα πάνελ (a) στο Σχήμα 6.17 και Σχήμα 6.18.

Επιπρόσθετα, οι χρονοσειρές των πειραματικών δεδομένων των υδροδυναμικών πιέσεων στον πυθμένα του Υ.Κ. συγκρίθηκαν με τα αντίστοιχα αποτελέσματα των δύο αριθμητικών μοντέλων. Η μεταξύ τους σύγκριση έγινε στις 3 θέσεις εγκάρσια του κυματοθραύστη και όπως φαίνεται στο **Σχήμα 6.19** παρατηρούμε τα αποτελέσματα του μοντέλου mCM14 ότι συγκλίνουν ικανοποιητικά με τα πειραματικά. Ωστόσο, τα αποτελέσματα της συγκεκριμένης έκδοσης του COBRAS φανερώνουν μια αδυναμία στην πρόβλεψη των υδροδυναμικών πιέσεων που δύνανται να αναπτυχθούν στην υπήνεμη πλευρά της κατασκευής (Θέση 3).

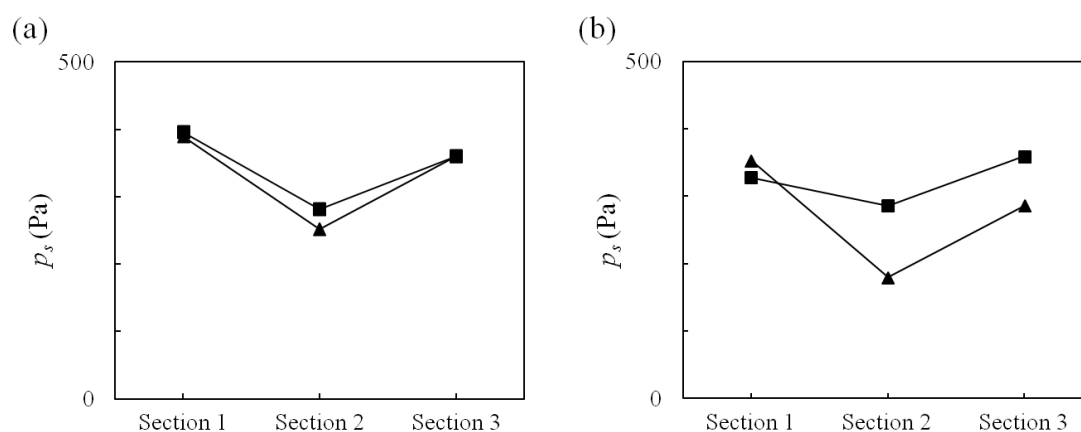


Σχήμα 6.19 Χρονοσειρά υδροδυναμικών πιέσεων για τα σενάρια #2 και #7 στις θέσεις: (b) 1, (c) 2, (d) 3; (- -) μετρήσεις, (—) mCM14, (···) COBRAS

Το μοντέλο COBRAS είναι γενικά ένα ισχυρό και καταξιωμένο μοντέλο στη διεθνή επιστημονική κοινότητα που επιλύει τις εξισώσεις RANS, έξω από το σώμα της κατασκευής, ικανό να προσομοιώνει με ικανοποιητική ακρίβεια την διάδοση των κυματισμών επάνω από Υ.Κ., το φαινόμενο της θραύσης, τους συντελεστές μετάδοσης κλπ. Ωστόσο, στο εσωτερικό ενός Υ.Κ. φαίνεται ότι δεν μπορεί να ανταποκριθεί επαρκώς στα συγκεκριμένα εργαστηριακά πειράματα.

Ένα άλλο ενδιαφέρον εύρημα είναι η μεταβολή των υδροδυναμικών πιέσεων κατά μήκος του Υ.Κ., ενδεικτικά για τα σενάρια #2 και #7 σε δύο χαρακτηριστικές αποστάσεις από τον πυθμένα, $z'=10$ cm και $z'=20$ cm όπως απεικονίζεται στο **Σχήμα 6.20**. Από την εν λόγω

μεταβολή παρατηρείται αύξηση των υδροδυναμικών πιέσεων στην υπήνεμη πλευρά της κατασκευής (θέση 3) συγκριτικά με την θέση στο μέσο της στέψης (θέση 2). Το φαινόμενο αυτό αποδίδεται στην ανάπτυξη στροβίλων στην κατάντη πλευρά του κυματοθραύστη και συνεπακόλουθη αύξηση των τιμών των πιέσεων σε αντιστοιχία με το **Σχήμα 6.8** της §6.2.



Σχήμα 6.20 Μετρημένη μεταβολή υδροδυναμικών πιέσεων κατά μήκος του Υ.Κ. για τα σενάρια (a) #2, (b) 7 σε δύο χαρακτηριστικές αποστάσεις από τον πυθμένα $z' = (-\blacktriangle-)$ 0.10 m and $(-\blacksquare-)$ 0.20 m.

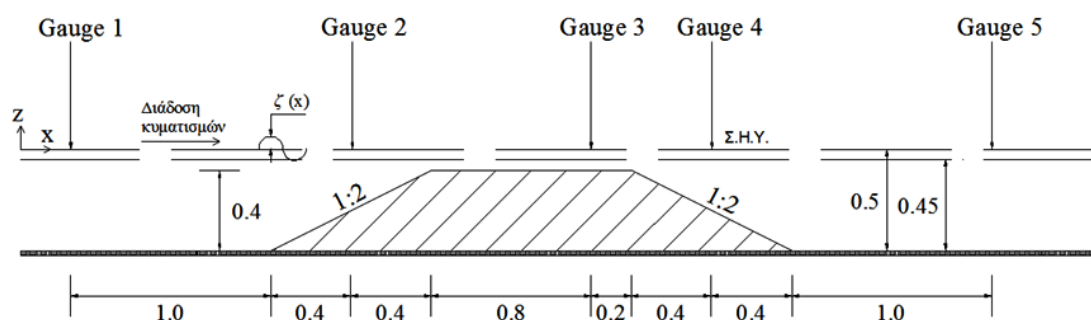
6.4 Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (1DH) Ανύψωσης/Ταπείνωσης Ελεύθερης Επιφάνειας

Στην παρούσα ενότητα γίνεται η επαλήθευση του μοντέλου mCM14 όσον αφορά τη διάδοση των κυματισμών επάνω από διαπερατές κατασκευές με απότομες κλίσεις πρανών ενώ παράλληλα παρουσιάζονται οι προτεινόμενες τιμές των συντελεστών του τροποποιημένου κριτηρίου θραύσης των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000), όπως αυτό παρουσιάστηκε στην §4.2.3. Τα αποτελέσματα του μοντέλου συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα που παρουσιάστηκαν εκτενώς στην §5.3.2.

Να σημειωθεί πως τα κυματικά σενάρια που χρησιμοποιήθηκαν και αφορούν βραχείς και μακρείς κυματισμούς για δύο διαφορετικές κατασκευές με ακραία πορώδη χαρακτηριστικά, παρουσιάστηκαν στον **Πίνακα 5.3** της §5.2.3 αλλά για λόγους διευκόλυνσης παρουσιάζονται και εδώ στον παρακάτω πίνακα (**Πίνακα 6.10**). Σκαρίφημα των εν λόγω διατάξεων δίδεται στο **Σχήμα 6.21**

Πίνακας 6.10 Κυματικά σενάρια ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για 1DH διάδοση κυματισμών

Σενάριο #	Βάθος νερού d (m)	Περίοδος T (s)	Διαπερατός Υ.Κ. ($\varphi=0.45$)		Αδιαπέρατος Υ.Κ. ($\varphi=0.22$)	
			Ύψος Κύματος H (m)	Τύπος θραύσης	Ύψος Κύματος H (m)	Τύπος θραύσης
1	0.50	2.2	0.061	-	0.059	-
2	0.50	1.8	0.095	-	0.100	Plunging
3	0.50	1.5	0.114	Spilling	0.114	Plunging
4	0.50	1.25	0.151	Spilling	0.145	Plunging
5	0.45	2.2	0.046	-	0.062	Collapsing
6	0.45	1.8	0.077	Spilling	0.066	Plunging
7	0.45	1.5	0.091	Spilling	0.088	Plunging

**Σχήμα 6.21** Σκαρίφημα των κυματομετρητών για μονοδιάστατη διάδοση κυμάτων (διαστάσεις σε m).

6.4.1 Βελτιστοποίηση παραμέτρων θραύσης

Όπως αναφέρθηκε στην §4.2.3, η προσομοίωση της θραύσης των κυματισμών στο μοντέλο mCM14 πραγματοποιείται μέσω του μοντέλου τυρβώδους συνεκτικότητας (eddy viscosity model) των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000) στο οποίο έγιναν ορισμένες προσθήκες και βελτιώσεις ώστε να αποδοθεί μια ρεαλιστικότερη περιγραφή του φαινομένου της θραύσης των κυματισμών επάνω από διαπερατούς Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών (1:2), περιπτώσεις που συναντώνται συχνά σε παράκτια τεχνικά έργα.

Πιο συγκεκριμένα, οι βελτιώσεις αυτές συνίστανται στην παραμετροποίηση/προσδιορισμό των τιμών των συντελεστών μήκους μίξης δ_b και της παραμέτρου έναρξης της θραύσης $\zeta_t^{(1)}$ ώστε να είναι συμβατοί με ύφαλες κατασκευές που έχουν διαπερατότητα και απότομες

κλίσεις πρηνών. Οι τιμές των παραπάνω μεγεθών προέκυψαν σε συνέχεια της §4.2.3 μετά από μία σειρά δοκιμών σύγκρισης των αποτελεσμάτων του αριθμητικού μοντέλου mCM14 και των πειραμάτων της §5.2.3.

Γενικότερα, όπως αναφέρθηκε στην §4.2.3, το μοντέλο θραύσης των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000) είναι ευρέως διαδεδομένο σε συνδυασμό με μοντέλα τύπου Boussinesq, περιλαμβάνει παραμέτρους οι οποίες δίδουν μεγάλα εύρη εφαρμογής και έχει επαληθευτεί για διάφορες περιπτώσεις ήπιας κλίσης αδιαπέρατου πυθμένα (π.χ. Karambas and Koutitas 2002; Chondros *et al.*, 2011; Chondros and Memos 2014; Memos *et al.*, 2016). Στην παρούσα διατριβή, μία επιπλέον προσθήκη εισήχθη, το πορώδες της κατασκευής, το οποίο δεν έχει ληφθεί υπόψη μέχρι στιγμής όσον αφορά την επίδρασή του στο μοντέλο θραύσης. Έτσι, από τα πειραματικά δεδομένα της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας που διεξήχθησαν σε μονοδιάστατη διώρυγα δοκιμών (βλ. §5.2.3), βρέθηκε ότι ο συντελεστής μήκους μίξης και η παράμετρος έναρξης θραύσης, επηρεάζονται δραστικά από το πορώδες και την κλίση των πρηνών της κατασκευής και είναι απαραίτητο να ευρεθούν οι νέες τους τιμές ώστε αφενός να συσχετίζονται με τον τύπο θραύσης που εξελίσσεται (π.χ. κυλίσεως, εκτινάξεως ή καταρρεύσεως) και αφετέρου να είναι συμβατά με το παρόν μοντέλο Boussinesq.

Προκειμένου να ευρεθούν οι νέες αυτές τιμές, εξετάστηκαν 10 περιπτώσεις θραυόμενων κυματισμών από τις συνολικά 14 (7 κυματικά σενάρια με 2 διατάξεις Υ.Κ. σύνολο 14 περιπτώσεις) που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της διατριβής αυτής (οι υπόλοιπες 4 αφορούν μη θραυόμενους κυματισμούς) με 3 κυρίαρχους τύπους θραύσης (**Πίνακας 6.10**). Να σημειωθεί ότι ο κυρίαρχος τύπος θραύσης προσδιορίστηκε τόσο με βάση την προσέγγιση των Calabrese *et al.* (2008) όσο και με οπτικές παρατηρήσεις κατά τη διάρκεια των πειραμάτων.

Με βάση την ως άνω βαθμονόμηση, οι τιμές του συντελεστή μήκους μίξης (mixing length coefficient) δ_b για θραύση κυματισμών τύπου εκτινάξεως (plunging), καταρρεύσεως (collapsing) και κυλίσεως (spilling) τέθηκαν ίσες με 3.5, 2.5 and 1.2, αντίστοιχα. Τα μεγέθη αυτά, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, προσδιορίστηκαν μετά από μία σειρά δοκιμών σύγκρισης των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις (best fit methodology). Η φυσική ερμηνεία των διαφορετικών τιμών αυτών του δ_b συνίσταται στην εξής λογική: η θραύση τύπου plunging αντιστοιχεί σε πιο έντονο φαινόμενο θραύσης, άρα κατ'επέκταση σε μεγαλύτερη απώλεια ενέργειας συγκριτικά με τον τύπο collapsing

συμβαδίζοντας έτσι με τις προτεινόμενες τιμές, ήτοι από υψηλότερες τιμές (plunging με $\delta_b=3.5$) προς χαμηλότερες (spilling με $\delta_b=1.2$).

Όσον αφορά την παράμετρο εκκίνησης της θραύσης $\zeta_t^{(I)}$, οι Chen *et al.* (2000) θεώρησαν ένα εύρος τιμών αυτής της παραμέτρου από $0.35(gd)^{0.5}$ έως $0.65(gd)^{0.5}$ εξαρτώμενες από την ύπαρξη ύφαλου εμποδίου με ήπιες κλίσεις πρανών (έως 1:10) ή ακτής ενιαίας κλίσης αντίστοιχα. Άλλωστε στην λογική αυτή κινούνται και οι εργασίες των Madsen *et al.* (1997) και Cienfuegos *et al.*, 2010 οι οποίοι τόνισαν την ανάγκη αλλαγής των συντελεστών αυτών όταν ο κυματισμός διαδίδεται πάνω από ύφαλο εμπόδιο. Βασιζόμενοι σε αυτό και λαμβάνοντας υπόψη τις απότομες κλίσεις πρανών (1:2), μία νέα τιμή της παραμέτρου $\zeta_t^{(I)}$ η οποία εκκινεί το φαινόμενο της θραύσης εισήχθη, ορίζοντάς την $0.25(gd)^{0.5}$ για plunging και collapsing τύπους θραύσης, ενώ για περιπτώσεις spilling αυτή κρατήθηκε ίση με $0.35(gd)^{0.5}$, όσο δηλαδή την ορίζουν οι Chen *et al.* (2000). Η φυσική ερμηνεία των μεγεθών του $\zeta_t^{(I)}$ είναι σε αντιστοιχία με αυτή του δ_b : σε θραύση τύπου plunging και collapsing, δηλαδή σε πιο έντονα φαινόμενα θραύσης, ο μηχανισμός της θραύσης να εκκινεί νωρίτερα συγκριτικά με περιπτώσεις spilling που εκκινεί αργότερα.

Οι τιμές των συντελεστών δ_b και $\zeta_t^{(I)}$ σε συνδυασμό με την κυρίαρχη μορφή θραύσης φαίνονται στον **Πίνακα 6.11**. Στον πίνακα αυτό, για τις περιπτώσεις με $T_1 \leq R_d^* \leq T_2$ και $0.65 \leq \xi_B \leq 1.9$ υπάρχει μία μετάβαση από μορφή spilling σε μορφή plunging, μία παρατήρηση η οποία δικαιολογεί τον συνδυασμό με $\delta_b=3.5$ για plunging και $\zeta_t^{(I)}=0.35(gd)^{0.5}$ για επικράτηση τύπου spilling. Για τις περιπτώσεις με $\xi_B \geq 1.9$ και $R_d^* \leq 2.5$ αποτελέσματα δεν δύναται να δοθούν λόγω έλλειψης πειραματικών δεδομένων, κάτι που συμβολίζεται με (-) στον ίδιο πίνακα.

Πίνακας 6.11 Προτεινόμενες τιμές του συντελεστή μήκους μίξης δ_b και της παραμέτρου έναρξης θραύσης $\zeta_t^{(I)}$.

Υπο-περιοχές	$0.65 \leq \xi_B \leq 1.9$		Κυρίαρχος τύπος θραύσης	$\xi_B > 1.9$	
	δ_b	$\zeta_t^{(I)}$		δ_b	$\zeta_t^{(I)}$
$R_d^* > T_2$	3.5	$0.25(gd)^{0.5}$	Plunging	3.5	$0.25(gd)^{0.5}$
$T_1 \leq R_d^* \leq T_2$	3.5	$0.35(gd)^{0.5}$	Plunging/Spilling	3.5	$0.25(gd)^{0.5}$
$0.5 < R_d^* < T_1$	1.2	$0.35(gd)^{0.5}$	Spilling	-	-
$2.5 < R_d^* < T_1$	-	-	Collapsing	2.5	$0.25(gd)^{0.5}$
ξ_B :	δίδεται από Εξ. (4. 14) της §4.2.3,		R_d^* :	δίδεται από Εξ. (4. 15) της §4.2.3	
T_1 :	δίδεται από Εξ. (4. 16) της §4.2.3,		T_2 :	δίδεται από Εξ. (4. 17) της §4.2.3	

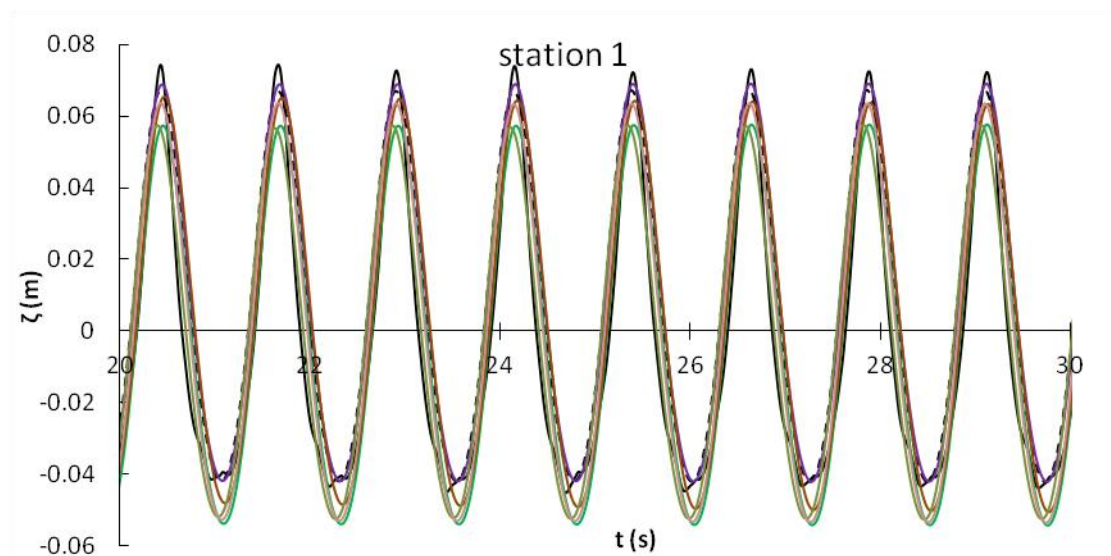
Παρακάτω, στην §6.4.3, παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της αριθμητικής προσομοίωσης, για όλα τα κυματικά σενάρια, έχοντας εισαχθεί στο μοντέλο τα μεγέθη των παραμέτρων του παραπάνω πίνακα (**Πίνακας 6.11**).

6.4.2 Διερεύνηση αριθμητικού σχήματος

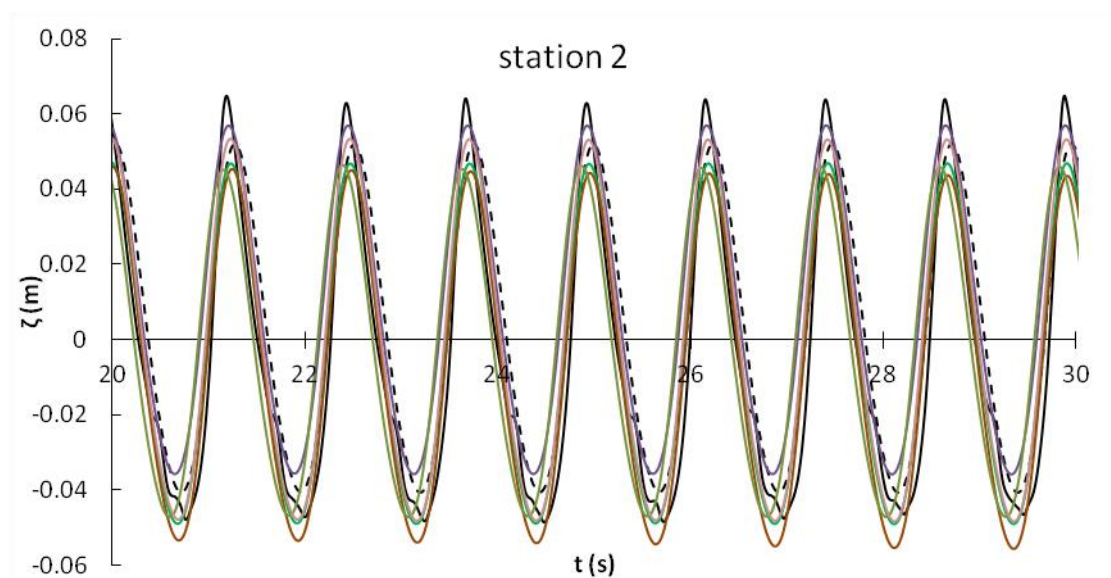
Στην ενότητα αυτή γίνεται μια αδρομερής διερεύνηση των χαρακτηριστικών του μονοδιάστατου αριθμητικού σχήματος πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector) όσον αφορά την ακρίβεια (accuracy) και τον υπολογιστικό χρόνο (CPU) του μοντέλου. Πρέπει να σημειωθεί βέβαια πως οι ιδιότητες αυτές μελετώνται προσεγγιστικά και ποιοτικά καθώς η αριθμητική συμπεριφορά του μοντέλου είναι σχεδόν χαοτική λόγω της υψηλής μη-γραμμικότητας και των όρων υψηλότερης τάξης που εισάγονται στις βασικές εξισώσεις Boussinesq.

Ένας τρόπος για να ελεγχθεί η ακρίβεια του μοντέλου είναι η σύγκριση των αποτελεσμάτων του με αξιόπιστα πειραματικά δεδομένα. Ως εκ τούτου, οι παραπάνω ιδιότητες (που εξαρτώνται από το εκάστοτε πρόβλημα που εξετάζεται) μελετώνται για το σενάριο #T4 της πειραματικής διάταξης που αφορά διαπερατό Υ.Κ. (πορώδες $\varphi=0.45$) με συνολικό βάθος νερού $d=0.50$ m και κυματικά χαρακτηριστικά $H=0.151$ m και $T=1.25$ s (**Πίνακας 6.10**). Η εν λόγω σύγκριση υλοποιείται μέσω της χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για όλους του διαθέσιμους κυματομετρητές (Gauge 1 έως 5, **Σχήμα 6.21**) όπου μελετάται η συμπεριφορά του μοντέλου για διάφορα χωρικά και χρονικά βήματα.

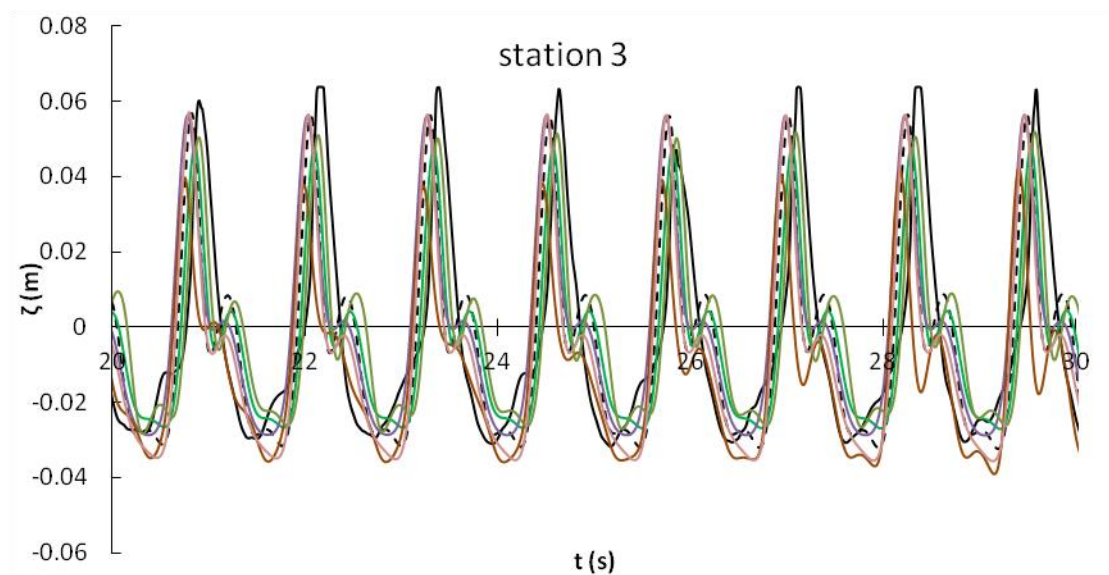
Έτσι, πρώτιστα γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων του μοντέλου για σταθερό χωρικό βήμα ($\Delta x=0.05$ m) και διάφορα χρονικά βήματα ξεκινώντας από το χαμηλότερο ($\Delta t=0.001$ s) έως το υψηλότερο ($\Delta t=0.01$ s) ώστε να βρισκόμαστε εντός των ορίων της συνθήκης Courant ($Cr < 0.5$). Στα επόμενα σχήματα (**Σχήμα 6.22** έως **Σχήμα 6.26**) φαίνεται η απόκριση του αριθμητικού σχήματος στα διάφορα χρονικά βήματα, η οποία εμφανίζει σε όλες τους σταθμούς ικανοποιητική σύγκλιση.



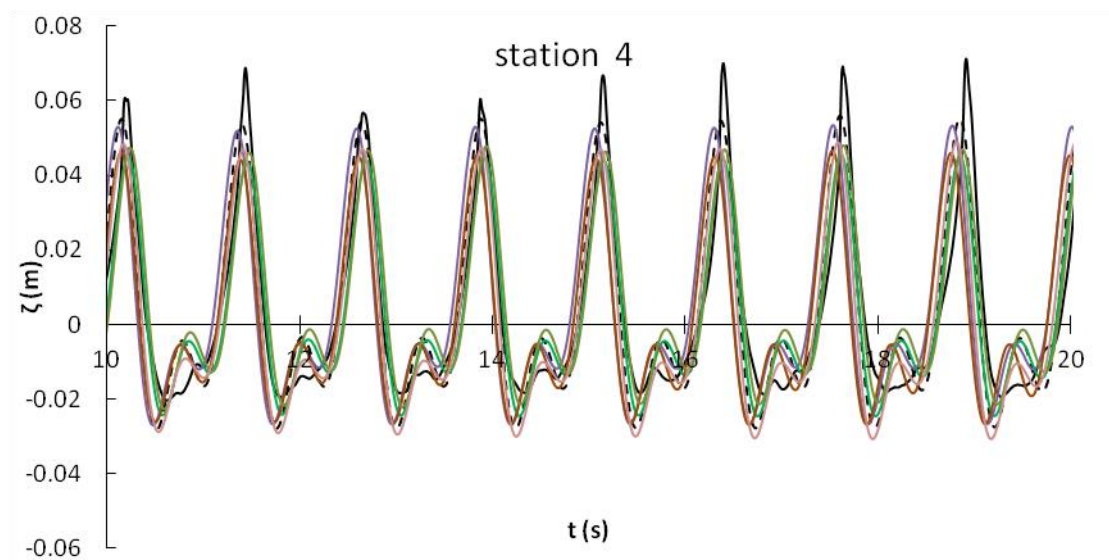
Σχήμα 6.22 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 1 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.



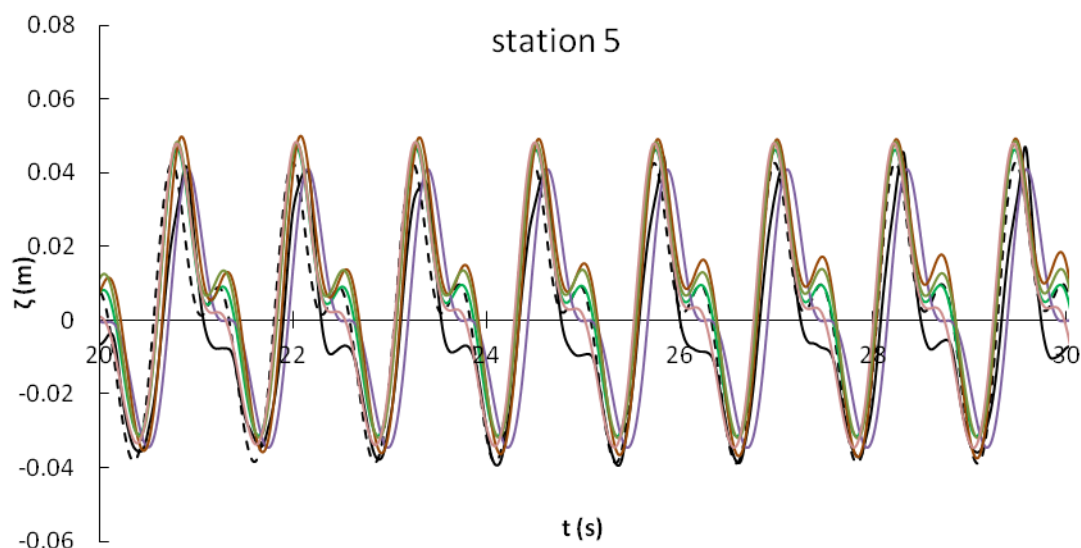
Σχήμα 6.23 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 2 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.



Σχήμα 6.24 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 3 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.

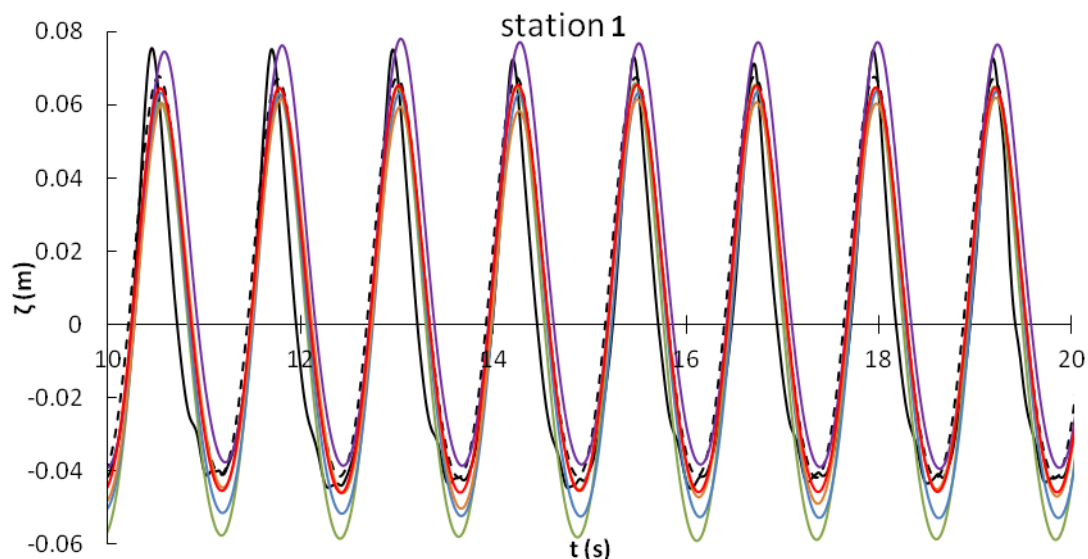


Σχήμα 6.25 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 4 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.

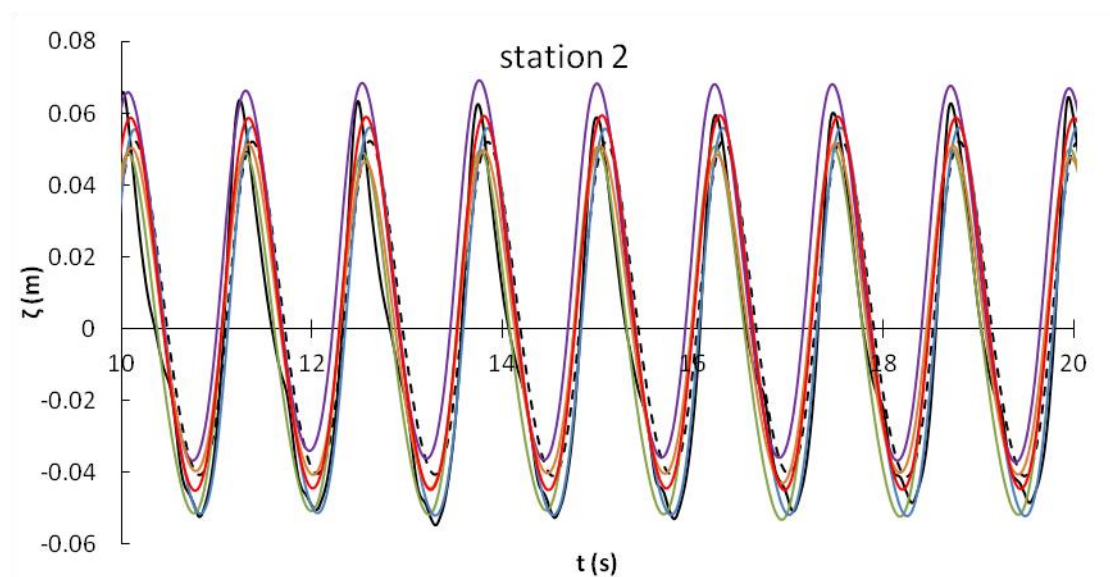


Σχήμα 6.26 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 5 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s: (—) πείραμα, (—) $dt=0.001$ s, (—) $dt=0.002$ s, (- -) $dt=0.0025$ s, (—) $dt=0.004$ s, (—) $dt=0.005$ s, (—) $dt=0.01$ s.

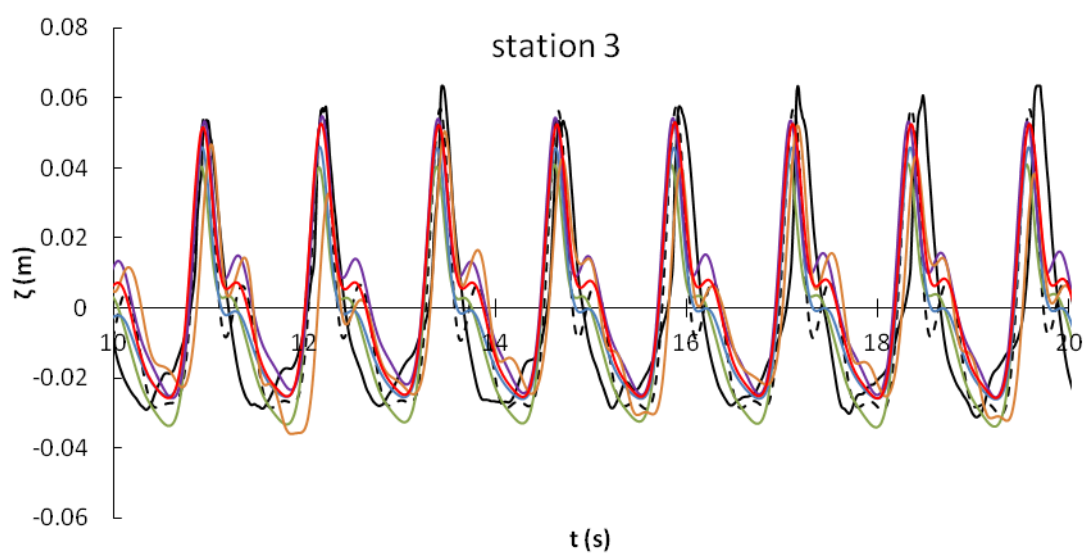
Επιπρόσθετα, αντίστοιχη ανάλυση γίνεται για ένα σταθερό χρονικό βήμα ($\Delta t = 0.0025$ s) και για διαφορετικό κήναβο, ξεκινώντας από πυκνό με $\Delta x=0.01$ m έως αρκετά πιο αραιό με $\Delta x=0.1$ m. Από οπτική παρατήρηση των επόμενων διαγραμμάτων (**Σχήμα 6.27** έως **Σχήμα 6.31**) διαφαίνεται αρχικά ότι το μοντέλο, σχεδόν σε όλες τις περιπτώσεις, συγκλίνει ικανοποιητικά με τα πειραματικά δεδομένα σε όλους τους διαθέσιμους σταθμούς.



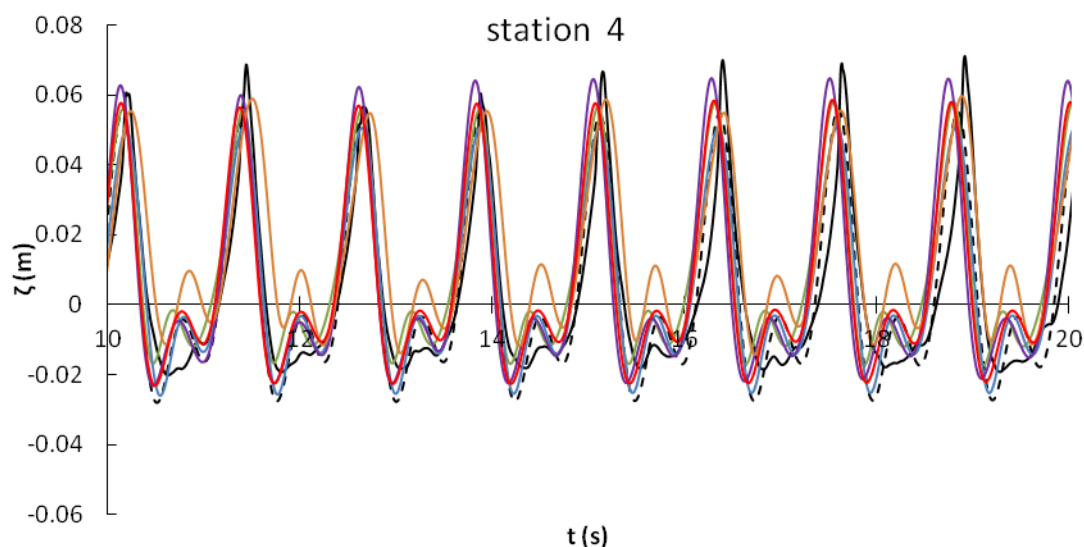
Σχήμα 6.27 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 1 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m



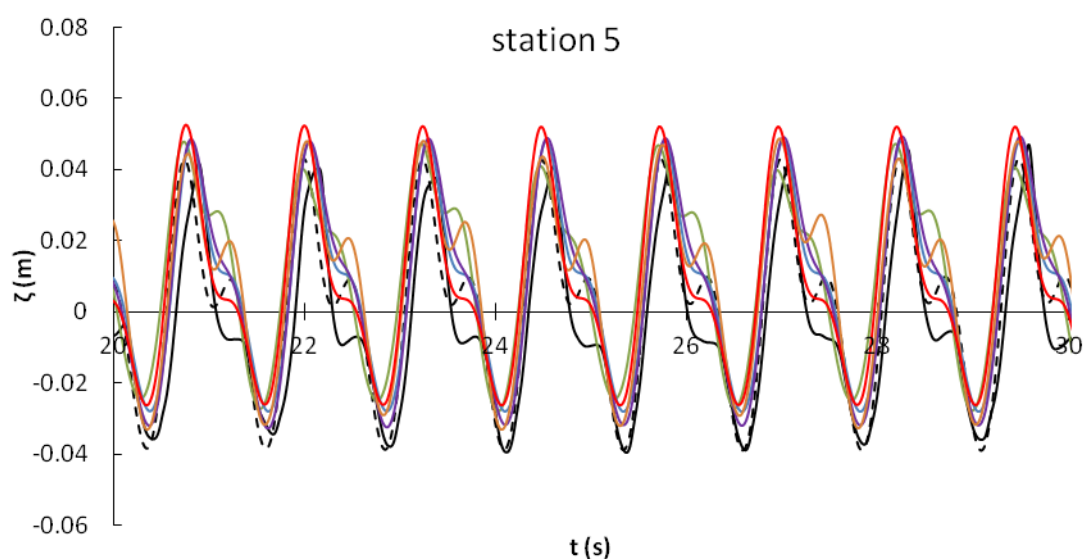
Σχήμα 6.28 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 2 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m



Σχήμα 6.29 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 3 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (- -) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m



Σχήμα 6.30 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 4 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (—) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m



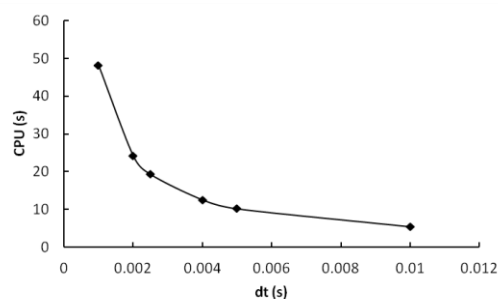
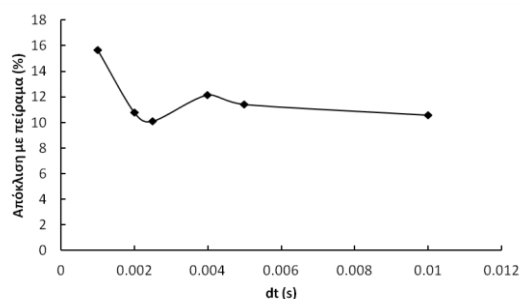
Σχήμα 6.31 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό 5 για $H_s=0.151$ m και $T=1.25$ s. (—) πείραμα, (—) $dx=0.01$ m, (—) $dx=0.025$ m, (—) $dx=0.04$ m (—) $dx=0.05$ m, (—) $dx=0.08$ m, (—) $dx=0.1$ m

Προκειμένου να ελεγχθεί λεπτομερέστερα η ακρίβεια του μοντέλου, τόσο όσον αφορά την ευαισθησία του αριθμητικού σχήματος στα διαφορετικά χρονικά βήματα όσο την ευαισθησία του στην χρήση διαφορετικού καννάβου, ελήφθη ως ένα ενδεικτικό μέτρο της ακρίβειας ϵ ο μέσος όρος του rms σφάλματος. Πιο συγκεκριμένα, ως αντιπροσωπευτικό μέτρο ελήφθη ο μέσος όρος του rms σφάλματος ως προς την ανύψωση ζ στους

διαθέσιμους σταθμούς μέτρησης. Στον επόμενο πίνακα (**Πίνακας 6.12**) διαφαίνεται για κάθε χρονικό βήμα το σφάλμα αυτό και ο αντίστοιχος υπολογιστικός χρόνος που απαιτήθηκε. Στο **Σχήμα 6.32** απεικονίζεται σε μορφή διαγράμματος ο μέσος όρος της απόκλισης από το πείραμα και ο υπολογιστικός χρόνος συναρτήσει του χρονικού βήματος και για σταθερό κάθε φορά $\Delta x=0.05$ m.

Πίνακας 6.12 Ακρίβεια και υπολογιστικός χρόνος με σταθερό χωρικό βήμα ($\Delta x=0.05$ m) για διάφορα χρονικά βήματα

ΠΕΙΡΑΜΑ (Χρόνος προσομοίωσης 40 s)		ΜΟΝΤΕΛΟ								
		dt=0.001 s			dt=0.002 s			dt=0.0025 s		
G. #	RMS (m)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)
1	0.0387	0.0361	6.62	48.18	0.0377	2.48	24.20	0.0372	3.87	19.3
2	0.0365	0.0304	16.84		0.0312	14.67		0.0303	16.94	
3	0.0268	0.0203	24.05		0.0233	12.90		0.0233	12.81	
4	0.0249	0.0192	22.86		0.0222	11.07		0.0232	7.10	
5	0.0232	0.0214	7.83		0.0202	12.73		0.0209	9.79	
M.O.	0.030	0.0255	15.64		0.0269	10.77		0.0270	10.10	
ΠΕΙΡΑΜΑ (Χρόνος προσομοίωσης 40 s)		ΜΟΝΤΕΛΟ								
		dt=0.004 s			dt=0.005 s			dt=0.01 s		
G. #	RMS (m)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)
1	0.0387	0.0368	4.74	12.55	0.0383	0.82	10.18	0.0384	0.53	5.42
2	0.0365	0.0313	14.31		0.0330	9.71		0.0330	9.72	
3	0.0268	0.0219	18.24		0.0221	17.42		0.0216	19.27	
4	0.0249	0.0209	16.22		0.0201	19.19		0.0216	13.17	
5	0.0232	0.0214	7.83		0.0202	12.73		0.0209	9.79	
M.O.	0.030	0.0255	15.64		0.0269	10.77		0.0270	10.20	



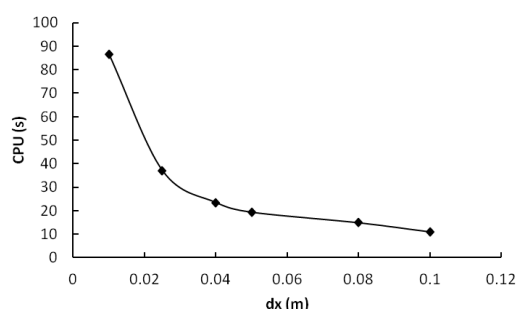
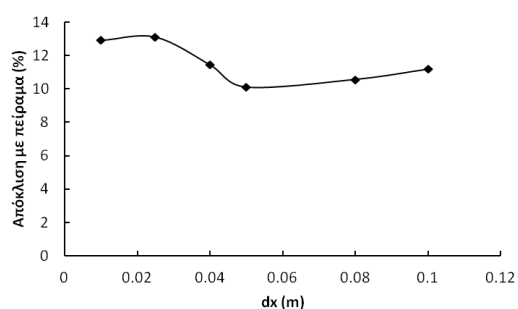
Σχήμα 6.32 Μέσος όρος της απόκλισης από το πείραμα (αριστερά) και υπολογιστικός χρόνος (δεξιά) συναρτήσει του χρονικού βήματος για σταθερό χωρικό βήμα $\Delta x=0.05$ m.

Ομοίως στον Πίνακα 6.13 και στο Σχήμα 6.33 φαίνεται η ακρίβεια που επιτυγχάνεται για επίλυση από αραιό σε πιο πυκνό κανάβο με σταθερό κάθε φορά χρονικό βήμα ίσο με $\Delta t = 0.0025$ s.

Πίνακας 6.13 Ακρίβεια και υπολογιστικός χρόνος με σταθερό χρονικό βήμα ($\Delta t=0.0025$ s) για διάφορα χωρικά βήματα

ΠΕΙΡΑΜΑ (Χρόνος προσομοίωσης 40 s)		ΜΟΝΤΕΛΟ								
		dx=0.01 m			dx=0.025 m			dx=0.04 m		
G. #	RMS (m)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)
1	0.0387	0.0382	1.29	86.58	0.0405	4.65	36.97	0.0360	6.82	23.43
2	0.0365	0.0316	13.35		0.0332	9.13		0.0299	18.16	
3	0.0268	0.0193	27.92		0.0188	29.84		0.0202	24.65	
4	0.0249	0.0215	13.66		0.0219	12.24		0.0237	4.89	
5	0.0232	0.0213	8.35		0.0209	9.72		0.0226	2.70	
ΠΕΔΙΟ	0.0300	0.0264	12.91		0.0270	13.12		0.0265	11.44	

ΠΕΙΡΑΜΑ (Χρόνος προσομοίωσης 40 s)		ΜΟΝΤΕΛΟ								
		dx=0.05 m			dx=0.08 m			dx=0.1 m		
G. #	RMS (m)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)	RMS (m)	Error (%)	CPU (s)
1	0.0387	0.0372	3.87	19.30	0.0358	7.27	14.78	0.0429	10.90	10.89
2	0.0365	0.0303	16.94		0.0329	10.05		0.0322	11.82	
3	0.0268	0.0233	12.81		0.0215	19.53		0.0225	15.99	
4	0.0249	0.0232	7.10		0.0228	8.38		0.0233	6.48	
5	0.0232	0.0209	9.79		0.0214	7.59		0.0207	10.73	
ΠΕΔΙΟ	0.0300	0.0270	10.10		0.0269	10.56		0.0283	11.18	



Σχήμα 6.33 Μέσος όρος της απόκλισης του πειράματος (αριστερά) και υπολογιστικός χρόνος (δεξιά) συναρτήσει του χωρικού βήματος για σταθερό χρονικό βήμα $\Delta t = 0.0025$ s.

Από τα ανωτέρω παρατηρούμε, πως εν γένει το αριθμητικό σχήμα επίλυσης δεν εμφανίζει ιδιαίτερη ευαισθησία όσον αφορά το χρονικό βήμα διακριτοποίησης με την μέση απόκλιση

των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τα πειραματικά δεδομένα να έχει ένα εύρος 11% με 15% με την μικρότερη απόκλιση να εμφανίζεται για $\Delta t = 0.0025$ s (απόκλιση 10.10 %).

Ως προς το μέγεθος του κανάβου και ανάλογα από το πόσο πυκνός ή αραιός είναι, φαίνεται ότι το αριθμητικό σχήμα του μοντέλου είναι πιο ευαίσθητο συγκριτικά με τις χρονικές μεταβολές του εν λόγω σχήματος. Πιο συγκεκριμένα, παρατηρείται πως για πολύ αραιό αλλά και πολύ πυκνό κάρναβο, οι αποκλίσεις αρχίζουν να μεγαλώνουν (**Σχήμα 6.33**). Κάτι τέτοιο οφείλεται πως στην μεν πρώτη περίπτωση, εξαιτίας του εξαιρετικά μικρού κανάβου εισάγονται αριθμητικά σφάλματα στο σχήμα επίλυσης ενώ στη δεύτερη περίπτωση εξαιτίας του μεγάλου κανάβου τα λιγότερα σημεία που υπάρχουν στο πεδίο δεν αναπαριστούν επαρκώς το μήκος κύματος οδηγώντας σε μη επαρκή περιγραφή των κυματικών χαρακτηριστικών. Ένα επιπρόσθετο στοιχείο που πρέπει να ληφθεί υπόψη είναι και ο υπολογιστικός χρόνος. Βλέπουμε πως για χρόνο προσομοίωσης 40 s (**Πίνακας 6.12** και **Πίνακας 6.13**) ανάλογα με την επιλογή του χρονικού και χωρικού βήματος το CPU παρουσιάζει μεγάλη διακύμανση. Πολύ μικρά χρονικά ή χωρικά βήματα, ήτοι $\Delta t = 0.01$ s ή $\Delta x = 0.01$ m αντίστοιχα, αυξάνουν κατά πολύ τον CPU χρόνο χωρίς ουσιαστικά να βελτιώνουν την ακρίβεια των αποτελεσμάτων.

Γενικότερα, το ερώτημα της ακρίβειας του αριθμητικού μοντέλου δεν απαντάται μονοσήμαντα. Από τα ως άνω δεδομένα, ικανοποιώντας σε κάθε περίπτωση το βασικό κριτήριο Courant, μία καλή λύση ως προς την επιλογή του μεγέθους του κανάβου, ακολουθώντας την λογική των Beji and Battjes (1993, 1994), είναι το χωρικό βήμα Δx να επιλέγεται ίσο με περί το 1/30 με 1/50 του μήκους κύματος. Με τον τρόπο αυτό τα σφάλματα μειώνονται σε ικανοποιητικό βαθμό και το μοντέλο καθίσταται ευσταθές μη εμφανίζοντας αριθμητικές αστάθειες.

6.4.3 Σύγκριση αριθμητικών αποτελεσμάτων με πειραματικές μετρήσεις

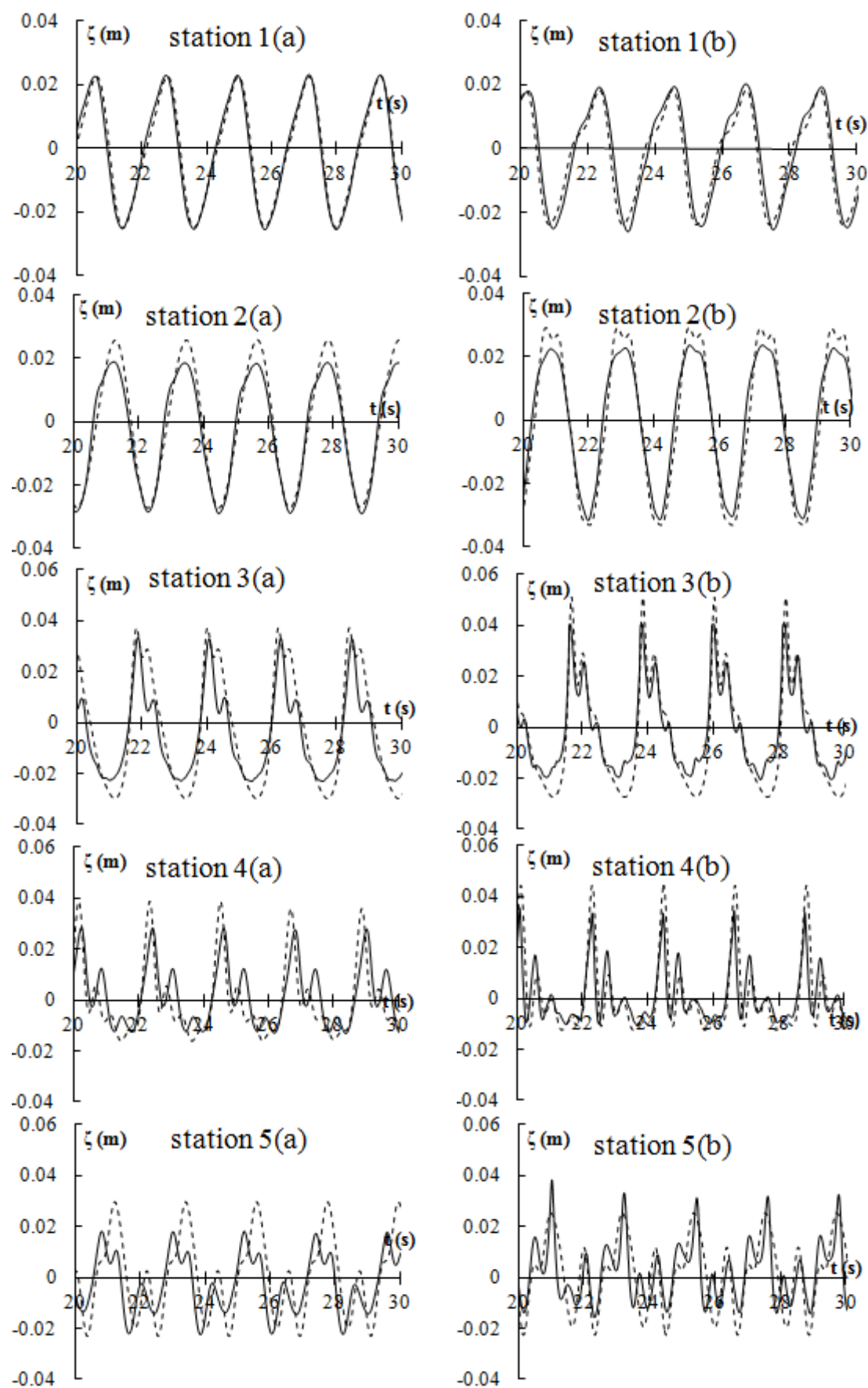
Τα πειραματικά σενάρια που χρησιμοποιήθηκαν προκειμένου να επαληθευτεί η επάρκεια του παρόντος αριθμητικού μοντέλου όσον αφορά την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, συνίσταται σε συνολικά 7 σενάρια, με δύο διαφορετικές συνθήκες διαπερατότητας Υ.Κ., ήτοι 7 σενάρια για Υ.Κ. με πορώδες $\varphi = 0.45$ και αντίστοιχα 7 σενάρια για πρακτικά αδιαπέρατο Υ.Κ. (πορώδες $\varphi = 0.22$). Σε κάθε αριθμητικό προσομοίωμα τα κυματικά του χαρακτηριστικά απεικονίζονται στον **Πίνακα 6.10** τα οποία συνδυάστηκαν με τις κατάλληλες κάθε φορά παραμέτρους θραύσης του **Πίνακα 6.11**. Το χωρικό και χρονικό

βήμα που χρησιμοποιήθηκε τελικά για την καλύτερη απεικόνιση της ελεύθερης επιφάνειας επιλέχθηκε $\Delta x=0.05$ m και $\Delta t=0.0025$ s αντίστοιχα, δεδομένου ότι με το ζεύγος αυτό επιτυγχάνεται η μικρότερη απόκλιση από τα πειραματικά δεδομένα σε συνδυασμό με έναν αποδεκτό υπολογιστικό χρόνο (βλ. §6.4.2).

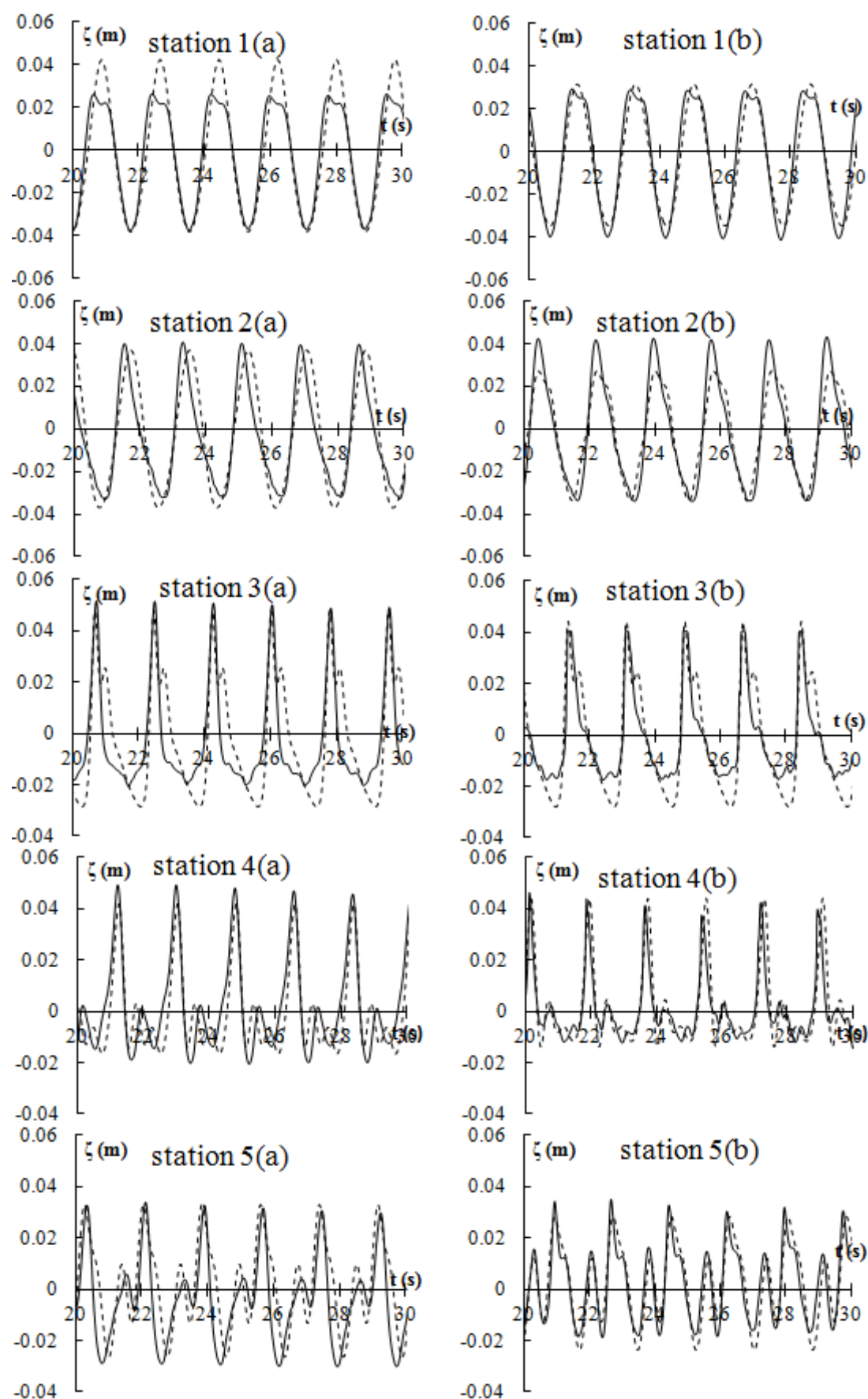
Στην διάταξη με τον διαπερατό Υ.Κ., το πορώδες της κατασκευής τέθηκε στο αριθμητικό μοντέλο ίσο με $\varphi=0.45$ ενώ στην διάταξη με τον πρακτικά αδιαπέρατο Υ.Κ. (πορώδες $\varphi=0.22$) τέθηκε ίσο με μηδέν. Σημειώνεται ότι για αδιαπέρατη διάταξη κατασκευής, εισάγοντας στο mCM14 είτε τιμή πορώδους μηδέν είτε 0.22, το αριθμητικό αποτέλεσμα ήταν πανομοιότυπο.

Να σημειωθεί επίσης πως μία σημαντική συμβολή της παρούσας σύγκρισης, διαπερατών και αδιαπέρατων Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών (1:2) αποτελούν και τα πειράματα ξεχωριστά από μόνα τους δεδομένου ότι πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις υπό τις ίδιες κυματικές συνθήκες και την ίδια πειραματική διάταξη έχοντας ως διαφορές μεταξύ τους μόνο την διαπερατότητα. Κατέστη έτσι δυνατόν να διερευνηθεί η επίδραση της τελευταίας παραμέτρου στην αλληλεπίδραση κυμάτων-κατασκευής όπως αναλύεται στη συνέχεια.

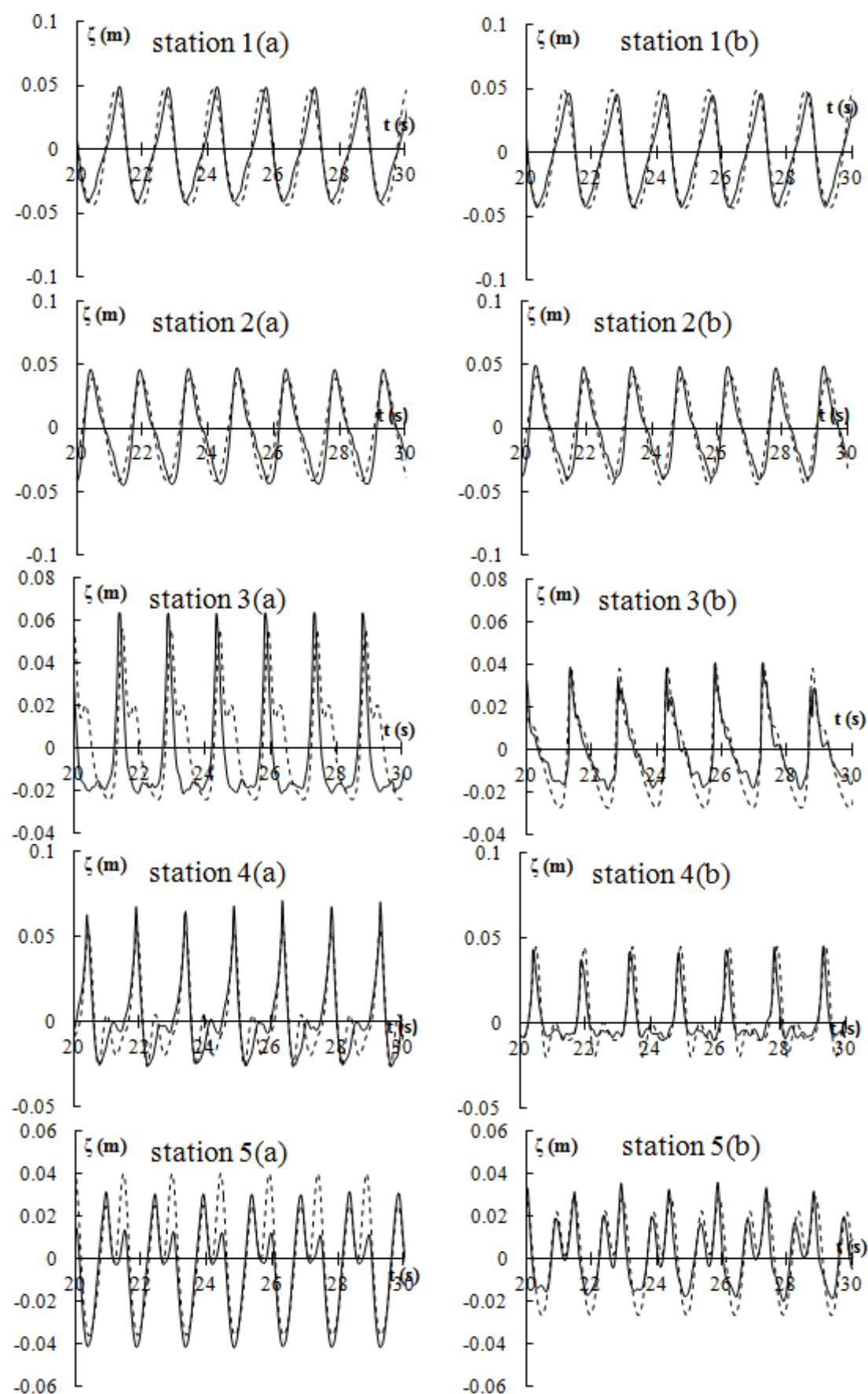
Στα διαγράμματα που ακολουθούν (**Σχήμα 6.34** έως **Σχήμα 6.40**) παρουσιάζεται η σύγκριση των πειραματικών δεδομένων και του μοντέλου mCM14 όσον αφορά την χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας ενώ στο **Σχήμα 6.41** παρουσιάζεται σύγκριση του αριθμητικού μοντέλου με τις εργαστηριακές μετρήσεις όσο αφορά τον συντελεστή μετάδοσης K_t . Τα κυματικά σενάρια που εξετάστηκαν περιελάμβαναν θραυόμενους και μη θραυόμενους κυματισμούς καθώς και βραχέα και πιο μακρά κύματα. Όπως προκύπτει από τα διαγράμματα αυτά, υπάρχει γενικά καλή συμφωνία ανάμεσα στο mCM14 και στις πειραματικές καταγραφές. Οι σχετικά μικρές αποκλίσεις που εντοπίζονται σε ορισμένους σταθμούς, ιδιαίτερα στην υπήνεμη πλευρά της κατασκευής (Gauge 4 και 5), μπορούν να αποδοθούν σε διαφορετικούς επιμέρους παράγοντες που αναλύονται στη συνέχεια. Γενικά πάντως, η ακρίβεια των μοντέλων Boussinesq σχετίζεται κυρίως με τα χαρακτηριστικά διασποράς και την τάξη των μη γραμμικών όρων που διατηρούνται στις εξισώσεις. Οι εξισώσεις του παρόντος αριθμητικού μοντέλου έχουν χαρακτηριστικά πλήρους διασποράς και μη γραμμικότητας, έχοντας πρακτικά εφαρμογή σε όλα τα βάθη νερού (βλ. Chondros and Memos 2014).



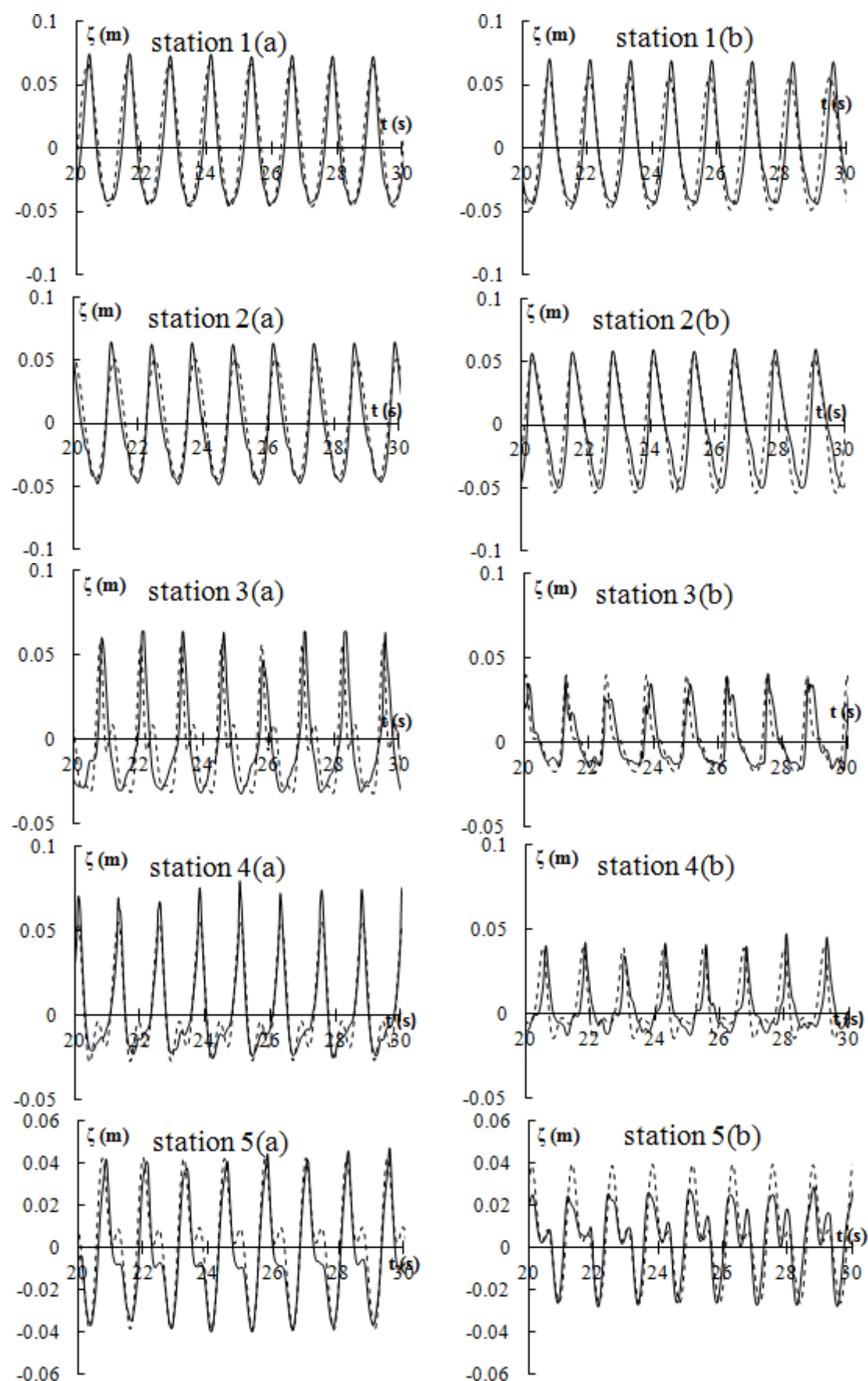
Σχήμα 6.34 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπερατό Υ.Κ. για το σενάριο T1. (—) πείραμα, (- -) mCM14.



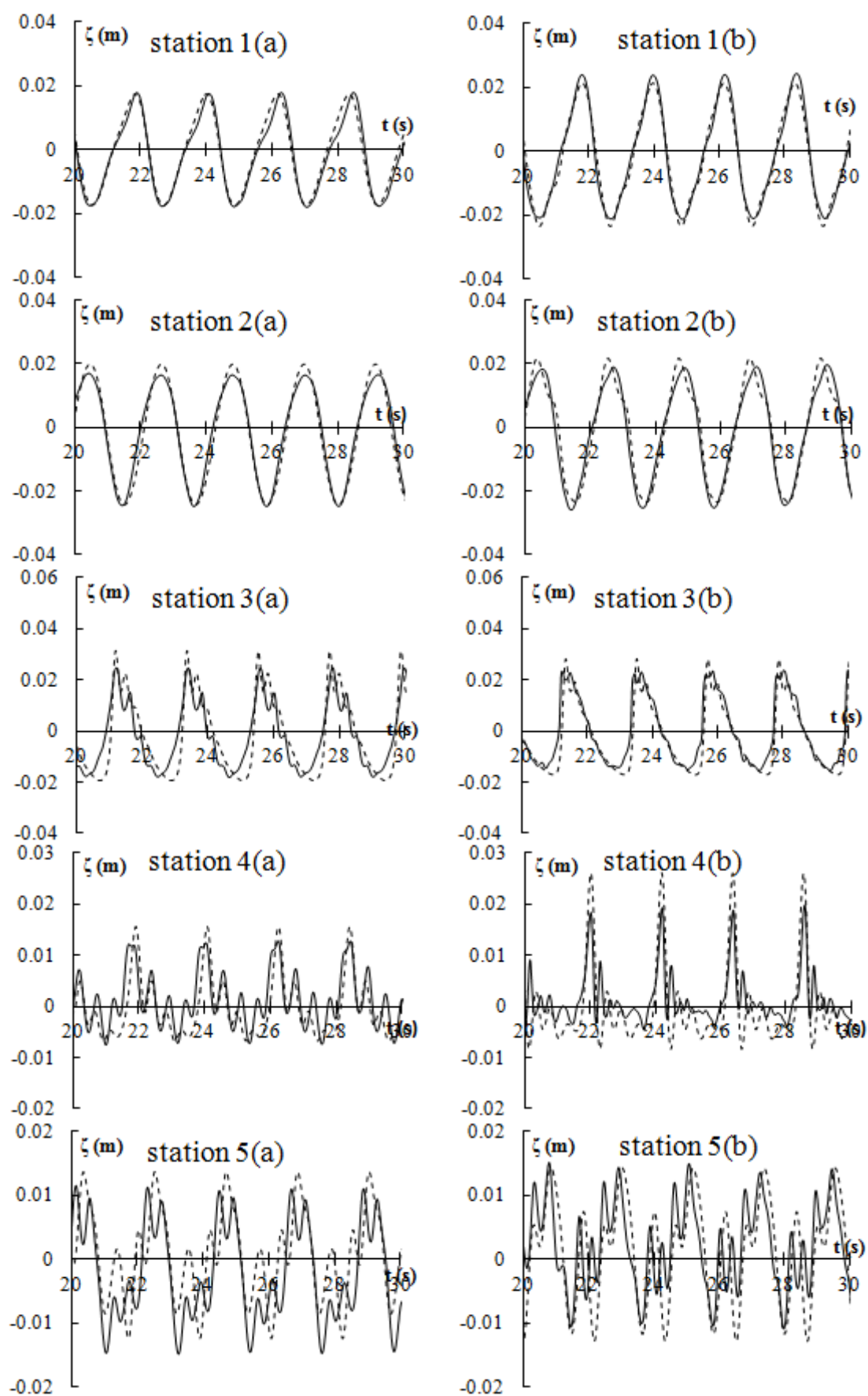
Σχήμα 6.35 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπερατό Υ.Κ. για το σενάριο T2. (—) πείραμα, (- -) mCM14.



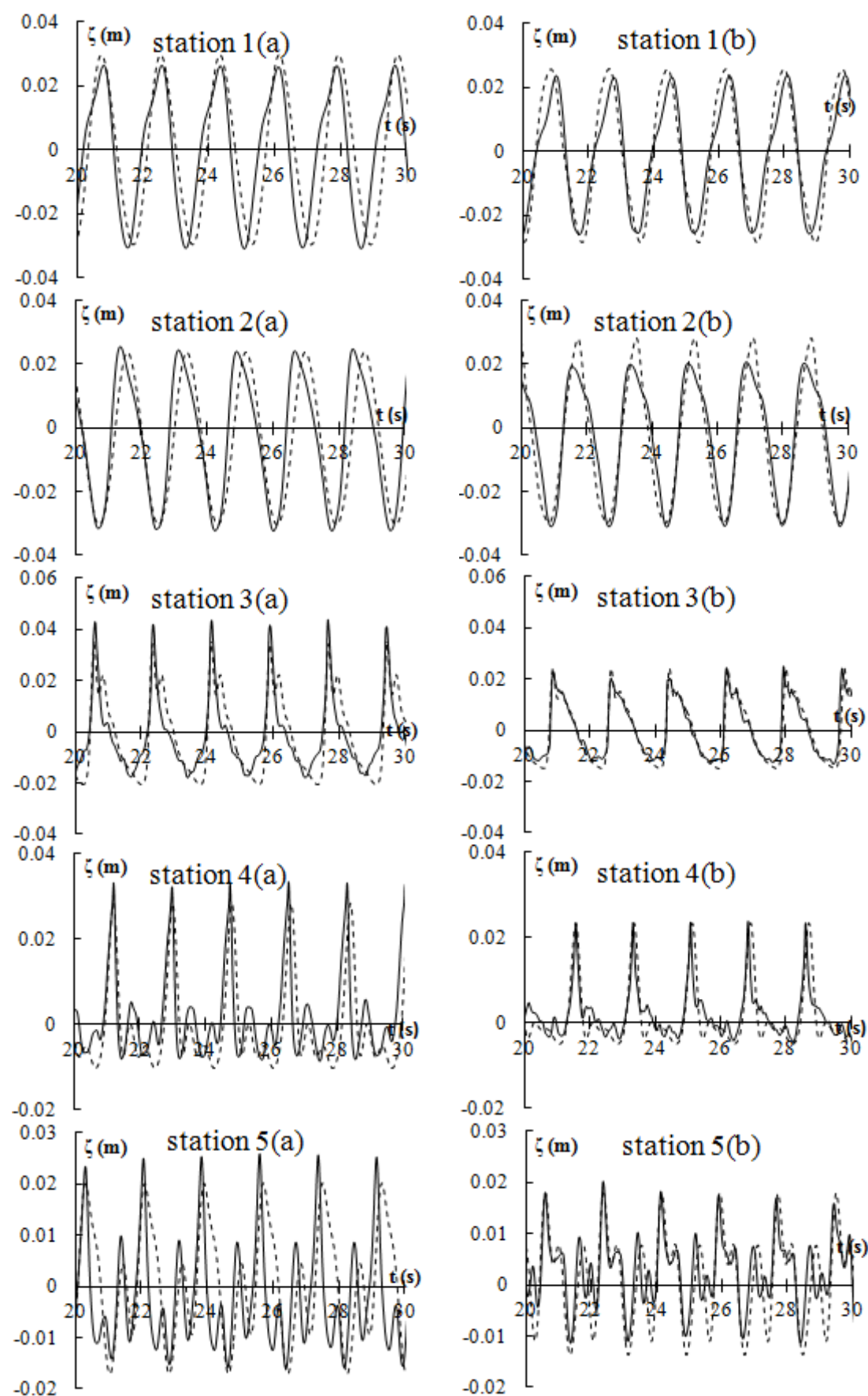
Σχήμα 6.36 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπεράττο Υ.Κ. για το σενάριο T3. (—) πείραμα, (- -) mCM14.



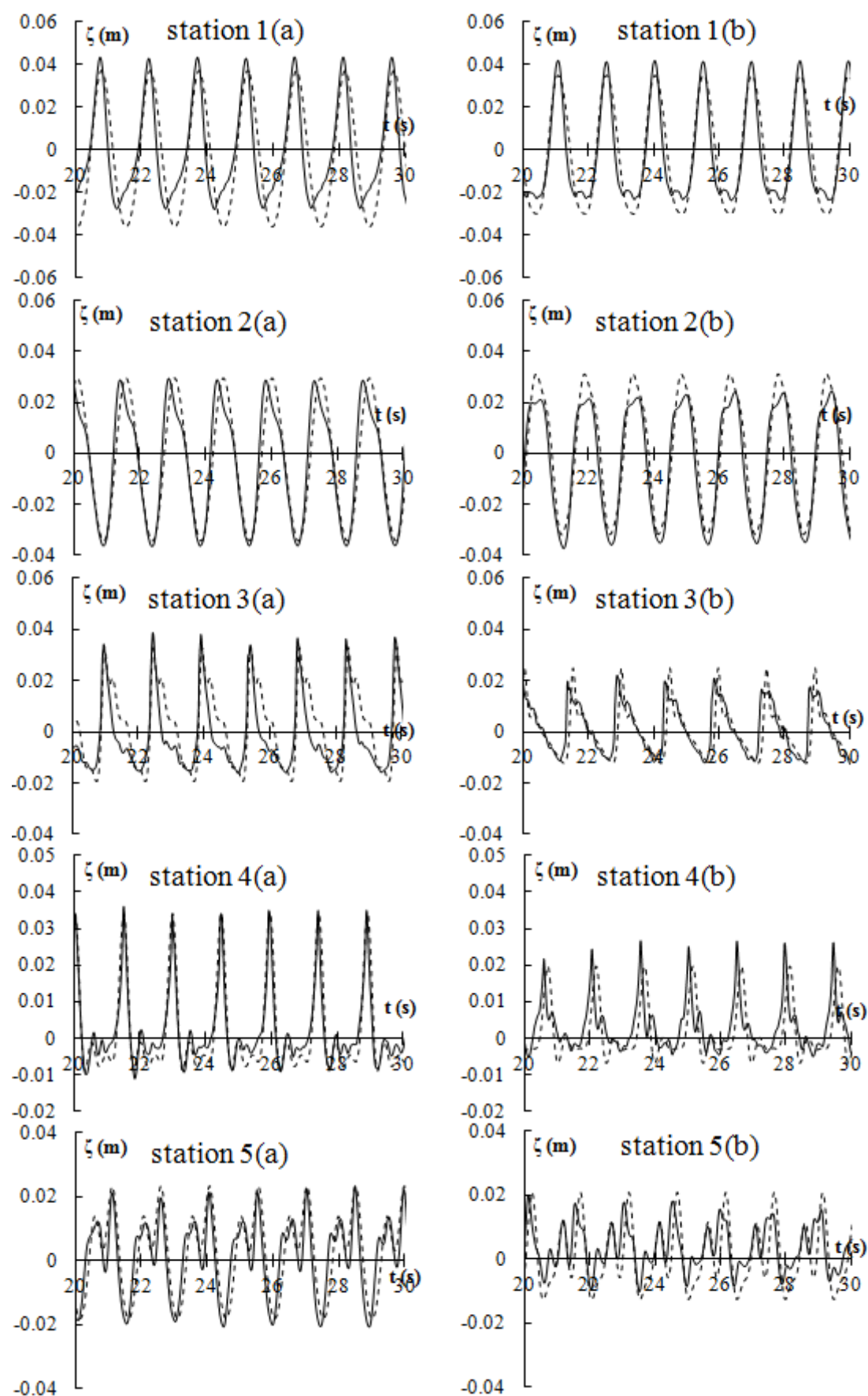
Σχήμα 6.37 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπερατό Υ.Κ. για το σενάριο T4. (—) πείραμα, (- -) mCM14.



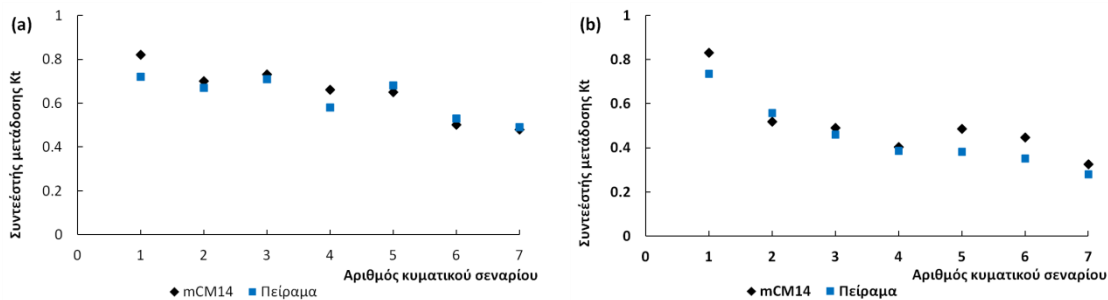
Σχήμα 6.38 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπερατό Υ.Κ. για το σενάριο T5. (—) πείραμα, (- -) mCM14.



Σχήμα 6.39 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπερατό Υ.Κ. για το σενάριο T6. (—) πείραμα, (- -) mCM14.



Σχήμα 6.40 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για (a) διαπερατό και (b) αδιαπερατό Υ.Κ. για το σενάριο T7. (—) πείραμα, (- -) mCM14.



Σχήμα 6.41 Σύγκριση συντελεστή μετάδοσης K_t για όλα τα πειραματικά σενάρια μεταξύ mCM14 και μετρήσεων – (a) διαπερατό, (b) αδιαπερατό Υ.Κ.

Από τα παραπάνω σχήματα που αφορούν τη σύγκριση των χρονοσειρών ανύψωσης/ταπείνωσης της ελεύθερης επιφάνειας (**Σχήμα 6.34** έως **Σχήμα 6.40**) αλλά και του συντελεστή μετάδοσης K_t (**Σχήμα 6.41**), παρατηρούμε, όπως ήδη αναφέρθηκε, πως τα αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου mCM14 παρουσιάζουν εν γένει ικανοποιητική σύγκλιση με τα πειραματικά δεδομένα. Επιπλέον, δύναται να εξαχθεί το συμπέρασμα πως το παρόν αριθμητικό μοντέλο είναι ικανό να περιγράψει τη διάδοση των βραχέων και μακρών κυματισμών πάνω από έναν Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρηνών συμπεριλαμβανομένου και των θέσεων στην υπήνεμη πλευρά της κατασκευής (Station 4, 5), όπου η απελευθέρωση υψηλότερων αρμονικών προβλέπεται ικανοποιητικά εξαιτίας της υψηλής μη γραμμικότητας των βασικών εξισώσεων Boussinesq που επιλύονται από το μοντέλο.

Ένα επιπλέον σημαντικό εύρημα της παρούσας σύγκρισης είναι πως το αριθμητικό μοντέλο παρουσιάζει καλύτερη συμπεριφορά για πιο βραχείς κυματισμούς (**Σχήμα 6.37** και **Σχήμα 6.40**) από ότι για πιο μακρείς κυματισμούς (**Σχήμα 6.34** και **Σχήμα 6.38**) ανεξαρτήτως του πορώδους της κατασκευής. Γενικότερα, καθώς τα μακρά κύματα διαδίδονται μετά τη στέψη προς στην κατάντη παρειά απελευθερώνουν περισσότερες αρμονικές, συγκριτικά με τους βραχείς κυματισμούς (βλ. Beji and Battjes, 1993, 1994). Η απελευθέρωση των υψηλότερων αυτών αρμονικών σε συνδυασμό με το γεγονός της θραύσης, οδηγεί σε ένα φαινόμενο με μεγαλύτερη δυσκολία περιγραφής του από το μοντέλο. Ως εκ τούτου, καλύτερη συμπεριφορά από οποιοδήποτε αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq αναμένεται σε πιο βραχείς κυματισμούς παρά σε πιο μακρείς, ως προς το συγκεκριμένο φαινόμενο.

Επιπρόσθετα, από τα αποτελέσματα της σύγκρισης αυτής φαίνεται πως το τροποποιημένο μοντέλο σε συνδυασμό με την εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer και την βελτίωση των παραμέτρων του μοντέλου θραύσης που επιλύει, είναι ικανό να προσομοιώνει την ανύψωση/ταπείνωση της ελεύθερης επιφάνειας κατά τη διάδοση των κυματισμών τόσο

επάνω από διαπερατό Υ.Κ. όσο και από αδιαπέρατο Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών. Το μοντέλο καθίσταται ικανό να περιγράψει τη διάδοση των κυματισμών στη ζώνη πριν από τη θραύση αλλά και εντός της ζώνης θραύσης κάτω από οποιοδήποτε τύπο θραύσης, ήτοι spilling, plunging ή collapsing.

Όσον αφορά τη σύγκριση των δύο διαφορετικών τιμών του πορώδους, παρόλη την γενικά καλή συμφωνία μεταξύ του αριθμητικού μοντέλου και των πειραματικών δεδομένων, τόσο για διαπερατό (πάνελ (α) **Σχήμα 6.34** έως **Σχήμα 6.40**) όσο και για αδιαπέρατο Υ.Κ. (πάνελ (b) **Σχήμα 6.34** έως **Σχήμα 6.40**), ορισμένες αποκλίσεις εντοπίζονται κατάντη ουσιαστικά της κατασκευής, ιδιαίτερα στον σταθμό 5 (Gauge 5) εξαιτίας της απελευθέρωσης των υψηλότερων αρμονικών που αναφέρθηκε προηγουμένως. Σε αδιαπέρατες συνθήκες ο διαδιδόμενος κυματισμός “εγκλωβίζεται” πάνω από τη στέψη της κατασκευής με αποτέλεσμα να αναπτύσσονται υψηλότερες μη γραμμικότητες λόγω της μεγαλύτερης συγκεντρωμένης ενέργειας στη θέση αυτή συγκριτικά με τις διαπερατές συνθήκες. Ως αποτέλεσμα, η κυματική ενέργεια συγκεντρώνεται εξ’ ολοκλήρου στην ελεύθερη στήλη νερού πάνω από την κατασκευή και όταν διέρχεται από αυτή απελευθερώνει περισσότερες αρμονικές συγκριτικά με τις διαπερατές συνθήκες, όπου ένα μέρος της ενέργειας του εισερχόμενου κυματισμού διαδίδεται μέσω του πορώδους. Ως εκ τούτου, εξαιτίας της χαμηλότερης μη γραμμικότητας που αναπτύσσεται σε συνθήκες υψηλής διαπερατότητας, το αριθμητικό μοντέλο φαίνεται να περιγράφει καλύτερα την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας στην υπήνεμη πλευρά της κατασκευής (Gauges 4 and 5). Ουσιαστικά το συνολικό ενεργό βάθος (effective total water) στην περίπτωση της διαπερατής διάταξης είναι ουσιαστικά μεγαλύτερο συγκριτικά με αυτό της αδιαπέρατης, παρέχοντας κατά κάποιο τρόπο μια εικονικά ηπιότερη κλίση πρανούς στους αριθμητικούς υπολογισμούς: εξού και το μοντέλο συμπεριφέρεται καλύτερα σε αυτές τις συνθήκες.

Επιπρόσθετα, η θραύση των κυματισμών είναι εντονότερη στις αδιαπέρατες συνθήκες συγκριτικά με τις διαπερατές. Μία εξήγηση για αυτό είναι το γεγονός πως όταν αυξάνεται ο εισερχόμενος κυματισμός, η θραύση του θα συμβεί νωρίτερα σε μία αδιαπέρατη κατασκευή με συνεπακόλουθο της μείωση των διαδιδόμενων κυμάτων. Κάτι τέτοιο άλλωστε φαίνεται και από το γεγονός ότι για το ίδιο κυματικό σενάριο, στην περίπτωση του διαπερατού κυματοθραύστη η θραύση είναι τύπου spilling ενώ αντίστοιχα στις αδιαπέρατες συνθήκες είναι εντονότερη, τύπου plunging ή collapsing (**Πίνακας 6.10** και **Σχήμα 6.34** έως **Σχήμα 6.40**).

Τα παραπάνω αποτελέσματα οδηγούν στο συμπέρασμα πως κάτω από θραυόμενους κυματισμούς, η μείωση του ύψους κύματος στα κατάντη είναι μεγαλύτερη σε αδιαπέρατες συνθήκες συγκριτικά με τις διαπερατές. Αυτό είναι κάτι αναμενόμενο αφού η θραύση των κυματισμών είναι ο πιο σημαντικός παράγοντας που επηρεάζει τη διάδοση των κυματισμών επάνω από Υ.Κ. Αντιθέτως, σε μη θραυόμενους κυματισμούς, σενάριο T1 στο **Σχήμα 6.34**, φαίνεται ότι ο κύριος μηχανισμός απομείωσης της ενέργειας είναι η τριβή διαμέσου του πορώδους, οδηγώντας ουσιαστικά σε μικρότερου ύψους διαδιδόμενο κυματισμό στις διαπερατές συνθήκες συγκριτικά με τις αδιαπέρατες. Ωστόσο, η ροή διαμέσου του πορώδους μέσου δεν είναι σε καμία περίπτωση ικανή να προκαλέσει κάποια ιδιαίτερη απομείωση της ενέργειας συγκριτικά πάντα με τη θραύση των κυματισμών. Γενικότερα, θα μπορούσαμε να πούμε πως: Υ.Κ. με μικρή τιμή πορώδους είναι πιο αποτελεσματικοί σε θραυόμενους κυματισμούς ενώ Υ.Κ. με μεγάλο σχετικά πορώδες είναι πιο αποτελεσματικοί σε μη θραυόμενους κυματισμούς. Στη μεν πρώτη περίπτωση ο κύριος μηχανισμός απομείωσης ενέργειας είναι η θραύση των κυματισμών, που είναι εντονότερη όσο μικρότερο είναι το πορώδες, ενώ στη δεύτερη περίπτωση ο κύριος μηχανισμός απομείωσης ενέργειας είναι η ροή διαμέσου των πόρων της κατασκευής.

Γενικότερα, όπως έχει αποδειχθεί από τα αποτελέσματα των Chondros and Memos (2014), ότι το μοντέλο CM14, ήτοι το αρχικό μοντέλο Boussinesq, είναι σε θέση να προσομοιώνει ικανοποιητικά την διάδοση θραυόμενων ή μη θραυόμενων κυματισμών, μονοχρωματικών ή σύνθετων, για μακρά ή βραχέα κύματα επάνω από ένα σταθερό πυθμένα οποιουδήποτε βάθους ή ακτής ήπιας κλίσης. Έτσι, όπως ήδη έχει αναφερθεί, το παρόν μοντέλο mCM14 σε συνδυασμό την επιπλέον εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer καθώς και με την παραμετροποίηση του κριτηρίου θραύσης των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000), επεκτείνει το πεδίο εφαρμογής του αρχικού μοντέλου προσομοιώνοντας τη διάδοση κυματισμών επάνω από κατασκευές με πορώδες και απότομες κλίσεις πρανών, πρακτικές που συναντώνται συχνά σε παράκτιες κατασκευές. Συγκεκριμένα, με βάση τα έως τώρα αποτελέσματα το μοντέλο της παρούσας διατριβής mCM14 δύναται να υποστηριχθεί ότι είναι σε θέση να προσομοιώνει επαρκώς βραχέα και μακρά κύματα πάνω από αυτές τις κατασκευές για οποιοδήποτε γεγονός θραύσης κυματισμού.

7. Εφαρμογή Μοντέλου και Σύγκριση με Πειραματικές Μετρήσεις σε 2DH Πεδίο

7.1 Εισαγωγή

Στο παρόν κεφάλαιο γίνεται επαλήθευση του διδιάστατου τροποποιημένου μοντέλου Boussinesq mCM14, όπως αυτό διαμορφώθηκε επεκτείνοντας το αντίστοιχο μονοδιάστατο σε δύο οριζόντιες διαστάσεις. Συνοπτικά, οι βασικές βελτιώσεις συνίστανται στα: α) την επέκταση της εξίσωσης ορμής Darcy-Forchheimer σε δύο διαστάσεις και την εισαγωγή τους στις αρχικές δισδιάστατες εξισώσεις των Chondros and Memos (2014), β) την εισαγωγή του παραμετροποιημένου δισδιάστατου μοντέλου θραύσης των Chen *et al.* (2000), ώστε να έχει εφαρμογή πάνω από κατασκευές με απότομες κλίσεις πρανών και γ) την εισαγωγή της κατανομής των τροχιακών ταχυτήτων σε 2 οριζόντιες διαστάσεις x και y αντίστοιχα σύμφωνα με τις προσεγγίσεις που παρουσιάστηκαν αναλυτικά στο κεφάλαιο 4.

Η επαλήθευση του δισδιάστατου mCM14 πραγματοποιείται συνοπτικά με τα ακόλουθα πειραματικά δεδομένα:

- Πειραματικά δεδομένα ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας που πραγματοποιήθηκαν στο Delos project και περιλαμβάνουν: α) διάδοση μονοχρωματικών θραυόμενων και β) διάδοση σύνθετων (Jonswar) με κατευθυντικότητα κυματισμών σε πειραματική διάταξη που αποτελείται από δύο αποσπασμένους βυθισμένους κυματοθραύστες με κενό μεταξύ τους.
- Μετρήσεις ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της παρούσας διατριβής στο Πανεπιστήμιο Πατρών (βλ. §5.3.2) και περιλαμβάνουν: α) διάδοση μονοχρωματικών και β) διάδοση σύνθετων (Jonswar) θραυόμενων ή μη κυματισμών σε διάταξη με έναν αποσπασμένο Υ.Κ.
- Μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων που πραγματοποιήθηκαν ομοίως στο Πανεπιστήμιο Πατρών κατά τη διάρκεια της παρούσας διατριβής (βλ. §5.3.1) και περιλαμβάνουν μετρήσεις σε τρεις διαστάσεις (x , y , z) τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. λόγω θαλάσσιων μονοχρωματικών ή σύνθετων (Jonswar) κυματισμών.

7.2 Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (2DH) Ανύψωσης/Ταπείνωσης Ελεύθερης Επιφάνειας

7.2.1 Πείραμα του DELOS project

Τα δισδιάστατα αυτά πειράματα διεξήχθησαν στο πλαίσιο του Ευρωπαϊκού Ερευνητικού Προγράμματος DELOS (<http://www.delos.unibo.it>). Το ερευνητικό αυτό έργο είχε ως στόχο να προωθήσει τον σχεδιασμό των κυματοθραυστών χαμηλής στέψης (LCS), παρέχοντας κατευθυντήριες γραμμές για το σχεδιασμό τους, με στόχο την προστασία των Ευρωπαϊκών ακτών από διάβρωση και ταυτόχρονα να προάγει τον οικολογικό χαρακτήρα των κατασκευών αυτών. Κατά τη διάρκεια του ερευνητικού αυτού έργου, πραγματοποιήθηκε πληθώρα πειραμάτων, που αφορούσαν είτε μονοδιάστατα είτε δισδιάστατα σενάρια διάδοσης θραυόμενων ή μη κυματισμών. Ωστόσο, στην ενότητα αυτή, θα χρησιμοποιηθεί, για μία προκαταρκτική επαλήθευση του μοντέλου mCM14, το πείραμα που πραγματοποιήθηκε στην διαστάσεων 9.0 x 12.5 m δεξαμενή του Πανεπιστημίου του Aalborg στη Δανία για συνολικά 3 κυματικά δεδομένα, εκ των οποίων τα δύο από αυτά αφορούσαν μονοχρωματικούς κυματισμούς και το τρίτο αφορούσε τρισδιάστατους (3D) σύνθετους (Jonswarp) με κατευθυντικότητα κυματισμούς. Αναλυτικότερη περιγραφή της εν λόγω πειραματικής διάταξης δύναται να βρεθεί στους Zannutigh and Lamberti (2003, 2006) και Kramer *et al.* (2005) καθότι εδώ παρουσιάζεται μόνο μία σύντομη περιγραφή του εν λόγω πειράματος.

Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για αριθμητική προσομοίωση, προκειμένου να ελεγχθεί αρχικά η επάρκεια του mCM14 ως προς την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, αποτελείτο από δύο διαπερατούς Υ.Κ. με ενδιάμεσο κενό μεταξύ τους και μελετήθηκαν δύο τύποι Υ.Κ. οι οποίοι διέφεραν μεταξύ τους ως προς το πλάτος στέψη τους, ήτοι ο πρώτος με στενή στέψη (=20 cm πλάτος, narrow berm) και ο δεύτερος με ευρεία στέψη (=60 cm πλάτος, wide berm). Οι Υ.Κ. κατασκευάστηκαν από λιθορριπή με πορώδες $\phi=0.50$ και κλίσεις πρανών 1:2 και 3:2 ανάντη και κατάντη αντίστοιχα. Οι κυματοθραύστες εδράζονταν πάνω σε επίπεδο πυθμένα, ενώ κατάντη αυτών το απορροφητικό όριο αποτελούνταν από ακτή κλίσης 1:5. Το ελεύθερο περιθώριο (freeboard) των Υ.Κ., ήτοι η απόσταση της στέψης από την Σ.Η.Υ., ήταν 7 cm.

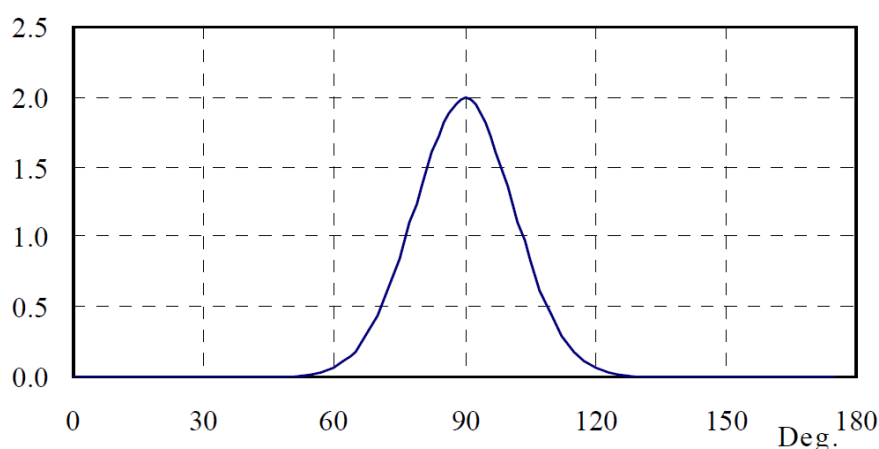
Τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται εδώ περιλαμβάνουν 2 μονοχρωματικούς κυματισμούς (tests 19 και 37 αντίστοιχα) καθώς και ένα σύνθετο Jonswarp (test 21) με κατευθυντικότητα κυματισμό. Τα προαναφερθέντα σενάρια αναφέρονται σε κάθετη πρόσπτωση κυματισμών ενώ το wave spreading για το 3D φάσμα Jonswarp ήταν 22.7° . Στην

περίπτωση αυτή, του 3D κυματισμού, η συνάρτηση κατευθυντικότητας (spreading function) ήταν (Kramer and Burcharth 2003):

$$D(\theta, f) = \frac{2^{2s-1} \Gamma^2(s+1)}{\pi \Gamma(2s+1)} \cos^{2s} \left[\frac{\theta - \theta_0}{2} \right] \quad (7.1)$$

όπου θ είναι η γωνία πρόσπτωσης των κυματισμών, θ_0 είναι η κύρια γωνία πρόσπτωσης των κυματισμών, s είναι μια παράμετρος που σχετίζεται με την κατευθυντικότητα και Γ είναι η συνάρτηση Γ .

Το φάσμα Jonswar με κατευθυντικότητα και $s=50$ απεικονίζεται στο παρακάτω **Σχήμα 7.1**.

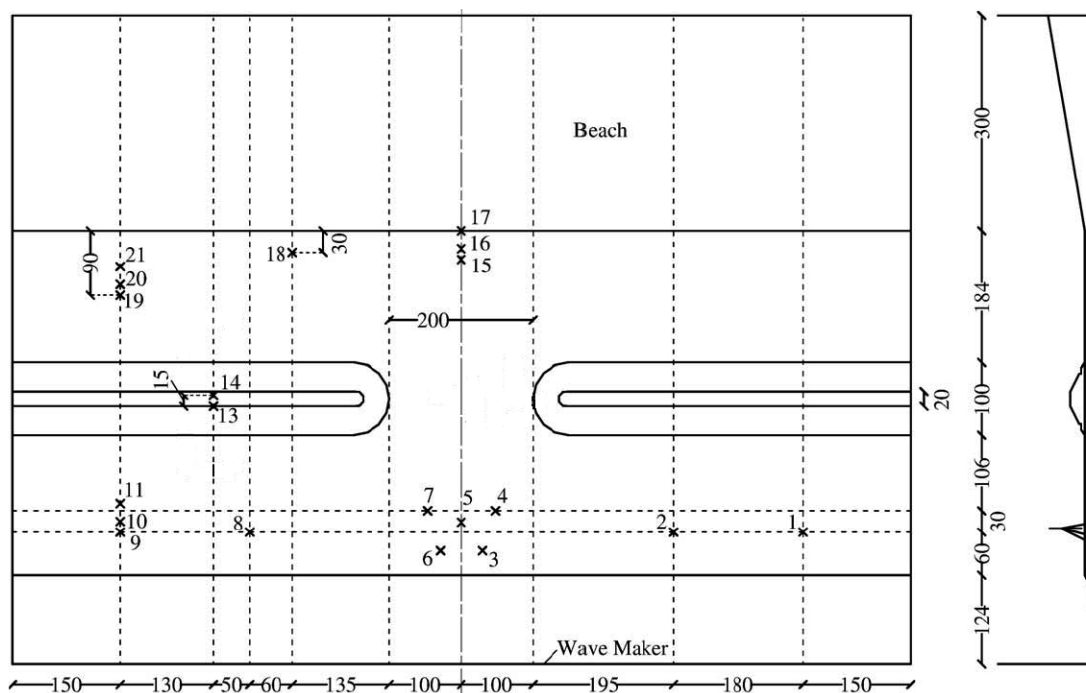


Σχήμα 7.1 Κατευθυντικότητα με $s=50$ στο πείραμα του DELOS, test 21. (πηγή: Kramer and Burcharth 2003)

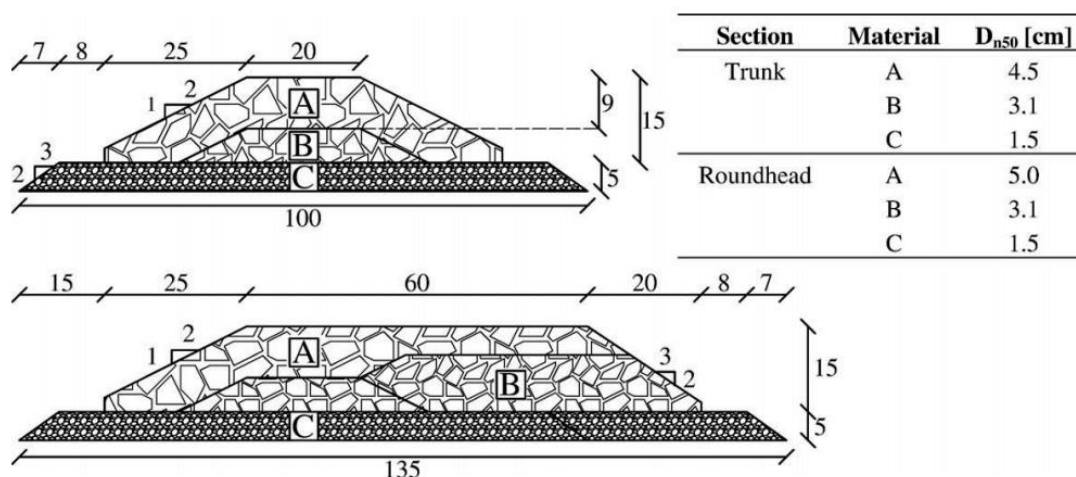
Τα κυματικά τους χαρακτηριστικά παρουσιάζονται στον **Πίνακα 7.1**, ενώ η πειραματική διάταξη με τον κυματοθραύστη στενής στέψης απεικονίζεται σε σκαρίφημα στο **Σχήμα 7.2**. Στο **Σχήμα 7.3** απεικονίζονται οι διατομές των κυματοθραυστών τόσο στενής όσο και ευρείας στέψης καθώς και η μέση διάμετρος των χρησιμοποιούμενων υλικών. Σημειώνεται ότι οι αριθμοί των πειραμάτων (19 και 21 για την στενή στέψη και 37 για την ευρεία στέψη) έχουν παραμείνει ίδιοι με τους αριθμούς που χρησιμοποιούνται στις παραδοτέες αναφορές του προγράμματος DELOS (Kramer and Burcharth 2003).

Πίνακας 7.1 Κυματικά δεδομένα διδιάστατου πειράματος Delos

Test	ΣΤΕΨΗ	FREEBOARD (m)	ΒΑΘΟΣ ΝΕΡΟΥ ΣΤΗΝ ΚΥΜΑΤΟΓΕΝΝΗΤΡΙΑ (m)	ΒΑΘΟΣ ΝΕΡΟΥ ΣΤΗ ΘΕΣΗ ΤΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ (m)	ΕΙΔΟΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥ	H_s (m)	T_p (s)
19	στενή	-0.07	0.43	0.27	Μονοχρωματικός	0.1026	1.81
21	στενή	-0.07	0.43	0.27	Jonswar με κατευθυντικότητα	0.0540	1.32
37	ευρεία	-0.07	0.43	0.27	Regular	0.1026	0.81



Σχήμα 7.2 Κάτοψη της πειραματική διάταξης του Aalborg για στενή στέψη κατασκευής. Μήκη σε cm (πηγή: Kramer *et al.*, 2005)

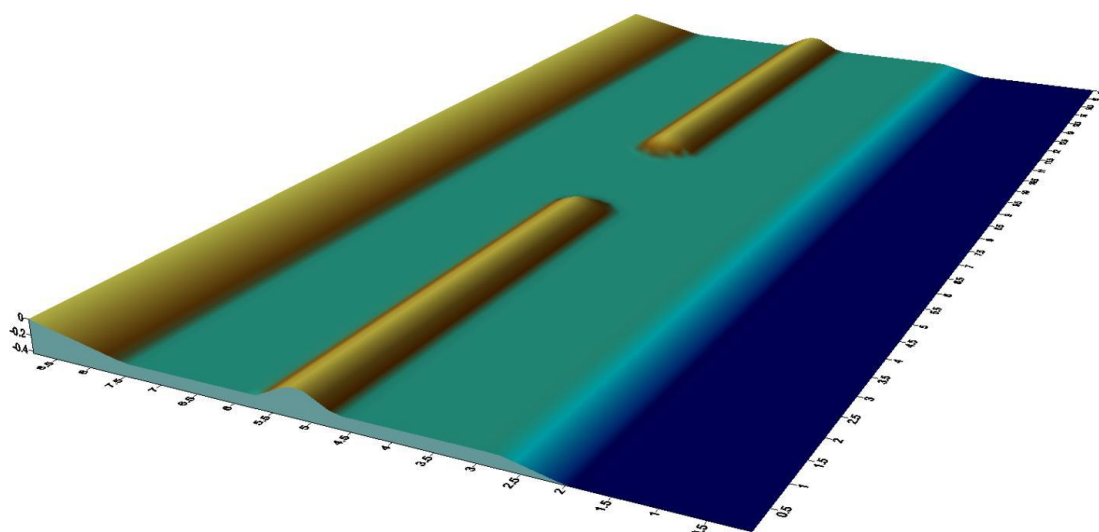


Σχήμα 7.3 Διατομές των Υ.Κ. των πειραματικών διατάξεων του Aalborg. Αριστερά: στενής στέψης κατασκευή (άνω) και ευρείας στέψης κατασκευή (κάτω). Δεξιά: η μέση διάμετρος των χρησιμοποιούμενων υλικών (πηγή: Kramer *et al.*, 2005)

Μονοχρωματικοί κυματισμοί

Προκειμένου να ελεγχθεί αρχικά η ικανότητα του δισδιάστατου mCM14 να περιγράψει την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας γύρω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές, μία πρώτη σύγκρισή του με πειραματικά δεδομένα δίδεται παρακάτω. Για την αριθμητική προσομοίωση των διαπερατών συνθηκών εισήχθη στο αριθμητικό μοντέλο η τιμή ενιαίου πορώδους $\phi=0.50$ και ενιαίας μέσης διαμέτρου λιθορριπής $d_{50}=0.037$ m. Το χρονικό και χωρικό βήμα επιλέχθηκε, σύμφωνα με τα όσα αναφέρθηκαν στην §6.4.2, $\Delta t=0.01$ s και

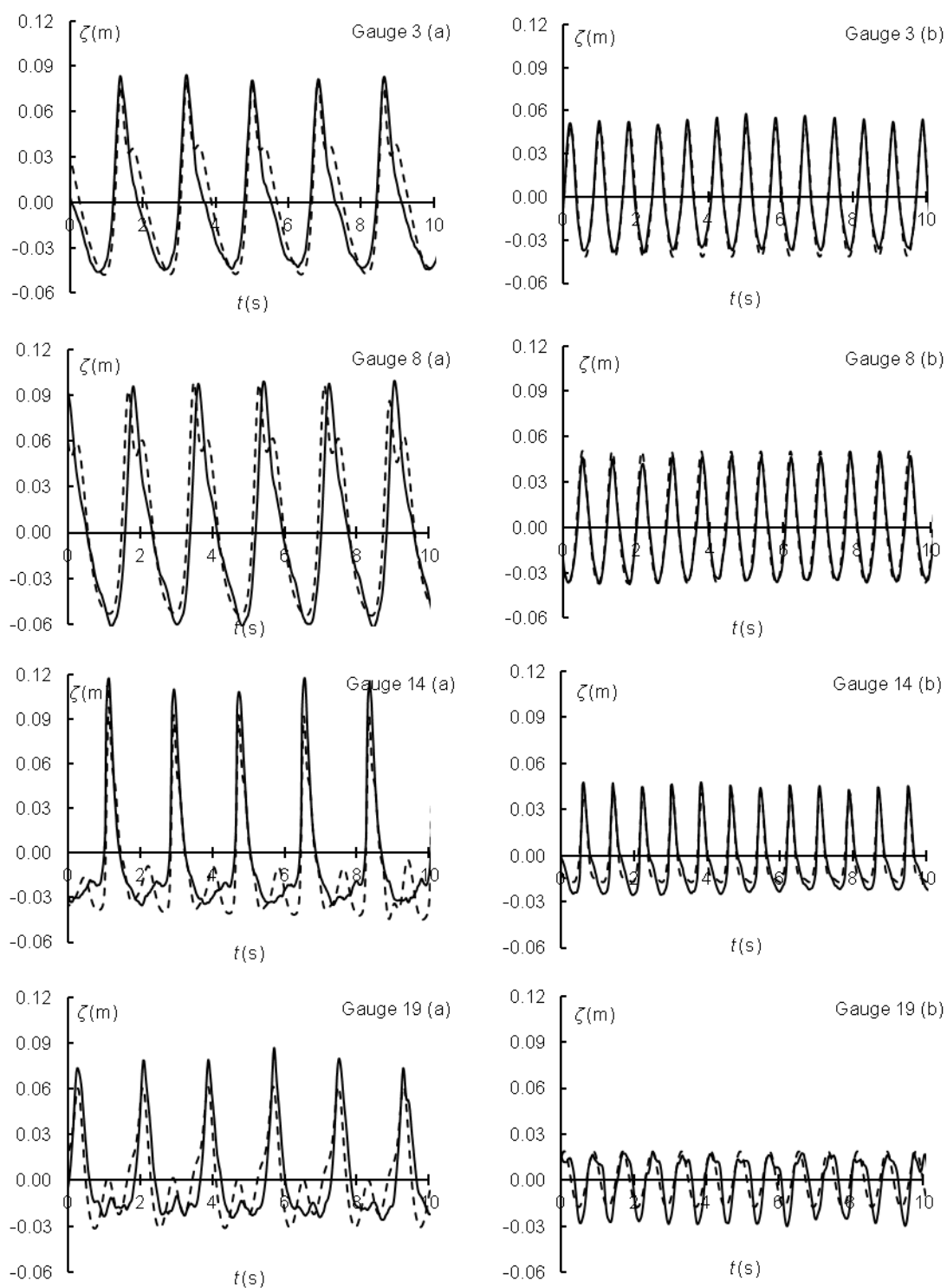
$\Delta x = \Delta y = 0.05$ m. Να σημειωθεί πως επιλέγονται εδώ να παρουσιαστούν ενδεικτικά ορισμένοι από τους σταθμούς της διάταξης όπου ελήφθησαν μετρήσεις (βλ. **Σχήμα 7.2**): Gauges #3, #8, #14 και #19. Παρόμοια συμπεριφορά εμφανίζεται από το μοντέλο και στους υπόλοιπους σταθμούς που δεν παρουσιάζονται εδώ. Στο **Σχήμα 7.5** φαίνονται τα αποτελέσματα της αριθμητικής προσομοίωσης και των πειραμάτων, τόσο για την περίπτωση στενής στέψης (Test 19) όσο και για αυτή της ευρείας στέψης (Test 37) με κυματικά χαρακτηριστικά: $H=0.1026$ m και $T=1.81$ s για το Test 19 και $H=0.1026$ m και $T=0.81$ s για το Test 37. Στο **Σχήμα 7.4** απεικονίζεται η τρισδιάστατη βαθυμετρία όπως εισήχθη στην αριθμητική προσομοίωση για τον στενής στέψης Υ.Κ. Ανάλογη είναι η εικόνα και για τον Υ.Κ. με την ευρεία στέψη.



Σχήμα 7.4 Βαθυμετρία για στενής στέψης κυματοθραύστες όπως αυτή εισήχθη στο αριθμητικό προσομοίωμα για το πείραμα του DELOS.

Στο **Σχήμα 7.5** παρουσιάζεται η σύγκριση των χρονοσειρών ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας μεταξύ του αριθμητικού μοντέλου mCM14 και των πειραματικών μετρήσεων σε 4 θέσεις: μπροστά από την κυματογεννήτρια και στο μέσο του κενού που δημιουργούν οι δύο αποσπασμένοι κυματοθραύστες (gauge 3), μπροστά από τον αριστερό κυματοθραύστη (gauge 8), πάνω στη στέψη (gauge 14) και τέλος στην υπήνεμη πλευρά της κατασκευής (gauge 19).

Η σύγκριση αυτή έδειξε γενικά καλή συμφωνία μεταξύ του μοντέλου και των πειραματικών μετρήσεων. Παρατηρούμε πως mCM14 είναι ικανό αρχικά για την προσομοίωση της διάδοσης μονοχρωματικών κυμάτων πάνω από ένα διαπερατό Υ.Κ. συμπεριλαμβανομένης και της περιοχής κατάντη αυτού (gauge 19) όπου η αποσύνθεση των κυμάτων σε κύματα υψηλότερων συχνοτήτων μπορεί να περιγραφεί με μεγάλη ακρίβεια από το μοντέλο.



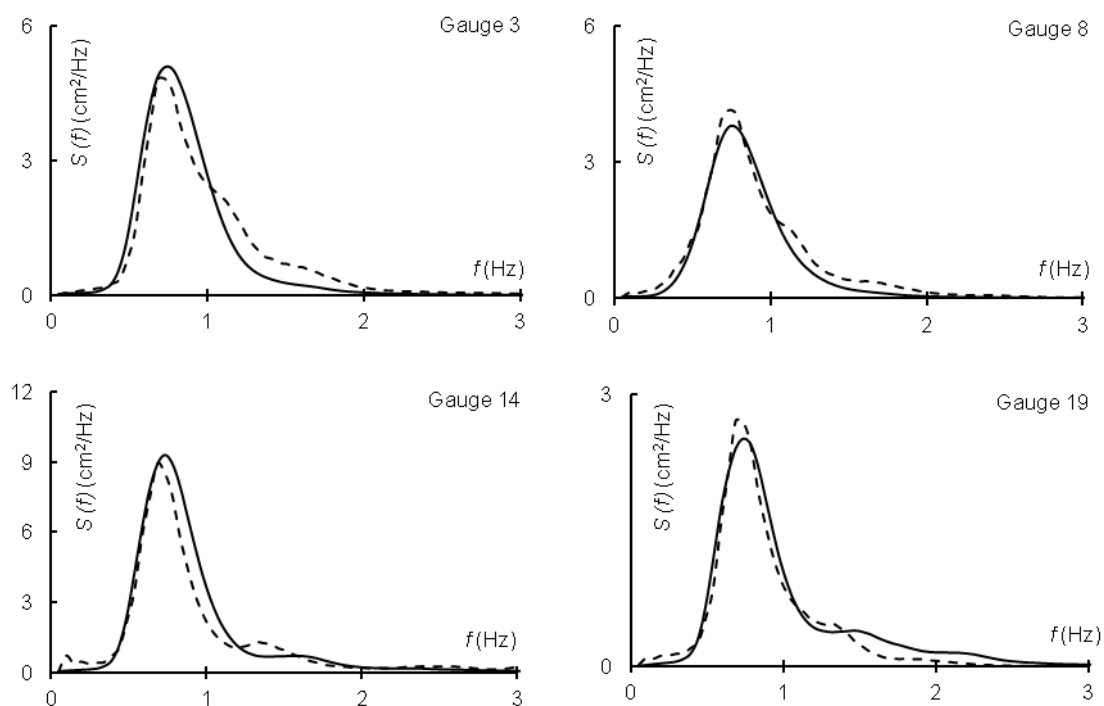
Σχήμα 7.5 Χρονοσειρά ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για (a) test 19 και (b) test 37. (—) πείραμα, (- -) mCM14

Σύνθετοι κυματισμοί

Επιπρόσθετα, στην ενότητα αυτή απεικονίζονται τα αποτελέσματα της αριθμητικής προσομοίωσης για την 3D (Jonswar) περίπτωση με κάθετη πρόσπτωση κυματισμών και spreading 22.7° που αφορούν το Test 21. Εδώ, η περίπτωση της στενής στέψης έχει χρησιμοποιηθεί όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.4. Οι θέσεις που γίνεται η σύγκριση με τους αντίστοιχους κυματομετρητές είναι οι ίδιες με αυτές των μονοχρωματικών σεναρίων. Στο κυματικό σενάριο αυτό, τα κυματικά χαρακτηριστικά ήταν $H_s=0.054$ m και $T_p=1.32$ s ενώ για την αριθμητική προσομοίωσή τους χρησιμοποιήθηκε ο ίδιος κάρναβος και το ίδιο χρονικό βήμα με πριν, ήτοι $\Delta t=0.01$ s και $\Delta x=\Delta y=0.05$ m αντίστοιχα.

Στο **Σχήμα 7.6** παρουσιάζεται η χωρική κατανομή του κυματικού φάσματος που αφορά τόσο το πείραμα όσο και τα αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου σε 4 σταθμούς (Gauges 3, 8, 14, 19). Ομοίως με τα προηγούμενα η σύγκλιση του πειράματος και του μοντέλου είναι ικανοποιητική, ιδιαίτερα μάλιστα στην κατάντη πλευρά του κυματοθραύστη (Gauge 19) όπου, σύμφωνα με τα όσα έχουν έως τώρα λεχθεί το μοντέλο προβλέπει με αρκετή ακρίβεια την δημιουργία και την μετέπειτα απελευθέρωση των υψηλότερων αρμονικών που δημιουργούνται καθώς διέρχεται ο κυματισμός από το ελεύθερο περιθώριο του κυματοθραύστη. Αν και όπως φαίνεται στο **Σχήμα 7.6** (Gauge 19) στο κυματικό σενάριο αυτό δεν εμφανίζονται πολλά ψίσυχνα κύματα στην υπήνεμη πλευρά, εντούτοις όσα απελευθερώνονται, το μοντέλο είναι ικανό σε πρώτη φάση να τα αναπαριστά επαρκώς εξαιτίας της υψηλής μη γραμμικότητας που είναι ενσωματωμένη στις βασικές εξισώσεις Boussinesq.

Η σύγκριση αυτή, είναι ένα πρώτο βήμα της επαλήθευσης του δισδιάστατου μοντέλου mCM14 όσον αφορά την περιγραφή της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας σε περιπτώσεις διαπερατού κυματοθραύστη με απότομες κλίσεις πρανών. Περαιτέρω, το μοντέλο επαληθεύεται στις επόμενες ενότητες για επιπρόσθετες περιπτώσεις θραυόμενων και μη θραυόμενων κυματισμών μονοχρωματικών και σύνθετων με αντίστοιχα πειραματικά δεδομένα που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της παρούσας διατριβής.



Σχήμα 7.6 Χωρική εξέλιξη του κυματικού φάσματος για το test 21. (—) experiment, (- -) mCM14

7.2.2 Πείραμα στο Πανεπιστήμιο Πατρών

Στην παρούσα ενότητα συγκρίνονται τα αποτελέσματα του μοντέλου mCM14 με τα πειραματικά δεδομένα ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας που πραγματοποιήθηκαν στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής του Πανεπιστημίου Πατρών κατά τη διάρκεια τους παρούσας διατριβής και αφορούν θραυόμενους και μη θραυόμενους, μονοχρωματικούς και σύνθετους (Jonswar) κυματισμούς. Αναλυτικά η πειραματική διάταξη, η διαδικασία των μετρήσεων και τα κυματικά σενάρια παρουσιάστηκαν στην §5.3.2. Ωστόσο, για λόγους διευκόλυνσης παρουσιάζονται και εδώ στον παρακάτω πίνακα (**Πίνακας 7.2**) ενώ οι θέσεις των κυματομετρητών απεικονίζονται στο επόμενο **Σχήμα 7.7**.

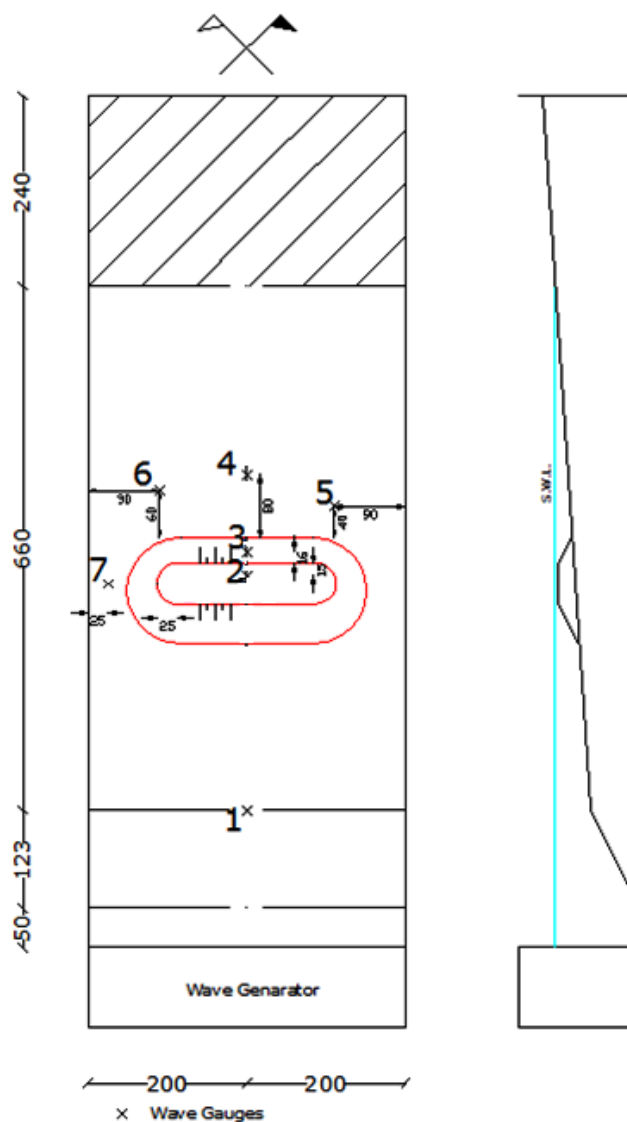
Τα κυματικά σενάρια που χρησιμοποιήθηκαν αφορούσαν μονοχρωματικούς και σύνθετους (Jonswar) μη θραυόμενους βραχείς κυματισμούς (Σενάριο P1 και P5 αντίστοιχα), μονοχρωματικούς και σύνθετους μη θραυόμενους σχετικά μακρείς κυματισμούς (Σενάριο P2 και P6 αντίστοιχα), μονοχρωματικούς και σύνθετους με θραύση τύπου spilling βραχείς κυματισμούς (Σενάριο P3 και P7 αντίστοιχα) και μονοχρωματικούς και σύνθετους με θραύση τύπου spilling σχετικά μακρείς κυματισμούς (σενάριο P4 και P8 αντίστοιχα).

Πίνακας 7.2 Κυματικά σενάρια ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας για 2DH διάδοση κυματισμών – Πείραμα στο Πανεπιστήμιο Πατρών

Σενάριο #	Ύψος κύματος* H (m)	Περίοδος T (s)	Βάθος νερού d (m)	Θραύση**
Μονοχρωματικοί Κυματισμοί				
P1	0.045	1.25	0.25	Όχι
P2	0.045	2.00	0.25	Όχι
P3	0.080	1.25	0.25	Ναι
P4	0.080	2.00	0.25	Ναι
Σύνθετοι (Jonswap) Κυματισμοί				
P5	0.045	1.25	0.25	Όχι
P6	0.045	2.00	0.25	Όχι
P7	0.080	1.25	0.25	Ναι
P8	0.080	2.00	0.25	Ναι

*τα ύψη κύματος αναφέρονται στη θέση της κυματογεννήτριας

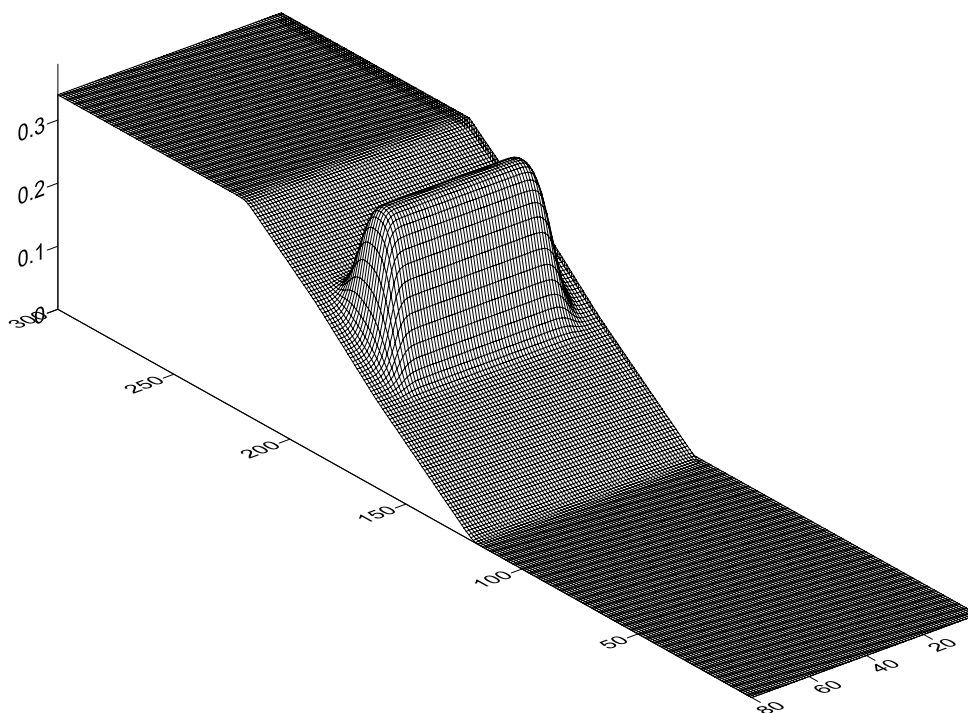
** στους σύνθετους κυματισμούς η θραύση αναφέρεται ως προς το H_s

**Σχήμα 7.7** Κάτοψη θέσεων κυματομετρητών

Μονοχρωματικοί κυματισμοί

Αρχικά στην παρούσα ενότητα παρουσιάζεται η σύγκριση του αριθμητικού μοντέλου και των πειραματικών καταγραφών όσον αφορά τους μονοχρωματικούς κυματισμούς (σενάριο #P1 έως #P4). Για την αριθμητική προσομοίωση, το μέγεθος του κανάβου και το χρονικό βήμα διακριτοποίησης επιλέχθηκαν ώστε να διασφαλίζεται η ευστάθεια του αριθμητικού σχήματος πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector). Λαμβάνοντας υπόψη την αδρομερή ανάλυση της §6.4.2 καθώς και ότι πρέπει ο αριθμός Courant ($C_r = c \frac{\Delta x}{\Delta t}$) να είναι μικρότερος του 0.5 έγινε η επιλογή των βημάτων διακριτοποίησης. Επιλέχθηκαν τελικά $\Delta x = \Delta y = 0.05$ m και $\Delta t = 0.01$ s. Η τιμή του πορώδους και η μέση διάμετρος των λίθων του κυματοθραύστη εισήχθησαν στο αριθμητικό μοντέλο ίσες με $\varphi = 0.50$ και $d_{50} = 0.05$ m αντίστοιχα, όσο ακριβώς μετρήθηκαν κατά τη διάρκεια των πειραμάτων. Η βαθυμετρία του αριθμητικού προσομοιώματος με τον αριθμό των υπολογιστικών κόμβων απεικονίζεται στο **Σχήμα 7.8**. Σημειώνεται πως ανάντη και κατάντη το πεδίο έχει επεκταθεί προκειμένου να υπάρχει ικανός αριθμός κόμβων για την απορρόφηση των κυματισμών.

Χρησιμοποιήθηκαν απορροφητικά όρια ανάντη και κατάντη του υπολογιστικού πεδίου (κατά τη διεύθυνση x των κυματισμών) και ανακλαστικά όρια στα πλευρικά τοιχώματα ώστε να προσομοιωθούν όσο το δυνατό ακριβέστερα τα όρια του εργαστηριακού μοντέλου.



Σχήμα 7.8 Βαθυμετρία αριθμητικού προσομοιώματος για το πείραμα της Πάτρας – στους οριζόντιους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων ενώ στον κατακόρυφο άξονα οι διαστάσεις είναι σε m.

Η σύγκριση μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των αποτελεσμάτων του αριθμητικού μοντέλου mCM14 φαίνεται στα διαγράμματα που ακολουθούν (**Σχήμα 7.9** έως **Σχήμα 7.12**), όπου και παρουσιάζονται οι χρονοσειρές ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας σε όλους τους σταθμούς μέτρησης.

Επιπρόσθετα, για την πληρέστερη ανάλυση των αποτελεσμάτων, χρησιμοποιήθηκαν τα παρακάτω στατιστικά μεγέθη (Hughes 1993) για τον κάθε σταθμό μέτρησης κάθε σεναρίου με τα αποτελέσματά τους να δίδονται στον αντίστοιχο πίνακα του εκάστοτε κυματικού σεναρίου (**Πίνακας 7.3** έως **Πίνακας 7.6**).

Μέση ανύψωση (wave setup ή setdown):

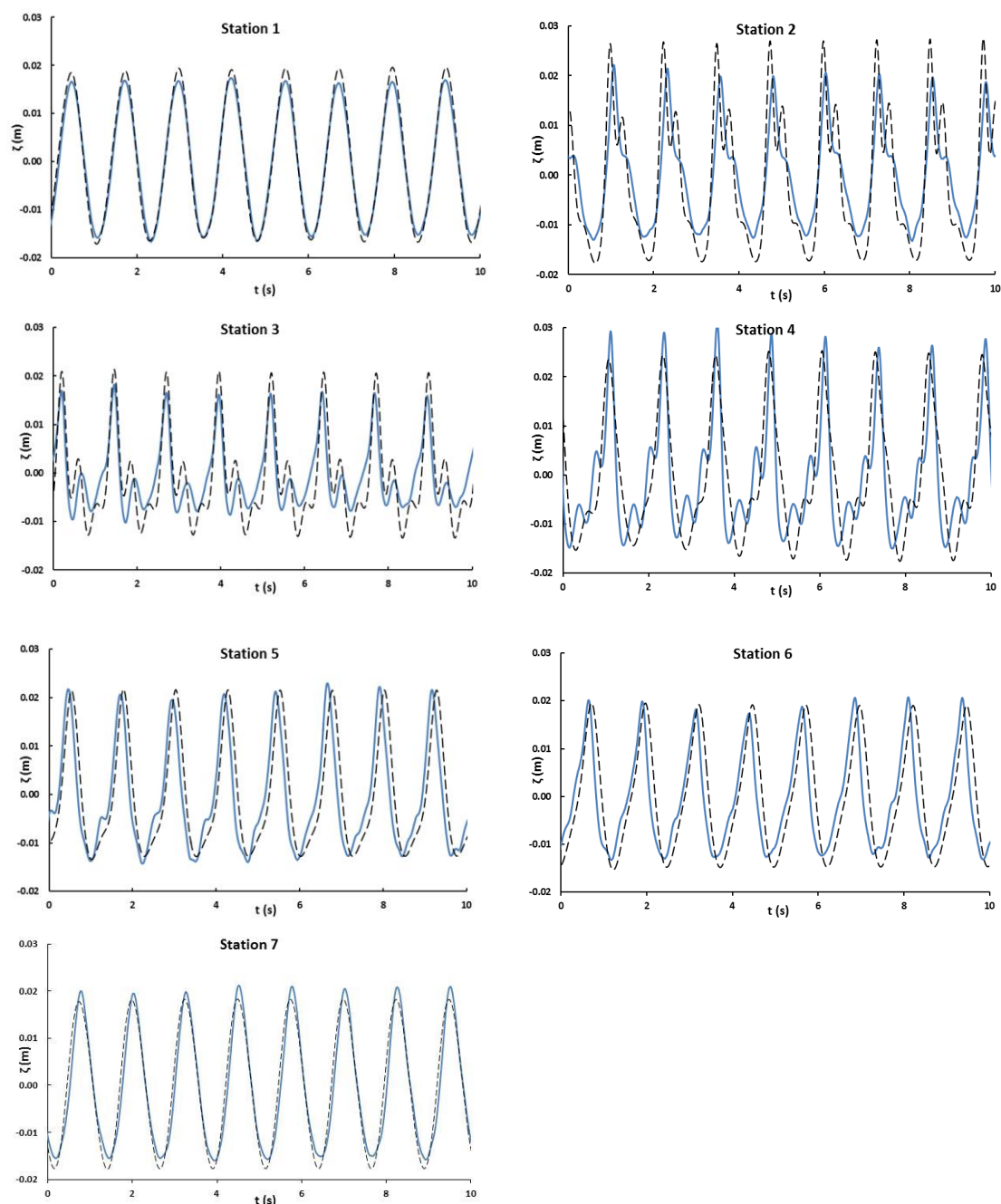
$$\bar{\zeta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \zeta_i \quad (7.2)$$

Μέση τετραγωνική τιμή (RMS):

$$\zeta_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\zeta_i)^2} \quad (7.3)$$

Όπως προκύπτει από τα παρακάτω σχήματα (**Σχήμα 7.9** έως **Σχήμα 7.12**) υπάρχει γενικά καλή συμφωνία ανάμεσα στις χρονοσειρές που δίδει το μοντέλο mCM14 με τις πειραματικές καταγραφές για όλα τα μονοχρωματικά κυματικά σενάρια, τόσο για μη θραυόμενους κυματισμούς (σενάρια #P1 και #P2) όσο και για θραυόμενους κυματισμούς (σενάρια #P3 και #P4). Οι σχετικά μικρές αποκλίσεις μπορούν να αποδοθούν σε παράγοντες που σχετίζονται κυρίως με μικρές ασυμμετρίες της πειραματικής διάταξης που πάντα εμφανίζονται σε εργαστηριακά πειράματα. Γενικότερα πάντως, η ακρίβεια ενός μοντέλου τύπου Boussinesq σχετίζεται κυρίως με τα χαρακτηριστικά διασποράς, την τάξης της μη-γραμμικότητας και τα χαρακτηριστικά του πορώδους που ενσωματώνονται στις εξισώσεις.

Οι εξισώσεις του mCM14 έχουν χαρακτηριστικά πλήρους διασποράς έχοντας πρακτικά εφαρμογή για όλα τα kd . Από την άλλη πλευρά, η επίδραση των μη-γραμμικών όρων γίνεται έντονη ιδιαίτερα στα ρηχά νερά. Το μοντέλο mCM14 μπορεί να περιγράψει τη διάδοση μη γραμμικών κυματισμών αφού στις βασικές του εξισώσεις διατηρούνται όροι έως $O(\varepsilon^3 \mu^2, \varepsilon \mu^4)$ με τα μη γραμμικά χαρακτηριστικά να αποδίδονται επαρκώς από το μοντέλο και στα βαθειά νερά (βλ. Chondros and Memos 2014).



Σχήμα 7.9 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P1. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

Αυτά, σε συνδυασμό με την εισαγωγή της εξίσωσης ορμής Darcy-Forchheimer δίδει την ικανότητα στο μοντέλο να αναπαριστά με αρκετή ακρίβεια τις μεταβολές της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας σε περιπτώσεις κατασκευών με αξιόλογο πορώδες, περιγράφοντας ικανοποιητικά τις κυματικές κορυφές και κοιλίες στην περιοχή της ρήξης σε όλους του σταθμούς μέτρησης καθώς και της απομείωσης της ενέργειας μετά τη θραύση των κυματισμών (stations 3 και 4 στο **Σχήμα 7.11** και **Σχήμα 7.12**).

Πίνακας 7.3 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P1.

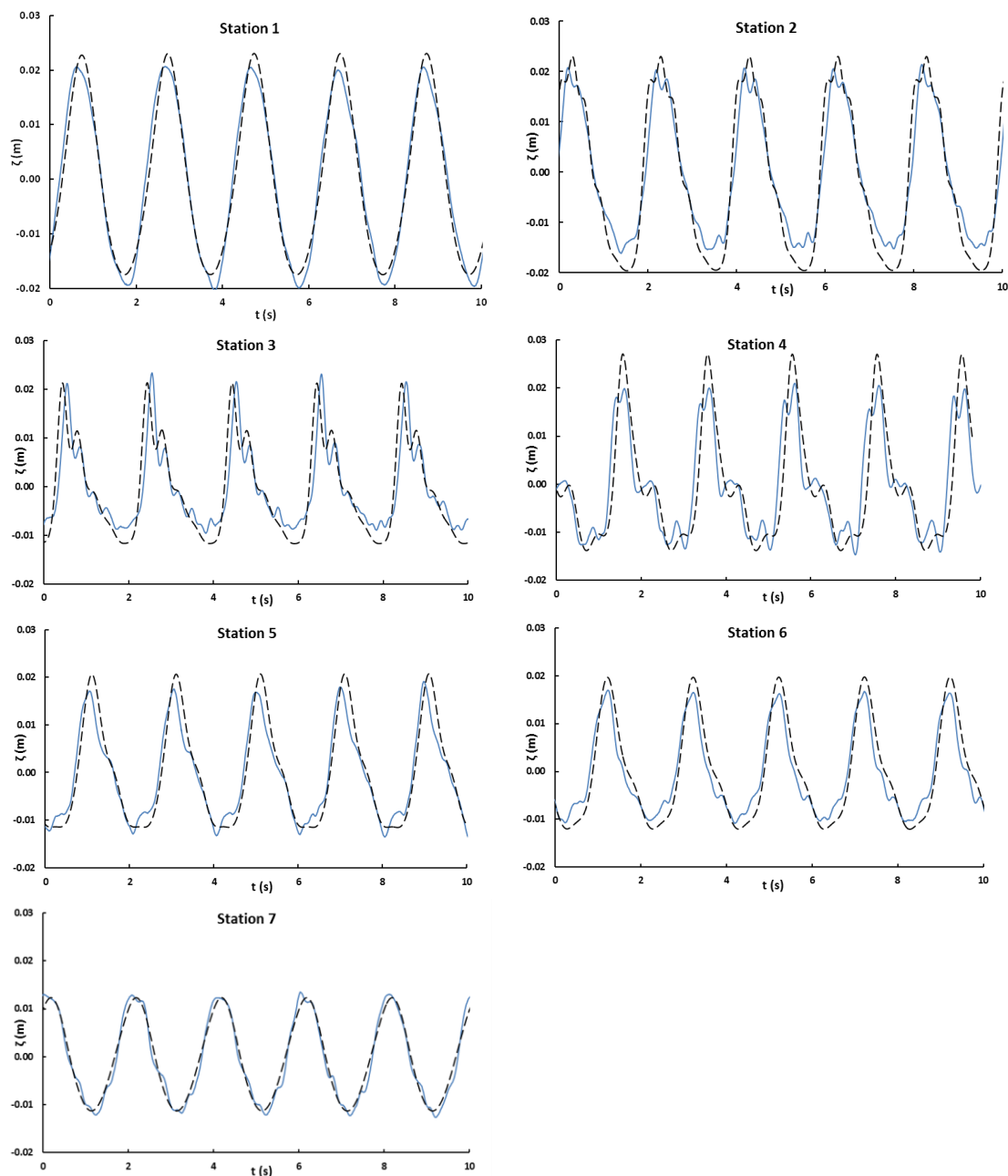
Station # / Παράμετροι		Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)
#1	Πείραμα	-0.00033	0.01211	3.47
	Μοντέλο	-0.00012	0.01169	
#2	Πείραμα	-0.00045	0.01004	21.41
	Μοντέλο	-0.00105	0.01219	
#3	Πείραμα	-0.00052	0.00704	15.18
	Μοντέλο	-0.00073	0.00830	
#4	Πείραμα	-0.00053	0.01054	4.44
	Μοντέλο	0.00002	0.01103	
#5	Πείραμα	-0.00039	0.01014	-7.07
	Μοντέλο	-0.00003	0.00947	
#6	Πείραμα	-0.00045	0.00946	-1.61
	Μοντέλο	-0.00006	0.00931	
#7	Πείραμα	-0.00040	0.01147	-6.30
	Μοντέλο	-0.00042	0.01079	

Επιπρόσθετα, παρατηρώντας τα διαγράμματα αυτά (**Σχήμα 7.9** έως **Σχήμα 7.12**) και τους αντίστοιχους πίνακες (**Πίνακας 7.3** έως **Πίνακας 7.6**) το μοντέλο υπολογίζει ικανοποιητικά τη μέση ανύψωση (setup ή setdown) ενώ το σφάλμα των ζ_{rms} βρίσκεται σε αποδεκτά επίπεδα. Να σημειωθεί επίσης πως ο κεκλιμένος πυθμένας κατάντη του Υ.Κ. είχε διαστρωθεί από άμμο μέσης διαμέτρου $d_{50}=0.2$ mm, κάτι που έχει συμπεριληφθεί στο υπολογιστικό μοντέλο μέσω της τριβής πυθμένα, βελτιώνοντας έτσι την ακρίβεια των αποτελεσμάτων.

Στους μακρείς κυματισμούς, τα κύματα που διαδίδονται στην ανωφέρεια του Υ.Κ. χάνουν την κατακόρυφη συμμετρία τους και γεννιούνται υψηλότερες αρμονικές (κυρίως 2^{ης} τάξης ενδεχομένως και 3^{ης}) λόγω των κυματικών αλληλεπιδράσεων. Πάνω από το οριζόντιο τμήμα της στέψης του κυματοθραύστη, που τα κύματα βρίσκονται σε ρηχά νερά, δημιουργούνται συνθήκες που ευνοούν τον συντονισμό κυματικών τριάδων και ξεκινάει μία απότομη μεταφορά ενέργειας από το βασικό κύμα στις υψηλότερες αρμονικές (Beji and Battjes, 1993, 1994).

Αυτή η απότομη μεταφορά ενέργειας σε συνδυασμό με την διασπορά του κύματος έχει ως αποτέλεσμα να παράγονται κυματικές “ουρές” που σταδιακά αρχίζουν να αποκόπτονται από το βασικό κύμα και ταξιδεύουν αυτόνομα, με συνέπεια η διαφορά φάσης από το κυρίως κύμα να αυξάνει καθώς διαδίδονται προς την κατωφέρεια του Υ.Κ. και έτσι να αποσυντίθενται σε μικρότερου εύρους αυτόνομες αρμονικές. Σε αντίθεση με τα μακρά κύματα, κατά τη διάδοση βραχέων κυμάτων δεν αναπτύσσονται τόσο έντονες “ουρές”. Ως

εκ τούτου στην κατωφέρεια του Υ.Κ. η αποσύνθεση του κυματισμού δεν είναι το ίδιο δραστική και απελευθερώνονται κάποιες αρμονικές 2^{ης} τάξης αρκετά μικρού, συγκριτικά με το κυρίως κύμα, εύρους.



Σχήμα 7.10 Χρονοσειρά άνυψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P2. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

Το φαινόμενο της δημιουργίας και απελευθέρωσης των υψηλότερων αρμονικών που περιγράφηκαν παραπάνω έχει έντονα μη γραμμικό χαρακτήρα και βασίζεται στις γραμμικές

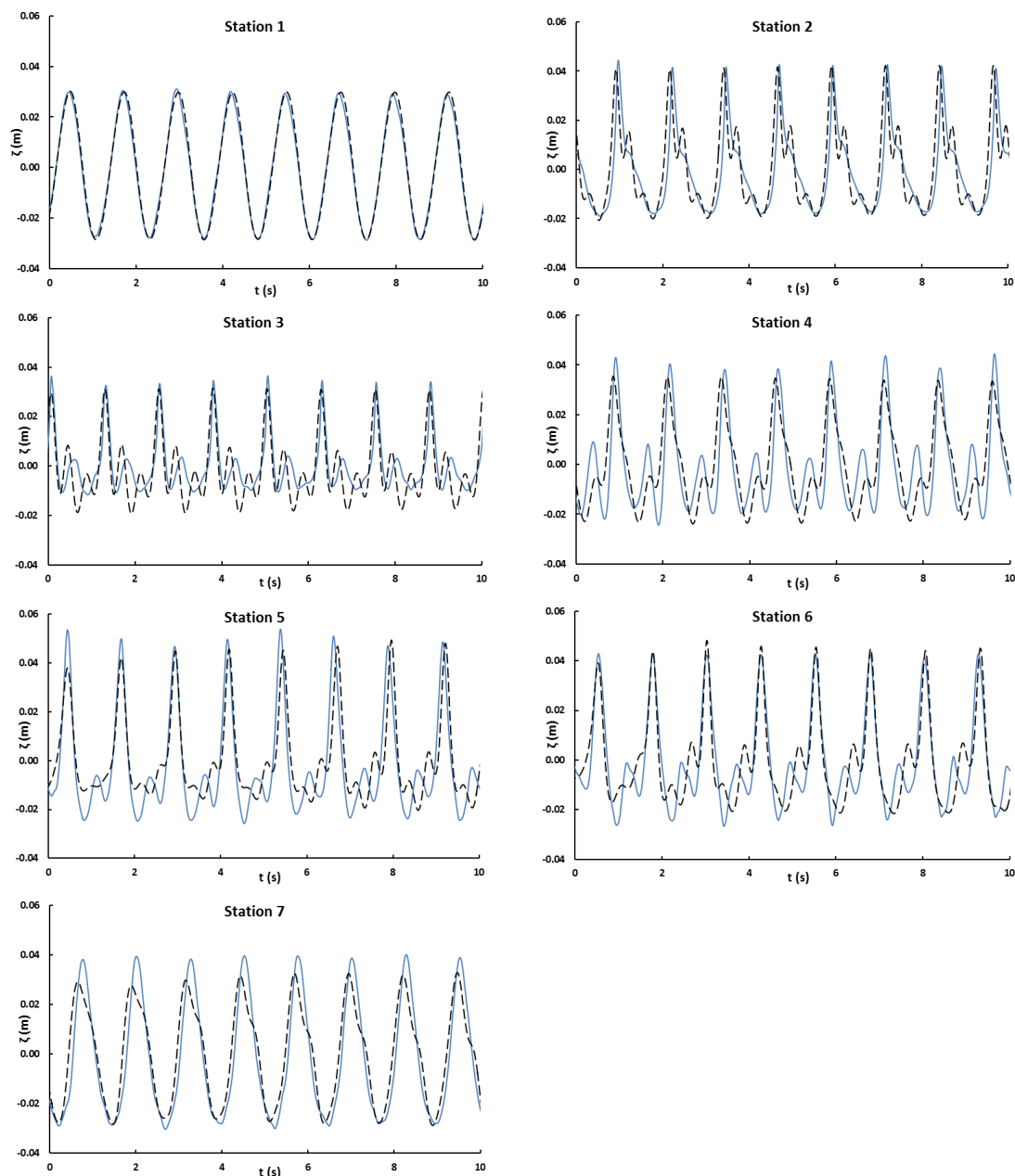
αλληλεπιδράσεις των κυμάτων (wave-wave interactions). Το μοντέλο mCM14 εξαιτίας της υψηλής μη γραμμικότητας που περιλαμβάνεται στις βασικές εξισώσεις Boussinesq έχει τη δυνατότητα να περιγράψει με μεγάλη ακρίβεια τη δημιουργία και με σχετική ακρίβεια την απελευθέρωση των αρμονικών αυτών, τόσο για βραχείς (stations 4, 5 και 6, **Σχήμα 7.9** και **Σχήμα 7.10**) όσο και για πιο μακρείς κυματισμούς (stations 4, 5 και 6, **Σχήμα 7.11** και **Σχήμα 7.12**) σε συνδυασμό τόσο με ρήχωση λόγω της κλίσης του πυθμένα όσο και της περίθλασης που συμβαίνει λόγω της παρουσίας του Υ.Κ.

Πίνακας 7.4 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P2.

Station # / Παράμετροι		Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)
#1	Πείραμα	-0.00038	0.01282	4.61
	Μοντέλο	-0.00009	0.01344	
#2	Πείραμα	-0.00073	0.01308	7.60
	Μοντέλο	-0.00114	0.01411	
#3	Πείραμα	-0.00045	0.00892	-3.83
	Μοντέλο	-0.00035	0.00886	
#4	Πείραμα	-0.00030	0.01053	4.27
	Μοντέλο	-0.00022	0.01100	
#5	Πείραμα	-0.00037	0.00912	7.41
	Μοντέλο	-0.00002	0.00985	
#6	Πείραμα	-0.00029	0.00886	7.22
	Μοντέλο	-0.00006	0.00955	
#7	Πείραμα	-0.00039	0.00811	-1.60
	Μοντέλο	-0.00034	0.00798	

Παρολαυτά, ορισμένες αποκλίσεις εμφανίζονται σε αυτούς τους σταθμούς κατάντη του Υ.Κ. ιδιαίτερα για τα σενάρια με μεγαλύτερο ύψος κύματος (σενάρια #P3 και #P4, stations 4, 5 **Σχήμα 7.11** και **Σχήμα 7.12**). Δεδομένου όμως όπως αναφέρθηκε προηγουμένως ότι το μοντέλο, περιλαμβάνει στις εξισώσεις του όρους υψηλής μη-γραμμικότητας, οι αποκλίσεις αυτές βρίσκονται σε αποδεκτά επίπεδα και θεωρούνται ότι οφείλονται στο γεγονός ότι από το όριο της ακτογραμμής και έπειτα (συμπεριλαμβανομένου της ακτής) υπολογιστικά θεωρήθηκε πυθμένας πολύ μικρού και σταθερού βάθους (βλ. **Σχήμα 7.7** και **Σχήμα 7.8**) με απορροφητικά όρια και δεν προσομοιώθηκε η αναρρίχηση/καταρρίχηση στην ακτή που θα έδινε έτσι ακριβέστερα αποτελέσματα. Εξαιτίας αυτού του γεγονότος, μικρή αλλά υπαρκτή ανάκλαση των κυματισμών που εμφανίζεται στο εργαστηριακό πείραμα επηρεάζει τους σταθμούς (stations) 4, 5 και 6, κάτι που δεν έχει ληφθεί υπόψη στους αριθμητικούς

υπολογισμούς με αποτέλεσμα να υπάρχουν οι μικρές αυτές αποκλίσεις μεταξύ του μοντέλου και του πειράματος.



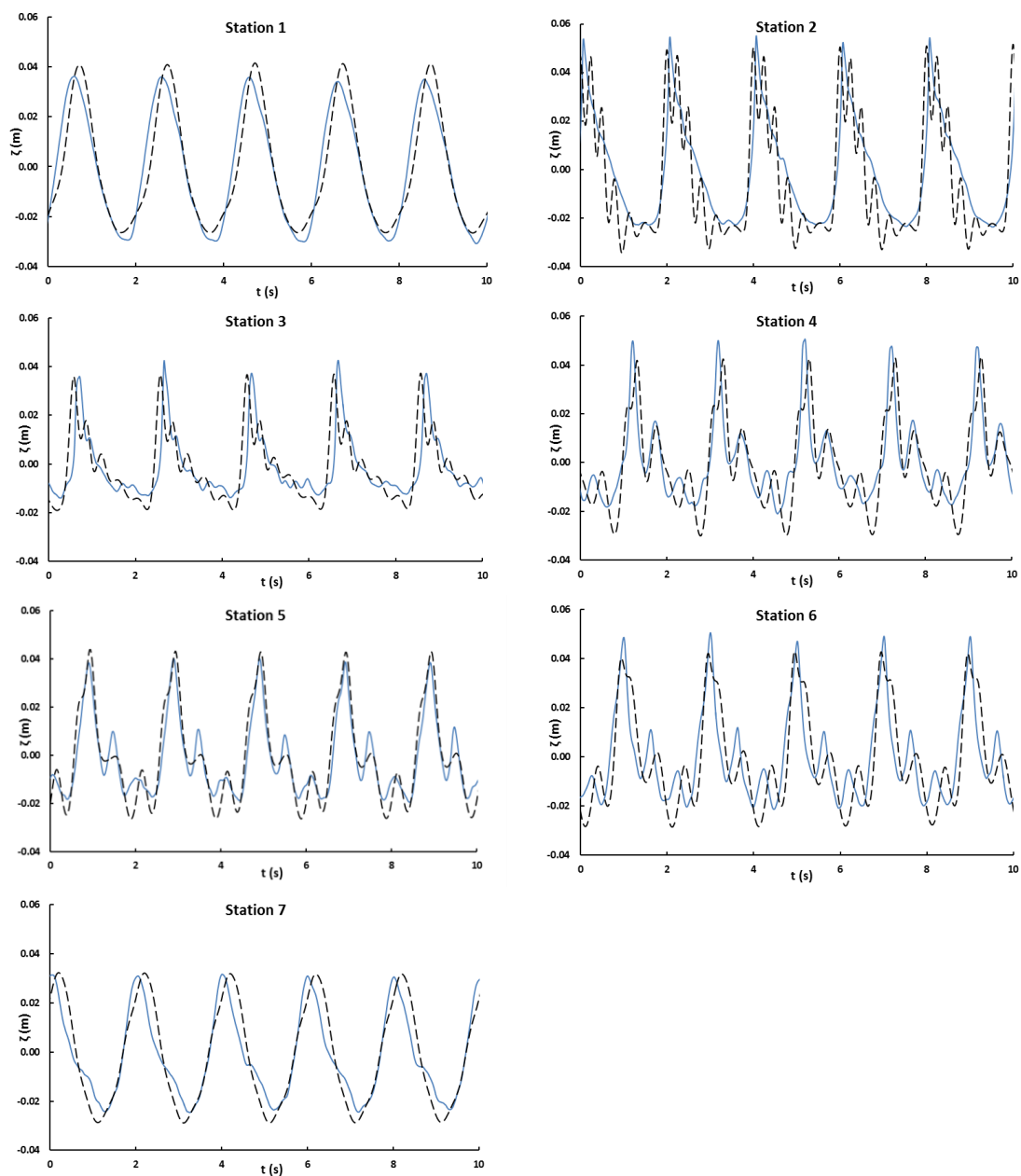
Σχήμα 7.11 Χρονοσειρά άνυψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P3. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

Γενικότερα, το μοντέλο περιγράφει με σχετική ακρίβεια τις ανυψώσεις της ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό (station) 2 που βρίσκεται στη στέψη της κατασκευής και στο σταθμό (station 3) που βρίσκεται στο μέσον της κατάντη παρειάς του κυματοθραύστη, τόσο για μη θραυόμενους κυματισμούς (**Σχήμα 7.9** και **Σχήμα 7.10**) όσο και για θραυόμενους (**Σχήμα 7.11** και **Σχήμα 7.12**). Επιπλέον, προσεγγίζει ικανοποιητικά τις δευτερεύουσες

μικρές κορυφές που εμφανίζονται στους σταθμούς (stations) 5, 6 και 7 όπου συνυπάρχουν και αλληλεπιδρούν η απελευθέρωση υψηλότερων αρμονικών με φαινόμενα ρήξης και διάθλασης των κυματισμών λόγω της κλίσης του πυθμένα και της παρουσίας της κατασκευής αντίστοιχα. Επιπλέον, αναπαριστά με ικανοποιητική ακρίβεια το σταθμό (station) 8 που βρίσκεται στο κενό μεταξύ του πλευρικού ορίου και του κυματοθραύστη κάτι που μας οδηγεί στο συμπέρασμα της σωστής περιγραφής της ανακυκλοφορίας του νερού και των ρευμάτων επαναφοράς (rip currents).

Πίνακας 7.5 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P3.

Station # / Παράμετροι		Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)
#1	Πείραμα	-0.0006	0.02026	-5.52
	Μοντέλο	-0.00033	0.01920	
#2	Πείραμα	-0.0005	0.15850	-3.53
	Μοντέλο	-0.00052	0.01531	
#3	Πείραμα	-0.0003	0.01059	0.75
	Μοντέλο	-0.00127	0.01067	
#4	Πείραμα	-0.0001	0.01589	-9.13
	Μοντέλο	0.000299	0.01456	
#5	Πείραμα	-0.0009	0.01933	-19.99
	Μοντέλο	0.00007	0.01611	
#6	Πείραμα	-0.0008	0.01847	-18.97
	Μοντέλο	-0.000027	0.01497	
#7	Πείραμα	-0.0017	0.02080	-16.39
	Μοντέλο	0.001643	0.01787	



Σχήμα 7.12 Χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας για το σενάριο P4. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

Πίνακας 7.6 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P4.

Station # / Παράμετροι		Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)
#1	Πείραμα	-0.00059	0.02295	-4.41
	Μοντέλο	-0.00039	0.02198	
#2	Πείραμα	-0.00124	0.02090	9.95
	Μοντέλο	-0.00383	0.02321	
#3	Πείραμα	-0.00122	0.01245	4.45
	Μοντέλο	-0.00082	0.01303	
#4	Πείραμα	0.00049	0.01543	3.44
	Μοντέλο	-0.00018	0.01598	
#5	Πείραμα	-0.001	0.01732	1.14
	Μοντέλο	-0.00023	0.01752	
#6	Πείραμα	0.00001	0.01746	1.36
	Μοντέλο	-0.00024	0.01770	
#7	Πείραμα	-0.00146	0.01868	3.76
	Μοντέλο	-0.00132	0.01941	

Σύνθετοι κυματισμοί

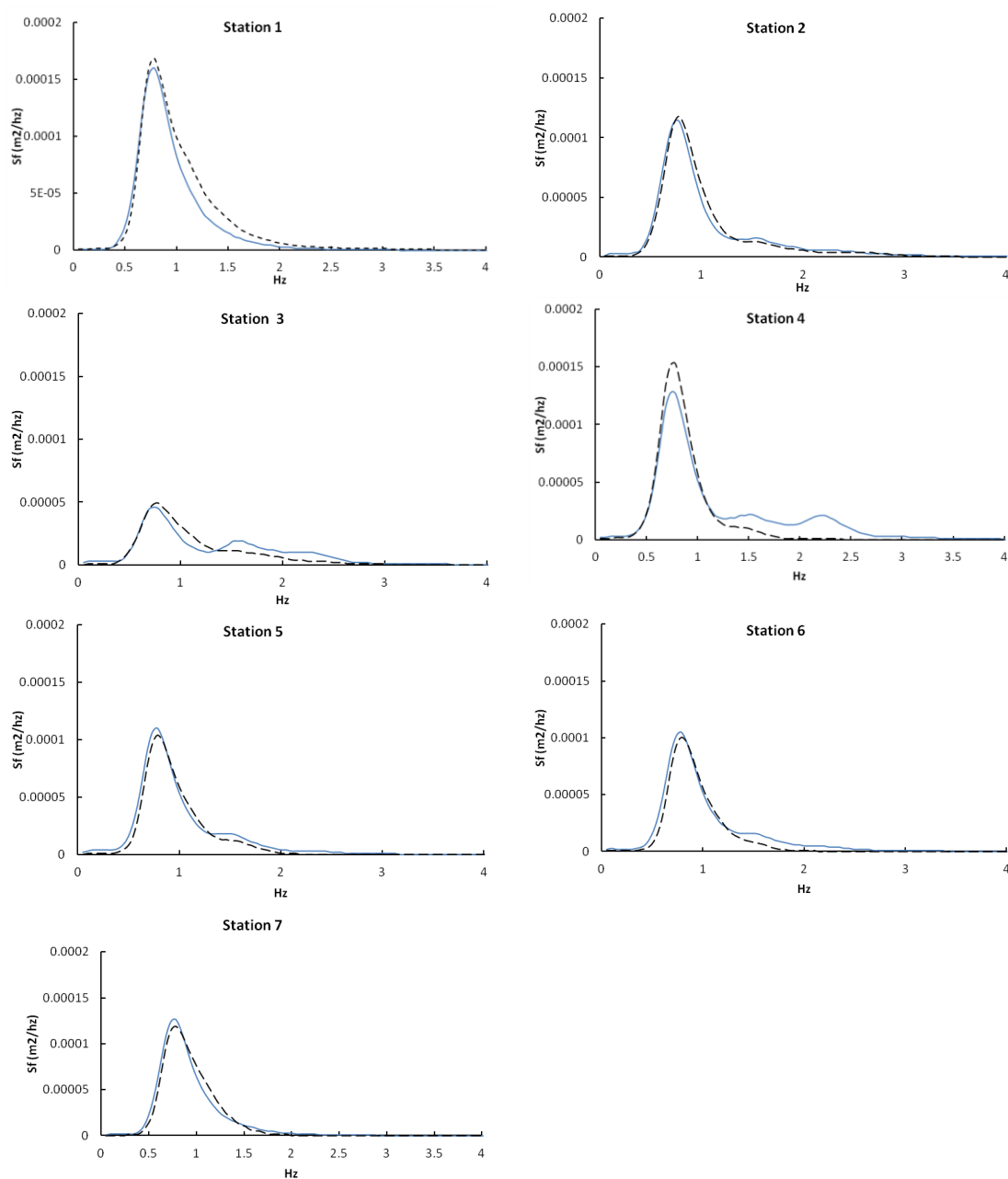
Κατά τη διάρκεια των ίδιων πειραμάτων στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής – τμήμα Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών, πέραν των μονοχρωματικών σεναρίων πραγματοποιήθηκαν και πειραματικά σενάρια με σύνθετους (Jonswar) κυματισμούς (**Πίνακας 7.2**, σενάριο P5 έως P8), θραυόμενους ή μη, βραχείς ή σχετικά μακρείς και τα σημεία που πάρθηκαν οι μετρήσεις ήταν ίδια με αυτά των μονοχρωματικών σεναρίων.

Ομοίως αντίστοιχα με τα μονοχρωματικά σενάρια που αναλύθηκαν προηγουμένως, το χωρικό και χρονικό βήμα επιλέχθηκαν ίσα με $\Delta x = \Delta y = 0.05$ m και $\Delta t = 0.01$ s αντίστοιχα, ενώ η τιμή του πορώδους και η μέση διάμετρος των λίθων του κυματοθραύστη εισήχθησαν στο αριθμητικό μοντέλο ίσες με $\varphi = 0.50$ και $d_{50} = 0.05$ m αντίστοιχα. Η βαθυμετρία του αριθμητικού προσομοιώματος είναι ίδια που χρησιμοποιήθηκε και προηγουμένως (**Σχήμα 7.8**) και ομοίως χρησιμοποιήθηκαν απορροφητικά όρια ανάντη και κατόντη του υπολογιστικού πεδίου και ανακλαστικά όρια στα πλευρικά τοιχώματα.

Η καταγεγραμμένη χρονοσειρά αποτελούνταν από 60 000 σημεία με χρονικό βήμα 0.01 s (συνολική χρονοσειρά 10 min). Στις καταγεγραμμένες αυτές χρονοσειρές εφαρμόστηκε μετασχηματισμός Fast Fourier (FFT) και έτσι προέκυψαν τα ενεργειακά φάσματα με $N=1024$ συχνότητες f_i με τις αντίστοιχες τιμές της φασματικής πυκνότητας $S(f_i)$ σε όλους τους σταθμούς μέτρησης. Με την εφαρμογή του μοντέλου mCM14 υπολογίστηκαν οι χρονοσειρές της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας σε όλους τους σταθμούς μέτρησης και εφαρμόστηκε ο ίδιος μετασχηματισμός Fast Fourier (FFT) που εφαρμόστηκε και στις

χρονοσειρές των πειραματικών καταγραφών και προέκυψαν έτσι τα ενεργειακά φάσματα που προέρχονταν από την αριθμητική προσομοίωση. Να σημειωθεί επίσης, πως η κυματογεννήτρια κατά την αριθμητική προσομοίωση τοποθετήθηκε στο υπολογιστικό πεδίο στη θέση του σταθμού (station) 1.

Στα επόμενα διαγράμματα (Σχήμα 7.13 έως Σχήμα 7.16) και στους αντίστοιχους πίνακες (Πίνακας 7.7 έως Πίνακας 7.10) φαίνονται συγκριτικά τα ενεργειακά φάσματα σε όλους τους σταθμούς μέτρησης όπως προέκυψαν μέσω του FFT από τις χρονοσειρές τόσο του πειράματος όσο και της αριθμητικής προσομοίωσης.



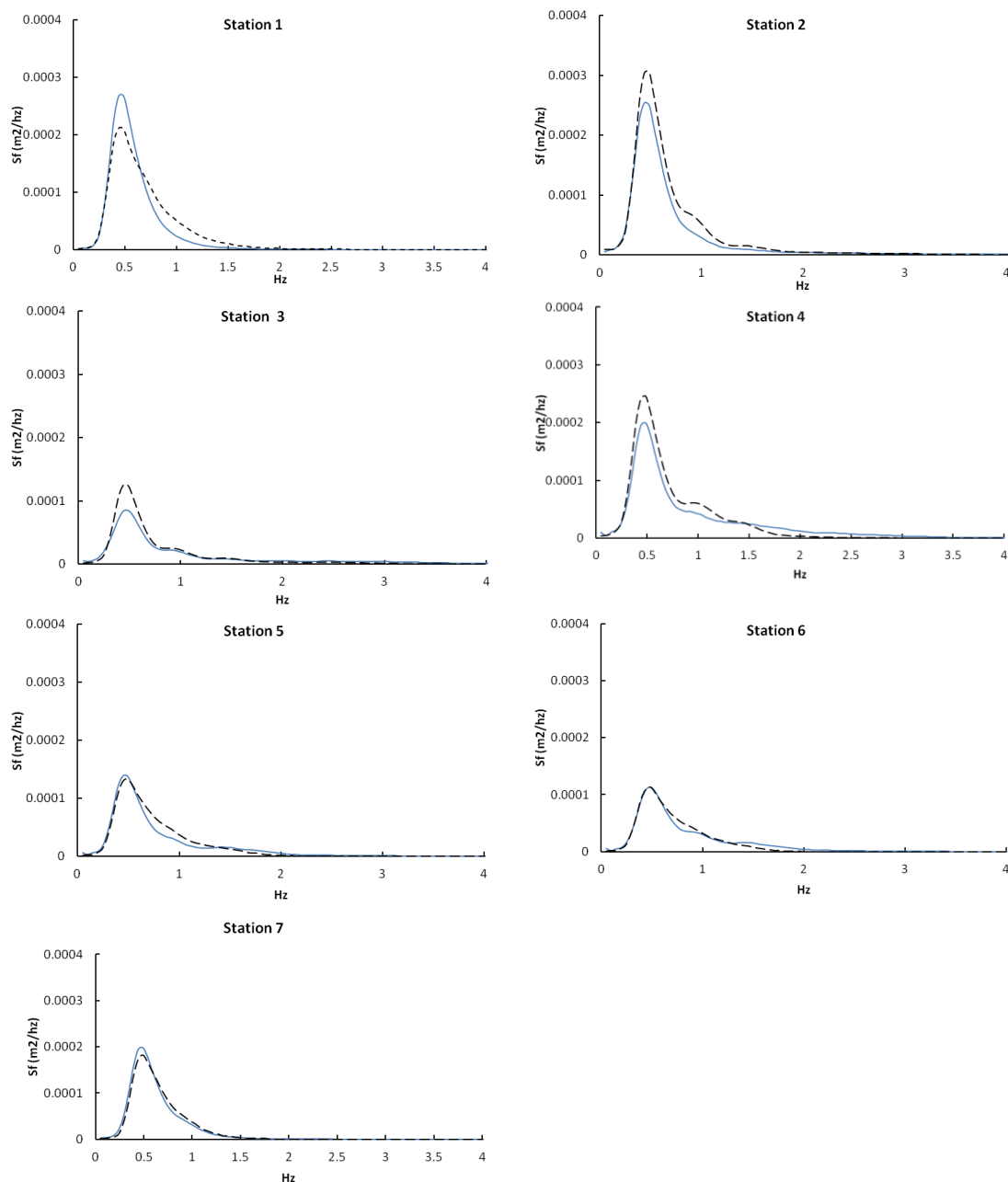
Σχήμα 7.13 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P5. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

Η σύγκριση αυτή σε συνδυασμό με τους αντίστοιχους πίνακες σύγκρισης ορισμένων στατιστικών παραμέτρων (Πίνακας 7.7 έως Πίνακας 7.10) έδειξαν γενικά καλή συμφωνία μεταξύ των πειραματικών καταγραφών και των αριθμητικών αποτελεσμάτων του μοντέλου mCM14 για όλα τα σενάρια Jonswar κυματισμών, τόσο για μη θραυόμενους κυματισμούς (σενάρια P5 και P6) όσο και για θραυόμενους κυματισμούς (σενάρια P7 και P8). Οι όποιες αποκλίσεις κατά βάση σχετίζονται με μικρές ασυμμετρίες της εργαστηριακής διάταξης όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως για τις περιπτώσεις των μονοχρωματικών σεναρίων.

Πίνακας 7.7 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P5.

Station # / Παράμετροι		Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)
#1	Πείραμα	0.00004	0.00905	-12.14
	Μοντέλο	-0.00001	0.00807	
#2	Πείραμα	-0.00040	0.00632	-18.69
	Μοντέλο	-0.00006	0.00532	
#3	Πείραμα	-0.00034	0.00807	-30.16
	Μοντέλο	-0.00004	0.00620	
#4	Πείραμα	-0.00043	0.00789	-19.36
	Μοντέλο	-0.00005	0.00661	
#5	Πείραμα	-0.00052	0.00711	-22.16
	Μοντέλο	-0.00003	0.00582	
#6	Πείραμα	-0.00047	0.00717	-20.70
	Μοντέλο	-0.00003	0.00594	
#7	Πείραμα	-0.00024	0.00713	-20.64
	Μοντέλο	-0.00002	0.00591	

Πιο συγκεκριμένα, παρατηρώντας συνολικά όλα τα διαγράμματα (Σχήμα 7.13 έως Σχήμα 7.16) σε όλους τους σταθμούς μέτρησης το μοντέλο παρουσιάζει εξαιρετική απόκριση στις χαμηλές συχνότητες και ικανοποιητική συμπεριφορά γύρω από την περιοχή της συχνότητας αιχμής. Ορισμένες αποκλίσεις εντοπίζονται στους σταθμούς κατάντη του Υ.Κ., ήτοι τους σταθμούς (stations) 4, 5 και 6, όπου η αποσύνθεση των κυματισμών σε υψηλότερες συχνότητες είναι εντονότερες σε συνδυασμό με τη ρήχωση λόγω της κλίσης του πυθμένα και της περίθλασης των κυματισμών. Ωστόσο, λόγω της έντονης μη-γραμμικότητας που έχει εισαχθεί στο υπολογιστικό μοντέλο, καθίσταται ικανό να περιγράψει σε ικανοποιητικό βαθμό την μετάδοση της ενέργειας στις υψηλότερες αρμονικές, διατηρώντας έτσι τις αποκλίσεις με τα πειραματικά δεδομένα σε αποδεκτά επίπεδα. Όντως, η απόδοση του μοντέλου κρίνεται ικανοποιητική τόσο οπτικά όσο και λαμβάνοντας υπόψη τα ζ_{rms} σφάλματα (όπου βρίσκονται σε αποδεκτά επίπεδα με εξαίρεση μονάχα το σενάριο P7).



Σχήμα 7.14 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P6. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

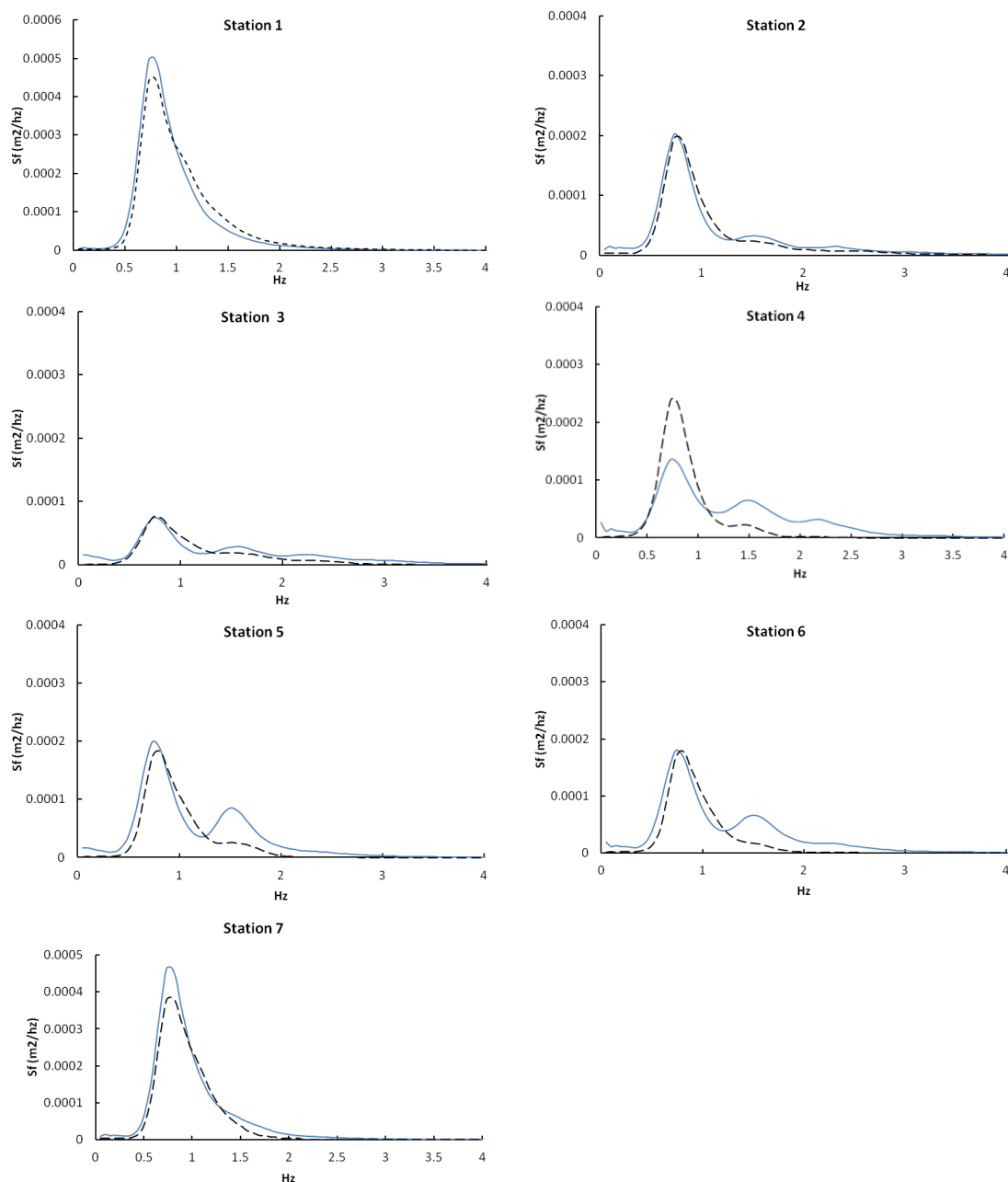
Στο κυματικό σενάριο αυτό, στους σταθμούς (stations) 4, 5 και 6 (**Σχήμα 7.15**) εμφανίζεται μία έντονη κορυφή γύρω από την περιοχή των 1.5 Hz την οποία, παρόλη την υψηλή μη-γραμμικότητα που έχει εισαχθεί στο μοντέλο, αυτό δεν καταφέρνει να την περιγράψει. Η έντονη αυτή κορυφή αποδίδεται στο γεγονός, ότι κατά τη διάρκεια του πειραματικού αυτού σεναρίου, παρατηρήθηκε οπτικά έντονη ανάκλαση από τα πλευρικά τοιχώματα που οφειλόταν στην έντονη περίθλαση που υπέστη ο κυματισμός κατά τη διάδοσή του επάνω από τον Υ.Κ. Ωστόσο, ενώ στην αριθμητική προσομοίωση χρησιμοποιήθηκαν ως οριακές συνθήκες πλευρικά τοιχώματα, το μοντέλο Boussinesq δεν καθίσταται ικανό να περιγράψει

πλήρως το φαινόμενο της ανάκλασης από τα πλευρικά όρια. Σημειώνεται πως η κορυφή αυτή δεν εμφανίζεται στο σενάριο P8, που έχει ίδιο ύψος κύματος αλλά μεγαλύτερη περίοδο. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι σε ένα πιο μακρύ κυματισμό δημιουργείται μικρότερη περίθλαση συγκριτικά με έναν πιο βραχύ με συνεπακόλουθη μικρότερη ανάκλαση από τα πλευρικά όρια (βλ. **Σχήμα 7.16**).

Πίνακας 7.8 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P6.

Station # / Παράμετροι		Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)
#1	Πείραμα	-0.00030	0.01022	-8.37
	Μοντέλο	-0.00007	0.00943	
#2	Πείραμα	-0.00049	0.00715	-0.28
	Μοντέλο	-0.00033	0.00713	
#3	Πείραμα	-0.00064	0.01049	-13.16
	Μοντέλο	-0.00018	0.00927	
#4	Πείραμα	0.00010	0.01054	-9.56
	Μοντέλο	-0.00020	0.00962	
#5	Πείραμα	0.00005	0.00847	-16.18
	Μοντέλο	-0.00010	0.00729	
#6	Πείραμα	-0.00033	0.00707	-15.14
	Μοντέλο	-0.00011	0.00614	
#7	Πείραμα	-0.00063	0.0073	-2.24
	Μοντέλο	-0.00009	0.00714	

Γενικότερα, μπορούμε να καταλήξουμε πως το μοντέλο περιγράφει με σχετική ακρίβεια τα ενεργειακά φάσματα που προέκυψαν από τις χρονοσειρές ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας στο σταθμό (station) 2 που βρίσκεται στη στέψη της κατασκευής και στο σταθμό (station 3) που βρίσκεται στο μέσον της κατάντη παρειάς του κυματοθραύστη, τόσο για μη θραυόμενους (**Σχήμα 7.13** και **Σχήμα 7.14**) όσο και για θραυόμενους σύνθετους κυματισμούς (**Σχήμα 7.15** και **Σχήμα 7.16**). Επιπλέον, προσεγγίζει ικανοποιητικά τις δευτερεύουσες μικρές κορυφές που εμφανίζονται στους σταθμούς (stations) 5, 6 και 7 όπου συνυπάρχουν και αλληλεπιδρούν η απελευθέρωση υψηλότερων αρμονικών με φαινόμενα ρήχωσης και περίθλασης των κυματισμών λόγω της κλίσης του πυθμένα και της παρουσίας της κατασκευής αντίστοιχα. Επιπλέον, αναπαριστά με ικανοποιητική ακρίβεια το σταθμό (station) 8, σε όλες τις περιπτώσεις, που βρίσκεται στο κενό μεταξύ του πλευρικού ορίου και του κυματοθραύστη κάτι που μας οδηγεί στο συμπέρασμα της σωστής περιγραφής της ανακυκλοφορίας του νερού και των ρευμάτων επαναφοράς (rip currents).

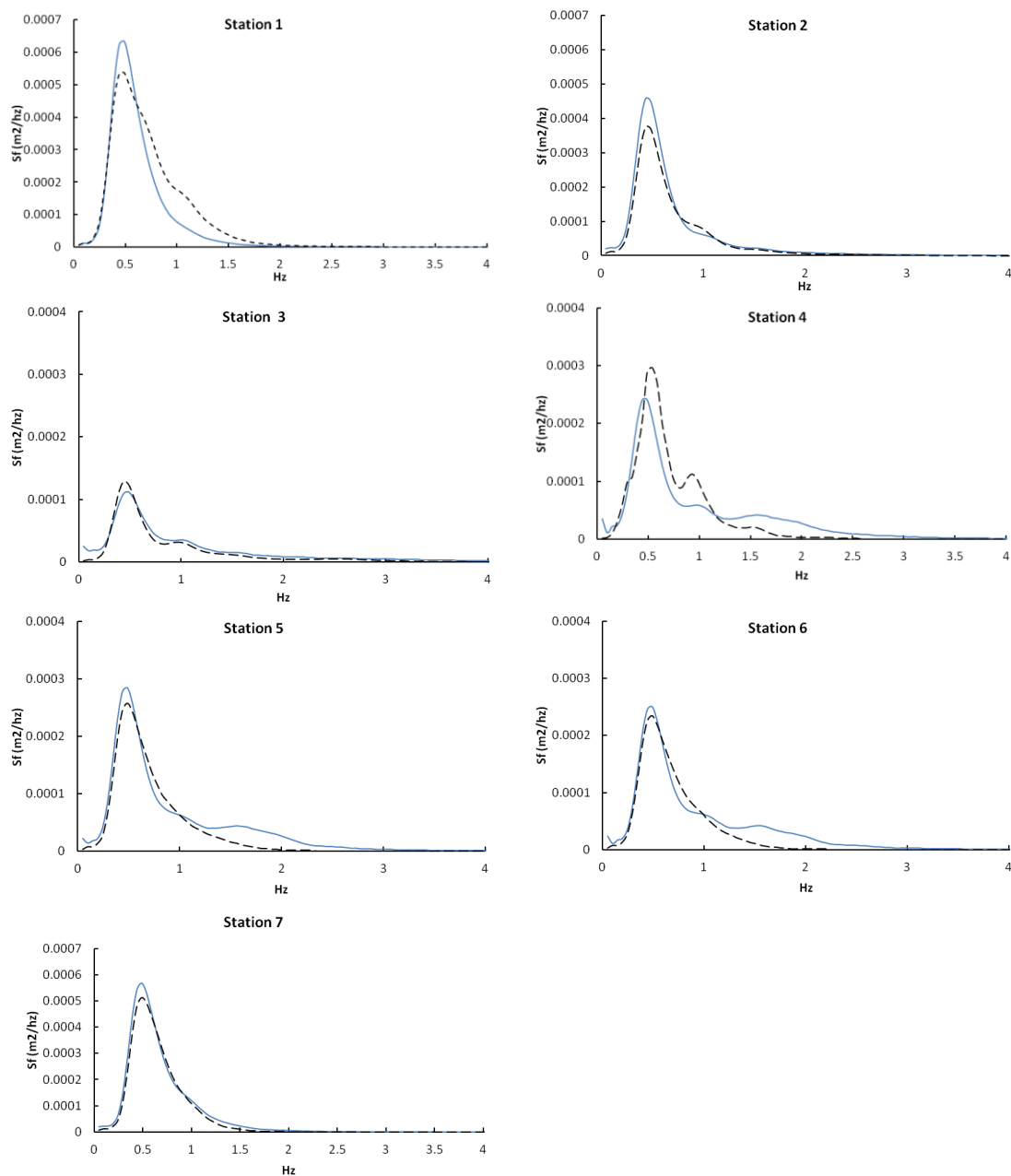


Σχήμα 7.15 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P7. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

Παρολαυτά, ορισμένες αποκλίσεις εμφανίζονται σε αυτούς τους σταθμούς κατόπιν του Υ.Κ. ιδιαίτερα για τα σενάρια με μεγαλύτερο ύψος κύματος (σενάρια P3 και P4, stations 4, 5 **Σχήμα 7.11** και **Σχήμα 7.12**) και αποδίδεται στον ίδιο λόγο που διατυπώθηκε για τα μονοχρωματικά σενάρια, ήτοι ότι υπολογιστικά, μετά το πέρας της ακτογραμμής, θεωρήθηκε πυθμένας πολύ μικρού και σταθερού βάθους (βλ. **Σχήμα 7.8**) με απορροφητικά όρια χωρίς να προσομοιωθεί η αναρρίχηση/καταρρίχηση των κυματισμών στην ακτή.

Πίνακας 7.9 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P7.

Station # / Παράμετροι	Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)	
#1	Πείραμα	-0.00075	0.01605	6.20
	Μοντέλο	-0.00029	0.01711	
#2	Πείραμα	0.00002	0.0084	-10.67
	Μοντέλο	-0.00036	0.00759	
#3	Πείραμα	-0.00075	0.01102	-15.15
	Μοντέλο	-0.00058	0.00957	
#4	Πείραμα	-0.00012	0.01331	-20.45
	Μοντέλο	-0.00021	0.01105	
#5	Πείραμα	-0.00023	0.01383	-15.25
	Μοντέλο	-0.00040	0.012	
#6	Πείραμα	-0.00037	0.01344	-15.66
	Μοντέλο	-0.00034	0.01162	
#7	Πείραμα	-0.00107	0.01377	-4.24
	Μοντέλο	-0.00053	0.01321	



Σχήμα 7.16 Χωρική εξέλιξη ενεργειακών φασμάτων για το σενάριο P8. (—) πείραμα, (- -) mCM14.

Πίνακας 7.10 Σύγκριση στατιστικών παραμέτρων μεταξύ πειραματικών καταγραφών και μοντέλου για το σενάριο P8.

Station # / Παράμετροι		Μέση ανύψωση $\bar{\zeta}$ (m)	ζ_{RMS} (m)	Σφάλμα των ζ_{RMS} (%)
#1	Πείραμα	-0.00055	0.01445	-15.42
	Μοντέλο	-0.00018	0.01252	
#2	Πείραμα	-0.00060	0.00997	-5.73
	Μοντέλο	-0.00060	0.00943	
#3	Πείραμα	-0.00089	0.01164	2.35
	Μοντέλο	-0.00034	0.01192	
#4	Πείραμα	0.00049	0.01235	16.78
	Μοντέλο	-0.00031	0.01484	
#5	Πείραμα	-0.00056	0.0131	11.78
	Μοντέλο	-0.00018	0.01485	
#6	Πείραμα	-0.00032	0.01243	13.32
	Μοντέλο	-0.00018	0.01434	
#7	Πείραμα	-0.00108	0.01672	-5.49
	Μοντέλο	-0.00018	0.01585	

7.3 Εφαρμογή Μοντέλου σε Πειράματα (3D) Τροχιακών Ταχυτήτων

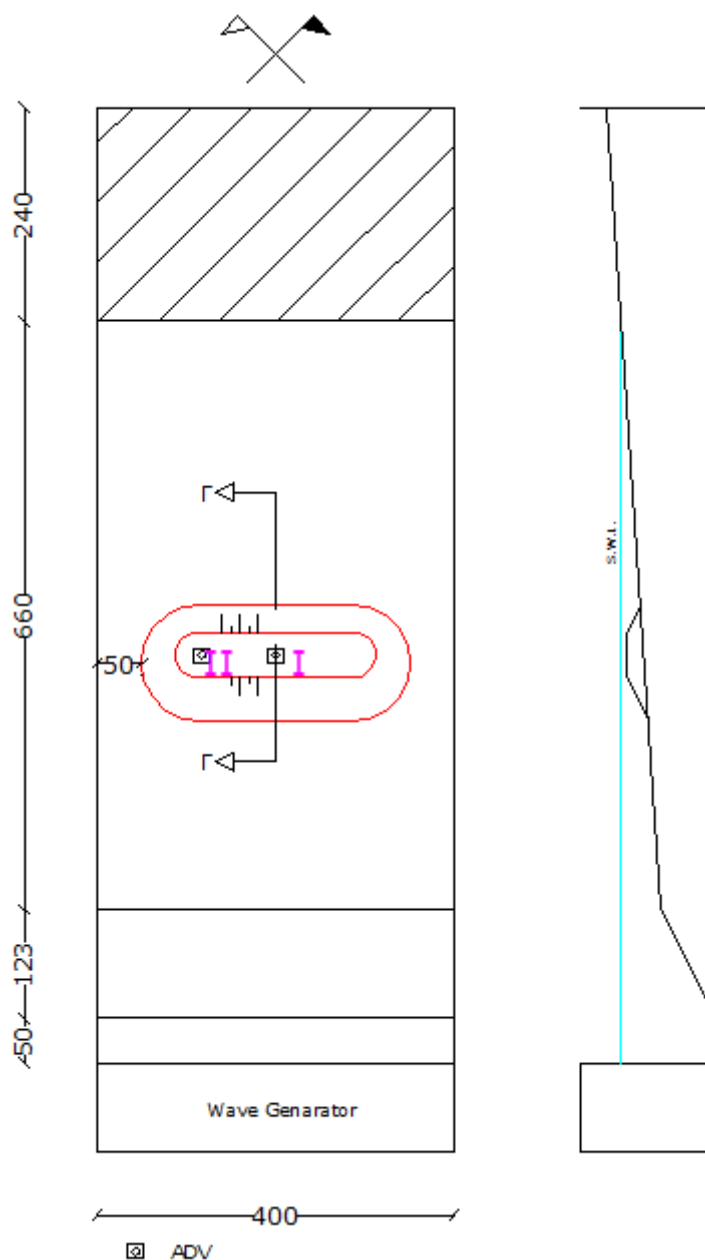
7.3.1 Πείραμα στο Πανεπιστήμιο Πατρών

Στην παρούσα ενότητα εξετάζεται η δυνατότητα του μοντέλου να προβλέψει την κατακόρυφη κατανομή των τροχιακών ταχυτήτων σε δύο οριζόντιες διαστάσεις x και y τόσο για μονοχρωματικούς όσο και σύνθετους Jonswar κυματισμούς. Τα αποτελέσματα που προέκυψαν από την εφαρμογή τους, συγκρίθηκαν με τις πειραματικές μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια εκπόνησης της παρούσας διατριβής στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών όπως αυτά περιγράφηκαν αναλυτικά στην §5.3.1.

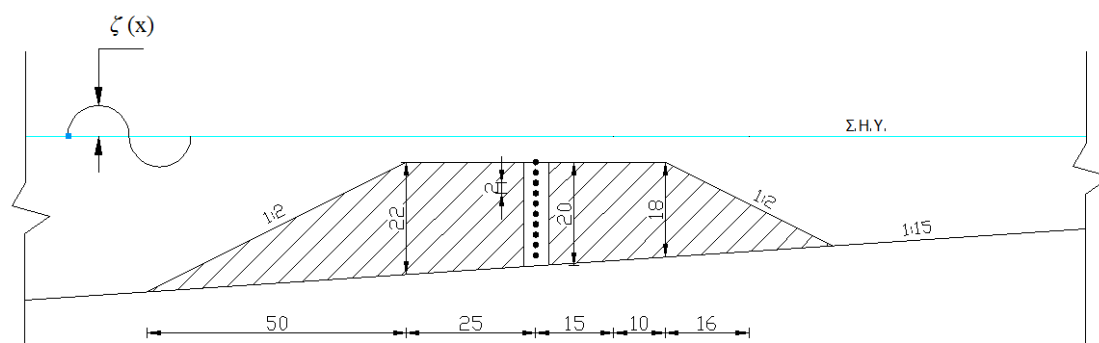
Τα κυματικά χαρακτηριστικά του κάθε σεναρίου είναι ίδια με αυτά που παρουσιάστηκαν στην προηγούμενη §7.2.2 και αφορούν περιπτώσεις μονοχρωματικών και σύνθετων θραυόμενων ή μη κυματισμών (**Πίνακας 7.2**). Οι τρισδιάστατες (3D) μετρήσεις τροχιακών ταχυτήτων (V_x , V_y , V_z) ελήφθησαν μέσω του επιστημονικού οργάνου ADV σε δύο θέσεις (διατομές) στο εσωτερικό του πορώδους κυματοθραύστη, η πρώτη στο μέσο κατά πλάτος του και η δεύτερη στο ακρομύλιο. Σε κάθε μία από αυτές τις θέσεις/διατομές ελήφθησαν συνολικά 10 μετρήσεις καθ' ύψος σε σημεία μέτρησης που είχαν κατακόρυφες αποστάσεις μεταξύ τους 2 cm. Η συχνότητα καταγραφής του οργάνου ήταν 50 Hz και η συνολική διάρκεια των καταγραφών των μονοχρωματικών κυματισμών ήταν 3 min και των σύνθετων

Jonswap 10 min. Να σημειωθεί πως δεδομένου ότι το αριθμητικό μοντέλο mCM14 είναι δισδιάστατο, η σύγκριση του υπολογιστικού μοντέλου με τα πειραματικά δεδομένα έγινε για τις τροχιακές ταχύτητες στις δύο οριζόντιες διαστάσεις x και y .

Παρακάτω, στο **Σχήμα 7.17** δίδεται η κάτοψη των θέσεων μέτρησης των τροχιακών ταχυτήτων, όπου η θέση (I) βρίσκεται στο κέντρο της ύφαλης κατασκευής ενώ η θέση (II) βρίσκεται στο ακρομύλιο. Στο επόμενο **Σχήμα 7.18** απεικονίζεται η διατομή της κεντρικής θέσης (I) όπου φαίνονται τα καθ' ύψος σημεία μέτρησης. Τα ίδια σημεία που απεικονίζονται σε αυτό το σκαρίφημα, αφορούν και τη θέση στο ακρομύλιο.

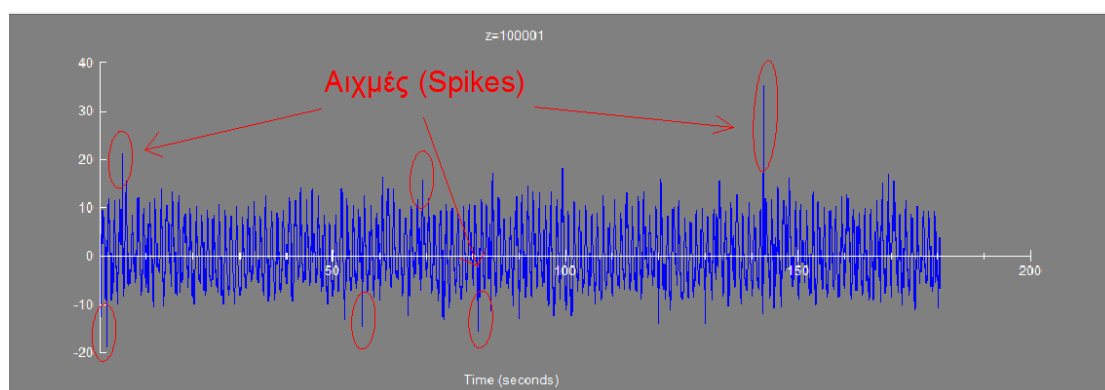


Σχήμα 7.17 Κάτοψη των διατομών μέτρησης των στιγμιαίων τροχιακών ταχυτήτων, μήκη σε cm. I: Θέση Κεντρική, II: Θέση Ακρομύλιο. Μήκη σε cm.



Σχήμα 7.18 Διατομή στη Θέση (I) όπου φαίνονται τα σημεία ● μέτρησης των ταχυτήτων καθ' ύψος. Μήκη σε cm.

Οι στιγμιαίες μετρήσεις των χρονοσειρών ταχυτήτων, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως αλλά και αναλυτικά στην §5.3.1, ελήφθησαν μέσω του οργάνου ADV. Γενικότερα, τα όργανα ADV αποτελούν ιδιαίτερα αξιόπιστα όργανα μετρήσεων που όμως παρουσιάζουν ορισμένα μειονεκτήματα. Το κυριότερο από αυτά είναι οι αιχμές (Spikes) που εμφανίζονται στις κορυφές μιας καταγεγραμμένης χρονοσειράς (**Σχήμα 7.19**) εξαιτίας της παραποίησης (*aliasing*) του οργάνου αλλά και λόγω εγκλωβισμού φυσαλίδων αέρα στην υδάτινη μάζα, δημιουργώντας έτσι παρεμβολές κατά τη διαδικασία μέτρησης (βλ. Nikora and Goring, 1998; Voulgaris and Trowbridge, 1998; Longo 2006). Μία τέτοια κατάσταση δύναται να προκληθεί από τη θραύση των κυματισμών και την μετέπειτα είσοδο φυσαλίδων αέρα στο σημείο μέτρησης καθώς και από τα ανακλώμενα όρια σε ιδιαίτερα πολύπλοκες γεωμετρίες, όπως είναι το εσωτερικό του πορώδους Υ.Κ.

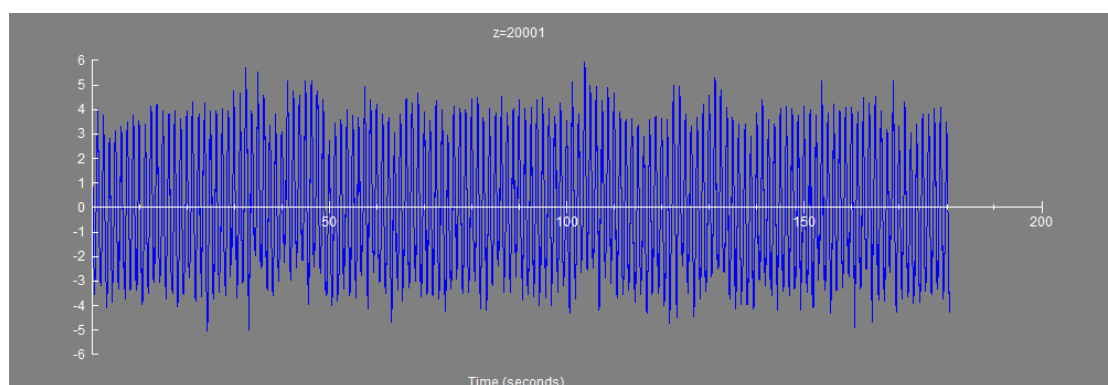


Σχήμα 7.19 Καταγεγραμμένη από το ADV χρονοσειρά ταχυτήτων v_x για το σενάριο 3, Θέση (I), απόσταση από τον πυθμένα $z'=10$ cm, όπου απεικονίζονται ενδεικτικά ορισμένες αιχμές της καταγραφής. Μονάδες ταχυτήτων σε cm/s

Έτσι, το πρόβλημα σε αυτές τις περιπτώσεις, έγκειται στο γεγονός ότι ορισμένες διακυμάνσεις που προκαλούνται από την παραποίηση του οργάνου (*Doppler aliasing*) καθώς και από τις φυσαλίδες αέρα, ενδέχεται να είναι σχετικά μικρές και να δίνεται η εντύπωση πως πρόκειται για φυσιολογικές διακυμάνσεις της χρονοσειράς ταχυτήτων. Στις

περιπτώσεις που εξετάστηκαν κατά την πειραματική διαδικασία, οι αιχμές που δημιουργούνται κατά την καταγραφή του οργάνου, κατά βάση δεν ήταν έντονες (**Σχήμα 7.20**).

Προκειμένου να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα των αιχμών (Spikes) και να “καθαριστούν” όλες οι χρονοσειρές των τροχιακών ταχυτήτων, εφαρμόστηκε η 3D Phase-Space Despiking Method που αναπτύχθηκε από τους Goring and Nikora (2002) και επαληθεύτηκε από τους Mori *et al.* (2007). Η μέθοδος αυτή αποτελεί τον πιο διαδεδομένο και αξιόπιστο τρόπο αφαίρεσης αιχμών από μία χρονοσειρά που προκύπτει από όργανο μέτρησης ADV και έχει εφαρμοστεί από πλήθος ερευνητών με πιο πρόσφατους τους Chen and Wang (2015).



Σχήμα 7.20 Καταγεγραμμένη από το ADV χρονοσειρά ταχυτήτων v_x για το σενάριο 1, Θέση (I), απόσταση από τον πυθμένα $z'=2$ cm. Μονάδες ταχυτήτων σε cm/s.

Η μέθοδος αυτή των Goring and Nikora (2002) συνίσταται στην λογική του να εντοπιστεί η αιχμή, να αφαιρεθεί και να αντικατασταθεί στη συνέχεια η τιμή της από τον μέσο όρο των εκατέρωθεν τιμών της. Συνοπτικά η διαδικασία αυτή και που ακολουθήθηκε στην παρούσα διατριβή είναι:

- υπολογίζονται τα διαφορικά πρώτης και δεύτερης τάξης μεταξύ διαδοχικών μετρήσεων ως:

$$\Delta v_i = (u_{i+1} - u_{i-1})/2 \quad (7.4)$$

$$\Delta^2 v_i = (\Delta u_{i+1} - \Delta u_{i-1})/2 \quad (7.5)$$

- Υπολογίζονται οι τυπικές αποκλίσεις σ_v , $\sigma_{\Delta v}$ και $\sigma_{\Delta^2 v}$ (όπου v είναι η εκάστοτε τροχιακή ταχύτητα που μετράται) καθώς και ένας κατάλληλος συντελεστής λ_V (*Universal threshold*) που δίνεται από:

$$\lambda_V = \sqrt{2 \ln n} \quad (7.6)$$

όπου:

λ_V είναι ο *universal threshold* και n είναι ο αριθμός των δεδομένων της χρονοσειράς.

- Υπολογίζεται η γωνία περιστροφής το κύριου άξονα $\Delta^2 v_i$ συναρτήσει του v_i χρησιμοποιώντας τη σχέση:

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\sum v_i \Delta^2 v_i}{\sum v_i^2} \right) \quad (7.7)$$

Σημειώνεται ότι για Δv_i συναρτήσει του v_i και $\Delta^2 v_i$ συναρτήσει του Δv_i , η γωνία θ είναι μηδέν λόγω συμμετρίας.

- Για κάθε ένα ζεύγος μεταβλητών, υπολογίστηκε η έλλειψη η οποία έχει μέγιστα και ελάχιστα ως εξής: για το Δv_i συναρτήσει του v_i ο κύριος άξονας είναι $\lambda_V \sigma_v$ και ο δευτερεύων $\lambda_V \sigma_{\Delta v}$; για το $\Delta^2 v_i$ συναρτήσει του Δv_i ο κύριος άξονας είναι ο $\lambda_V \sigma_{\Delta v}$ και ο δευτερεύων $\lambda_V \sigma_{\Delta^2 v}$; για το $\Delta^2 v_i$ συναρτήσει του v_i ο κύριος και ο δευτερεύων άξονας, a και b αντίστοιχα, μπορεί να δοθεί ως λύση του παρακάτω συστήματος:

$$(\lambda_V \sigma_v)^2 = a^2 \cos^2 \theta + b^2 \sin^2 \theta \quad (7.8)$$

$$(\lambda_V \sigma_{\Delta^2 v})^2 = a^2 \sin^2 \theta + b^2 \cos^2 \theta \quad (7.9)$$

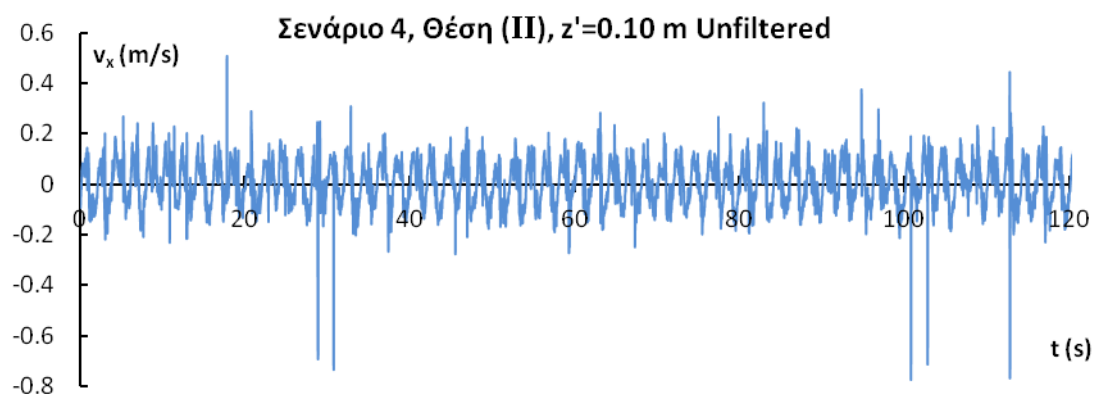
όπου θ η γωνία που υπολογίζεται από την Εξ. (7.7).

Με τον τρόπο σχηματίζονται ελλείψεις με άξονες που εξαρτώνται από τα παραπάνω. Όσες τιμές του νέφους των 3 αυτών μεταβλητών v_i , Δv_i και $\Delta^2 v_i$ βρίσκονται έξω από τα όρια των ελλείψεων αυτών (3 κριτήρια ήτοι 3 ελλείψεις για κάθε χρονοσειρά) θεωρήθηκαν αιχμές (Spikes), άρα μη πραγματικές μετρήσεις οι οποίες αντικαταστάθηκαν από το μέσο όρο των εκατέρωθεν τιμών της εκάστοτε χρονοσειράς. Μετά την αντικατάσταση των τιμών αυτών, η διαδικασία επαναλαμβανόταν και αν εξακολουθούσαν να παραμένουν κάποιες μετρήσεις εκτός των ελλείψεων που είχαν υπολογιστεί, αυτές απαλείφονταν με διαδοχικές επαναλήψεις της μεθόδου.

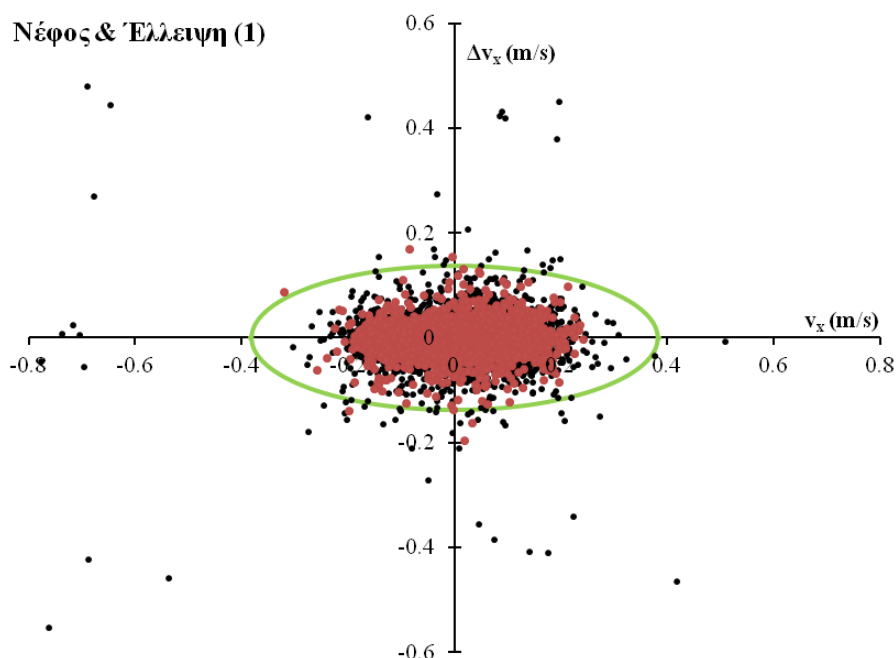
Στη συνέχεια ακολουθεί ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα για το σενάριο 4 που αφορά μονοχρωματικό κυματισμό στη Θέση (II) και σημείο μέτρησης $z'=10$ cm (όπου z' από εδώ και στο εξής θεωρείται η απόσταση από τον πυθμένα) στο εσωτερικό του Υ.Κ. στο οποίο απεικονίζονται τα 3 νέφη που προκύπτουν με τις χαρακτηριστικές τους ελλείψεις.

Αρχικά, στο επόμενο **Σχήμα 7.21** απεικονίζεται στην πρωτογενή της μορφή μία ενδεικτική χρονοσειρά τροχιακών ταχυτήτων όπως προέκυψε από την καταγραφή του οργάνου ADV. Στο σχήμα αυτό φαίνονται ξεκάθαρα ορισμένες αιχμές οι οποίες αφαιρέθηκαν με την

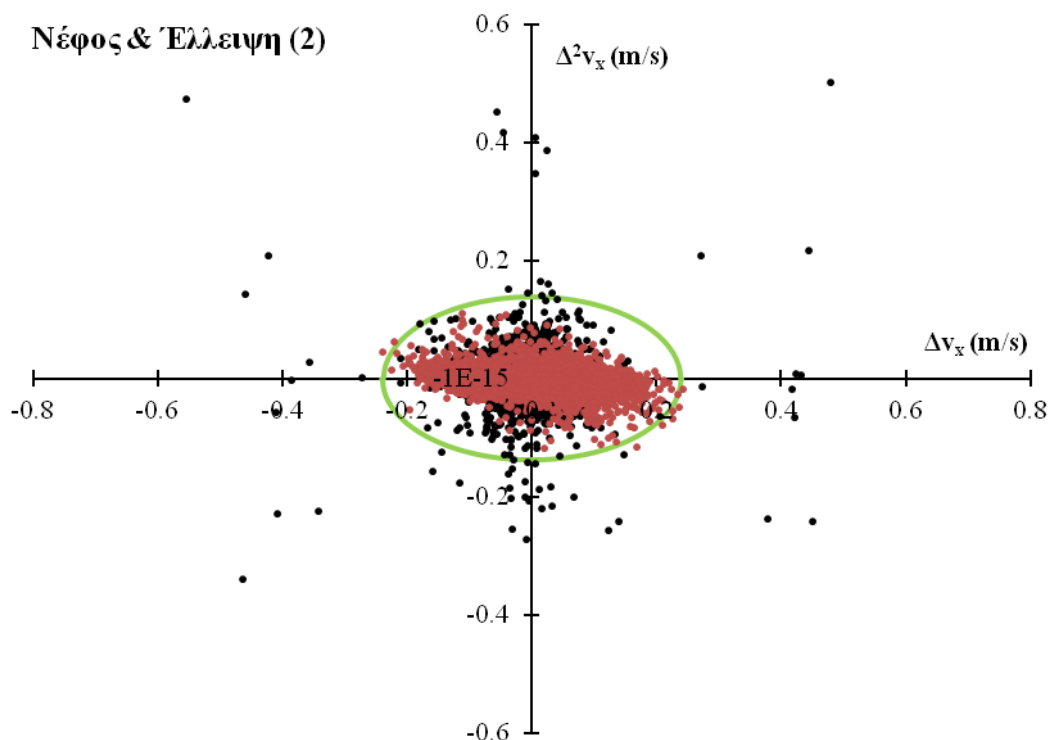
διαδικασία που εξηγήθηκε προηγουμένως. Δημιουργήθηκαν έτσι οι 3 ελλείψεις και όσες τιμές των μεταβλητών v_i , Δv_i και $\Delta^2 v_i$ βρίσκονταν εκτός των ελλείψεων αυτών (μαύρες κουκίδες από **Σχήμα 7.22** έως **Σχήμα 7.24**) αντικαταστάθηκαν με το μέσο όρο των εκατέρωθεν τιμών της χρονοσειράς (κόκκινες κουκίδες **Σχήμα 7.22** έως **Σχήμα 7.24**). Η φιλτραρισμένη/καθαρισμένη καταγραφή η οποία και μπορούσε πλέον να συγκριθεί με τα αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου mCM14 απεικονίζεται στο **Σχήμα 7.25**. Η ίδια διαδικασία ακολουθήθηκε σε όλα τα σημεία μέτρησης και στις δύο θέσεις (I) και (II) του Υ.Κ. για όλα τα σενάρια του **Πίνακας 7.2**.



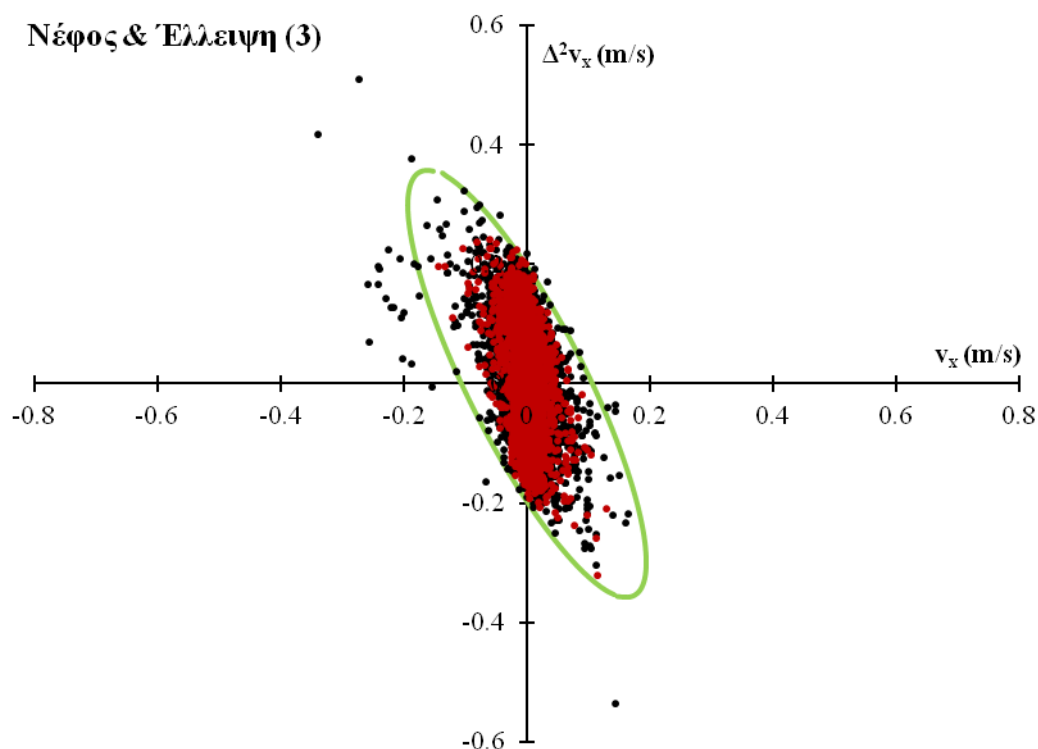
Σχήμα 7.21 Ενδεικτική χρονοσειρά τροχιακών ταχυτήτων αφιльтраριστής από αιχμές, Σενάριο 4, Θέση (II), σημείο μέτρησης $z'=10$ cm για την ταχύτητα v_{sx} στη διεύθυνση x των κυματισμών.



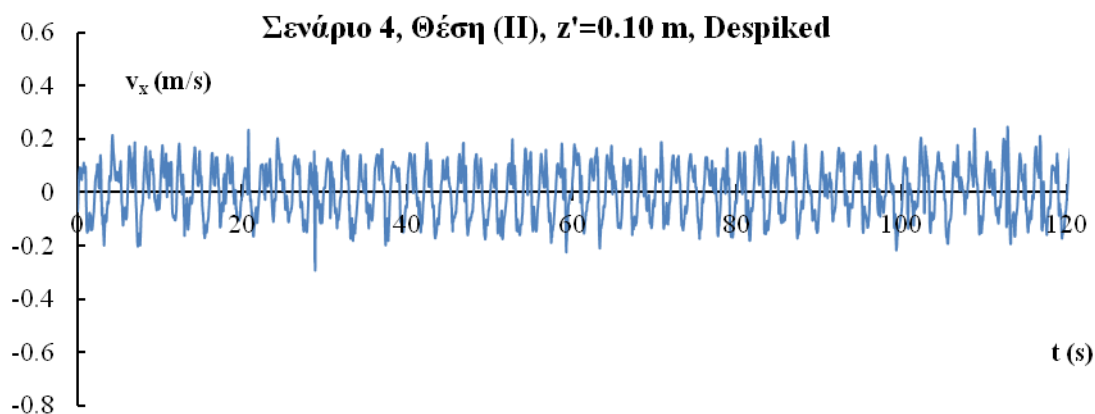
Σχήμα 7.22 Νέφος και έλλειψη που προκύπτει κατά την εφαρμογή της μεθόδου 3D Phase-Space Despiking για Δv_{sx} συναρτήσεως του v_{sx} . Με μαύρο (●): οι μεταβλητές που προκύπτουν από αφιльтраριστή χρονοσειρά και με κόκκινο (●) έπειτα από αφαίρεση των αιχμών.



Σχήμα 7.23 Νέφος και έλλειψη που προκύπτει κατά την εφαρμογή της μεθόδου 3D Phase-Space Despiking για $\Delta^2 v_{sx}$ συναρτήσεως του Δv_{sx} . Με μαύρο (●): οι μεταβλητές που προκύπτουν από αφιλτράριστη χρονοσειρά και με κόκκινο (●) έπειτα από αφαίρεση των αιχμών.



Σχήμα 7.24 Νέφος και έλλειψη που προκύπτει κατά την εφαρμογή της μεθόδου 3D Phase-Space Despiking για $\Delta^2 v_{sx}$ συναρτήσεως του v_{sx} . Με μαύρο (●): οι μεταβλητές που προκύπτουν από αφιλτράριστη χρονοσειρά και με κόκκινο (●) έπειτα από αφαίρεση των αιχμών.



Σχήμα 7.25 Τελική χρονοσειρά τροχιακών ταχυτήτων αφαιρουμένης των αιχμών, Σενάριο 4, Θέση (II), απόσταση από τον πυθμένα $z'=10$ cm για ταχύτητα v_{sx} στη διεύθυνση x των κυματισμών.

Μονοχρωματικοί κυματισμοί

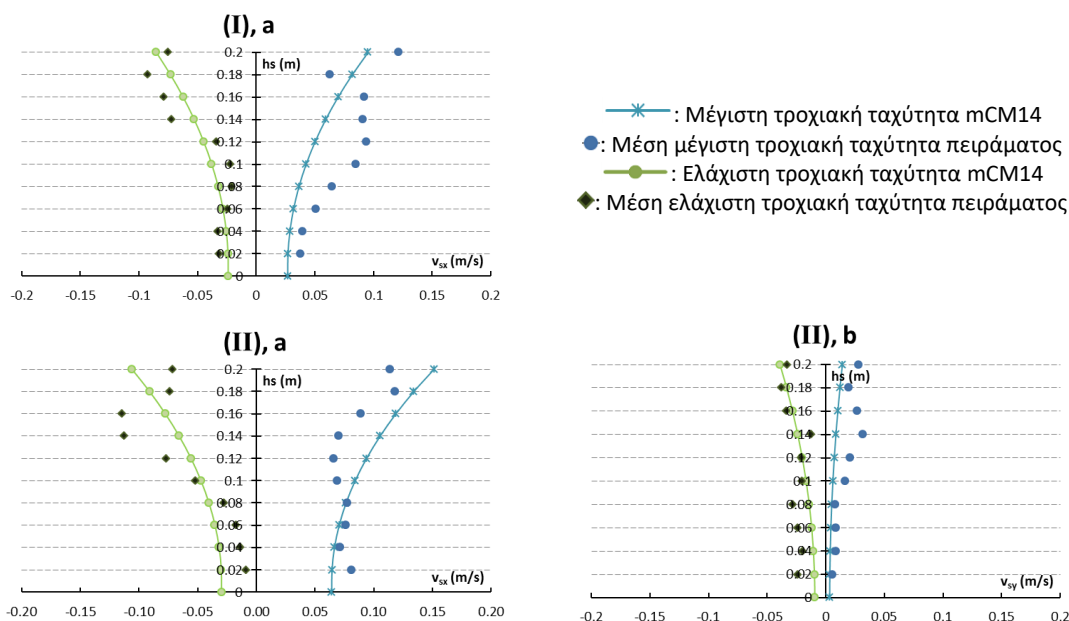
Αρχικά στην παρούσα ενότητα παρουσιάζεται η σύγκριση του αριθμητικού μοντέλου και των πειραματικών καταγραφών για τους μονοχρωματικούς κυματισμούς (σενάριο P1 έως P4). Όσον αφορά την εφαρμογή του αριθμητικού μοντέλου οι επιμέρους παράμετροι είναι οι ίδιες με αυτές που αναφέρονται στην §7.2.2. Άλλωστε, η εφαρμογή του υπολογιστικού μοντέλου είναι κοινή τόσο για την ανύψωση στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας όσο και για την πρόβλεψη των τροχιακών ταχυτήτων.

Παρόλαυτα, εν συντομία και για λόγους διευκόλυνσης του αναγνώστη αναφέρεται ότι το χωρικό και χρονικό βήμα στην παρούσα περίπτωση είναι $\Delta x = \Delta y = 0.05$ m και $\Delta t = 0.01$ s αντίστοιχα, ενώ η τιμή του πορώδους και η μέση διάμετρος των λίθων του κυματοθραύστη εισήχθησαν στο αριθμητικό μοντέλο ίσες με $\varphi = 0.50$ και $d_{50} = 0.05$ m αντίστοιχα. Η βαθυμετρία του αριθμητικού προσομοιώματος όπου απεικονίζονται οι αριθμοί των υπολογιστικών κόμβων φαίνεται στο **Σχήμα 7.8** της §7.2.2. Απορροφητικά όρια χρησιμοποιήθηκαν ανάντη και κατόντη του υπολογιστικού πεδίου (κατά τη x διεύθυνση των κυματισμών) και ανακλαστικά όρια στα πλευρικά τοιχώματα.

Η σύγκριση μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των αποτελεσμάτων του μοντέλου mCM14 και για τα 4 κυματικά σενάρια μονοχρωματικών κυματισμών, (2 από αυτά μη θραυόμενα και 2 θραυόμενα κύματα) φαίνεται στα παρακάτω διαγράμματα (**Σχήμα 7.26** έως **Σχήμα 7.29**). Στα σχήματα αυτά απεικονίζεται η καθ' ύψος κατανομή τόσο των μέγιστων όσο και των ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων που προέκυψαν από το μοντέλο mCM14 σε σύγκριση με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις των μέσων μέγιστων και

μέσων ελάχιστων ταχυτήτων αφού προηγήθηκε, όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, η αφαίρεση των αιχμών με τη μέθοδο των Goring and Nikora (2002). Πιο συγκεκριμένα, στο **Σχήμα 7.26** απεικονίζεται η κατανομή των μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων για την περίπτωση μη θραυόμενου βραχέος κυματισμού (σενάριο P1), στο **Σχήμα 7.27** η περίπτωση μη θραυόμενου σχετικά μακρού κυματισμού (σενάριο P2), στο **Σχήμα 7.28** η περίπτωση θραυόμενου βραχέος κυματισμού (σενάριο P3) και τέλος στο **Σχήμα 7.29** η περίπτωση θραυόμενου σχετικά μακρού κυματισμού (σενάριο P4). Επιπλέον, στο **Σχήμα 7.30** παρουσιάζεται ενδεικτικά σύγκριση της χρονοσειράς των τροχιακών ταχυτήτων που προκύπτουν από το αριθμητικό μοντέλο και των πειραματικών δεδομένων για το σενάριο #3 που αφορά θραυόμενο βραχύ κυματισμό στις θέσεις (I) και (II) του Υ.Κ. στο σημείο μέτρησης $z'=10$ cm εντός του Υ.Κ.

Επιπρόσθετα, για πληρέστερη ανάλυση βρέθηκε η απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του μοντέλου με τα αντίστοιχα του πειράματος σε όλα τα σημεία μέτρησης καθ' ύψος τόσο για τη θέση (I) όσο και τη θέση (II) με τα συγκριτικά αποτελέσματα να φαίνονται στους αντίστοιχους κάθε σεναρίου πίνακες (**Πίνακας 7.11** έως **Πίνακας 7.14**). Θα πρέπει να σημειωθεί πως σε καθένα από τα παρακάτω διαγράμματα (**Σχήμα 7.26** έως **Σχήμα 7.29**) το (I),a αφορά την καθ' ύψος κατανομή των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων στη διεύθυνση x των κυματισμών στη θέση που βρίσκεται στο κέντρο του Υ.Κ., το (II),a αφορά την καθ' ύψος κατανομή των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων στη διεύθυνση x των κυματισμών στη θέση που βρίσκεται στο ακρομώλιο του Υ.Κ. ενώ το (II),b αφορά την καθ' ύψος κατανομή των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων στη διεύθυνση y των κυματισμών στην θέση που βρίσκεται επίσης στο ακρομώλιο του Υ.Κ. και ουσιαστικά προκύπτει από την περίθλαση των κυματισμών. Ωστόσο, δεν παρουσιάζεται κατανομή που να αφορά τις τροχιακές ταχύτητες στη διεύθυνση y των κυματισμών στη θέση που βρίσκεται στο κέντρο της κατασκευής, αφού οι ταχύτητες στη διεύθυνση αυτή είναι σχεδόν μηδενικές λόγω συμμετρίας της διάταξης δεδομένου ότι η διάδοση των κυματισμών είναι κάθετη στην ακτογραμμή.



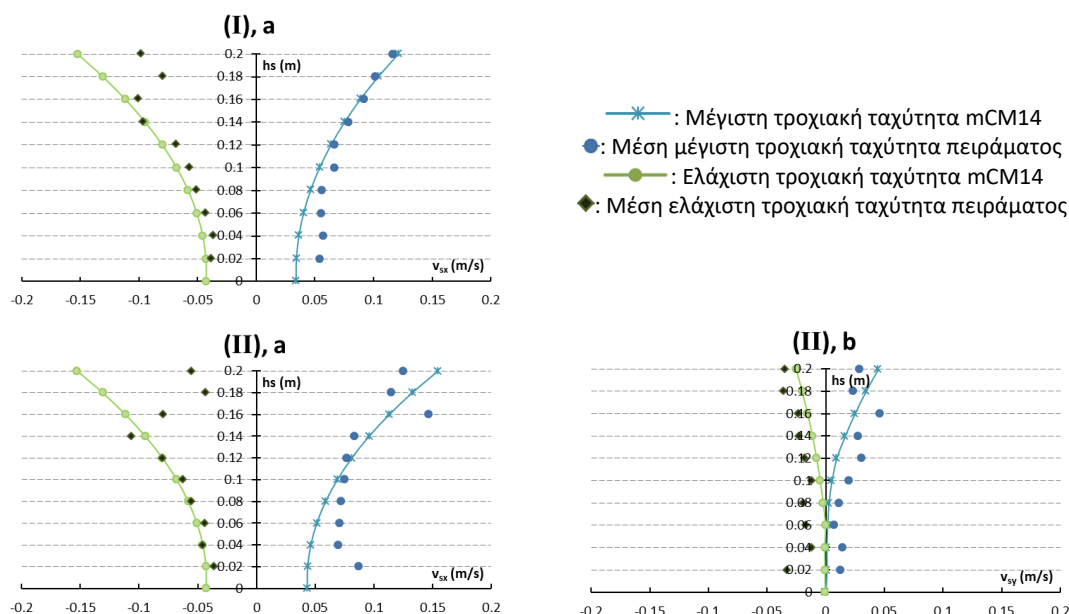
Σχήμα 7.26 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P1: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομύλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.11 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P1.

z'	(I),a		(II),a		(II),b	
	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων
$z'=0.20$	-21.45	13.44	33.13	48.18	-49.49	40.49
$z'=0.18$	30.09	-21.12	13.27	23.09	-39.22	5.23
$z'=0.16$	-24.25	-20.91	33.27	-32.46	-42.06	1.10
$z'=0.14$	-34.92	-26.68	50.72	-41.50	-52.89	127.09
$z'=0.12$	-46.72	30.72	42.59	-27.30	-44.70	14.96
$z'=0.10$	-49.85	70.13	22.24	-9.28	-43.36	-2.09
$z'=0.08$	-43.68	54.61	-1.05	46.17	-36.82	-40.19
$z'=0.06$	-37.33	15.74	-7.48	88.43	-30.18	-40.70
$z'=0.04$	-27.21	-22.01	-7.04	88.25	-36.06	-36.85
$z'=0.02$	-28.58	-24.08	-20.50	89.20	-30.86	-52.12
Μέση** απόκλιση (%) καθ' ύψος	34.41	29.64	23.12	38.28	36.56	36.08

* z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή



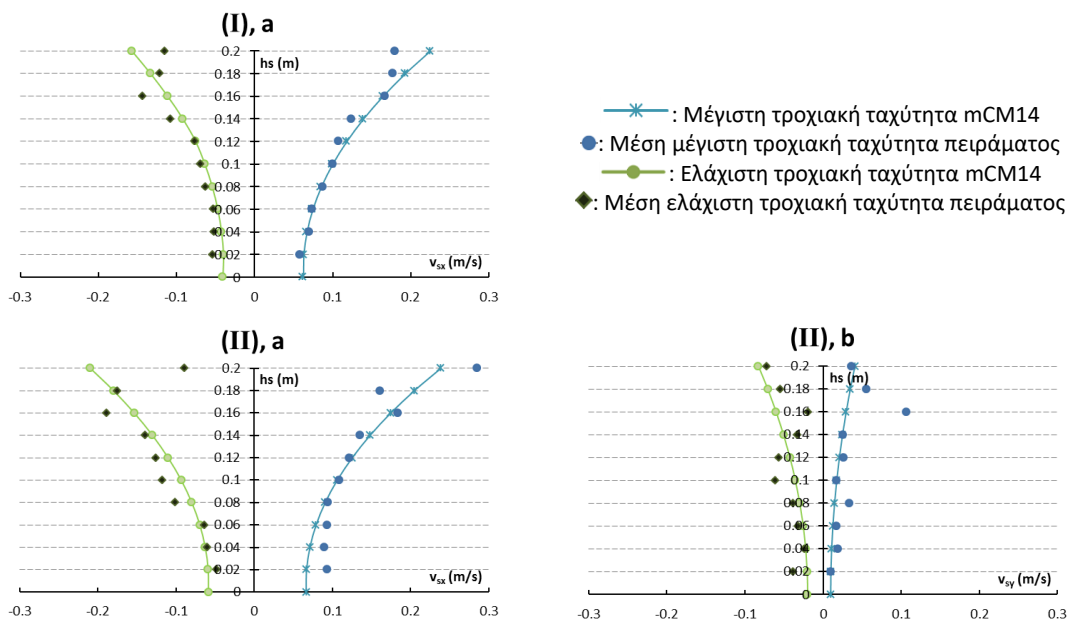
Σχήμα 7.27 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.12 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2.

z'	(I),a		(II),a		(II),b	
	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων
z'=0.20	3.90	55.21	23.97	98.47	35.94	-25.47
z'=0.18	2.60	64.28	15.29	100.47	37.48	-43.14
z'=0.16	-3.56	10.38	-22.80	40.89	-36.12	-32.96
z'=0.14	-4.60	-2.22	14.95	-11.11	-39.05	-38.80
z'=0.12	-4.56	17.35	5.84	0.36	-48.97	-35.96
z'=0.10	-18.94	19.05	-8.54	8.10	-43.45	-39.23
z'=0.08	-17.32	13.05	-18.08	5.18	-45.53	-37.63
z'=0.06	-27.08	17.35	-27.67	15.87	-76.90	-47.55
z'=0.04	-36.50	24.05	-33.55	-0.48	-64.22	-41.88
z'=0.02	-36.63	12.00	-50.05	19.72	-61.77	-47.52
Μέση απόκλιση (%) καθ' ύψος	15.56	23.05	22.07	30.05	34.26	39.02

*z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή



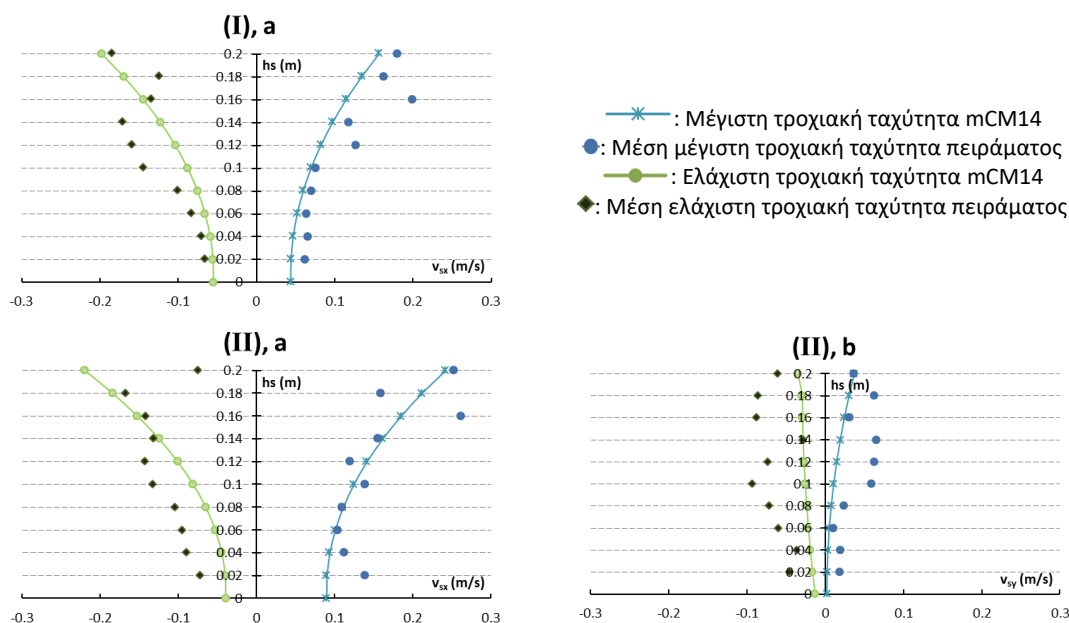
Σχήμα 7.28 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P3: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομύλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.13 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P3.

z'	(I),a		(II),a		(II),b	
	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων
$z'=0.20$	25.26	37.91	-16.17	134.70	12.04	14.18
$z'=0.18$	9.48	10.08	27.31	2.66	-37.06	28.16
$z'=0.16$	-1.42	-22.09	-5.10	-18.78	-72.43	209.04
$z'=0.14$	12.69	-14.29	9.24	-6.87	-3.35	54.20
$z'=0.12$	10.39	-0.62	2.90	-12.44	-21.48	-24.99
$z'=0.10$	0.15	-7.35	-2.61	-20.48	2.30	-42.11
$z'=0.08$	-1.19	-11.98	-3.57	-21.38	-56.88	-21.50
$z'=0.06$	1.32	-9.29	-15.52	8.63	-29.38	-20.13
$z'=0.04$	-4.21	-16.31	-20.48	4.61	-42.54	-8.31
$z'=0.02$	8.92	-24.33	-28.38	22.44	-2.39	-46.64
Μέση απόκλιση (%) καθ' ύψος	7.05	15.42	13.12	21.23	27.98	38.45

* z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή



Σχήμα 7.29 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P4: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.14 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P4.

z'	(I),a		(II),a		(II),b	
	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) μέγιστων ταχυτήτων	Απόκλιση (%) ελάχιστων ταχυτήτων
$z'=0.20$	-13.31	6.88	-4.23	194.51	0.68	-32.30
$z'=0.18$	-17.42	36.40	33.43	10.63	-31.42	-45.43
$z'=0.16$	-42.50	7.30	-29.30	8.19	-21.13	-46.93
$z'=0.14$	-17.90	-28.61	4.09	-4.83	-50.94	-0.86
$z'=0.12$	-35.49	-34.92	18.11	-28.57	-46.82	-43.16
$z'=0.10$	-7.81	-39.21	-10.04	-38.45	-51.94	-32.64
$z'=0.08$	-14.76	-25.22	1.25	-37.21	-58.70	-46.81
$z'=0.06$	-18.54	-21.24	-2.69	-43.85	-42.60	-44.22
$z'=0.04$	-28.40	-15.95	-16.21	-49.80	-62.80	-47.97
$z'=0.02$	-29.30	-15.64	-35.13	-43.37	-47.24	-44.18
Μέση απόκλιση (%) καθ' ύψος	22.54	13.02	15.44	35.94	41.29	38.45

* z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή

Όπως διαπιστώνεται από τα διαγράμματα που αφορούν την κατανομή μέγιστων και ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. (Σχήμα 7.26 έως Σχήμα 7.29) αλλά και από τους αντίστοιχους πίνακες των αποκλίσεων (Πίνακας 7.11 έως Πίνακας 7.14) υπάρχει γενικά καλή συμφωνία ανάμεσα στα αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου mCM14 και των πειραματικών δεδομένων σε όλες τις θέσεις κατά μήκος του Υ.Κ., ήτοι στο μέσο της στέψης (Θέση I) και στο ακρομώλιο (Θέση II). Ορισμένες αποκλίσεις που υπάρχουν θεωρούνται αποδεκτές ιδιαίτερα αν αναλογιστεί κανείς την πολυπλοκότητα των

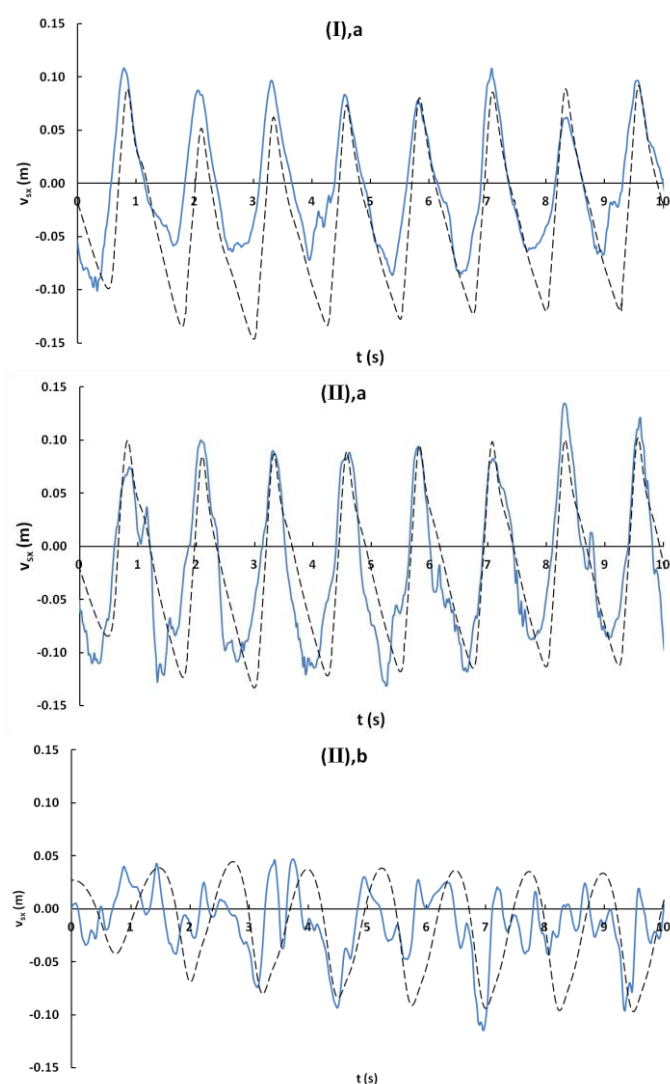
φαινομένων που συνυπάρχουν στο εσωτερικό μιας ύφαλης κατασκευής, ήτοι ροή στο πορώδες και ανακλάσεις μεταξύ των λιθορριπών στο εσωτερικό του πορώδους. Ωστόσο, στους παραπάνω πίνακες (**Πίνακας 7.11** έως **Πίνακας 7.14**) παρατηρείται ότι η μέση απόκλιση καθ' ύψος είναι σημαντική σε ορισμένες περιπτώσεις, κάτι όμως που δεν ανταποκρίνεται στην συνολική εικόνα ως προς την σύγκλιση μεταξύ μοντέλου και πειράματος αφού ο μέσος όρος των αποκλίσεων καθ' ύψος δύναται να επηρεαστεί από ορισμένα σημεία μέτρησης με μεγάλη απόκλιση. Αυτό φαίνεται οπτικά από στα παραπάνω σχήματα (**Σχήμα 7.26** έως **Σχήμα 7.29**)

Επιπρόσθετα, οι κατανομές των αριθμητικών αποτελεσμάτων κάθε σεναρίου, ακολουθούν τον ίδιο ρυθμό αλλαγής της κλίσης με τα πειραματικά δεδομένα, σε αντιστοιχία με τα αντίστοιχα μονοδιάστατα (βλ. §6.2) κάτι το οποίο μας επιτρέπει να θεωρήσουμε αποδεκτά τα αποτελέσματα του μοντέλου ασχέτως αν σε κάποιες περιπτώσεις υπάρχει απόκλιση μεταξύ μοντέλου και πειράματος η οποία μπορεί να φτάσει το 40% ως μέση απόκλιση καθ' ύψος μεταξύ των μέσων μέγιστων πειραματικών καταγραφών και των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων όπως προκύπτουν από το mCM14 (**Πίνακας 7.14**, περίπτωση (II),b). Έτσι, σε γενικές γραμμές τα αποτελέσματα του μοντέλου mCM14 ανταποκρίνονται επαρκώς στις πειραματικές καταγραφές που αφορούν τόσο περιπτώσεις θραυόμενων ή μη αλλά και βραχέων ή πιο μακρών κυματισμών.

Να σημειωθεί πως ένας επιπλέον λόγος για τις όποιες αποκλίσεις του μοντέλου με τις πειραματικές μετρήσεις οφείλονται και στην διάταξη των λιθορριπών κάτι που οδηγεί τοπικά σε διαφορετικό αρκετά πορώδες σε σύγκριση με το ενιαίο πορώδες ($\varphi=0.50$) που έχει εισαχθεί στους υπολογισμούς. Οι μεγαλύτερες αποκλίσεις πάντως εντοπίζονται στη θέση (II) στο ακρομώλιο στην ταχύτητα v_{sy} (στήλη II,b από **Πίνακας 7.11** έως **Πίνακας 7.14** και πάνελ II,b **Σχήμα 7.30**) που αφορά τροχιακή ταχύτητα στη διεύθυνση y των κυματισμών, με την τιμή της πειραματικής μέτρησης να απέχει έως και 42% από την αντίστοιχη του μοντέλου. Το αίτιο για αυτή την απόκλιση οφείλεται στην διάταξη της κατασκευής ήτοι στα πλευρικά όρια και στις ανακλάσεις των κυματισμών από αυτά. Κάτι που να μην έχει ληφθεί υπόψη στο αριθμητικό μοντέλο αλλά εκ του αποτελέσματος δεν φαίνεται να ανταποκρίνεται με την ίδια ακρίβεια με τις αντίστοιχες ταχύτητες που προκύπτουν στη διεύθυνση x , μιας και τα μοντέλα Boussinesq δεν δύναται να περιγράψουν επαρκώς ανάκλαση.

Όσον αφορά την ενδεικτική σύγκριση χρονοσειρών ταχυτήτων για μοντέλο και πείραμα σε μία θέση ενδεικτικά στο εσωτερικό της κατασκευής (**Σχήμα 7.30**) προκύπτει πως υπάρχει

σχετική συμφωνία ανάμεσα στα αποτελέσματα του μοντέλου mCM14 και των αντίστοιχων πειραμάτων. Οι αποκλίσεις που διαφαινούνται μπορούν να αποδοθούν στην εξαιρετικά σύνθετη γεωμετρία, όπως είναι το εσωτερικό του πορώδους μέσου, και εκεί αποδίδονται οι αποκλίσεις που εμφανίζονται. Γενικότερα όμως, λαμβάνοντας υπόψη την τόσο σύνθετη γεωμετρία του εσωτερικού, τα αποτελέσματα αυτά κρίνονται ως ένα βαθμό επαρκή αν και δεν μπορούμε να πούμε πως το αριθμητικό μοντέλο ανταποκρίνεται το ίδιο ικανοποιητικά με τις αντίστοιχες κατανομές που δύναται να προκύψουν. Άλλωστε, για περιβαλλοντικούς κυρίαρχα λόγους, σημαντικότερη είναι η κατανομή των μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων που δύναται να αναπτυχθούν στο εσωτερικό ενός υφάλου παρά οι χρονοσειρές τους.



Σχήμα 7.30 Χρονοσειρά τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P3 στο σημείο μέτρησης $z'=10$ cm. (—) πείραμα, (- -) mCM14. (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b χρονοσειρά οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Σύνθετοι κυματισμοί

Κατά τη διάρκεια των πειραμάτων στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής – Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών, πέραν των μονοχρωματικών σεναρίων πραγματοποιήθηκαν και πειραματικά σενάρια με σύνθετους (Jonswar) κυματισμούς (**Πίνακας 7.2**, σενάρια P5 έως P8), θραυόμενους ή μη, βραχείς ή σχετικά μακρείς και τα σημεία που πάρθηκαν οι μετρήσεις ήταν ίδια με αυτά των μονοχρωματικών σεναρίων (**Σχήμα 7.17** και **Σχήμα 7.18**) με την καταγεγραμμένη χρονοσειρά να αποτελείται από 30000 σημεία με χρονικό βήμα 0.02 s (συνολική χρονοσειρά 10 min).

Ομοίως, αντίστοιχα με τα μονοχρωματικά σενάρια των ταχυτήτων αλλά και αυτά των ανυψώσεων στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας (§7.2.2) που αναλύθηκαν προηγουμένως, το χωρικό και χρονικό βήμα, η βαθυμετρία της προσομοίωσης αλλά και οι γενικότερες παράμετροι αριθμητικής επίλυσης παρέμειναν ίδιες όπως προηγουμένως.

Προκειμένου να ελεγχθεί η ικανότητα του μοντέλου ως προς το να προβλέπει την κατακόρυφη κατανομή των τροχιακών ταχυτήτων στις 2 οριζόντιες διαστάσεις x και y για σύνθετους Jonswar κυματισμούς, χρησιμοποιήθηκε η μέση τετραγωνική τιμή των ταχυτήτων (RMS) που δίδεται από την παρακάτω Εξ. (7. 10):

Μέση τετραγωνική τιμή (RMS):

$$v_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (v_i)^2} \quad (7. 10)$$

Η σύγκριση της καθ' ύψος κατανομής των ταχυτήτων RMS που προκύπτουν από το αριθμητικό μοντέλο και των αντίστοιχων πειραμάτων παρουσιάζεται στα επόμενα διαγράμματα (**Σχήμα 7.31** έως **Σχήμα 7.34**). Επιπρόσθετα, στο **Σχήμα 7.35** παρουσιάζεται ενδεικτικά μία σύγκριση του φάσματος των τροχιακών ταχυτήτων μεταξύ μοντέλου και αντίστοιχων πειραματικών καταγραφών για το σενάριο P3 που αφορά θραυόμενο βραχύ κυματισμό στις θέσεις (I) και (II) του Υ.Κ. στο σημείο μέτρησης $z'=10$ cm στο εσωτερικό του Υ.Κ. Να σημειωθεί πως τα φάσματα αυτά προέκυψαν ως: στις καταγεγραμμένες από το ADV χρονοσειρές εφαρμόστηκε μετασχηματισμός Fast Fourier (FFT) και έτσι προέκυψαν τα φάσματα ταχυτήτων με $N=1024$ συχνότητες f_i με τις αντίστοιχες τιμές του φάσματος ταχυτήτων. Με την εφαρμογή του μοντέλου mCM14 υπολογίστηκαν οι χρονοσειρές των τροχιακών ταχυτήτων στη θέση $z'=10$ cm και εφαρμόστηκε ο ίδιος μετασχηματισμός Fast Fourier (FFT) που εφαρμόστηκε και στις χρονοσειρές των πειραματικών καταγραφών. Να σημειωθεί πάντως πως η κυματογεννήτρια κατά την αριθμητική προσομοίωση

τοποθετήθηκε στο υπολογιστικό πεδίο στη θέση του σταθμού (station) 1 (βλ. **Σχήμα 7.7**, §7.2.2), σε πλήρη αντιστοιχία με αυτά που περιγράφηκαν στην §7.2.2 *σύνθετοι κυματισμοί*.

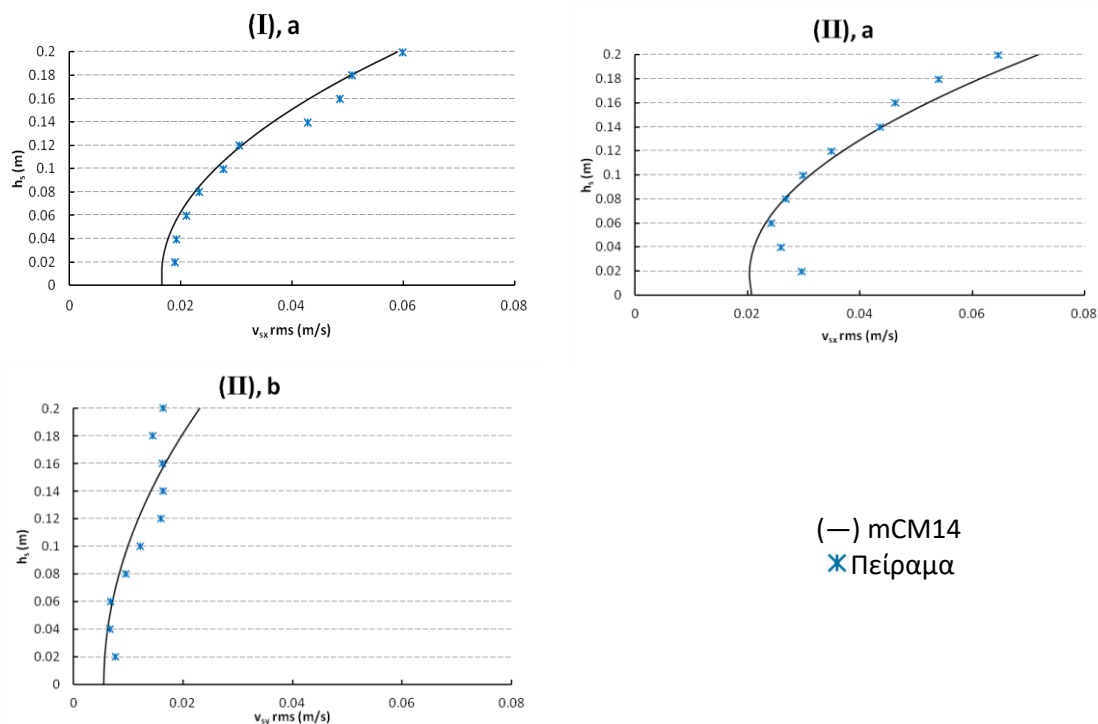
Στα επόμενα διαγράμματα (**Σχήμα 7.31** έως **Σχήμα 7.34**) φαίνονται συγκριτικά οι κατανομές των RMS ταχυτήτων στις θέσεις (I) και (II), δηλαδή στο κέντρο και στο ακρομύλιο αντίστοιχα και σε όλα τα σημεία μέτρησης καθ' ύψος. Πιο συγκεκριμένα, στο **Σχήμα 7.31** απεικονίζεται η κατανομή των RMS τροχιακών ταχυτήτων για την περίπτωση μη θραυόμενου βραχέος Jonswar κυματισμού (σενάριο P5), στο **Σχήμα 7.32** η περίπτωση μη θραυόμενου σχετικά μακρού Jonswar κυματισμού (σενάριο P6), στο **Σχήμα 7.33** η περίπτωση θραυόμενου βραχέος Jonswar κυματισμού (σενάριο P7) και τέλος στο **Σχήμα 7.34** η περίπτωση θραυόμενου σχετικά μακρού Jonswar κυματισμού (σενάριο P8).

Η σύγκριση των κατανομών RMS σε συνδυασμό με τους αντίστοιχους πίνακες απόκλισης (%) των τιμών μοντέλου-πειράματος (**Πίνακας 7.15** έως **Πίνακας 7.18**) έδειξαν εξαιρετική συμφωνία μεταξύ των πειραματικών καταγραφών και των αριθμητικών αποτελεσμάτων του μοντέλου mCM14 για όλα τα σενάρια Jonswar κυματισμών, τόσο για μη θραυόμενους κυματισμούς (σενάρια #5 και #6) όσο και για θραυόμενους κυματισμούς (σενάρια #7 και #8). Οι σχετικά μικρές αποκλίσεις εντοπίζονται στην οριζόντια ταχύτητα v_{sy} στη διεύθυνση y κατ' αντιστοιχία με αυτά που ειπώθηκαν στην περίπτωση των μονοχρωματικών σενάριων. Σε κάθε περίπτωση, οι αποκλίσεις αυτές, με μέγιστο σφάλμα 17%, θεωρούνται άκρως αποδεκτές αν αναλογιστεί κανείς το εξαιρετικά πολύπλοκο φαινόμενο της ροής εντός ενός πορώδους μέσου και της δυσκολίας περιγραφής πλήρους ανάκλασης από τα πλευρικά τοιχώματα της δεξαμενής.

Επιπρόσθετα, από την ενδεικτική σύγκριση των φασμάτων ταχυτήτων για το σενάριο #7 στις θέσεις (I) και (II) στο σημείο μέτρησης $z'=10$ cm στο εσωτερικό του Υ.Κ. **Σχήμα 7.35** φαίνεται πως το μοντέλο δύναται να περιγράψει με σχετική ακρίβεια τα φάσματα ταχυτήτων που προέκυψαν από τις χρονοσειρές του μοντέλου και του πειράματος.

Γενικότερα, η ακρίβεια του μοντέλου mCM14 με τις αντίστοιχες πειραματικές μετρήσεις σχετίζεται κυρίως με τα χαρακτηριστικά διασποράς και την τάξη της μη-γραμμικότητας. Όντως, στις βασικές εξισώσεις Boussinesq του μοντέλου διατηρούνται όροι έως $O(\varepsilon^3 \mu^2, \varepsilon \mu^4)$, καθιστώντας το μοντέλο ικανό να έχει εφαρμογή σε όλο το εύρος βαθών. Το γεγονός αυτό, σε συνδυασμό με την ενσωμάτωση στις βασικές εξισώσεις της επιπλέον εξίσωσης ορμής Darcy-Forchheimer που περιγράφει τη ροή στο πορώδες καθώς και την σχέση κατανομής των τροχιακών ταχυτήτων (βλ. §4.3) καθιστά το μοντέλο mCM14 ικανό να

προσομοιώνει τις υδροδυναμικές συνθήκες που αναπτύσσονται στο εσωτερικό ενός Υ.Κ. τόσο για μονοχρωματικούς όσο και σύνθετους κυματισμούς με σχετικά σύντομο υπολογιστικό χρόνο συγκριτικά με άλλα μοντέλα (πχ RANS) με αποδεκτά μάλιστα αποτελέσματα.



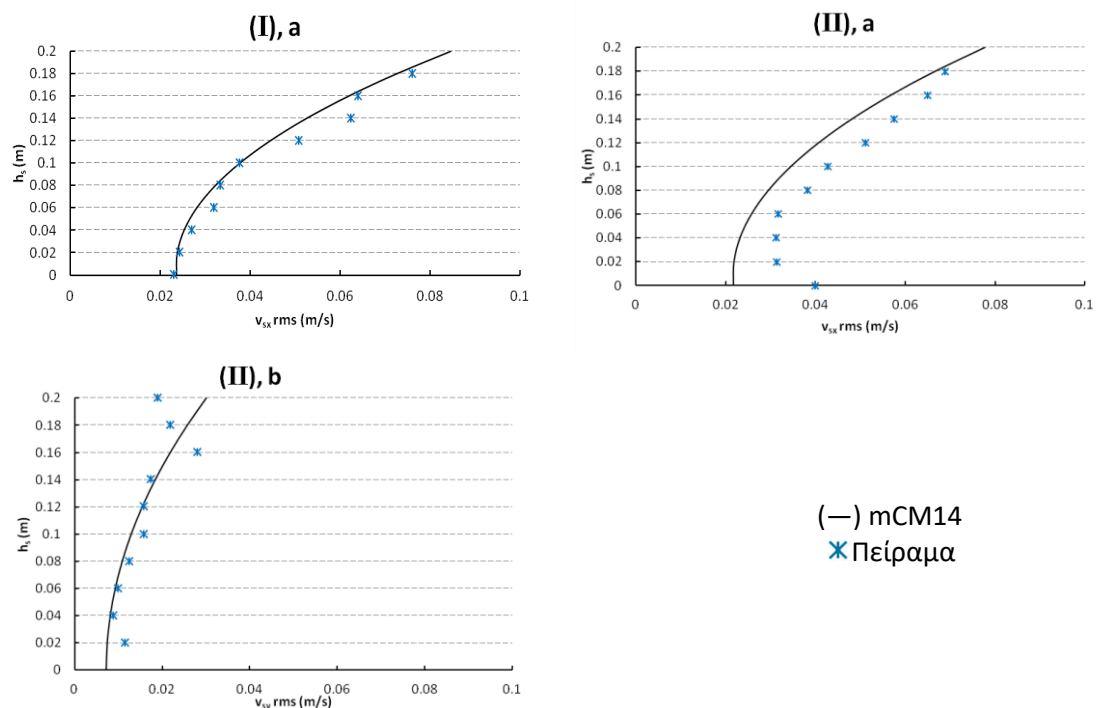
Σχήμα 7.31 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P5: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομύλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.15 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P5.

z'	(I),a	(II),a	(II),b
	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων
$z'=0.20$	-1.46	10.96	40.63
$z'=0.18$	-0.32	13.45	35.58
$z'=0.16$	-11.29	12.63	3.00
$z'=0.14$	-14.47	0.83	-13.91
$z'=0.12$	1.50	5.98	-26.29
$z'=0.10$	-4.96	4.17	-18.73
$z'=0.08$	-3.70	-0.96	-13.71
$z'=0.06$	-6.77	-4.35	3.62
$z'=0.04$	-8.17	-18.44	-8.00
$z'=0.02$	-11.95	-31.28	-26.21
Μέση απόκλιση (%) καθ' ύψος	6.46	10.31	18.97

* z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή



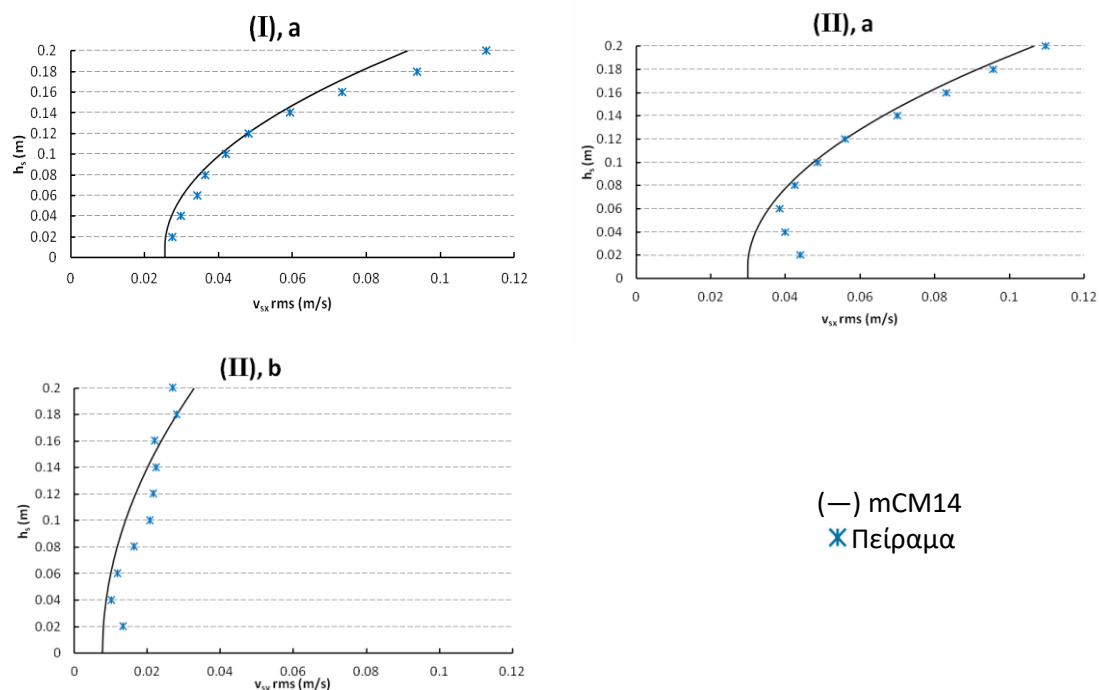
Σχήμα 7.32 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P6: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομήλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.16 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των gm τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P6.

z'	(I),a	(II),a	(II),b
	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων
$z'=0.20$	11.36	13.00	58.19
$z'=0.18$	13.74	2.65	17.63
$z'=0.16$	-0.56	-0.96	-22.06
$z'=0.14$	3.58	-5.61	5.29
$z'=0.12$	18.35	-4.35	-2.58
$z'=0.10$	13.43	-9.51	-18.46
$z'=0.08$	1.55	-6.38	-12.85
$z'=0.06$	4.24	-17.33	-7.27
$z'=0.04$	4.32	-25.62	-9.28
$z'=0.02$	3.72	-45.13	-36.23
Μέση απόκλιση (%) καθ' ύψος	7.49	13.05	18.98

* z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή



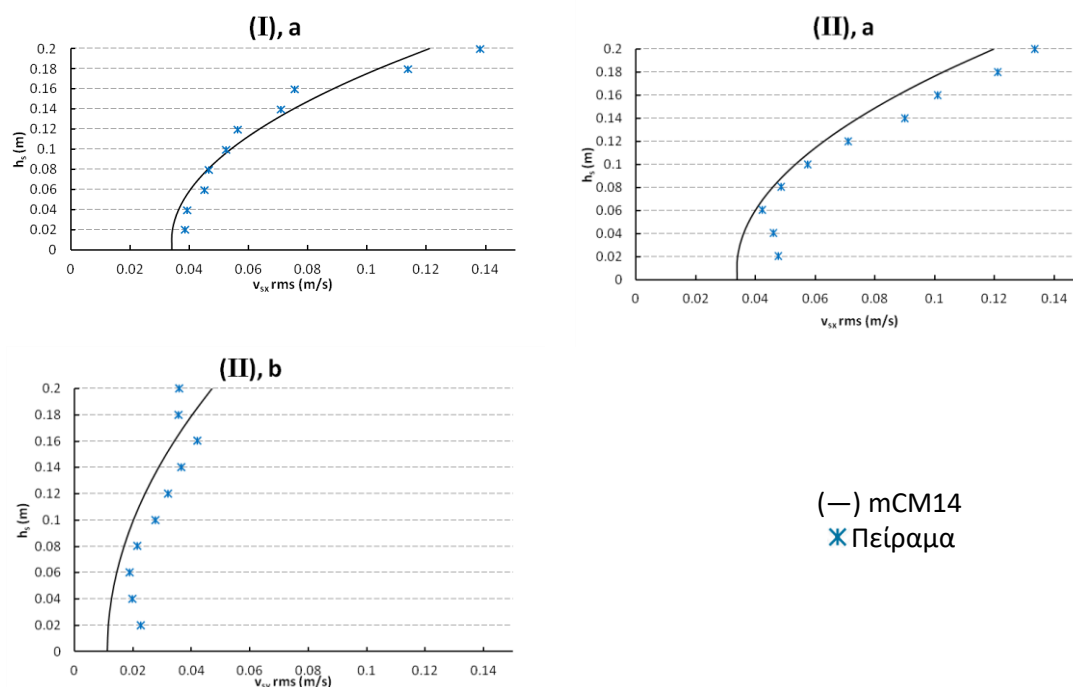
Σχήμα 7.33 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P7: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.17 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P7.

z'	(I),a	(II),a	(II),b
	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων
$z'=0.20$	-18.89	-2.86	21.76
$z'=0.18$	-16.55	-4.51	-0.10
$z'=0.16$	-9.18	-6.24	7.92
$z'=0.14$	-4.84	-5.74	-10.30
$z'=0.12$	-0.60	-0.24	-22.64
$z'=0.10$	-3.39	-2.42	-32.42
$z'=0.08$	-4.49	-4.48	-28.23
$z'=0.06$	-11.72	-7.90	-14.64
$z'=0.04$	-8.54	-20.28	-13.50
$z'=0.02$	-6.78	-31.71	-39.73
Μέση απόκλιση (%) καθ' ύψος	8.50	8.64	19.12

* z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή



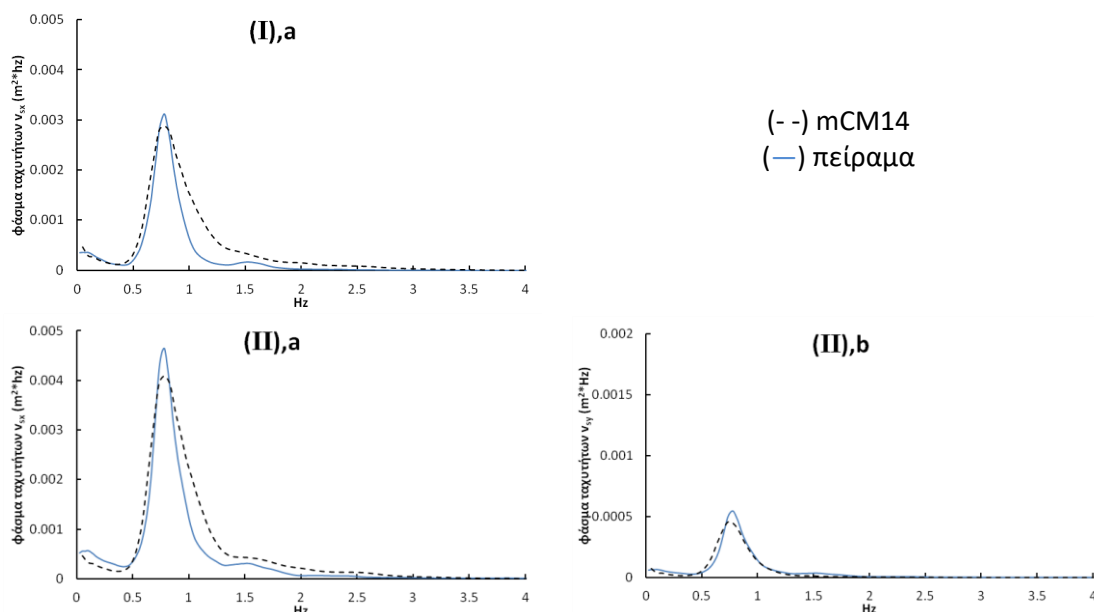
Σχήμα 7.34 Κατανομή rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P8: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Πίνακας 7.18 Απόκλιση (%) των αποτελεσμάτων του mCM14 και των πειραματικών δεδομένων των rms τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P8.

z'	(I),a	(II),a	(II),b
	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων	Απόκλιση (%) rms ταχυτήτων
$z'=0.20$	-12.42	-10.34	31.36
$z'=0.18$	-8.79	-15.13	13.46
$z'=0.16$	17.28	-13.34	-18.88
$z'=0.14$	5.85	-17.57	-21.27
$z'=0.12$	12.95	-11.39	-24.37
$z'=0.10$	2.70	-7.16	-27.48
$z'=0.08$	-0.63	-6.18	-21.06
$z'=0.06$	-10.54	-5.82	-23.75
$z'=0.04$	-7.58	-21.80	-36.07
$z'=0.02$	-11.00	-28.44	-48.98
Μέση απόκλιση (%) καθ' ύψος	8.97	13.72	16.67

* z' είναι η απόσταση από τον πυθμένα

**σε απόλυτη τιμή



Σχήμα 7.35 Φάσματα ταχυτήτων για το σενάριο P7 στο εσωτερικό του Υ.Κ. στο σημείο μέτρησης $z'=10$ cm. (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

7.4 Μοντέλο σε Φυσική Κλίμακα

Στην ενότητα αυτή επιχειρείται η προσομοίωση του πειράματος της Πάτρας, που παρουσιάστηκε σε προηγούμενες ενότητες (βλ. §5.3, §7.2.2 και §7.3.1), σε φυσική κλίμακα προκειμένου να ελεγχθεί αδρομερώς η ικανότητα του μοντέλου mCM14 να παράγει ικανοποιητικά αποτελέσματα σε πραγματικές διαστάσεις και μεγέθη.

Η περίπτωση που χρησιμοποιείται προκειμένου να ελεγχθεί το αριθμητικό μοντέλο είναι αυτή με τα κυματικά χαρακτηριστικά του σεναρίου P2 (**Πίνακας 7.2** της §7.2.2). Πρόκειται για μονοχρωματικό σχετικά μακρύ κυματισμό με ύψος κύματος στη θέση της πηγής (**Σχήμα 7.7** της §7.2.2) $H=0.045$ m και Περίοδο $T=2.00$ s. Τα πειραματικά δεδομένα όπως προέκυψαν από τις καταγραφές του οργάνου ADV κατά τη διάρκεια των μετρήσεων και αφορούν μέσες μέγιστες και ελάχιστες τροχιακές ταχύτητες απεικονίζονται στον παρακάτω πίνακα (**Πίνακας 7.19**).

Πίνακας 7.19 Πειραματικά δεδομένα μέσω των μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2 σε εργαστηριακή κλίμακα.

z' (m)	(I), v_{sx}		(II), v_{sx}		(II), v_{sy}	
	max (m/s)	min (m/s)	max (m/s)	min (m/s)	max (m/s)	min (m/s)
$z'=0.20$	0.1167	-0.0982	0.1249	-0.0556	0.0288	-0.0342
$z'=0.18$	0.1014	-0.0796	0.1152	-0.0432	0.0233	-0.0356
$z'=0.16$	0.0919	-0.1010	0.1466	-0.0792	0.0463	-0.0232
$z'=0.14$	0.0788	-0.0967	0.0835	-0.1065	0.0272	-0.0223
$z'=0.12$	0.0667	-0.0682	0.0768	-0.0798	0.0303	-0.0178
$z'=0.10$	0.0666	-0.0570	0.0754	-0.0628	0.0199	-0.0118
$z'=0.08$	0.0559	-0.0513	0.0720	-0.0553	0.0111	-0.0188
$z'=0.06$	0.0553	-0.0431	0.0711	-0.0437	0.0069	-0.0162
$z'=0.04$	0.0572	-0.0367	0.0697	-0.0458	0.0145	-0.0115
$z'=0.02$	0.0540	-0.0383	0.0873	-0.0359	0.0122	-0.0325

*όπου v_{sx} και v_{sy} είναι η ταχύτητα στο εσωτερικό του Υ.Κ. στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Προκειμένου να αναχθούν τα γεωμετρικά και υδροδυναμικά μεγέθη του σεναρίου P2 σε φυσική κλίμακα επιλέγεται ομοιότητα Froude. Μια παράμετρος που εκφράζει την σχετική επίδραση των αδρανειακών και βαρυτικών δυνάμεων σε μία ροή με ελεύθερη επιφάνεια εκφράζεται από την τετραγωνική ρίζα του λόγου των αδρανειακών δυνάμεων προς τις βαρυτικές (Hughes, 1993):

$$\sqrt{\frac{\text{αδρανειακές δυνάμεις}}{\text{βαρυτικές δυνάμεις}}} = \sqrt{\frac{\rho L^2 V^2}{\rho L^3 g}} = \frac{V}{\sqrt{gL}} \quad (7.11)$$

όπου V είναι μία χαρακτηριστική ταχύτητα (m/s), g είναι η επιτάχυνση της βαρύτητας (m/s^2) και L ένα χαρακτηριστικό μήκος (m).

Μια φυσική ερμηνεία της τιμής Froude είναι ότι δίνει τη σχετική σπουδαιότητα των αδρανειακών δυνάμεων που ενεργούν πάνω σε ένα υγρό σωματίδιο προς το βάρος αυτού του σωματιδίου (Munson *et al.*, 2009). Δεδομένου ότι ο αριθμός Froude πρέπει να είναι ίδιος τόσο στην εργαστηριακή όσο και την φυσική κλίμακα προκύπτει τελικά:

$$\frac{V_\varphi}{V_\varepsilon} = \sqrt{\left(\frac{g_\varphi}{g_\varepsilon}\right) \left(\frac{L_\varphi}{L_\varepsilon}\right)} \quad (7.12)$$

όπου οι δείκτες φ και ε αναφέρονται στην φυσική και εργαστηριακή κλίμακα αντίστοιχα.

Η κλίμακα με την οποία προσομοιώνονται οι γραμμικές διαστάσεις του ομοιώματος είναι γνωστή ως γεωμετρική κλίμακα προσομοίωσης (λ). Ως εκ τούτου με βάση τα ανωτέρω προκύπτουν οι παρακάτω τιμές λόγων ομοιότητας:

Πίνακας 7.20 Ομοιότητα κατά Froude διαφόρων παραμέτρων

Παράμετρος	Κλίμακα
Μήκος	$L_\varphi = \lambda \cdot L_\varepsilon$
χρόνος	$T_\varphi = \sqrt{\lambda} \cdot T_\varepsilon$
Ταχύτητα	$V_\varphi = \sqrt{\lambda} \cdot V_\varepsilon$

Στο συγκεκριμένο παράδειγμα προσομοιώσεως επιλέγοντας γεωμετρική κλίμακα $\lambda=10$, οι τιμές των λόγων ομοιότητας του ύψους κύματος και της περιόδου προκύπτουν για το επιλεγμένο σενάριο P2: $H = 0.045 \text{ m} \cdot 10 = 0.45 \text{ m}$ και $T = 2.00 \cdot \sqrt{10} = 6.33 \text{ s}$. Οι τιμές των μέσων μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων προκύπτουν αντίστοιχα στον παρακάτω πίνακα (**Πίνακας 7.21**).

Θα πρέπει να σημειωθεί ωστόσο πως δύναται να παρουσιαστούν σημαντικές επιδράσεις κλίμακας (scale effects) κατά τη διενέργεια πειραμάτων σε φυσικά ομοιώματα υπό κλίμακα (Heller 2011), ιδίως όταν διερευνάται το υδροδυναμικό πεδίο σε πορώδες μέσο. Στην παρούσα εργασία ωστόσο η κλίμακα που επιλέχθηκε και είναι σχετικά μεγάλη, της τάξης του 1:10, προσομοιάζει επαρκώς την αντιστοιχη συμπεριφορά μιας κατασκευής σε φυσική κλίμακα χωρίς ουσιαστικές επιδράσεις κλίμακας.

Πίνακας 7.21 Δεδομένα μέσων μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2 σε φυσική κλίμακα με ομοιότητα Froude.

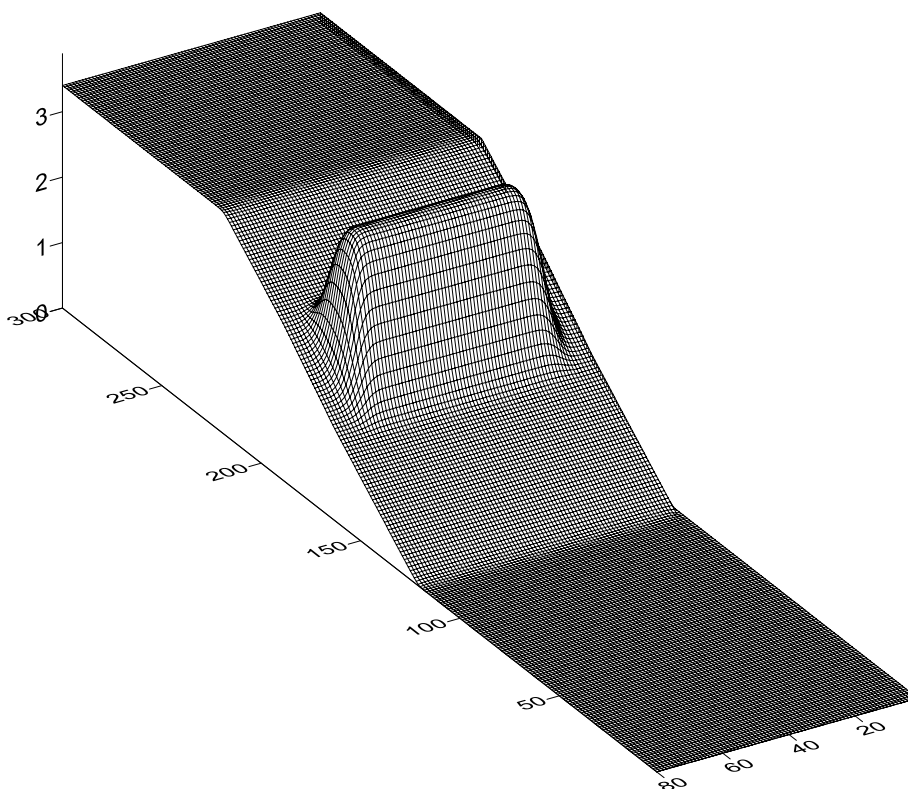
z' (m)	(I), v_{sx}		(II), v_{sx}		(II), v_{sy}	
	max (m/s)	min (m/s)	max (m/s)	min (m/s)	max (m/s)	min (m/s)
$z'=2$	0.3689	-0.3105	0.3948	-0.1759	0.0911	-0.1081
$z'=1.8$	0.3205	-0.2516	0.3642	-0.1365	0.0737	-0.1126
$z'=1.6$	0.2907	-0.3193	0.4637	-0.2506	0.1463	-0.0734
$z'=1.4$	0.2493	-0.3057	0.2642	-0.3369	0.0862	-0.0705
$z'=1.2$	0.2109	-0.2156	0.2428	-0.2525	0.0957	-0.0563
$z'=1.0$	0.2106	-0.1802	0.2383	-0.1987	0.0630	-0.0373
$z'=0.8$	0.1767	-0.1623	0.2277	-0.1747	0.0350	-0.0595
$z'=0.6$	0.1748	-0.1364	0.2249	-0.1383	0.0218	-0.0512
$z'=0.4$	0.1808	-0.1162	0.2205	-0.1449	0.0458	-0.0363
$z'=0.2$	0.1706	-0.1211	0.2761	-0.1134	0.0386	-0.1028

*όπου v_{sx} και v_{sy} είναι η ταχύτητα στο εσωτερικό του Υ.Κ. στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Προκειμένου αρχικά να ελεγχθεί αν το αριθμητικό μοντέλο δίνει τα ίδια ή σχεδόν τα ίδια αποτελέσματα ως προς τις ταχύτητες μεταξύ εργαστηριακού και φυσικού μοντέλου, γίνεται πρώτα σύγκριση των αποτελεσμάτων του Πανεπιστημίου Πατρών σε φυσική κλίμακα ($\lambda=10$) με τις αντίστοιχες τιμές του παραπάνω **Πίνακας 7.21**. Για την αριθμητική προσομοίωση σε πραγματική κλίμακα, το μέγεθος του καννάβου και το χρονικό βήμα

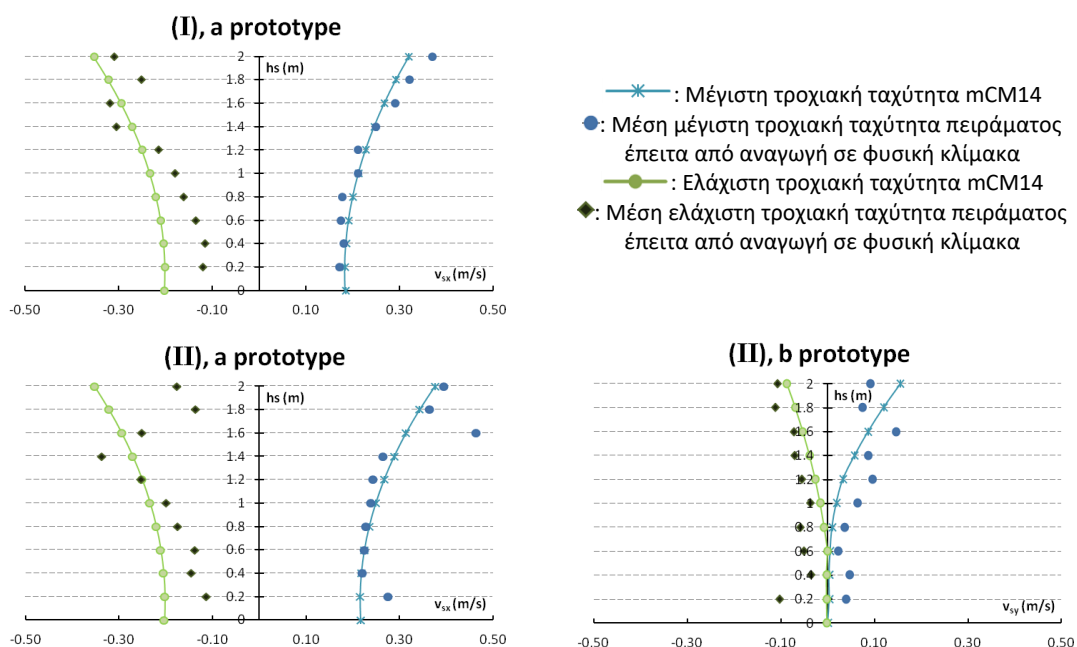
διακριτοποίησης επιλέχθηκαν ώστε να διασφαλίζεται η ευστάθεια του αριθμητικού σχήματος πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector). Επιλέχθηκαν τελικά $\Delta x = \Delta y = 0.5$ m και $\Delta t = 0.03$ s. Η τιμή του πορώδους και η μέση διάμετρος των λίθων του κυματοθραύστη εισήχθησαν στο αριθμητικό μοντέλο ίσες με $\varphi = 0.50$ και $d_{50} = 0.5$ m (σε αντιστοιχία με το $d_{50} = 0.05$ m του εργαστηριακού μοντέλου) αντίστοιχα. Η βαθυμετρία του αριθμητικού προσομοιώματος που φαίνονται οι αριθμοί των υπολογιστικών κόμβων στις οριζόντιες διαστάσεις x και y απεικονίζεται στο **Σχήμα 7.36** όπου ανάντη και κατάντη το πεδίο έχει επεκταθεί προκειμένου να υπάρχει ικανός αριθμός κόμβων για την απορρόφηση των κυματισμών. Η βαθυμετρία που απεικονίζεται σε αυτό το **Σχήμα 7.36** είναι σε πλήρη αντιστοιχία με την εργαστηριακή που φαίνεται στο **Σχήμα 7.8**, με τις διαστάσεις πολλαπλασιασμένες με την κλίμακα $\lambda = 10$.

Επιπρόσθετα, χρησιμοποιήθηκαν απορροφητικά όρια ανάντη και κατάντη του υπολογιστικού πεδίου (κατά τη διεύθυνση των κυματισμών) και ανακλαστικά όρια στα πλευρικά τοιχώματα ώστε να προσομοιωθούν όσο το δυνατό ακριβέστερα τα όρια του φυσικού μοντέλου. Γενικότερα, η αριθμητική προσομοίωση της πραγματικής κλίμακας έγινε σε πλήρη αντιστοιχία με την εργαστηριακή (βλ. §7.2.2 και §7.3.1).



Σχήμα 7.36 Βαθυμετρία αριθμητικού προσομοιώματος για το πείραμα της Πάτρας σε φυσική κλίμακα 1:10 – στους οριζόντιους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων ενώ στον κατακόρυφο άξονα οι διαστάσεις είναι σε m.

Στο διάγραμμα που ακολουθεί (**Σχήμα 7.37**) φαίνονται τα αποτελέσματα του μοντέλου mCM14 και τα μεγέθη του παραπάνω πίνακα (**Πίνακας 7.21**). Πιο συγκεκριμένα, απεικονίζεται η καθ' ύψος κατανομή τόσο των μέγιστων όσο και των ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων που προέκυψαν από το μοντέλο mCM14 το οποίο εφαρμόστηκε σε φυσική κλίμακα και η σύγκρισή τους με τις μέσες μέγιστες και ελάχιστες πειραματικές μετρήσεις που προέκυψαν σε φυσική κλίμακα από ομοιότητα Froude (**Πίνακας 7.21**). Όπως διαπιστώνεται από το διάγραμμα αυτό υπάρχει καλή συμφωνία ανάμεσα στα αποτελέσματα του mCM14 και του πειράματος σε όλες τις θέσεις κατά μήκος του Υ.Κ., ήτοι στο μέσο της στέψης (Θέση I) και στο ακρομώλιο (Θέση II) κάτι το οποίο μας επιτρέπει να θεωρήσουμε πως το αριθμητικό μοντέλο mCM14 είναι σε θέση να προσομοιώσει επιτυχώς κυματικά σενάρια σε πραγματικές συνθήκες.



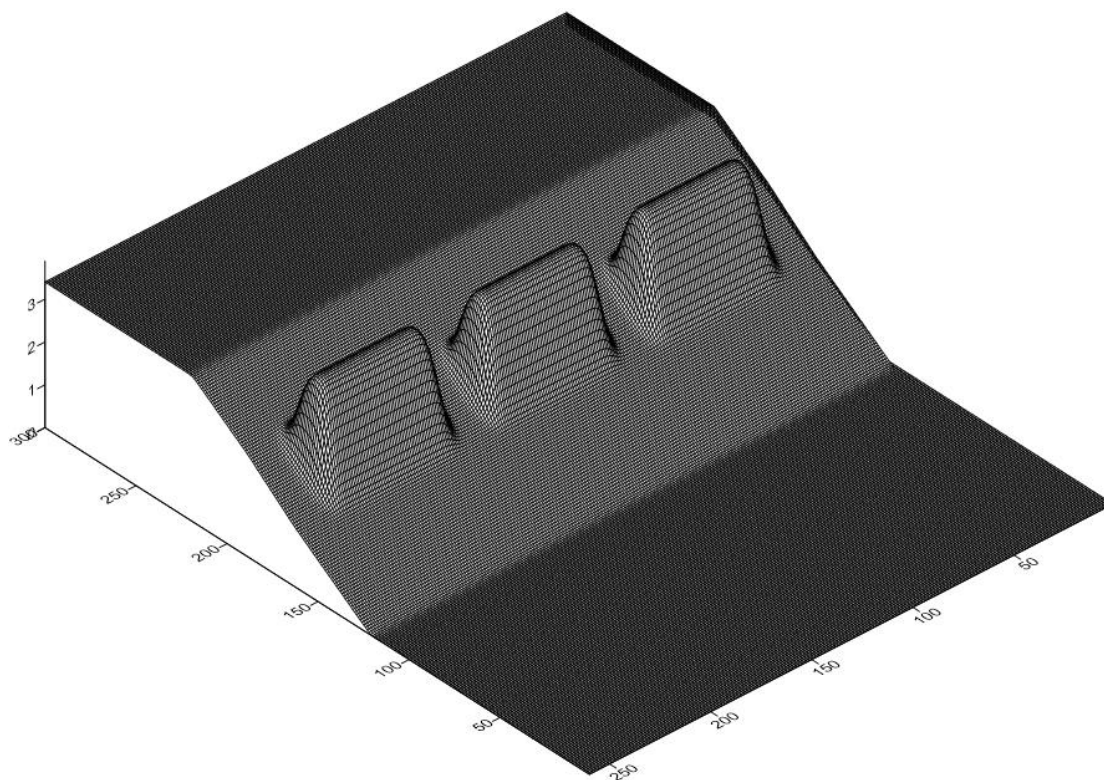
Σχήμα 7.37 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων στο εσωτερικό του Υ.Κ. για το σενάριο P2 σε πραγματική κλίμακα: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.

Ωστόσο, παρατηρώντας πιο προσεκτικά το **Σχήμα 7.37**, που αφορά τα αποτελέσματα της προσομοίωσης του mCM14 σε φυσική κλίμακα, με το αντίστοιχο **Σχήμα 7.27** της §7.3.1, που αφορά τα αποτελέσματα του mCM14 σε εργαστηριακή κλίμακα, φαίνεται πως οι κατανομές των μέγιστων και ελάχιστων ταχυτήτων που προκύπτουν καθώς και ο ρυθμός αλλαγής της κλίσης καθ' ύψος δεν είναι επακριβώς ο ίδιος στις δύο αυτές περιπτώσεις. Οι μικρές αυτές διαφορές βέβαια είναι αναμενόμενες και οφείλονται στο γεγονός ότι με την κλίμακα

ομοιότητας κατά Froude δεν περιλαμβάνονται επακριβώς όλα τα φαινόμενα και οι διαφορές που οφείλονται στη διαφορά της κλίμακας.

Στη συνέχεια, γίνεται μία επιπλέον σύγκριση μεταξύ αριθμητικών προσομοιώσεων των καθ' ύψος κατανομών μέγιστων και ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων που προέκυψαν από 2 διαφορετικές αριθμητικές διατάξεις κάτω από συνθήκες φυσικής κλίμακας. Πιο συγκεκριμένα, γίνεται σύγκριση μεταξύ των αποτελεσμάτων που εξήγαγε το μοντέλο με τη διάταξη με έναν κυματοθραύστη, η οποία είναι και η διάταξη που σε κλίμακα πραγματοποιήθηκε στο Πανεπιστήμιο Πατρών (**Σχήμα 7.36**) έχοντας πλευρικά ανακλαστικά όρια και της διάταξης με 3 αποσπασμένους κυματοθραύστες που απεικονίζεται στο επόμενο **Σχήμα 7.38**.

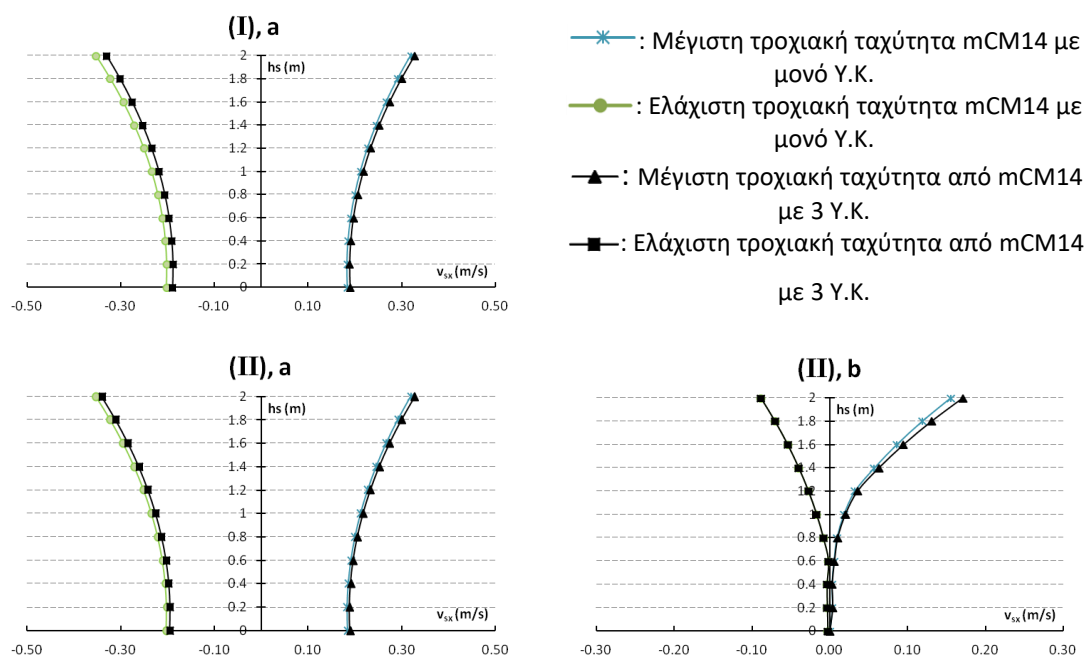
Πιο συγκεκριμένα, για την αριθμητική διάταξη με τρεις αποσπασμένους Υ.Κ. χρησιμοποιήθηκαν τα ίδια κυματικά χαρακτηριστικά όπως προηγουμένως ($H=0.45$ m και $T=6.33$ s) και το μέγεθος του καννάβου και το χρονικό βήμα διακριτοποίησης επιλέχθηκαν ξανά ως $\Delta x = \Delta y = 0.05$ m και $\Delta t = 0.01$ s αντίστοιχα. Επιπλέον, χρησιμοποιήθηκαν απορροφητικά όρια τόσο ανάντη και κατόντη του υπολογιστικού πεδίου (κατά τη διεύθυνση των κυματισμών) όσο και στα πλευρικά όρια.



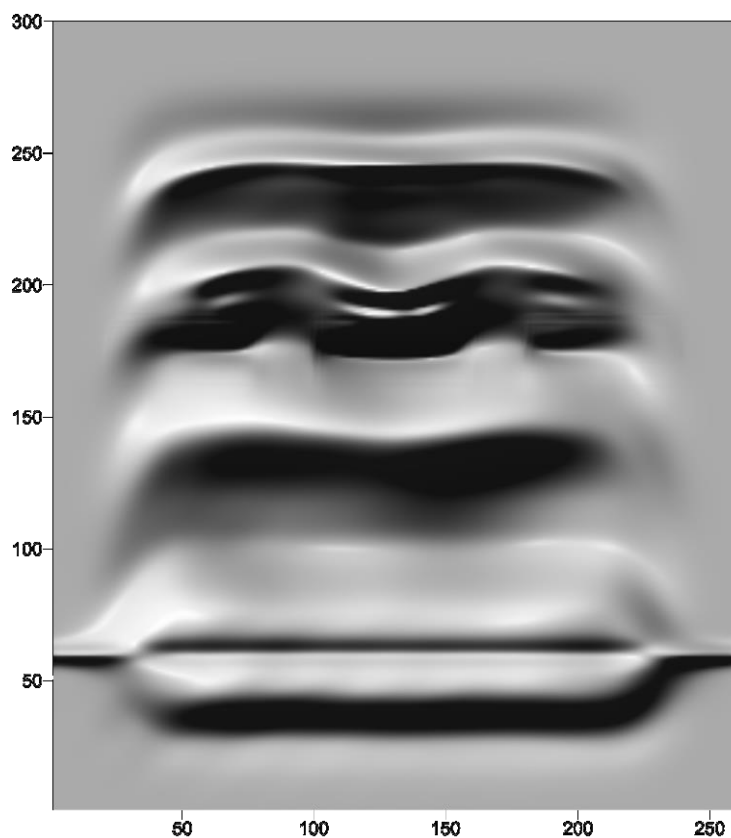
Σχήμα 7.38 Βαθυμετρία αριθμητικού προσομοιώματος με τρεις αποσπασμένους Υ.Κ. σε φυσική κλίμακα 1:10 – στους οριζόντιους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων ενώ στον κατακόρυφο άξονα οι διαστάσεις είναι σε m.

Τα αποτελέσματα των 2 αυτών διαφορετικών προσομοιώσεων κάτω από συνθήκες φυσικής κλίμακας απεικονίζονται στο **Σχήμα 7.39**. Οι θέσεις της σύγκρισης αφορούν τον κεντρικό Υ.Κ. του παραπάνω σχήματος στις ίδιες θέσεις (I) και (II) στο κέντρο και στο ακρομώλιο αντίστοιχα. Από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης τόσο με έναν Υ.Κ. και πλευρικά ανακλαστικά τοιχώματα όσο και της διάταξης με τους 3 Υ.Κ. και απορροφητικά πλευρικά όρια παρατηρούμε πως όλες οι κατανομές ουσιαστικά ταυτίζονται. Αυτό μας επιτρέπει να θεωρήσουμε πως η πειραματική διάταξη με έναν πορώδη Υ.Κ. με πλευρικά ανακλαστικά όρια έχοντας κάθετη πρόσπτωση κυματισμών πρακτικά ορθώς αντιστοιχεί σε ένα σύστημα Υ.Κ. κάτι που συναντάται στις περισσότερες τεχνικές περιπτώσεις.

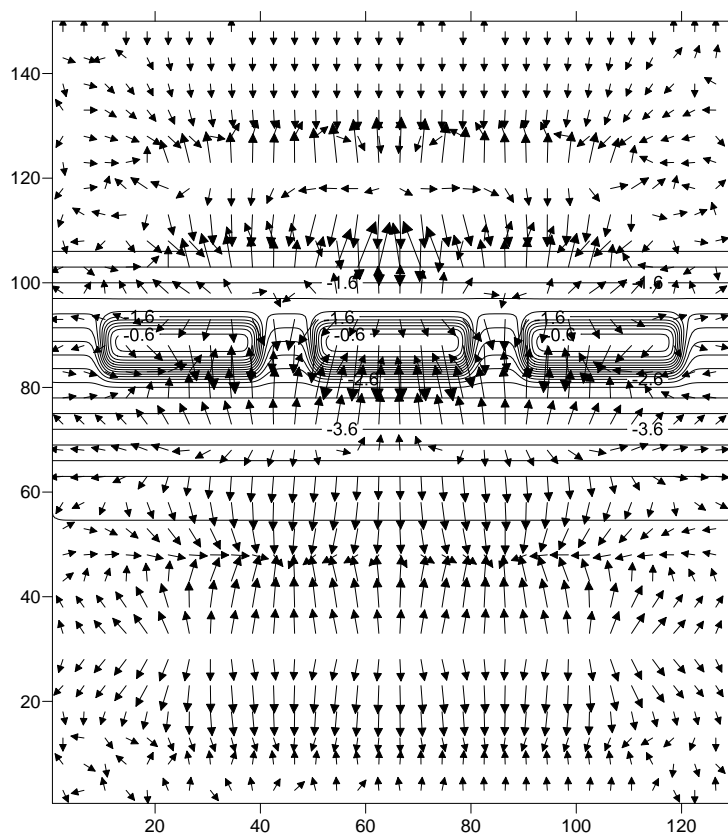
Επιπρόσθετα, στο **Σχήμα 7.40** απεικονίζεται στιγμιότυπο της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας την χρονική στιγμή $t=25$ s της αριθμητικής προσομοίωσης, όπου φαίνεται η διάθλαση και η περίθλαση των κυματισμών. Στο **Σχήμα 7.41** απεικονίζεται ένα στιγμιότυπο της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και των μέσων κατά βάθος ταχυτήτων αντίστοιχα τη χρονική στιγμή $t=25$ s σε όλο το πεδίο της διάταξης με τους 3 Υ.Κ.



Σχήμα 7.39 Κατανομή μέγιστων/ελάχιστων τροχιακών ταχυτήτων σε συνθήκες φυσικής κλίμακας στο εσωτερικό της κατασκευής για διάταξη με ένα και 3 Υ.Κ.: (I) Θέση στο κέντρο, (II) Θέση στο ακρομώλιο, a και b κατανομή οριζόντιας τροχιακής ταχύτητας στη διεύθυνση x και y των κυματισμών αντίστοιχα.



Σχήμα 7.40 Ενδεικτικό στιγμιότυπο ανύψωσης ελεύθερης επιφάνειας την χρονική στιγμή $t=26$ s της αριθμητικής προσομοίωσης με 3 Υ.Κ. Στους άξονες απεικονίζονται οι αριθμοί των κόμβων



Σχήμα 7.41 Ενδεικτικό πεδίο μέσων κατά βάθος ταχυτήτων την χρονική στιγμή $t=26$ s της αριθμητικής προσομοίωσης με 3 Υ.Κ. Οι άξονες σε m.

Γενικότερα, λαμβάνοντας υπόψη τα αριθμητικά αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο αυτό και αφορούν δισδιάστατη διάδοση κυματισμών, το αριθμητικό μοντέλο mCM14 της παρούσας έρευνας διαπιστώνεται πως είναι ικανό να περιγράφει επαρκώς τις υδροδυναμικές συνθήκες που αναπτύσσονται εντός ενός Υ.Κ. με διαπερατότητα τόσο σε εργαστηριακή κλίμακα όσο και σε φυσική κλίμακα. Ιδιαίτερα τα αριθμητικά αποτελέσματα για φυσική κλίμακα μας επιτρέπει να θεωρήσουμε πως το μοντέλο mCM14 δύναται να χρησιμοποιηθεί και σε πραγματικές συνθήκες.

8. Συμπεράσματα – Προτάσεις

8.1 Σύνοψη και Τελικές Παρατηρήσεις

Στην παρούσα διδακτορική διατριβή μελετήθηκαν, τόσο αριθμητικά όσο και εργαστηριακά, οι υδροδυναμικές συνθήκες που αναπτύσσονται σε έναν ύφαλο κυματοθραύστη (Υ.Κ.) με αξιόλογο πορώδες και απότομες κλίσεις πρανών (1:2). Στόχος ήταν να παραχθεί για το σκοπό αυτό ένα αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq, κατάλληλο για τεχνικές εφαρμογές, ώστε να αποτελέσει ένα χρήσιμο εργαλείο στον μελετητή-μηχανικό για σχεδιασμό παράκτιων έργων.

Στην κατεύθυνση αυτή, στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, χρησιμοποιήθηκε αρχικά, το αριθμητικό μοντέλο τύπου Boussinesq (CM14) των Chondros and Memos (2012, 2014). Πρόκειται για ένα μοντέλο πλήρους διασποράς και υψηλής μη γραμμικότητας που είναι ικανό να προσομοιώνει βέλτιστα τη γραμμική και μη γραμμική διασπορά και τη γραμμική ρήχωση πρακτικά σε οποιοδήποτε βάθος νερού. Με τις αναγκαίες προσθήκες και βελτιώσεις σε αυτό, προέκυψε κατά τη διάρκεια της έρευνας αυτής ένα τροποποιημένο μοντέλο τύπου Boussinesq (mCM14) προκειμένου να καταστεί δυνατός ο προσδιορισμός τόσο της κυματικής διάδοσης επάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές με απότομες κλίσεις πρανών (1:2) όσο των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός αυτών.

Επιπρόσθετα, προκειμένου να επαληθευτεί το αριθμητικό μοντέλο mCM14 και λόγω του σχετικά περιορισμένου αριθμού κατάλληλων πειραμάτων στη διεθνή βιβλιογραφία σε σχέση με τις κινηματικές συνθήκες που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των διαπερατών Υ.Κ., πραγματοποιήθηκε ικανός αριθμός εργαστηριακών πειραμάτων, τόσο για μονοδιάστατη όσο και για δισδιάστατη διάδοση κυματισμών τα οποία αφορούσαν μετρήσεις ανύψωσης στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας καθώς και μετρήσεις ταχυτήτων και πιέσεων εντός του πορώδους για διάφορα κυματικά σενάρια μονοχρωματικών ή σύνθετων και θραυόμενων ή μη κυματισμών.

Πιο συγκεκριμένα, τα κυριότερα καινοτόμα στοιχεία τα οποία πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια τους παρούσας διατριβής συνίσταται συνοπτικά στα εξής:

Εισαγωγή εξισώσεων πορώδους

Εισήχθησαν πρόσθετοι όροι στις βασικές εξισώσεις του μοντέλου των Chondros and Memos (2014) καθώς και μία επιπλέον εξίσωση ορμής Darcy-Forchheimer προκειμένου να

περιγραφεί η διάδοση των κυματισμών επάνω από διαπερατούς Υ.Κ. μέσω της αλληλεπίδρασης των κυμάτων με το πορώδες μέσω ακολουθώντας την προσέγγιση των Cruz *et al.* (1997) και Avgeris *et al.* (2004). Επιπλέον, πραγματοποιήθηκε διερεύνηση των χαρακτηριστικών του αριθμητικού σχήματος πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector) όσο αφορά την ακρίβεια (accuracy) και τον υπολογιστικό χρόνο (CPU) του μοντέλου δοκιμάζοντας διαφορετικά χωρικά και χρονικά βήματα επίλυσης και συγκρίνοντάς τα με κατάλληλες εργαστηριακές μετρήσεις.

Τροποποίηση μοντέλου θραύσης

Το μοντέλο θραύσης της τυρβώδους συνεκτικότητας (Eddy Viscosity Model) των Kennedy *et al.* (2000) και Chen *et al.* (2000), που προϋπήρχε στο μοντέλο των Chondros and Memos (2014), επεκτάθηκε προκειμένου να έχει εφαρμογή σε διάδοση θραυόμενων κυματισμών επάνω από Υ.Κ. με απότομες κλίσεις πρανών. Η επέκταση αυτή συνίστατο στην παραμετροποίηση ορισμένων κυρίαρχων συντελεστών του κριτηρίου θραύσης που ελέγχουν τόσο την έναρξη του φαινομένου του θραύσης όσο και την ενεργειακή διάχυση που προκαλείται από αυτήν. Η βελτιστοποίηση των παραμέτρων αυτών έγινε μέσω σύγκρισης με κατάλληλα πειραματικά δεδομένα (best fit methodology) που διεξήχθησαν κατά τη διάρκεια της παρούσας έρευνας και αφορούσαν δεδομένα ανύψωσης/ταπείνωσης στάθμης ελεύθερης επιφάνειας για διάδοση μονοδιάστατων θραυόμενων μονοχρωματικών κυματισμών. Όλες οι ως άνω επεκτάσεις τόσο των πρόσθετων όρων που εισήχθησαν στο αρχικό μοντέλο και της εξίσωσης Darcy-Forchheimer που περιγράφει τη ροή εντός του πορώδους όσο και της βελτιστοποίησης του κριτηρίου της θραύσης, αφορούν τόσο στη μία (1DH) οριζόντια διάσταση x όσο και σε δύο (2DH) οριζόντιες διαστάσεις x και y αντίστοιχα.

Κατάστρωση κατανομής ταχυτήτων και πιέσεων στο εσωτερικό του διαπερατού Υ.Κ.

Βασίζόμενοι αρχικά σε ένα κατακόρυφο προφίλ ταχυτήτων που έχει εφαρμογή έξω από το σώμα της κατασκευής (βασίζεται στη μη γραμμική θεωρία) και προτείνεται από τον Dingemans (1997) σε συνδυασμό με την μέση στο βάθος ταχύτητα που δίδεται από τις βασικές εξισώσεις Boussinesq του mCM14, καταστρώθηκε πρώτιστα ένα κατάλληλο προφίλ τροχιακών ταχυτήτων και δευτερευόντως υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό ύφαλου διαπερατού κυματοθραύστη. Έτσι, προέκυψε ένα μοντέλο πρόβλεψης των τροχιακών ταχυτήτων και πιέσεων που δύναται να αναπτυχθούν στο εσωτερικό ενός πορώδους μέσου, όπου σε συνδυασμό με τις βασικές εξισώσεις Boussinesq παρέχει μία σχετικά ολοκληρωμένη προσομοίωση τόσο των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός της κατασκευής όσο και της διάδοσης των κυματισμών επάνω από αυτήν.

Εργαστηριακά πειράματα

Προκειμένου να επαληθευτεί το αριθμητικό μοντέλο mCM14, πραγματοποιήθηκε ικανός αριθμός εργαστηριακών πειραμάτων, τόσο για μονοδιάστατη (1DH) όσο και για δισδιάστατη (2DH) διάδοση κυματισμών. Πιο συγκεκριμένα, πραγματοποιήθηκαν πειράματα στο Εργαστήριο Λιμενικών Έργων της Σχολής Πολιτικών Μηχανικών του Ε.Μ.Π. σε διώρυγα δοκιμών που περιελάμβαναν μονοδιάστατη διάδοση μονοχρωματικών κυματισμών, θραυόμενων ή μη και αφορούσαν μετρήσεις μέγιστων τροχιακών ταχυτήτων και υδροδυναμικών πιέσεων στο εσωτερικό ενός Υ.Κ. με κλίσεις πρανών 1:2. Επιπλέον, διεξήχθησαν μετρήσεις ανύψωσης/ταπείνωσης της ελεύθερης επιφάνειας για διάδοση θραυόμενων ή μη μονοχρωματικών κυματισμών που περιελάμβαναν δύο πειραματικές διατάξεις με απότομες κλίσεις πρανών (1:2) για δύο διαφορετικά ακραία πορώδη (πορώδες 0.45 και 0.22 αντίστοιχα).

Επιπρόσθετα, σε κατάλληλη διάταξη που κατασκευάστηκε σε δεξαμενή κυμάτων στο Εργαστήριο Υδραυλικής Μηχανικής, του τμήματος Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Πατρών, πραγματοποιήθηκαν α) μετρήσεις ανύψωσης/ταπείνωσης στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας λόγω διάδοσης δισδιάστατων μονοχρωματικών και σύνθετων (Jonswar) θραυόμενων ή μη κυματισμών επάνω από πορώδη Υ.Κ. με κλίσεις πρανών 1:2 και β) μετρήσεις τρισδιάστατων (3D) τροχιακών ταχυτήτων μέσω οργάνου ADV στο εσωτερικό της κατασκευής.

Μοντέλο σε φυσική κλίμακα

Πραγματοποιήθηκε αναγωγή του δισδιάστατου πειράματος του Πανεπιστημίου Πατρών, σε φυσική κλίμακα προκειμένου να ελεγχθεί ποιοτικά η ικανότητα του μοντέλου mCM14 να παράγει ικανοποιητικά αποτελέσματα σε πραγματικές διαστάσεις και μεγέθη. Ο εν λόγω έλεγχος ήταν ενθαρρυντικός.

Συμπερασματικά, το προτεινόμενο μοντέλο mCM14 έδειξε γενικά ικανοποιητική απόκριση στα πειραματικά δεδομένα, μονοδιάστατα και δισδιάστατα, τόσο για τις περιπτώσεις της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας όσο και για τις περιπτώσεις των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός του Υ.Κ. Η επιβεβαίωση αυτή σε συνδυασμό με τα ικανοποιητικά αποτελέσματα του αριθμητικού μοντέλου σε φυσική κλίμακα έδειξε ότι αυτό είναι κατάλληλο για τεχνικές εφαρμογές που περιλαμβάνουν διαπερατές κατασκευές, απότομες κλίσεις πρανών των έργων και θραυόμενους ή μη κυματισμούς. Επιπλέον, το ως άνω αριθμητικό μοντέλο δύναται να προβλέψει με ικανοποιητική ακρίβεια τις

υδροδυναμικές συνθήκες, ήτοι κατά βάση τις τροχιακές ταχύτητες, που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των ύφαλων διαπερατών κατασκευών λόγω θαλάσσιων κυματισμών.

Τα αποτελέσματα της έρευνας αυτής θα είναι ιδιαίτερα χρήσιμα τόσο σε μηχανικούς και παράκτιους βιολόγους όσο και γενικότερα στην επιστήμη της ακτομηχανικής. Ο συνδυασμός τόσο της επαρκούς πρόβλεψης της διάδοσης των κυματισμών πάνω από ύφαλες διαπερατές κατασκευές -άρα και η σωστή πρόβλεψη για τον σχεδιασμό της προστασίας της ακτής από διάβρωση- όσο και ο προσδιορισμός των υδροδυναμικών συνθηκών που αναπτύσσονται εντός των ύφαλων αυτών κυματοθραυστών – και κατ' επέκταση η πρόνοια για την ενδεχόμενη αναβάθμιση του θαλάσσιου βιοτικού περιβάλλοντος- δικαιολογημένα αποκτούν σήμερα ένα υψηλό επίπεδο καινοτομίας.

Τέλος, τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν κατά τη διάρκεια της έρευνας αυτής αποτελούν σημαντική προσθήκη στη διεθνή επιστημονική κοινότητα. Όπως ήδη έχει αναφερθεί σε προηγούμενα κεφάλαια, υπάρχει περιορισμένος αριθμός άρθρων στη διεθνή βιβλιογραφία όσον αφορά πειραματικά δεδομένα ανύψωσης/ταπείνωσης στάθμης ελεύθερης επιφάνειας με απότομες κλίσεις πρανών και διαπερατούς Υ.Κ. αλλά και όσο αφορά μετρήσεις ταχυτήτων και πιέσεων καθ' ύψος εντός διαπερατού Υ.Κ.

8.2 Προτάσεις για Μελλοντική Έρευνα

Η έρευνα για τη θαλάσσια ζωή παρέχει πληροφορίες σχετικά με παράγοντες όπως οι απαιτούμενες τροχιακές ταχύτητες και πιέσεις για την ασφαλή διαβίωση διαφόρων ειδών χλωρίδας και πανίδας. Τα στοιχεία αυτά είναι βασικά για να αξιολογηθεί κατά πόσο μπορούν οι συγκεκριμένες κατασκευές να αποτελέσουν τοπικό οικότοπο αναφορικά με τις υδροδυναμικές συνθήκες που αναπτύσσονται στο εσωτερικό των κατασκευών.

Ως εκ τούτου, η περαιτέρω έρευνα θα μπορούσε να εστιάσει στην πολλά υποσχόμενη διεπιστημονικότητα που δύναται να αναπτυχθεί μεταξύ μηχανικής και βιολογικών/περιβαλλοντικών ζητημάτων. Σε πιο εστιασμένο επίπεδο, η μελέτη της κινηματικής μέσα και γύρω από αυτές τις κατασκευές δύναται να προωθήσει την περιβαλλοντική αξία ενός ύφαλου διαπερατού κυματοθραύστη, έχοντας ως βάση το μοντέλο πρόβλεψης ταχυτήτων που αναπτύχθηκε στην παρούσα διδακτορική διατριβή. Επιπρόσθετα, η τύρβη που αναπτύσσεται στο εσωτερικό του πορώδους στην μικροκλίμακα της κατασκευής και επηρεάζει τις υδροδυναμικές συνθήκες και αντίστοιχα τις συνεπαγωγές της θαλάσσιας βιολογίας αποτελεί πεδίο μελλοντικής έρευνας.

Βιβλιογραφία

- Abbott, M.B., Larsen, J., Madsen, P.A., Tao, J. (1983). Simulation of wave breaking and runup. *Seminar on Hydrodynamics of waves in coastal areas, Moscow*, 7, 146-149.
- Abbott, M.B., McCowan, A.D., Warren, I.R. (1984). Accuracy of short-wave numerical models. *Journal of Hydraulic Engineering*, 110 (10), 1287-1301.
- Abbott, M.B., Petersen, H.M., Skovgaard, O. (1978). On the numerical modelling of short waves in shallow water. *Journal of Hydraulic Research*, 16 (3), 173–203.
- Agnon, Y., Madsen, P.A., Schäffer, H.A. (1999). A new approach to high order Boussinesq models. *Journal of Fluid Mechanics*, 399, 319-333.
- Alfaro, A.C., Carpenter, R.C. (1999). Physical and biological processes influencing zonation patterns of a subtidal population of the marine snail, *Astraea (Lithopoma) undosa* Wood 1828. *Journal of Experimental Marine Biology and Ecology*, 240 (2), 259-283.
- Armono, H.D., Hall, K.R. (2003). Wave transmission on submerged breakwaters made of hollow hemispherical shape artificial reefs. *1st Coastal, Estuary and Offshore Engineering Specialty Conference of the Canadian Society for Civil Engineering*, Moncton, New Brunswick, Canada, (185) 1-10.
- Avgeris, I., Karambas, Th.V., Prinos, P. (2004). Boussinesq modeling of wave interaction with porous submerged breakwaters. *Proceedings of the 29th International Conference on Coastal Engineering*, Lisbon, Portugal, ASCE, 604-616.
- Bacchiocchi, F., Airoldi, L. (2003). Distribution and dynamics of epibiota on hard structures for coastal protection. *Estuarine, Coastal Shelf Science*, 56 (5-6), 1157-1166.
- Battjes, J.A., Janssen, J.P.F.M. (1978). Energy loss and set-up due to breaking of random waves. *Proceedings of the 16th International Conference on Coastal Engineering*, Hamburg, Germany, 569 – 587.
- Beji, S., Battjes, J.A. (1993). Experimental investigation of wave propagation over a bar. *Coastal Engineering*, 19 (1-2), 151-162.
- Beji, S., Battjes, J.A. (1994). Numerical simulation of nonlinear wave propagation over a bar. *Coastal Engineering*, 23 (1-2), 1-16.
- Beji, S., Nadaoka, K. (1996). A formal derivation and numerical modeling of the improved Boussinesq equations for varying depth. *Ocean Engineering*, 23 (8), 691-704.
- Berkhoff, J.C.W., Booy, N., Radder, A.C. (1982). Verification of numerical wave propagation models for simple harmonic linear water waves. *Coastal Engineering*, 6 (3), 255–279.
- Bierawski, L.G., Maeno, S. (2003). An experimental study on the interaction between the reef breakwater, the sandy bed and the wave field. *30st IAHR Congress*, Thessaloniki, Greece.
- Bingham, H.B., Agnon, Y. (2005). A Fourier Boussinesq method for nonlinear water waves. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 24 (2), 255-274.
- Boussinesq, J. (1872). Théorie des ondes et des remous qui se propagent le long d'un canal rectangulaire horizontal, en communiquant au liquide contenu dans ce canal des vitesses sensiblement pareilles de la surface au fond. *Journal de mathématiques pures et appliquées*, 17 (2), 55-108.
- Brocchini, M., Cherubini, P., Iovenitti, L. (1991). An extension of Boussinesq type model to the surf zone. In: Arcilla, A.S., Pastor, M., Zienkiewicz, O.C., Schrefler, B.A. (Eds.), *Computer Modeling in Ocean Engineering*, Balkema, Rotterdam, 349-359.
- Brocchini, M., Drago, M., Iovenitti, L. (1992). The modeling of short waves in shallow waters: comparison of numerical models based on Boussinesq and Serre equations. *Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering*, 76-88, Venice, Italy.
- Bulleri, F., Chapman, M.G. (2004). Intertidal assemblages on artificial natural habitats in marinas on the north-west coast of Italy. *Marine Biology*, 145 (2), 381-391.

- Burcharth, H.F., Andersen, O.H. (1995). On the one-dimensional steady and unsteady porous flow equations. *Coastal Engineering*, 24 (3–4), 233–257.
- Burcharth, H.F., Liu, Z., Troch, P. (1999). Scaling of core material in rubble mound breakwater model tests. *Proc. 5th International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries (COPEDEC)*, Cape Town, South Africa, 1518-1528.
- Burger, W., Oumeraci, H., Partenscky, H.W. (1988). Geohydraulic investigations of rubble mound breakwaters. *Proceedings of the 21st International Conference on Coastal Engineering*, Torremolinos, Spain, ASCE, 2242–2256.
- Calabrese, M., Buccino, M., Pasanisi, F. (2008). Wave breaking macrofeatures on a submerged rubble mound breakwater. *Journal of Hydro-environment Research*, 1 (3–4), 216–225.
- Calabrese, M., Vicinanza, D., Buccino, M. (2008). 2D wave setup behind submerged breakwaters. *Ocean Engineering*, 35 (10), 1015-1028.
- Cantelmo, C., Allsop, W., Dunn, S. (2010). Wave pressure in and under rubble mound breakwaters. [Available online at <http://eprints.hrwallingford.co.uk/462/>]
- Chapman, M.G., Bulleri, F. (2003). Intertidal seawalls-new features of landscape in intertidal environments. *Landscape Urban Planning*, 62 (3), 159–172.
- Chawla, A. Kirby, J. T. (1996). Wave transformation over a submerged shoal. CACR Report, No. 96-03, Department of Civil Engineering, University of Delaware, Newark, Delaware.
- Chen Q., Dalrymple R.A., Kirby J.T., Kennedy A.B. and Haller M.C. (1999). Boussinesq modeling of a rip current system. *Journal of geophysical research*, 104 (9), 20,617-20,637.
- Chen, Q. (2006). Fully nonlinear Boussinesq-type equations for waves and currents over porous beds. *Journal of Engineering Mechanics*, 132 (2), 220–230.
- Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., Kennedy, A.B., Chawla, A. (2000). Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and run-up II: 2D. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 126 (1), 48-56.
- Cheng, J., Wang, P. (2015). Extracting turbulence under breaking waves in surf zone. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 141 (6), 06015003 1 -10.
- Chondros, M.K. (2014). Stochastic simulation of sea waves in shallow waters, *PhD Thesis*, NTUA, Athens Greece.
- Chondros, M.K., Koutsourelakis, I.G., Memos, C.D. (2011). A Boussinesq type model incorporating random wave breaking. *Journal of Hydraulic Research*, Special Issue: Coastal and Maritime Hydraulics 49 (4), 529-538.
- Chondros, M.K., Memos, C.D. (2012). A highly nonlinear Boussinesq wave model of improved dispersion characteristics. *Proceedings of the 22nd International Offshore and Polar Engineering Conference*, Rhodes, Greece, 3, 1179-1185.
- Chondros, M.K., Memos, C.D. (2014). A 2DH nonlinear Boussinesq-type wave model of improved dispersion, shoaling and wave generation characteristics. *Coastal Engineering*, 91, 99-122.
- Christensen, E.D., Zanuttigh, B., Zyserman, J.A. (2003). Validation of numerical models against laboratory measurements of waves and currents around low crested structures. *Proceedings of Coastal Structures*, Portland, Oregon, USA.
- Cienfuegos, R., Barthélemy, E., Bonneton, P. (2010). Wave-breaking model for Boussinesq-type equations including roller effects in the mass conservation equation. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 136 (1), 10-26.
- Connell, S.D., Glasby, T.M. (1999). Do urban structures influence local abundances and diversity of subtidal epibiota?. *Marine Environmental Research*, 47 (4), 373–387.
- Cox, D.T., Kobayashi, N. (1997). A Kinematic Undertow Model with a Logarithmic Boundary Layer. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 123 (6), 354-360.

- Cox, D.T., Kobayashi, N., Okayasu, A. (1995). Experimental and numerical modeling of surf zone hydrodynamics. Technical Report CACR-95-07, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware.
- Cox, D.T., Kobayashi, N., Okayasu, A. (1996). Bottom shear stress on the surf zone. *Journal of Geophysical Research*, 101 (C6), 14337– 14348.
- Cruz, E.C., Isobe, M., Watanabe, A. (1997). Boussinesq equations for wave transformation on porous beds. *Coastal Engineering*, 30 (1-2), 125-156.
- D’Alessandro, F., Tomasicchio, G.R. (2008). The BCI criterion for the initiation of breaking process in Boussinesq-type equations wave models. *Coastal Engineering*, 55 (12), 1174-1184.
- Davis, J.L.D., Levin, L.A., Walther, S.M. (2002). Artificial armored shorelines: sites for open-coast species in a southern California bay. *Marine Biology*, 140, 1249-1262.
- Deigaard, R. (1989). Mathematical modeling of waves in the surf zone. Progress report No. 69, 47-59. Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby.
- Deigaard, R., Fredsøe, J., Brøker Hedegaard, I. (1986). Suspended sediment in the surf zone. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 112 (1), 115-128.
- Denny, M. (1999). Are there mechanical limits to size in wave-swept organisms;. *Journal of Experimental Biology*, 202, 3463-3467.
- Dingemans, M.W. (1997). *Water wave propagation over uneven bottoms: 2. Non linear wave propagation*. Advanced Series on Ocean Engineering 13. World Scientific
- Diskin, M.H., Vajda, M.L., Amir, I. (1970). Piling-up behind low and submerged permeable breakwaters. *Journal of Waterways and Harbours Division, ASCE*, 359-371.
- Eckman, J.E., Duggins, D.O. (1993). Effects of flow speed on growth of Benthic Suspension Feeders. *Biological Bulletin*, 185 (1), 28-41.
- Engelund, F. (1981). A simple theory for weak hydraulic jumps. Progress report No. 54, 29-32. Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby.
- Fonias, N.E., Memos, C.D., Karambas, Th.V. (2013). Wave Breaking Simulation by a Boussinesq Model in Two Horizontal Dimension. *Proceedings of the 35th IAHR World Congress*, Chengdu, China, 316-327.
- Garcia, N., Lara, J.L., Losada, I.J. (2004). 2-D numerical analysis of near-field flow at low-crested permeable breakwaters. *Coastal Engineering*, 51 (10), 991-1020.
- Gobbi, M.F., Kirby, J.T., Wei, G.E. (2000). A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves. Part 2. Extension to $O(kh)^4$. *Journal of Fluid Mechanics*, 405, 181-210.
- Goring, D.G., Nikora, V.I. (2002). Despiking acoustic Doppler velocimeter data. *Journal of Hydraulic Engineering*, 128 (1), 117-126.
- Groot, M.B., Yamazaki, H., Van Gent, M.R.A., Kheyruri, Z. (1994). Pore pressure in rubble-mound breakwaters. *Proceedings of the 24th International Conference on Coastal Engineering*, Kobe, Japan, ASCE, 1727-1738.
- Gu, Z., Wang, H. (1991). Gravity waves over porous bottoms. *Coastal Engineering*, 15 (5-6), 497–524.
- Hamm, L., Madsen, P.A., Peregrine, D.H. (1993). Wave transformation in the nearshore zone: a review. *Coastal Engineering*, 21 (1-3), 5-39.
- Hammond, W., Griffiths, Z.C.L. (2004). Influence of wave exposure on South African mussel beds and their associated infaunal communities. *Marine Biology*, 144 (3), 547–552.
- Hansen, J.B., Svendsen, I.A. (1979). Regular waves in shoaling water: Experimental data. Technical Report, ISVA Series, Paper 21.
- Heitner, K.L., Housner, G.W. (1970). Numerical model for tsunami run-up. *Journal of the Waterways, Harbors and Coastal Engineering Division*, 96 (No. WW3), 701-719.

- Heller, V. (2011). Scale effects in physical hydraulic engineering models. *Journal of Hydraulic Research*, 49 (3), 293-306.
- Higuera, P., Lara, J.L., Losada, I.J. (2014a). Three-dimensional interaction of waves and porous coastal structures using OpenFOAM®. Part I: Formulation and validation. *Coastal Engineering*, 83 (5-6), 243-258.
- Higuera, P., Lara, J.L., Losada, I.J. (2014b). Three-dimensional interaction of waves and porous coastal structures using OpenFOAM®. Part II: Application. *Coastal Engineering*, 83 (5-6), 259-270.
- Hirt, C.W., Nichols, B.D. (1981). Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries. *Journal of Computational Physics*, 39 (1), 201-225.
- Hsiao, S.C., Hu, K.C., Hwung H.H. (2010). Extended Boussinesq Equations for Water-Wave Propagation in Porous Media. *Journal of Engineering Mechanics*, 136 (5), 625-640.
- Hsiao, S.C., Liu, P.L.F., Chen, Y. (2002). Nonlinear water waves propagating over a permeable bed. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 458 (2022), 1291-1322.
- Hsu, T.J., Sakakiyama, T., Liu, P.L.F. (2002). A numerical model for wave motions and turbulence flows in front of a composite breakwater. *Coastal Engineering*, 46 (1), 25-50.
- Hughes, S.A. (1993). *Physical models and laboratory techniques in coastal engineering*. Advanced Series on Ocean Engineering. World Scientific, Singapore
- Hunt, H.L., Scheibling, R.E. (2001). Predicting wave dislodgement of mussels. *Marine Ecology Progress Series*, 213, 157-164.
- Hur, D.S., Lee, W.D., Cho, W.C. (2012). Three-dimensional flow characteristics around permeable submerged breakwaters with open inlet. *Ocean Engineering*, 44 (1), 100-116.
- Jensen, A. (2002). Artificial reefs of Europe: perspective and future. *Journal of Marine Science*, 59 (suppl), 3-13.
- Jensen, A. C. (ed.) (1997). European Artificial Reef Research. *Proceedings of the first EARRN Conference*, Ancona, Italy. Southampton Oceanography Centre, 449.
- Jensen, A.C., Hamer, B.A., Wickings, J.F. (1998). Ecological implications of developing coastal protection structures. *Coastlines, structures and breakwaters*, 70-81. Telford, London.
- Johnson, H.K. (2006). Wave modelling in the vicinity of submerged breakwaters. *Coastal Engineering*, 53 (1), 39-48.
- Johnson, H.K., Karambas, Th.V., Avgeris, I., Zanuttigh, B., Gonzales-Marco, D., Caceres, I. (2005). Modelling of waves and currents around submerged breakwaters. *Coastal Engineering*, 52 (10-11), 949-969.
- Jonsson, I.G. (1966). Wave boundary layers and friction factors. *Proceedings of the 10th International Conference on Coastal Engineering*. 127-148, Tokyo, Japan.
- Karambas, Th. V. (1999). A unified model for periodic non-linear dispersive waves in intermediate and shallow water. *Journal of Coastal Research*, 15 (1), 128-139.
- Karambas, Th. V., Koutitas, C. (1992). A breaking wave propagation model based on the Boussinesq equations. *Coastal Engineering*, 18 (1-2), 1-19.
- Karambas, Th. V., Koutitas, C. (2002). Surf and swash zone morphology evolution induced by nonlinear waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 128 (3), 102-113.
- Karambas, Th. V., Memos, C.D. (2009). Boussinesq model for weakly nonlinear fully dispersive water waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 135 (5), 187-199.
- Keller, J.B. (1948). The Solitary Wave and Periodic Waves in Shallow Water. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 1 (4), 323-339.
- Kennedy, A.B., Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A. (2000). Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and run-up I: 1D. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 126 (1), 39-47.

- Kirby, J.T., Wei, G., Chen, Q., Kennedy, A.B., Dalrymple, R. A. (1998). FUNWAVE 1.0, Fully nonlinear Boussinesq wave model. Documentation and users manual. Report CACR- 98-06, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware, Newark, Delaware.
- Klonaris, G. Th., Memos, C. D., and Drønen, N. K. (2016). High-order Boussinesq-type model for integrated nearshore dynamics. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 10.1061/(ASCE)WW.1943-5460.0000349, 04016010.
- Klonaris, G.Th. (2016). Morphodynamics in a beach with submerged breakwaters, *PhD Thesis*, NTUA, Athens Greece.
- Kontaxi, C., Memos, C. (2005). Submerged breakwaters as artificial habitats. *Proceedings of the 31st IAHR Congress*, Seoul, South Korea, 3967-3975.
- Kramer M., Zanuttigh B., van der Meer J.W., Vidal C., Gironella F.X. (2005). Laboratory experiments on low-crested breakwaters. *Coastal Engineering*, 52 (10-11), 867-885.
- Kramer, M., Burcharth, H.F. (2003). DELOS : Wave basin experiment final form - 3D Stability tests at AAU. Internal report, DELOS deliverable D31, [Available online at <http://www.delos.unibo.it/Docs/Deliverables/D31.pdf>]
- Lara, J.L., Garcia, N., Losada, I.J. (2006). RANS modeling applied to random wave interaction with submerged permeable structures. *Coastal Engineering*, 53 (5-6), 395-417.
- Larsen, J., Dancy H. (1983). Open boundaries in short wave simulations: a new approach. *Coastal Engineering*, 7 (3), 285-297.
- Li, B. (2008). Wave equations for regular and irregular water wave propagation. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 134 (2), 121-142.
- Liu, L.-F.P., Lin, P. (1997). A numerical model for breaking waves: The volume of fluid method. Research Report. No. CACR-97-02, Center for Applied Coastal Research, Ocean Engineering Laboratory, University of Delaware.
- Liu, P.L.F., Lin, P.Z., Chang, K.A., and Sakakiyama, T. (1999). Numerical modeling of wave interaction with porous structures. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 125 (6), 322-330.
- Liu, P.L.F., Losada, I. J. (2002). Wave propagation modeling in coastal engineering. *Journal of Hydraulic Research*, 40 (3), 229-240.
- Liu, P.L.F., Wen, J. (1997). Nonlinear diffusive surface waves in porous media. *Journal of Fluid Mechanics*, 347 (26), 119-139.
- Longo, S. (2006). The effect of air bubbles on ultrasound velocity measurement. *Experiments in Fluids*, 41 (4), 593-602.
- Losada, I.J., Lara, J.L., Garcia, N. (2003). 2-D Experimental and numerical analysis of wave interaction with low-crested breakwaters including breaking and flow recirculation. *Proceedings of Coastal Structures*, 863-875. ASCE, Reston VA.
- Losada, I.J., Lara, J.L., Guancho, R., and Gonzalez-Ondina, J.M. (2008). Numerical analysis of wave overtopping of rubble mound breakwaters. *Coastal Engineering*, 55 (1), 47-62.
- Losada, I.J., Losada, M.A., Martin, A. (1995). Experimental study of wave-induced flow in a porous structure. *Coastal Engineering*, 26 (1-2), 77-98.
- Losada, I.J., Patterson, M.D., Losada, M.A. (1997). Harmonic generation past a submerged porous step. *Coastal Engineering*, 31 (1-4), 281-304.
- Losada, I.J., Silva, R., Losada, M.A. (1996). Interaction on non-breaking directional random waves with submerged breakwaters. *Coastal Engineering*, 28 (1-4), 249-266.
- Loveless, J. H., Debski, D., MacLeod, A.B. (1998). sea level set up behind detached breakwaters. *Proceedings of the 26th International Conference on Coastal Engineering*, Copenhagen, Denmark, ASCE, 1665-1678.
- Luth, H.R., Klopman G., Kitou, N. (1993). Kinematics of waves breaking partially on an offshore bar. In: Rep. H1573, 13 pp., Delft Hydraulic, Delft, Netherlands.
- Lynett, P. (2006). Nearshore wave modeling with high-order Boussinesq-type equations. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 132 (5), 348-357.

- Madsen, P.A. (1981). A model for a turbulent bore. Series paper No. 28, Institute of Hydrodynamics and Hydraulic Engineering, Technical University of Denmark, Lyngby.
- Madsen, P.A., Bingham, H.B., Hua Liu (2002). A new Boussinesq model for fully nonlinear waves from shallow to deep water. *Journal of Fluid Mechanics*, 462, 1-30.
- Madsen, P.A., Bingham, H.B., Schäffer, H.A. (2003). Boussinesq-type formulations for fully nonlinear and extremely dispersive water waves: derivation and analysis. *Proceedings of the Royal Society of London A*, 459, 1075-1104.
- Madsen, P.A., Fuhrman, D.R., Wang, B. (2006). A Boussinesq-type method for fully nonlinear waves interacting with a rapidly varying bathymetry. *Coastal Engineering*, 53 (5-6), 487-504.
- Madsen, P.A., Murray, R., Sørensen, O.R. (1991). A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coastal Engineering*, 15 (4), 371-388.
- Madsen, P.A., Schäffer, H.A. (1998). Higher-order Boussinesq-type equations for surface gravity waves: derivation and analysis. *Philosophical transactions of the royal society A, mathematical physical and engineering sciences*, 356, 3123-3184.
- Madsen, P.A., Sørensen, O.R. (1992). A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly-varying bathymetry. *Coastal Engineering*, 18 (3-4), 183-204.
- Madsen, P.A., Sørensen, O.R., Schäffer, H.A. (1997a). Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model. Part I: model description and cross-shore motion of regular waves. *Coastal Engineering*, 32 (4), 255-287.
- Madsen, P.A., Sørensen, O.R., Schäffer, H.A. (1997b). Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model. Part II: surf beat and swash oscillations for wave groups and irregular waves. *Coastal Engineering*, 32 (4), 289-319.
- Madsen, P.A., Svendsen, I.A. (1983). Turbulent bores and hydraulic jumps. *Journal of Fluid Mechanics*, 129, 1-25.
- Mei, C.C. (1989). The applied dynamics of ocean surface waves. *Advanced Series on Ocean Engineering*, volume 1. World Scientific.
- Mei, C.C., LeMéhauté, B. (1966). Note on the equations of long waves over an uneven bottom. *Journal of Geophysical Research*, 71 (2), 393-400.
- Memos, C.D, Klonaris, G.Th., and Chondros, M.K. (2015). On Higher-Order Boussinesq-Type Wave Models. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 142 (1), 04015011, 1-17.
- Memos, C.D., Karambas, Th.V., Avgeris, I. (2005). Irregular wave transformation in the nearshore zone: experimental investigations and comparison with a higher order Boussinesq model. *Ocean Engineering*, 32 (11-12), 1465-1485.
- Metallinos A., Emmanouilidiou M.-E., Memos C.D. (2014). Wave-induced pore pressures in submerged rubble mound breakwaters simulated by a compound Boussinesq model. *Journal of Hydraulic Research*, 52 (1), 24-35.
- Metallinos, A.S., Memos, C.D. (2012). Wave-induced kinematics inside submerged porous structures. *Journal of Hydraulic Research*, 50 (4), 388-394.
- Mori, N., Suzuki, T., Kakuno, S. (2007). Noise of acoustic Doppler velocimeter data in bubbly flows. *Journal of Engineering Mechanics*, 133 (1), 122-125
- Moschella, P.S., Abbiati, M., Aberg, P., Airolidi, L., Anderson, J.M., Bacchiocchi, F., Bulleri, F., Dinesen, G.E., Frost, M., Gacia, E., Granhag, L., Jonsson, P.R., Satta, M.P., Sundelof, A., Thompson, R.C., Hawkins, S.J. (2005). Low-crested coastal defence structures as artificial habitats for marine life: Using ecological criteria in design. *Coastal Engineering*, 52 (10-11), 1053-1071.
- Munson, B.R., Young, D.F., Okiishi, T.H., Huebsch, W.W. (2009). *Fundamental of fluid mechanics*. John Wiley & Sons, New York.

- Muttray, M., Oumeraci, H. (2005). Theoretical and experimental study on wave damping inside a rubble mound breakwater. *Coastal Engineering*, 52 (8), 709–725.
- Muttray, M., Oumeraci, H., Zimmerman, C., Partensky, H.W. (1992). Wave energy dissipation on and in rubble mound breakwaters. *Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering*, Venice, Italy, ASCE, 1434–1447.
- Muttray, M., Oumeraci, H., Zimmerman, C., Partensky, H.W. (1995). Wave-induced flow in a rubble mound breakwater. *Proceedings of the 4th International Conference on Coastal and Port Engineering in developing Countries*, (COPEDEC), Rio de Janeiro, Brasil, 1219-1231.
- Myrhaug, D., Ong, M.C. (2010). Random wave-induced onshore scour characteristics around submerged breakwaters using a stochastic method. *Ocean Engineering*, 37 (13), 1233-1238.
- Nikora, V.I., Goring, D.G. (1998). ADV measurements of turbulence: can we improve their interpretation?. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1224 (6), 630-634.
- Nwogu, O. (1993). Alternative form of Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 119 (6), 618-638.
- Nwogu, O. (1996). Numerical prediction of breaking waves and currents with a Boussinesq model. *Proceedings of the 25th International Conference on Coastal Engineering*, 4, 4807-4820, Orlando.
- Ohyama, T., Beji, S., Nadaoka, K., Battjes, J.A. (1994). Experimental verification of a numerical model for nonlinear waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 120 (6), 637-644.
- Ohyama, T., Kioka, W., Tada, A. (1995). Applicability of numerical models to nonlinear dispersive waves. *Coastal Engineering*, 24 (3–4), 297-313.
- Oumeraci, H., Partensky, H. W. (1990). Wave-induced pore pressures in rubble mound breakwaters. *Proceedings of 22th International Conference on Coastal Engineering*, Delft, The Netherlands, 1334-1347.
- Panizzo, A., Briganti, R. (2007). Analysis of wave transmission behind low-crested breakwaters using neural networks. *Coastal Engineering*, 54 (9), 643-656.
- Papadopoulos, C., Metallinos, A.S., Memos, C.D. (2014). Validation of a Boussinesq-type wave model applicable to any depth. *3rd IAHR Europe Congress*, Porto, Portugal.
- Peregrine, D.H. (1967). Long waves on a beach. *Journal of Fluid Mechanics*, 27, 815-827.
- Peregrine, D.H. (1972). *Equations for water waves and the approximation behind them*. In: R.E. Meyer, Editor, *Waves on Beaches and Resulting Sediment Transport*, Academic Press, New York.
- Repousis E.G., Metallinos A.S., Memos C.D. (2014). Wave breaking over submerged breakwaters. *Proceedings of the 5th International Conference on the Application of Physical Modelling to Port and Coastal Protection*, Coastlab 14, Varna, Bulgaria, 2, 54-63.
- Roeber, V., Cheung, K.F., Kobayashi, M.H. (2010). Shock-capturing Boussinesq-type model for nearshore wave processes. *Coastal Engineering*, 57 (4), 407–423.
- Sawaragi, T. and Deguchi, I. (1993) Waves on Permeable Layers. *Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering*, 1531-1544, Venice, Italy.
- Schäffer, H.A. (2004). Accurate determination of internal kinematics from numerical wave model results. *Coastal Engineering*, 50 (4), 199-211.
- Schäffer, H.A., Deigaard, R., Madsen, P.A. (1992). A two-dimensional surf zone model based on the Boussinesq equations. *Proceedings of the 23rd International Conference on Coastal Engineering*, 43, 576-590, Venice, Italy.
- Schäffer, H.A., Madsen, P.A. (1995). Further enhancements of Boussinesq type equations. *Coastal Engineering*, 26 (1-2), 1-14.

- Schäffer, H.A., Madsen, P.A., Deigaard, R. (1993). A Boussinesq model for waves breaking in shallow water. *Coastal Engineering*, 20 (3-4), 185-202.
- Shi, F., Kirby, J.T., Geiman, J.D., Grilli, S.T. (2011). A high-order adaptive time-stepping TVD solver for Boussinesq modeling of breaking waves and coastal inundation. *Ocean Modelling*, 43-44, 36-51.
- Siddon, C.E., Witman, J.D. (2003). Influence of chronic, low-level hydrodynamic forces on subtidal community structure. *Marine Ecology Progress Series*, 261, 99-110.
- Smagorinsky, J. (1963). General Circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91 (3).
- Sollitt, C.K., Cross, R.H. (1972). Wave transmission through permeable breakwaters. *Proceeding of the 13th International Conference on Coastal Engineering*, Vancouver, Canada, ASCE, 1827-1846.
- Svendsen, I.A. (1974). Cnoidal waves over a gently sloping bottom. Technical University of Denmark, Lyngby, ISVA, Ser. Pap. 6.
- Svendsen, I.A. (1984). Wave heights and set-up in a surf zone. *Coastal Engineering*, 8 (4), 303-329.
- Svendsen, I.A., Madsen, P.A. (1984). A turbulent bore on a beach. *Journal of Fluid Mechanics*, 148, 73-96.
- Tao, J. (1983). Computation of wave run-up and wave breaking. Internal Report, Danish Hydraulics Institute, Hørsholm, Denmark.
- Ting, C.-L., Lin, M.-C., Cheng, C.-Y. (2004). Porosity effects on non-breaking surface waves over permeable submerged breakwaters. *Coastal Engineering*, 50 (4), 213–224.
- Ting, F., Kirby, J. (1994). Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone. *Coastal Engineering*, 24 (1-2), 51-80.
- Troch, P. (2000). Experimental study and numerical simulation of wave interaction with rubble mound breakwaters. *PhD Thesis*, Department of Civil Engineering, Ghent University, Belgium, 5-25.
- Tsutsui, S., Suzuyama, K., Ohki, K. (1998). Model equations of nonlinear dispersive waves in shallow water and an application of its simplified version to wave evolution on the step-type reef. *Coastal Engineering Journal*, 40 (1), 41-60.
- Van der Meer J.W. (1988). Rock slopes and gravel beaches under wave attack, *PhD Thesis*, Delft Hydraulics (report 396), Delft University, Delft NL
- Van der Meer, J.W., Pilarczyk, K.W. (1990). Stability of low-crested and reef breakwaters. *Proceedings of 22nd Conference on Coastal Engineering (ICCE)*, Delft, The Netherlands, 1375-1388.
- Van der Meer, J.W., Stam, C.J.M. (1992). Wave runup on smooth and rock slopes, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 118 (5), 534-550.
- Van Gent, M. R. A. (1994). The modelling of wave action on and in coastal structures. *Coastal Engineering*, 22 (3-4), 311-339.
- Van Gent, M.R.A. (1995). Wave interaction with permeable coastal structures. *PhD Thesis*. Delft University, Delft NL.
- Vaneste, D., Troch, P. (2010). Experimental research on pore pressure attenuation in rubble-mound breakwaters. *Proceedings of the 32th International Conference on Coastal Engineering*, Shanghai, PR China, ASCE, 1334-1347.
- Vaneste, D., Troch, P. (2012). An improved calculation model for the wave-induced pore pressure distribution in a rubble-mound breakwater core. *Coastal Engineering*, 66 (4), 8-23.
- Vincent, C.L., Briggs, M.J. (1989). Refraction–diffraction of irregular waves over a mound. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 115 (2), 269-284.

Βιβλιογραφία

- Voulgaris, G., Trowbridge, J.H. (1998). Evaluation of the acoustic Doppler velocimeter (ADV) for turbulence measurements. *Journal of Atmospheric and Ocean Technology*, 15 (1), 272-289.
- Ward, J.C. (1964). Turbulent flow in porous media. *Journal of Hydraulics Division, ASCE* 90 (HY5), 1-12.
- Wei, G. (1997). Simulation of water waves by Boussinesq models. *PhD thesis*, University of Delaware, Delaware Newark.
- Wei, G., Kirby, J.T. (1994). "A high order time-dependent numerical model for the extended Boussinesq equations. *Proceedings of the International Symposium: Waves-Physical and Numerical Modeling*, 544-553, Vancouver.
- Wei, G., Kirby, J.T. (1995). Time-Dependent Numerical Code for Extended Boussinesq Equations. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, 121 (5), 251-261.
- Wei, G., Kirby, J.T., Grilli, S.T., Subramanya, R. (1995). A fully non-linear Boussinesq model for surface waves. Part 1. Highly non-linear unsteady waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 294, 71-92.
- Wei, G., Kirby, J.T., Sinha, A. (1999). Generation of waves in Boussinesq models using a source function method. *Coastal Engineering*, 36 (4), 271–299.
- Wei, G., Kirby, T. (1995). Time-dependent numerical code for extended Boussinesq equations. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 121 (5), 251-261.
- Witting, J.M. (1984). A unified model for the evolution nonlinear water waves. *Journal of Computational Physics*, 56 (2), 203-236.
- Young, M.D., Testik, F.Y. (2011). Wave reflection by submerged vertical and semicircular breakwaters. *Ocean Engineering*, 38 (10), 1269-1276.
- Zanuttigh B. and Lamberti A. (2003). Wave basin experiment final form: 3D Hydrodynamic tests at Aalborg University, DK. DELOS Project Deliverable D 31.
- Zanuttigh, B., Lamberti, A. (2006). Experimental analysis and numerical simulations of waves and current flows around low-crested rubble-mound structures, *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 132 (1), 10-27.
- Zelt, J.A. (1991). The run-up of nonbreaking and breaking solitary waves. *Coastal Engineering*, 15 (3), 205-246.
- Zhan, J.M., Li, Y.S., Wai, O.W.H. (2003). Numerical modelling of multi-directional irregular waves incorporating 2-D numerical wave absorber and subgrid turbulence. *Ocean Engineering*, 30 (1), 23–46.
- Zou, Z.L. (1999). Higher order Boussinesq equations. *Ocean Engineering*, 26 (8), 767-792.