



Πανεπιστήμιο Αιγαίου

Τμήμα Επιστημών της Θάλασσας

## **ΗΠΙΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΡΟΣΤΑΣΙΑΣ ΑΚΤΩΝ ΑΠΟ ΔΙΑΒΡΩΣΗ:**

### **ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΙ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ**

Ανάπτυξη αριθμητικών μοντέλων κυματικού κλίματος και παράκτιας στερεομεταφοράς



Διδακτορική διατριβή

Κουτσουβέλα Δήμητρα

Επιβλέπων Αν.Καθηγητής Καραμπάς Θεοφάνης

ΜΥΤΙΛΗΝΗ 2010



## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ.....	III
SUMMARY.....	V
ΠΡΩΤΟΤΥΠΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ.....	VIII
1 ΔΙΑΒΡΩΣΗ ΤΩΝ ΑΚΤΩΝ ΚΑΙ ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΙ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ.....	1
1.1 ΔΙΑΒΡΩΣΗ ΤΩΝ ΑΚΤΩΝ.....	1
1.1.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
1.1.2 ΉΠΙΕΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΗΣ ΤΗΣ ΔΙΑΒΡΩΣΗΣ.....	4
1.2 ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΙ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ.....	8
1.2.1 ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ ΩΣ ΜΕΘΟΔΟΙ ΠΕΡΙΟΡΙΣΜΟΥ ΤΗΣ ΔΙΑΒΡΩΣΗΣ.....	9
1.2.2 ΕΡΓΑΛΕΙΑ ΓΙΑ ΤΟΝ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟ ΤΩΝ ΒΥΘΙΣΜΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΩΝ.....	12
1.2.3 ΤΕΧΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ.....	16
1.2.4 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΙΚΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΥ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΚΑΙ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗΣ ΔΙΑΔΟΣΗΣ.....	18
1.2.5 ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΗ ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΩΝ ΒΥΘΙΣΜΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΩΝ.....	19
1.2.6 ΆΛΛΕΣ ΜΟΡΦΕΣ ΒΥΘΙΣΜΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΩΝ.....	21
2 ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΙΖΗΜΑΤΟΣ.....	23
2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	23
2.2 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ.....	24
2.3 ΚΑΤΩΦΛΙ ΚΙΝΗΣΗΣ.....	28
2.4 ΦΟΡΤΙΟ ΠΥΘΜΕΝΑ ΚΑΙ ΦΟΡΤΙΟ ΥΠΟ ΑΙΩΡΗΣΗ.....	31
3 ΔΙΔΙΑΣΤΑΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΠΑΡΑΚΤΙΑΣ ΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑΣ.....	33
3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	33
3.2 ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ BOUSSINESQ.....	35
3.2.1 ΘΡΑΥΣΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ.....	36
3.2.2 ΤΡΙΒΗ ΠΥΘΜΕΝΑ.....	38
3.2.3 SUBGRID ΑΝΑΜΙΕΗ ΤΥΡΒΗΣ.....	44
3.2.4 ΑΝΑΡΡΙΧΗΣΗ.....	45
3.3 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΣΧΗΜΑ ΕΠΙΛΥΣΗΣ.....	48
3.4 ΟΡΙΑΚΕΣ-ΑΡΧΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ.....	54
3.4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΚΥΜΑΤΙΚΗΣ ΔΙΑΤΑΡΑΧΗΣ.....	54
3.4.2 ΑΠΟΡΡΟΦΗΤΙΚΑ ΌΡΙΑ.....	66
3.4.3 ΑΝΑΚΛΑΣΤΙΚΑ ΌΡΙΑ.....	68
3.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΙΣΧΥΣ.....	71
4 ΜΟΝΤΕΛΑ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΙΖΗΜΑΤΟΣ.....	73
4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	73
4.2 ΥΦΙΣΤΑΜΕΝΑ ΜΟΝΤΕΛΑ.....	75
4.2.1 ΤΥΠΟΣ CERC.....	75

4.2.2	ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΕΥΕΡ-ΡΕΤΕΡ ΚΑΙ ΜΥΛΛΕΡ.....	76
4.2.3	ΜΟΝΤΕΛΟ ΦΟΡΤΙΟΥ ΥΠΟ ΑΙΩΡΗΣΗ ΒΡΙΑΝΔ ΚΑΙ ΚΑΜΡΗΥΙΣ.....	77
4.2.4	ΜΟΝΤΕΛΟ ΦΟΡΤΙΟΥ ΠΥΘΜΕΝΑ ΡΙΒΒΕΡΙΝΚ.....	80
4.2.5	ΜΟΝΤΕΛΟ ΝΙΕΛΣΕΝ (ΖΩΝΗ ΑΝΑΡΡΙΧΗΣΗΣ).....	84
4.3	ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΗΚΑΝ ΣΤΗΝ ΠΑΡΟΥΣΑ ΕΡΓΑΣΙΑ.....	89
4.3.1	ΜΟΝΤΕΛΟ 1 (ΔΙΒΑΙΝΙΑ ΑΝΔ ΨΑΤΑΝΑΒΕ, ΚΑΡΑΜΒΑΣ ΑΝΔ ΚΑΡΑΘΑΝΑΣΣΙ).....	89
4.3.2	ΜΟΝΤΕΛΟ 2 (ΣΑΜΕΜΕΝ ΑΝΔ ΛΑΡΣΟΝ).....	97
4.4	ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ.....	106
5	ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΣΕ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ ΜΕ ΣΤΕΨΗ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΤΗ ΣΤΑΘΜΗ ΘΑΛΑΣΣΑΣ .....	110
5.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	110
5.2	ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ.....	113
5.2.1	ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ.....	115
5.2.2	ΑΝΥΨΩΣΗ ΤΗΣ ΜΕΣΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ ΘΑΛΑΣΣΑΣ.....	125
5.3	ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΜΟΡΦΟΔΥΝΑΜΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ.....	130
6	ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΣΕ ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ.....	136
6.1	ΜΕΡΟΣ Α: ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΠΡΟΒΛΕΨΕΙΣ.....	136
6.1.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	136
6.1.2	ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΡΕΥΜΑΤΩΝ.....	140
6.1.2.1	ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΟΥ ΣΥΝΟΛΙΚΟΥ ΛΑΘΟΥΣ.....	153
6.1.3	ΑΝΥΨΩΣΗ ΤΗΣ ΜΕΣΗΣ ΣΤΑΘΜΗΣ ΘΑΛΑΣΣΑΣ.....	156
6.1.3.1	ΕΚΤΙΜΗΣΗ ΤΟΥ ΣΥΝΟΛΙΚΟΥ ΛΑΘΟΥΣ.....	160
6.2	ΜΕΡΟΣ Β: ΜΟΡΦΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΠΡΟΒΛΕΨΕΙΣ.....	167
6.2.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	167
6.2.2	ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΒΥΘΙΣΜΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΩΝ ΜΕ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ ΜΕ ΣΤΕΨΗ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΤΗ ΣΤΑΘΜΗ ΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΑΣ.....	172
6.2.3	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΗ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΣΤΗ ΜΟΡΦΟΛΟΓΙΑ.....	177
6.2.4	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΑΠΟΣΤΑΣΗΣ ΤΟΥ ΚΕΝΟΥ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΩΝ ΣΤΗ ΜΟΡΦΟΛΟΓΙΑ.....	183
6.2.5	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΟΥ ΜΗΚΟΥΣ ΤΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ ΣΤΗ ΜΟΡΦΟΛΟΓΙΑ.....	187
6.2.6	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΑΠΟΣΤΑΣΗΣ ΑΠΟ ΤΗΝ ΑΚΤΟΓΡΑΜΜΗ ΣΤΗ ΜΟΡΦΟΛΟΓΙΑ.....	190
6.2.7	ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΜΟΝΟΥ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΗ ΣΤΗ ΜΟΡΦΟΛΟΓΙΑ.....	198
7	ΣΤΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	201
	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ.....	206

## ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η ακτή είναι ένα δυναμικό οικοσύστημα, το οποίο παίζει σημαντικό ρόλο στην τουριστική, οικονομική, οικιστική, βιομηχανική ανάπτυξη μίας περιοχής. Τα παράκτια τεχνικά έργα που κατασκευάζονταν μέχρι πρόσφατα δεν λάμβαναν υπόψη την περιβαλλοντική διάσταση ενός παράκτιου συστήματος. Όμως, το γεγονός αυτό σε συνδυασμό με την επίδραση από τις ανθρωπογενείς δραστηριότητες δημιούργησε πολλά προβλήματα στις ακτές με σημαντικότερο τη διάβρωση.

Τα τελευταία χρόνια εισήχθη ο όρος της ‘ήπιας προσέγγισης’ στη διαχείριση της ακτής και των παράκτιων συστημάτων, με στόχο την κατασκευή τεχνικών έργων που θα εξυπηρετούν τις ανθρωπογενείς ανάγκες με σεβασμό προς τα οικοσυστήματα, τα ενδιαφέροντά τους και την αισθητική της ακτής. Οι βυθισμένοι κυματοθραύστες ανήκουν στην κατηγορία αυτή των τεχνικών έργων που έχουν ως σκοπό την προστασία της ακτής και των έργων υποδομής χωρίς να προκαλούν σημαντικές αρνητικές περιβαλλοντικές συνέπειες. Έτσι η έρευνα έχει στραφεί στη μελέτη των βυθισμένων κυματοθραυστών, χρησιμοποιώντας αρχικά την εμπειρία και τη βιβλιογραφία που υπάρχει σχετικά με τις παραδοσιακές μεθόδους όπως είναι κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας.

Στην κατεύθυνση αυτή έρχεται να συνεισφέρει και η παρούσα διατριβή, ώστε να μπου οι βάσεις για την ανάπτυξη ενός ολοκληρωμένου εργαλείου (αριθμητικού μοντέλου) για τη μελέτη των βυθισμένων κυματοθραυστών και της επίδρασης τους στο παράκτιο περιβάλλον. Παράλληλα με τη βοήθεια του μοντέλου γίνεται βελτιστοποίηση των κανόνων για τον ορθότερο σχεδιασμό τους, ώστε να εκπληρώνεται ο σκοπός για τον οποίο έχουν κατασκευαστεί και να μην παρουσιάζονται αστοχίες.

Στο σημείο αυτό θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα κ. Θ. Καραμπά για τη δυνατότητα που μου έδωσε να ασχοληθώ με αυτό το πολύ ενδιαφέρον ζήτημα, την επιστημονική του καθοδήγηση και υποστήριξη. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τα μέλη της τριμελούς επιτροπής κ. Ι. Μέμο και κ. Α. Βελεγράκη για το ενδιαφέρον και την πολύ καλή συνεργασία κατά τη διάρκεια της διατριβής. Τέλος, σημαντική ήταν και η βοήθεια του κ. Ι. Αυγέρη.

Το έργο συγχρηματοδοτήθηκε

- 80% της Δημόσιας Δαπάνης από την Ευρωπαϊκή Ένωση – Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο
- 20% της Δημόσιας Δαπάνης από το Ελληνικό Δημόσιο – Υπουργείο Ανάπτυξης – Γενική Γραμματεία Έρευνας και Τεχνολογίας
- και από τον Ιδιωτικό Τομέα

στο πλαίσιο του Μέτρου 8.3 του Ε.Π. Ανταγωνιστικότητα – Γ΄ Κοινοτικό Πλαίσιο Στήριξης.

## SUMMARY

Over the past decades the problem of coastal erosion has expanded and there has been noted an important retreat of the shoreline. The solutions used to confront this problem until recently have been basically constituted of ‘hard’ conventional methods such as emerged breakwaters, seawalls, groins. However, due to environmental considerations, submerged breakwaters (SB) have become nowadays increasingly popular. They can be considered as a ‘soft’ shore protection method, provided that:

- they do not have any optical harmful effect
- they do not prevent significantly the circulation of waters
- they do not have such severe environmental impacts on habitats, species and ecosystems as the conventional methods.

The function of the SB (as well as the emerged breakwater) is to reduce the incoming wave energy across the structure. So, the coastal region is greatly affected, as far as the quantity of the sediment transported is concerned and the direction of the transport, which results in a general change of the morphology of the coast.

Sediment transport prediction requires the use of a wave model and a wave-induced current model. The development of nonlinear breaking and non-breaking wave propagation models based on the Boussinesq equations led to the combination of these models with a sediment transport model (Rakha et al., 1997, Karambas and Koutitas, 2002, Karambas and Karathanassi, 2004).

The literature on the theory, the applications of numerical models and the experience on the construction of SB is limited compared the conventional emerged breakwater. So, the main objective of this study was:

- to present a complete modelling tool in order to gain a deeper understanding of the manner in which submerged breakwaters influence local hydrodynamics, sediment transport, and morphology
- to provide basic functional design rules for SB

The results of the models were compared to experimental data concerning both emerged and submerged breakwaters. The comparison showed that the models were able to reproduce successfully the flow pattern as well as the sediment transport rates and the morphological changes in the coastal region. In particular the improvement that has taken place concerns the following fields:

- Wave breaking, run-up and rundown the beach in 2DH (2 Dimensional Horizontal)
- Prediction of the transport rates in the breaking zone
- The swash zone sediment transport rates are incorporated in the total transport rates

The coupling of a Boussinesq type model with a fairly simple sediment transport model improves the accuracy of the results, while requiring a reasonable amount of computational time. The computing related issues are a rather important limitation especially for phase resolving models (such as Boussinesq models) in contrast to the phase averaged models, due to the significantly increased amount of computational time required. The model suite employed in the particular study offers an optimized combination of accuracy achieved by the models and computational costs.

After the use of experimental data for validation, the models were applied in order to acquire some basic functional rules:

- A transmission coefficient  $K_t=0.4$  is quite sufficient for coastal protection. The length of SB should not be particularly large (larger than the double of their distance from the coast).
- The gap between them should be greater than the incident wave length.
- Their distance from the coast should not be small (they have to be placed outside the surf zone).



Finally, the major conclusion was that submerged breakwaters can successfully replace emerged breakwaters, since they induce similar changes to the bed morphology (not identical) and offer satisfactory protection against erosion to the coastal areas.

## ΠΡΩΤΟΤΥΠΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ ΤΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

Τα πρωτότυπα στοιχεία της διδακτορικής διατριβής είναι τα εξής:

- Χρησιμοποιούνται προηγμένα μοντέλα για τη μελέτη της διάδοσης των κυματισμών από τα βαθιά νερά στην ακτή και τη μεταφορά ιζήματος. Τα υφιστάμενα μοντέλα βελτιώθηκαν ώστε να προσομοιώνεται ορθότερα η θραύση και η αναρρίχηση των κυματισμών, η δημιουργία του κυματογενούς ρεύματος καθώς η στερεομεταφορά.
- Ενσωματώνονται τεχνικές για τη μελέτη της διάδοσης τόσο των μονοχρωματικών όσο και των μη μονοχρωματικών κυμάτων
- Γίνεται προσαρμογή των μοντέλων ώστε να είναι σε θέση να περιγράψουν τις διεργασίες που πραγματοποιούνται σε παράκτιες περιοχές όπου βρίσκονται βυθισμένοι κυματοθραύστες.
- Γίνεται πιστοποίηση των μοντέλων
- Γίνεται χρήση των πιστοποιημένων μοντέλων για την βελτιστοποίηση του σχεδιασμού των βυθισμένων κυματοθραυστών και την διερεύνηση της ορθής χωροδιάταξης.

# 1 ΔΙΑΒΡΩΣΗ ΤΩΝ ΑΚΤΩΝ ΚΑΙ ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΙ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ

## 1.1 ΔΙΑΒΡΩΣΗ ΤΩΝ ΑΚΤΩΝ

### 1.1.1 Εισαγωγή

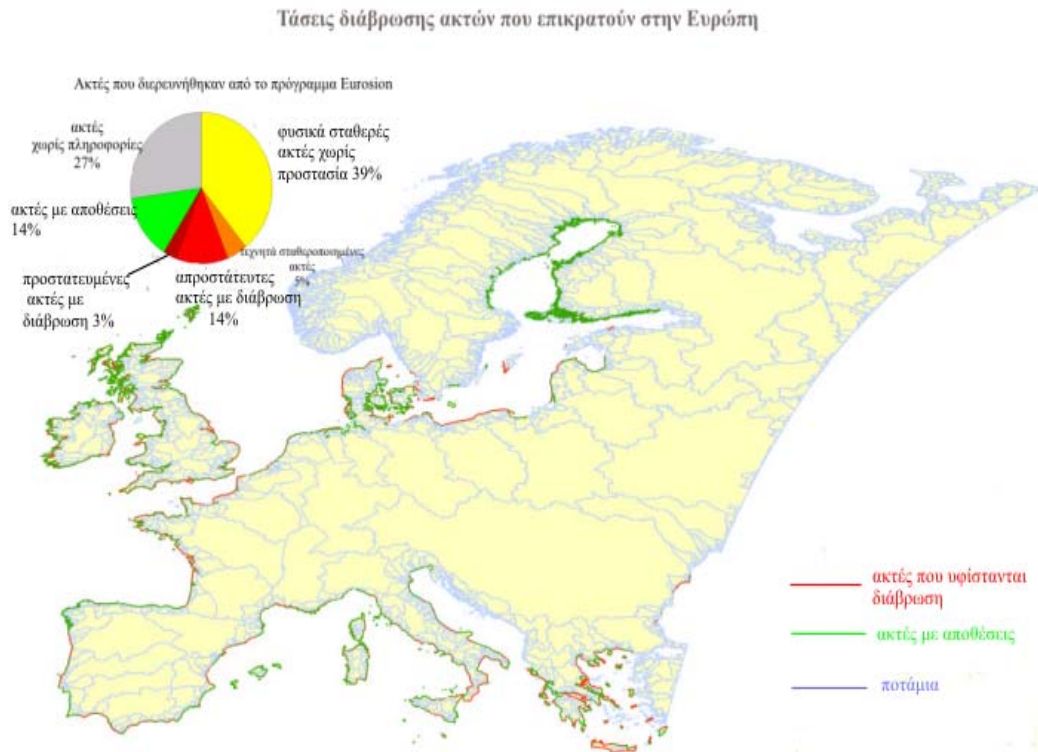
Η ακτή είναι ένα δυναμικό σύστημα το οποίο αποτελείται από τον αέρα, τη θάλασσα και την ξηρά και υφίσταται διαρκώς μεταβολές. Οι μεταβολές αυτές είναι αποτέλεσμα των γεωμορφολογικών διαδικασιών που λαμβάνουν χώρα, όπως η διάβρωση και η πρόσχωση και οδηγούν σε διαρκείς αλλαγές στην ακτογραμμή. Στις διαδικασίες αυτές είναι δυνατό να παρέμβει ο άνθρωπος, γεγονός που όντως συμβαίνει, άλλοτε με θετικές και άλλοτε με αρνητικές επιπτώσεις.

Οι διαβρώσεις και οι προσχώσεις στην παράκτια ζώνη συμβαίνουν εδώ και αιώνες και οφείλονται σε διάφορα φυσικά αίτια όπως είναι οι παλίρροιες, τα κύματα, τα ρεύματα, οι εκβολές των ποταμών, η ανύψωση της στάθμης της θάλασσας, τα έντονα καιρικά φαινόμενα, οι σεισμοί. Ο ανθρώπινος παράγοντας όμως τα τελευταία χρόνια με τη δραστική του παρέμβαση έχει διαταράξει τις φυσικές ισορροπίες του συστήματος και επιφέρει επιπρόσθετες αλλαγές.

Εξαιτίας του γεγονότος ότι το 40% του παγκόσμιου πληθυσμού ζει σε απόσταση μικρότερη των 100 χιλιομέτρων από κάποια ακτή, η σημασία των αλλαγών που υφίστανται οι ακτές αυξάνεται. Η παράκτια ζώνη χαρακτηρίζεται από ιδιαίτερη εμπορική, τουριστική βιομηχανική και οικοδομική δραστηριότητα. Επιπλέον, λαμβάνοντας υπόψη τα πολυάριθμα και ευαίσθητα οικοσυστήματα που φιλοξενούνται

στην παράκτια ζώνη γίνεται άμεσα αντιληπτή η πολυπλοκότητα του συστήματος και επομένως της φύσης των μεταβολών και των συνεπειών τους.

Μία από τις σημαντικότερες αρνητικές αλλαγές είναι η έντονη διάβρωση που παρατηρείται στις ακτές τον τελευταίο καιρό, με αποτέλεσμα να διεισδύει κατά μεγάλο ποσοστό η θάλασσα στην ξηρά. Η διάβρωση, όπως έχει σημειωθεί είναι μία φυσική διαδικασία, η οποία όμως έχει ενταθεί εξαιτίας των κατασκευών και της αστικοποίησης των ακτών. Είναι ένα φαινόμενο παγκόσμιο, το οποίο απασχολεί και την Ελλάδα σε μεγάλο βαθμό δεδομένης της μεγάλης έκτασης που καταλαμβάνει η ακτογραμμή της. Στο σχήμα 1.1 φαίνεται το μέγεθος του προβλήματος στην Ευρώπη με βάση μία έρευνα (Eurosion, 2004) που πραγματοποιήθηκε με πρωτοβουλία της Ευρωπαϊκής Επιτροπής. Στο σχήμα διακρίνεται καθαρά ότι όλη η Ευρώπη, αλλά κυρίως η Ελλάδα βρίσκονται σε σχετικά δυσχερή θέση.



Σχήμα 1.1: Χάρτης της Ευρώπης στον οποίο φαίνονται συνοπτικά οι ακτές, που υφίστανται διάβρωση. Η συνολική εικόνα καταδεικνύει τις έντονες τάσεις διάβρωσης που υπάρχουν στην Ευρώπη ([www.eurosion.org](http://www.eurosion.org)).

Παρόλα αυτά, για πολλά χρόνια δεν υπήρχε καμία σοβαρή πρόνοια όσον αφορά τις ακτές, οι οποίες αντιμετωπίζονταν ως ένα κομμάτι του περιβάλλοντος, που θα παρέμενε για πάντα αναλλοίωτο. Οι επεμβάσεις που γίνονταν μέχρι το πρόσφατο παρελθόν είχαν ως βάση την αρχή της λεγόμενης σκληρής προσέγγισης, αδιαφορώντας για τις επιπτώσεις στο θαλάσσιο περιβάλλον (δημιουργία κλειστών λεκανών, αισθητική όχληση). Εκτός αυτού, σε πολλές περιπτώσεις τα έργα που κατασκευάζονταν, όπως είναι οι κυματοθραύστες, για την αποκατάσταση του προβλήματος είχαν αντίθετα αποτελέσματα από τα επιθυμητά. Γενικότερα, η απουσία ενός μακροχρόνιου σχεδιασμού και μιας ικανοποιητικής νομοθεσίας καθώς και η άγνοια σε μεγάλο βαθμό, των παράκτιων φυσικών διεργασιών οδήγησαν στην παρούσα δυσμενή κατάσταση.

Σήμερα έχει καταστεί σαφές ότι η παράκτια ζώνη χρειάζεται ένα ολοκληρωμένο σύστημα διαχείρισης, σε αντιπαράθεση με τις συμβατικές ή ‘σκληρές’ μεθόδους που χρησιμοποιούνταν μέχρι πρόσφατα, το οποίο θα συμπεριλαμβάνει όλους τους φορείς και θα αφορά όλες τις διαστάσεις του προβλήματος. Κι αυτό διότι πρόκειται για ένα ζήτημα με πολλαπλές οικονομικές, κοινωνικές, περιβαλλοντικές, γεωμορφολογικές προεκτάσεις. Στα πλαίσια αυτής της ολοκληρωμένης διαχείρισης έχει επικρατήσει η τάση να προτιμώνται πλέον οι ήπιες μορφές έργων προστασίας, διότι ενυπάρχει και μία ευαισθητοποίηση σχετικά με την προστασία του περιβάλλοντος θαλάσσιου και χερσαίου. Οι μέθοδοι αυτές είναι περιβαλλοντικά αποδεκτές, εφόσον δεν προκαλούν σημαντικές απώλειες σε φυσικά ενδιατήματα και δεν εμποδίζουν με την παρουσία τους (τουλάχιστον σε μεγάλο βαθμό) τις μετακινήσεις των υδάτων και του θαλάσσιου πληθυσμού.

‘Σκληρές’ ή συμβατικές μέθοδοι θα μπορούσαν να χαρακτηριστούν οι μεγάλες κατασκευές από σκυρόδεμα ή ογκολίθους παρόμοιες με αυτές των λιμενικών έργων. Στις περιπτώσεις αυτές η προστασία της ακτής μπορεί να γίνει με την κατασκευή παράκτιου τοίχου, προβόλων και κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη μέση στάθμη θάλασσας.

### **1.1.2 Ήπιες μέθοδοι αντιμετώπισης της διάβρωσης**

Οι πρόσφατες ερευνητικές εξελίξεις στον τομέα της Παράκτιας Μηχανικής που αφορούν στις παράκτιες κυματογενείς διεργασίες, η ραγδαία αύξηση της διαθέσιμης υπολογιστικής ισχύος και η χρήση μαθηματικών μοντέλων για την προσομοίωση των μορφοδυναμικών μεταβολών σε συνδυασμό με την υπάρχουσα εμπειρία και την καινούρια αντίληψη για τις 'ήπιες' τεχνικές κατασκευές, εισάγουν την αρχή της ευαίσθητης προσέγγισης.

Οι κυριότερες 'ήπιες' μέθοδοι είναι: η τεχνητή ανάπλαση της ακτής, η εγκατάσταση πυθμενικών προβόλων, σε μικρές αποστάσεις μεταξύ τους που καλύπτουν το μήκος της προστατευόμενης ζώνης, οι βυθισμένοι και οι πλωτοί κυματοθραύστες σε θάλασσες με μικρό πλάτος παλίρροιας, και η αποστράγγιση της ακτής. Σε πολλές περιπτώσεις χρησιμοποιούνται σε συνδυασμούς (π.χ. τεχνητή ανάπλαση και βυθισμένοι κυματοθραύστες).

Η κατασκευή των βυθισμένων κυματοθραυστών (BK) θεωρείται μια 'ήπια' μέθοδος προστασίας των ακτών από διάβρωση, εφόσον δεν έχει οπτική όχληση και κυρίως δεν εμποδίζει ιδιαίτερα την κυκλοφορία των νερών, σε αντίθεση με τις 'σκληρές' συμβατικές μεθόδους (κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας). Επιπλέον ως κατασκευές δεν έχουν τόσο σημαντικές επιπτώσεις στο χερσαίο και θαλάσσιο περιβάλλον της περιοχής, όπου κατασκευάζονται. Για τους λόγους αυτούς, τα τελευταία χρόνια άρχισαν να κατασκευάζονται για την προστασία των ακτών από διάβρωση σε όλο τον κόσμο (Lamberti & Mancinelli, 1996, Dean et al., 1997, Black, 2000, DELOS, 2004).

Σε ορισμένες από τις εφαρμογές των BK για την προστασία της ακτής, οι συνέπειες στην παράκτια ζώνη ήταν πολύ θετικές, ενώ σε άλλες δεν κατάφεραν να εκπληρώσουν με επιτυχία τον σκοπό για τον οποίο κατασκευάστηκαν και οι συνέπειες ήταν αρνητικές (παρατηρήθηκε διάβρωση). Στον πίνακα 1.1, παρουσιάζονται συνοπτικά περιπτώσεις εφαρμογής BK.

Όπως φαίνεται και από τον πίνακα 1.1, οι BK δεν έχουν εφαρμοστεί στο παρελθόν εκτενώς, παρά μόνο τα τελευταία χρόνια. Αντίθετα, οι κυματοθραύστες με στέψη πάνω

από της στάθμη της θάλασσας, που ανήκουν στις ‘σκληρές μεθόδους’, αποτελούν μία πολλή κοινή μέθοδο προστασίας της ακτής στην Ευρώπη και στην Αμερική (Dean και Dalrymple, 2001) και κυρίως στην Ιαπωνία, όπου είχαν κατασκευαστεί πάνω από 2000 κυματοθραύστες μέχρι το 1990 (Seiji et al., 1987). Έτσι, ο σχεδιασμός των ΒΚ, όσον αφορά τα γενικά τους χαρακτηριστικά (μήκος, απόσταση από την ακτή, αποστάσεις μεταξύ τους, βύθισμα) μέχρι τώρα ήταν μάλλον εμπειρικός (Lesser et al., 2003) και συνδεόταν με την υφιστάμενη εμπειρία των συμβατικών κυματοθραυστών (Pilarczyk, 2003).

Επιπλέον, η έρευνα σχετικά με τους ΒΚ άρχισε πριν από μερικά χρόνια, και συμπεριλάμβανε πειραματική και αριθμητική διερεύνηση της κυματογενούς κυκλοφορίας (Chen et al., 1999, Johnson et al. 2004), μονοδιάστατα πειράματα εξέλιξης της μορφολογίας του πυθμένα (Groenewoud et al., 1996), μονοδιάστατα μοντέλα εξέλιξης της μορφολογίας του πυθμένα (Karambas et al., 1995) καθώς και εφαρμογές διδιάστατων μοντέλων μορφοδυναμικών μεταβολών (Lesser et al., 2003).

Μέχρι σήμερα η μοναδική ολοκληρωμένη έρευνα στην Ευρώπη πραγματοποιήθηκε πρόσφατα στα πλαίσια του προγράμματος DELOS καταλήγοντας στην έκδοση ορισμένων γενικών ‘Κατευθυντηρίων Γραμμών’ (DELOS, 2004). Το πρόγραμμα αυτό είχε ως στόχο να συλλέξει την βιβλιογραφία καθώς και την κατασκευαστική εμπειρία πάνω σε πραγματικές εφαρμογές από όλη την Ευρώπη, έτσι ώστε να προσφέρει μεθόδους και εργαλεία για τον σχεδιασμό τους, για την πρόβλεψη της απόδοσης αλλά και των περιβαλλοντικών συνεπειών των ΒΚ. Επίσης, πρέπει να σημειωθεί ότι στην Ιαπωνία και στην Αυστραλία η έρευνα έχει στραφεί στους τεχνητούς υφάλους (artificial reefs), οι οποίοι είναι ένα είδος βυθισμένου κυματοθραύστη (βλ. παρ. 1.2.6), με μεγάλο πλάτος στέψης (Pilarczyk, 2003). Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιας περίπτωσης είναι το ‘surf reef’ που έχει κατασκευαστεί στην ακτή Gold Coast της Αυστραλίας (Jackson et al., 2002) και αναφέρεται στον πίνακα 1.1.

## Διάβρωση των ακτών και βυθισμένοι κυματοθραύστες

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά των διατάξεων ΒΚ, που χρησιμοποιήθηκαν στο πεδίο. Β= μήκος κατασκευής, LA=απόσταση από την ακτή, W=πλάτος κατασκευής, h=βάθος στην περιοχή της κατασκευής, hc=βύθισμα, ΜΣΗ= Μέση Στάθμη Ηρεμίας, ΜΚΣ= Μέση Κατώτατη Στάθμη. (Ranasinghe και Turner, 2006)

Τοποθεσία	Αναφορά	Τύπος Κατασκευής	Μορφολογική μεταβολή	Ανάπλαση ακτής	B(m)	LA (m)	W(m)	hc(m)
Κόλπος Delaware, ΗΠΑ	Douglass και Weggel (1987)	Μονός κυματοθραύστης +2 πρόβολοι	Διάβρωση	NAI	300	75	Δεν αναφέρεται	ΜΚΣ
Ακτή Keino-Matsubara, Ιαπωνία	Deguchi και Sawaragi (1986)	Μονός κυματοθραύστης	Διάβρωση	NAI	80	85	20	-2m από τη ΜΚΣ
Niigata, Ιαπωνία	Funakoshi et al. (1994)	Μονός κυματοθραύστης +2 πρόβολοι	Διάβρωση	OXI	540	400	20	-1m από τη ΜΣΗ
Lido di Ostia, Ιταλία (#1)	Tomas-sicchio (1996)	Μονός κυματοθραύστης	Διάβρωση	NAI	3000	100	15	-1.5m από τη ΜΣΗ
Lido di Ostia, Ιταλία (#2)	Tomas-sicchio (1996)	Μονός κυματοθραύστης	Απόθεση	OXI	700	50	15	-0.5m από τη ΜΣΗ
Lido di Dante, Ιταλία	Lamberti and Mancinelli (1996)	Μονός κυματοθραύστης	Απόθεση	NAI	770	150	12	-0.5m από τη ΜΣΗ
Marche, Ιταλία	Lamberti and Mancinelli (1996)	Πολλαπλοί κυματοθραύστες	Διάβρωση	OXI	Δεν Αναφέρεται	100-200	10-12	-0.5m από τη ΜΣΗ
Palm Beach, FL, ΗΠΑ	Dean et al. (1997)	Μονός κυματοθραύστης	Διάβρωση	OXI	1260	70	4.6	-0.7m από την ΜΚΣ
Vero Beach, FL, ΗΠΑ	Stauble et al. (2000)	Πολλαπλοί κυματοθραύστες	Διάβρωση	OXI	915	85	4.6	-0.3m από τη ΜΚΣ
Gold Coast, Αυστραλία	Jackson et al. (2002)	surf reef	Απόθεση	NAI	350	100-600	2	-1m από την ΜΚΣ



Οι ΒΚ μπορούν να προσφέρουν μία περιβαλλοντικά φιλική και συγχρόνως αποτελεσματική μέθοδο προστασίας της ακτής από τη διάβρωση, αλλά υπό την προϋπόθεση ότι έχουν σχεδιαστεί σωστά. Τα εργαλεία με τα οποία γίνεται η μελέτη τους είναι αντικείμενα που βρίσκονται υπό έρευνα, ενώ οι κανόνες σχεδιασμού παρουσιάζουν ελλείψεις που καταδεικνύονται και από τις περιπτώσεις στις οποίες παρουσιάστηκαν αποτελέσματα αντίθετα από τα επιθυμητά (βλ. πίν. 1.1). Ο στόχος της συγκεκριμένης εργασίας είναι:

- Η συμβολή στην κατανόηση (με τη χρήση προηγμένων μαθηματικών μοντέλων) των υδροδυναμικών και μορφοδυναμικών διεργασιών στην παράκτια περιοχή που εφαρμόζονται ΒΚ.
- Η ανάπτυξη ενός ολοκληρωμένου υπολογιστικού εργαλείου για τη μελέτη των ΒΚ
- Η βελτιστοποίηση των κανόνων σχεδιασμού, όσον αφορά τη χωροδιάταξη και την γεωμετρία τους.

## 1.2 ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΙ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ

Οι βυθισμένοι κυματοθραύστες, στους οποίους αναφέρεται η συγκεκριμένη εργασία είναι κατασκευές παράλληλες προς της ακτή, που αποτελούνται συνήθως από λιθορριπή και ογκολίθους αλλά και από σκυρόδεμα. Η στέψη τους βρίσκεται κάτω από την επιφάνεια της θάλασσας επιτρέποντας στο νερό να κυκλοφορεί από πάνω τους, πράγμα που βοηθά στην ανανέωση των νερών της λιμενολεκάνης.

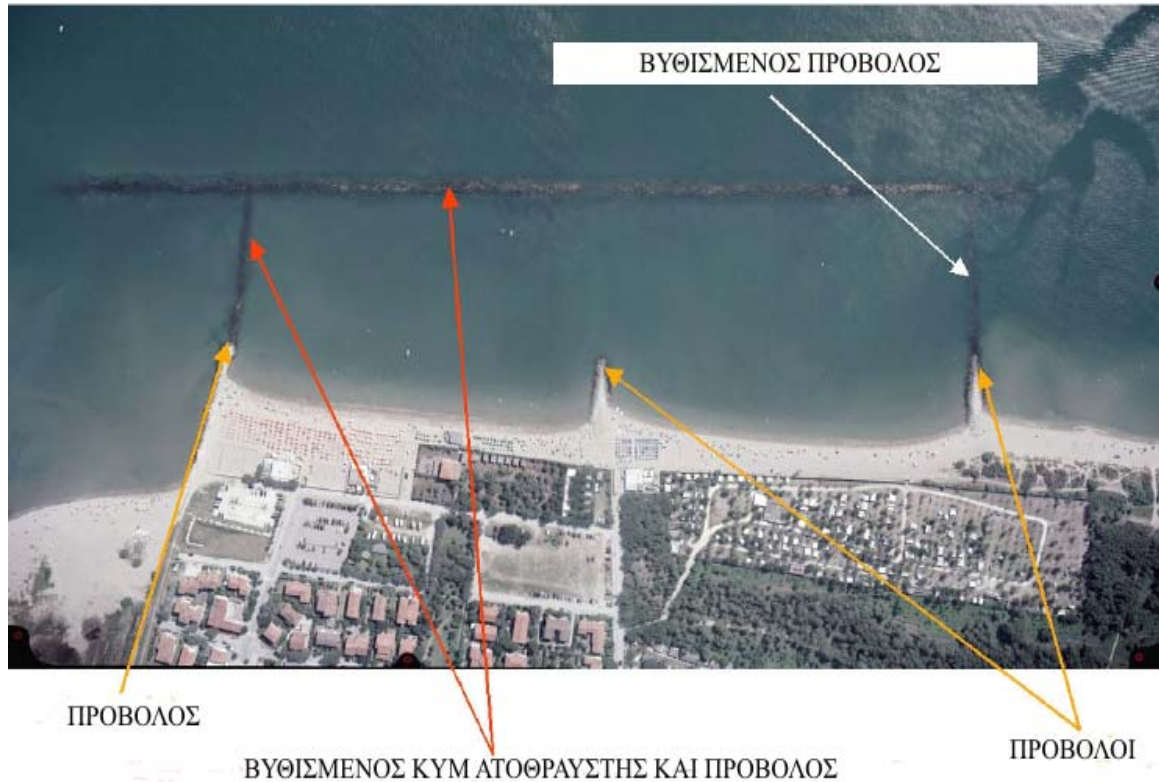
Κατασκευάζονται είτε ως μία μεγάλη, ενιαία (μονή) κατασκευή ή ως περισσότερες, μικρότερες κατασκευές σε σειρά που απέχουν μεταξύ τους συγκεκριμένη απόσταση. Όταν πρόκειται για σειρά κυματοθραυστών, τα κενά μεταξύ τους δεν επιτρέπουν μόνο την κυκλοφορία του νερού, αλλά και των θαλάσσιων σκαφών. Συνήθως οι ενιαίες κατασκευές χρησιμοποιούνται για να προστατέψουν συγκεκριμένα σημεία στην ακτή και να τα μετατρέψουν σε περιοχές που χρησιμοποιούνται από λουόμενους. Οι πολλαπλές κατασκευές προσφέρουν και αυτές προστασία των ακτών από διάβρωση. Όταν κατασκευάζονται σε μεγάλα σχετικά βάθη (πάνω από 4m) και μακριά από την ακτογραμμή ο στόχος τους είναι ο συνδυασμός της προστασίας της ακτής από την διάβρωση αλλά και η δημιουργία περιβάλλοντος αναψυχής. Σε περιπτώσεις όπου η διάβρωση είναι ιδιαίτερα έντονη χρησιμοποιούνται περισσότερο πολύπλοκα συστήματα αντιμετώπισής της, που συνδυάζουν ΒΚ με προβόλους (βυθισμένους και μη) ή και παράκτιους τοίχους.

Στο σχήμα 1.2 φαίνεται ο (ενιαίος) βυθισμένος κυματοθραύστης που βρίσκεται στην ακτή Lido di Dante της Βόρειας Ιταλίας (και μελετήθηκε στα πλαίσια του προγράμματος DELOS). Ο ΒΚ είναι κομμάτι ενός πολύπλοκου συστήματος που αποτελείται από τρεις προβόλους με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ (groynes), που προϋπήρχαν από το 1983 και από δύο βυθισμένους προβόλους, οι οποίοι μαζί με τον ΒΚ συνιστούν την νέα παρέμβαση στην ακτή.

Σε περιοχές, όπου είναι έντονο το φαινόμενο της παλίρροιας ή όπου παρατηρούνται συχνά έντονα καιρικά φαινόμενα και καταιγίδες, η αποτελεσματικότητα ενός ΒΚ είναι αμφισβητούμενη. Για αυτό κατασκευάζονται με σχετικά μεγαλύτερο πλάτος στέψης το

## Διάβρωση των ακτών και βυθισμένοι κυματοθραύστες

οποίο όμως αυξάνει σημαντικά το κόστος του έργου (Pilarczyk, 2003). Οι κυματοθραύστες αυτού του τύπου (με μεγάλο πλάτος στέψης) ανήκουν σε ειδική κατηγορία κατασκευών που ονομάζονται τεχνητοί ύφαλοι (βλ. παρ. 1.2.6).



Σχήμα 1.2: Αεροφωτογραφία της παραλίας Lido di Dante, στην οποία κατασκευάστηκε ένας (μονός) βυθισμένος κυματοθραύστης. Ο κυματοθραύστης είναι μέρος ενός πολύπλοκου συστήματος για την προστασία της ακτής, που περιέχει εκτός του ΒΚ και πέντε προβόλους, από τους οποίους οι δύο είναι βυθισμένοι (DELOS, 2004).

### 1.2.1 Οι Βυθισμένοι Κυματοθραύστες ως μέθοδοι περιορισμού της διάβρωσης

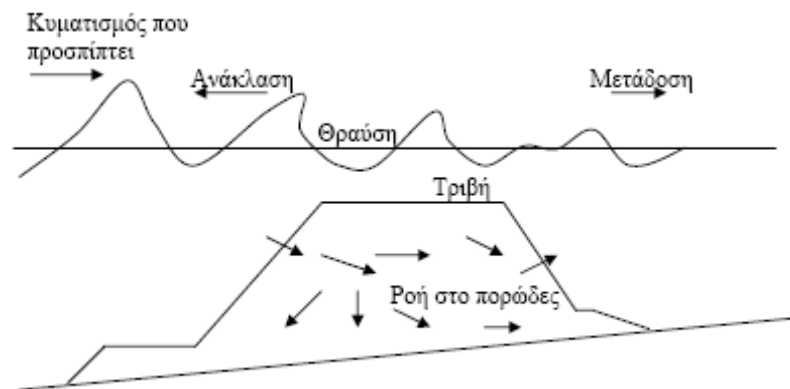
Ο κύριος σκοπός που εξυπηρετούν οι βυθισμένοι κυματοθραύστες είναι η σταθεροποίηση της ακτής. Χρησιμοποιούνται δηλαδή με στόχο να εμποδίσουν ή να περιορίσουν τη διάβρωση της ακτής σε συνδυασμό με την τεχνητή ανάπλαση ή και για να δημιουργήσουν μία νέα παραλία πίσω από τον κυματοθραύστη. Με τις κατασκευές αυτές επιτυγχάνεται η μείωση του ποσοστού της κυματικής ενέργειας που φτάνει στην ακτή. Στην παράκτια ζώνη, αυτό έχει ως αποτέλεσμα να αλλάζει τόσο η ποσότητα

ιζήματος που μεταφέρεται όσο και η κατεύθυνση της μεταφοράς και επομένως τελικά η μορφολογία της ακτής (DELOS, 2004).

Οι μηχανισμοί με τους οποίους μειώνεται η κυματική ενέργεια που προσπίπτει στην ακτή είναι οι εξής:

- η θραύση των κυματισμών στο πρηνές ή πάνω από τον κυματοθραύστη
- η ανάκλαση ενός μέρους της ενέργειας προς τα ανοιχτά
- η απώλεια ενέργειας λόγω της ροής στο εσωτερικό πορώδες σώμα αλλά και λόγω της τριβής στην επιφάνειά του.

Ένα μέρος της κυματικής ενέργειας μεταφέρεται πίσω από τον κυματοθραύστη, λόγω της υπερπήδησης των κυματισμών αλλά και επιπλέον με το φαινόμενο της περιθλάσης. Η αποτελεσματικότητα του κυματοθραύστη, δηλαδή το κατά πόσο προφυλάσσει την ακτή από τη διάβρωση, εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από όλα τα παραπάνω.



Σχήμα 1.3: Σχηματική αναπαράσταση των μηχανισμών απόσβεσης της ενέργειας πάνω από τον BK (Καραθανάση, 2004)

Οι κυματοθραύστες που κατασκευάζονται παράλληλα στις ακτές δημιουργούν στη 'σκιά' τους μια προστατευόμενη περιοχή όπου μπορεί να σχηματιστεί προεξοχή (salient), για σχετικά μεγάλους λόγους  $LA/LB$  ( $LA$ = απόσταση από την ακτή,  $LB$ = μήκος κυματοθραύστη) ή tombolo για μικρούς λόγους  $LA/LB$ . Στο σχήμα 1.4 απεικονίζονται οι σχηματισμοί tombolo και salient, που εμφανίστηκαν στην τεχνητή ακτή Pedregalejo στη Μάλαγα, όταν κατασκευάστηκαν οι κυματοθραύστες της φωτογραφίας (με στέψη πάνω από το επίπεδο της θάλασσας). Αυτή η μεταβολή στη βυθομετρία γίνεται λόγω της

μορφής των κυματογενών ρευμάτων που δημιουργούνται. Οι κυματισμοί προσπίπτοντας στον ΒΚ χάνουν σημαντικό μέρος της ενέργειάς τους. Στα ενδιάμεσα κενά όμως οι κυματισμοί προωθούνται προς την ακτή έχοντας μεγαλύτερη ενέργεια και συνεπώς θραύονται σε μεγαλύτερα βάθη από ότι αυτοί πίσω από τον κυματοθραύστη. Με τον τρόπο αυτό δημιουργούνται διαφορές στη στάθμη της θάλασσας κατά μήκος της ακτής που οδηγούν στην δημιουργία των κυματογενών ρευμάτων. Τα ρεύματα αυτά μεταφέρουν την άμμο (που έχει αποσταθεροποιηθεί από τους κυματισμούς) από τα ενδιάμεσα ανοίγματα προς το κέντρο, μεταβάλλοντας την αρχική βυθομετρία και δημιουργώντας μια προεξοχή ή tombolo στη ‘σκιά’ του κυματοθραύστη. Ο μηχανισμός είναι παρόμοιος με εκείνο των συμβατικών κυματοθραυστών που κατασκευάζονται παράλληλα στην ακτή (Καραθανάση, 2004).



Σχήμα 1.4: Σχηματισμοί Tombolo και Salient που εμφανίστηκαν στην τεχνητή παραλία του Pedregalejo στη Μάλαγα της Ισπανίας (DELOS, 2004). Σημειώνεται ότι η στέψη των κυματοθραυστών που απεικονίζονται στη φωτογραφία βρίσκεται πάνω από της στάθμη της θάλασσας

Εκείνο που πρέπει να σημειωθεί είναι ότι χρειάζεται προσοχή διότι στη ‘σκιά’ των κυματοθραυστών γίνεται εναπόθεση υλικού, το οποίο όμως στερείται από την ακτή που βρίσκεται κατάντη με αποτέλεσμα τη διάβρωσή της. Το γεγονός αυτό οφείλεται στους σχηματισμούς προεξοχής και ‘tombolo’, οι οποίοι παρεμβαίνουν στη φυσική ροή του ιζήματος κατά μήκος της ακτής, κυρίως σε ακτές με μία κυρίαρχη κατεύθυνση μεταφοράς. Ειδικά, το ‘tombolo’ είναι μία μορφολογική μεταβολή μάλλον ανεπιθύμητη,

διότι διακόπτει τελείως την παράλληλη στερεομεταφορά. Επίσης διαβρώσεις παρατηρούνται και στα κενά μεταξύ των κυματοθραυστών, όταν πρόκειται για πολλαπλές κατασκευές.

### ***1.2.2 Εργαλεία για τον σχεδιασμό των βυθισμένων κυματοθραυστών***

Για τον σχεδιασμό των βυθισμένων κυματοθραυστών, αλλά και πολλών άλλων κατασκευών στην παράκτια περιοχή είναι απαραίτητο να γίνουν κατανοητές οι διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή, όπου κατασκευάζονται. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται οι εξής μέθοδοι:

- Παρατηρήσεις στο πεδίο
- Πειράματα στο εργαστήριο με τη χρήση φυσικών μοντέλων
- Αριθμητικά μοντέλα

Η καθεμία από τις μεθόδους αυτές έχει πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Για τον λόγο αυτό συνήθως γίνεται συνδυασμός όλων των μεθόδων, κατά το στάδιο του σχεδιασμού ενός σχήματος προστασίας της ακτής.

Τα αριθμητικά μοντέλα χρησιμοποιούνται, εφόσον προηγουμένως έχουν βαθμονομηθεί και πιστοποιηθεί με δεδομένα από πειραματικές μετρήσεις και μετρήσεις στο πεδίο. Όμως πρέπει να τονιστεί ότι όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως (βλ. παρ. 1.1.2) η βιβλιογραφία και οι εφαρμογές στο πεδίο που σχετίζονται με τους βυθισμένους κυματοθραύστες είναι περιορισμένες, με αποτέλεσμα να υπάρχουν αρκετές ασάφειες και περιορισμοί στα μοντέλα. Παρά τα μειονεκτήματα τους πάντως, τα αριθμητικά μοντέλα είναι τα περισσότερο διαδεδομένα εργαλεία για την μελέτη των ΒΚ, διότι προσφέρουν πολύ εύκολα και χωρίς μεγάλο κόστος την προσομοίωση υποθετικών και υπαρκτών σεναρίων για την προστασία της ακτής, καθώς και την αναλυτική διερεύνηση της επίδρασης των διαφόρων παραμέτρων στην περιοχή, όπου κατασκευάζονται.

Ένα μοντέλο που χρησιμοποιείται για τη μελέτη ΒΚ θα πρέπει καταρχήν να είναι σε θέση να περιγράψει την επίδραση στα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά της περιοχής (ύψος κύματος, ταχύτητα κυματογενούς ρεύματος κ.τ.λ), στη συνέχεια την ποσότητα του

ιζήματος που μεταφέρεται και τέλος τη μορφολογική εξέλιξη του πυθμένα. Στη βιβλιογραφία τα μοντέλα για τη μελέτη των BK, που αναφέρονται διακρίνονται κυρίως σε δύο μεγάλες κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία έχει να κάνει με μονοδιάστατα μοντέλα εξέλιξης της μορφολογίας και η δεύτερη με διδιάστατα μοντέλα.

Χαρακτηριστικό παράδειγμα μονοδιάστατου μοντέλου (1-line model) είναι το GENESIS (Hanson and Kraus, 1989), που βασίζεται σε εμπειρικούς τύπους μεταφοράς ιζήματος και στο οποίο η κάθετη προς την ακτή μεταφορά δε λαμβάνεται υπόψη. Επειδή όμως για τους BK η παράλληλη προς την ακτή μεταφορά θεωρείται το κυρίαρχο φαινόμενο, το μοντέλο αυτό έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς. Ωστόσο, τα διδιάστατα μοντέλα είναι περισσότερο ακριβή και τα τελευταία χρόνια έχουν επικρατήσει. Τα κυριότερα διδιάστατα μοντέλα που υπάρχουν στη βιβλιογραφία είναι τα εξής:

- DELFT3D: είναι μία ομάδα μοντέλων, που έχουν αναπτυχθεί από το εργαστήριο Υδραυλικής του Delft σε συνεργασία με το πανεπιστήμιο του Delft. Τα μοντέλα αυτά αποτελούνται από υδροδυναμικά μοντέλα, που στηρίζονται στην επίλυση των εξισώσεων Navier-Stokes σε 2 (2DH, 2 Dimensional Horizontal) σε 2 ή τρεις διαστάσεις (Lesser et al., 2004). Επίσης συμπεριλαμβάνουν και μοντέλα μεταφοράς ιζήματος που στηρίζονται στις προσεγγιστικές εκφράσεις του van Rijn (1993, 2001).
- Mike 21 CAMS: είναι μία ομάδα μοντέλων που έχει αναπτυχθεί από το Δανέζικο Ινστιτούτο Υδραυλικής (DHI, Danish Hydraulic Institute). Η ομάδα αυτή αποτελείται από το κυματικό μοντέλο PMS, το μοντέλο κυκλοφορίας HD και το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος ST (Zyserman και Johnson, 2002). Τα υδροδυναμικά μοντέλα στηρίζονται στις εξισώσεις ήπιας κλίσης και στην εξίσωση της συνέχειας και της διατήρησης της ορμής (2DH). Το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος βασίζεται στις εξισώσεις των Fredsøe et al. (1985) και Deigaard et al. (1986a,b), οι οποίες έχουν επεκταθεί, ώστε να αποτελούν μία ψεύδο-τριδιάστατη απεικόνιση του φαινομένου (quasi-3dimensional).
- LIM: είναι μία ομάδα από μοντέλα που έχει αναπτυχθεί στο Πολυτεχνείο της Καταλωνίας (Laboratori d'Enginyeria Marítima, UPC). Αποτελούνται από το κυματικό μοντέλο LIMWAVE, το μοντέλο κυκλοφορίας LIMCIR και το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος LIMOS. Τα υδροδυναμικά μοντέλα στηρίζονται στις εξισώσεις της κυματικής δράσης, της συνέχειας και της διατήρησης της ορμής.

Το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος βασίζεται στις εξισώσεις των Watanabe et al. (1986).

- ShoreCirc: είναι ένα υδροδυναμικό μοντέλο που έχει αναπτυχθεί στο πανεπιστήμιο του Delaware. Βασίζεται στην παραβολική προσέγγιση της εξίσωσης ήπιας κλίσης και στις διδιάστατες εξισώσεις της συνέχειας και της ορμής (2DH), ενσωματώνοντας παράλληλα το τρισδιάστατο προφίλ των ρευμάτων. (<http://chinacat.coastal.udel.edu/~kirby/programs>)
- COBRAS: είναι ένα μοντέλο, το οποίο έχει αναπτυχθεί στο πανεπιστήμιο του Cornell σε συνεργασία με το πανεπιστήμιο της Cantabria. Είναι ένα υδροδυναμικό μοντέλο σε δυο διαστάσεις (2DV, 2 Dimensional Vertical), που βασίζεται στις εξισώσεις Navier-Stokes (Hsu et al., 2002).

Στη συγκεκριμένη εργασία το υδροδυναμικό μοντέλο, που χρησιμοποιείται στηρίζεται στις εξισώσεις τύπου Boussinesq (βλ. παρ. 3.2). Οι εξισώσεις Boussinesq αποτελούν ένα ολοκληρωμένο εργαλείο για την περιγραφή της διάδοσης των κυματισμών αλλά και των κυματογενών διεργασιών. Με τις εξισώσεις αυτές περιγράφονται οι παρακάτω διεργασίες που λαμβάνουν χώρα κατά τη μετάδοση των κυματισμών:

- Διάθλαση και περίθλαση
- Ανάκλαση λόγω της παρουσίας κατασκευών στην παράκτια περιοχή
- Μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις μεταξύ των κυματισμών – μετάδοση μακρών κυματισμών
- Θραύση και αναρρίχηση
- Ψευδο-τρειςδιάστατο κυματογενές ρεύμα
- Τονίζεται ότι στα μοντέλα Boussinesq προκύπτει αυτόματα το ψευδο-τρειςδιάστατο κυματογενές ρεύμα που δημιουργείται, ενώ στα γραμμικά μοντέλα είναι απαραίτητη η χρήση του μηχανισμού των τάσεων ακτινοβολίας και η χρήση διαφορετικών μοντέλων.
- Όσον αφορά τη μεταφορά ιζημάτων, στα μοντέλα Boussinesq, λαμβάνονται αυτόματα υπόψη τα φαινόμενα που σχετίζονται με τους μακρούς κυματισμούς (Low Frequency Waves) αλλά και με την επίδραση της κατακόρυφης και οριζόντιας κυματικής ασυμμετρίας. Τέλος τα μοντέλα Boussinesq παρέχουν όλες



τις πληροφορίες που απαιτούνται για την ορθή εκτίμηση της στερεομεταφοράς στη ζώνη αναρρίχησης των κυματισμών.

Το μοντέλο που έχει χρησιμοποιηθεί στην εργασία αυτή βασίζεται στο μοντέλο που αναπτύχθηκε στις ερευνητικές εργασίες των Καραμπάς και Κουτίτας (2002) και Καραμπάς και Καραθανάσση (2004) για τη μετάδοση μη γραμμικών κυματισμών στην ακτή και τη μορφολογική μεταβολή που προκαλούν. Για το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος χρησιμοποιούνται διάφορες ψευδο-σταθερές (quasi-steady), εμπειρικές ή θεωρητικές σχέσεις, οι οποίες παρουσιάζουν ομοιότητες με τις σχέσεις του MIKE 21 (βλ. κεφ. 4).

Γενικά, τα μοντέλα που χρησιμοποιούνται ως επί το πλείστον στη βιβλιογραφία για την μελέτη της αλληλεπίδρασης των κατασκευών με την παράκτια ζώνη είναι ολοκληρωμένα ως προς το βάθος, αλλά και ως προς τον χρόνο (Mike 21, LIM, ShoreCirc). Κι αυτό συμβαίνει διότι απαιτείται πολύ λιγότερος υπολογιστικός χρόνος για την εφαρμογή τους, σε αντίθεση με τα μοντέλα που δεν είναι ολοκληρωμένα ως προς τον χρόνο (DELFT3D). Ωστόσο, τα χρονικά μεταβαλλόμενα μοντέλα παρουσιάζουν ορισμένα σημαντικά πλεονεκτήματα, που αφορούν κυρίως στην ακριβέστερη περιγραφή των υδροδυναμικών φαινομένων.

Στη συγκεκριμένη εργασία συνδυάζεται ένα χρονικά μεταβαλλόμενο υδροδυναμικό μοντέλο με ένα σχετικά απλό μοντέλο μεταφοράς ιζήματος. Ο συνδυασμός αυτός φαίνεται να δίνει πολύ καλά αποτελέσματα, διότι διατηρεί την ακριβή περιγραφή των υδροδυναμικών φαινομένων, ενώ παράλληλα ο υπολογιστικός χρόνος δεν είναι υπερβολικά μεγάλος (γεγονός που ισχύει για το DELFT3D), εξαιτίας του απλού μοντέλου μεταφοράς ιζήματος. Ειδικότερα όπως θα αναλυθεί και στη συνέχεια στα πλαίσια της διατριβής αυτής σημειώνεται:

- Βελτίωση της περιγραφής της αναρρίχησης των κυματισμών στην ακτή
- Βελτίωση της πρόβλεψης της στερεομεταφοράς κατά τη θραύση
- Συνυπολογισμός της αναρρίχησης στην εκτίμηση της στερεομεταφοράς

Έτσι τελικά με τον συνδυασμό αυτό επιτυγχάνεται μεγαλύτερη ακρίβεια στις προβλέψεις, ενώ συγχρόνως ο υπολογιστικός χρόνος δεν είναι πολύ μεγάλος, όπως

συμβαίνει στα περισσότερα μοντέλα που λύνουν εξισώσεις που δεν είναι ολοκληρωμένες ως προς τον χρόνο.

### **1.2.3 Τεχνικά χαρακτηριστικά**

Γενικά, ο βυθισμένος κυματοθραύστης συνίσταται από τα εξής στρώματα:

- Ένα εξωτερικό στρώμα θωράκισης από ογκόλιθους ή από κιβώτια οπλισμένου σκυροδέματος (concrete blocks)
- Ένα εσωτερικό στρώμα (πυρήνας) που βρίσκεται ενδιάμεσα στον πυθμένα και στη βάση της κατασκευής και αποτελείται από μεγάλες πέτρες ή/ή και γεωυφάσματα.
- Ένα στρώμα όπλισης για την προστασία του πόδα της κατασκευής, που αποτελείται από μεγάλες ή και μικρότερες πέτρες.

Για τον έλεγχο της ευστάθειας του εξωτερικού στρώματος έχουν προταθεί διάφοροι τύποι (DELOS, 2004). Γενικά, η σχεδίαση πρέπει να γίνει με βάση το χειρότερο σενάριο για όλες τις στάθμες και τα ύψη κύματος. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι βυθισμένοι κυματοθραύστες είναι περισσότερο ευσταθείς από ό,τι οι κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας, και μάλιστα όσο πιο μεγάλο είναι το βύθισμα τόσο μεγαλύτερη η ευστάθεια της κατασκευής. Έτσι οι ήπιες κλίσεις στα πρανή δε συνοδεύονται από μεγάλες απαιτήσεις σε υλικό θωράκισης και επιπλέον καθιστούν την κατασκευή ακόμη πιο ευσταθή. Όμως, οι ΒΚ δεν εκτίθενται μόνο από τη μία μεριά, αλλά και από τις δύο, εφόσον μεγάλο μέρος της κυματικής ενέργειας επιτρέπεται να διαπεράσει τον κυματοθραύστη.

Το εσωτερικό στρώμα είναι απαραίτητο για την καλύτερη διανομή του βάρους της κατασκευής πάνω στο υλικό του πυθμένα και την ομαλότερη τοποθέτησή του. Επιπλέον, ειδικότερα στην περίπτωση του μη συνεκτικού εδάφους όπως είναι η άμμος το στρώμα αυτό δεν επιτρέπει στις διαφορικές πιέσεις, στα ρεύματα και στη ροή του υπόγειου νερού να μεταφέρουν σωματίδια ιζήματος και να καταστήσουν το έδαφος-βάση της κατασκευής ασταθές. Τέλος ακόμη και κατά την κατασκευή του κυματοθραύστη

εμποδίζει τη διάβρωση και υποβοηθά στην αποτελεσματικότερη τοποθέτησή του πάνω στο γεωφάσμα, όταν αυτό χρησιμοποιείται.



Σχήμα 1.5: Σχηματική απεικόνιση της τομής ενός ΒΚ με τα διάφορα στρώματα από τα οποία αποτελείται (DELOS, 2004)

Η προστασία του πόδα της κατασκευής γίνεται καταρχήν με στόχο να προστατέψει την θωράκιση αλλά και για να περιορίσει τις ζημιές που προκαλούνται από την υποσκαφή στον πόδα. Σε συνδυασμό με το ενδιάμεσο στρώμα προφυλάσσει από καθιζήσεις και διαβρώσεις στη βάση της κατασκευής. Συνήθως στον πόδα τοποθετούνται πέτρες μικρότερης διαμέτρου από ό,τι οι πέτρες που χρησιμοποιούνται στο στρώμα θωράκισης ή ακόμη μία στρώση θωράκισης. Επειδή, όμως, όπως προαναφέρθηκε υπάρχει ο κίνδυνος της υποσκαφής θα πρέπει να είναι αρκετά φαρδύ ώστε να αποφεύγεται ο κίνδυνος αυτός.

Τα υλικά από τα οποία αποτελούνται τα διάφορα κομμάτια του ΒΚ είναι κατά κύριο λόγο τα εξής:

- Φυσικοί ογκόλιθοι. Συνήθως οι περισσότεροι κυματοθραύστες είναι φτιαγμένοι από φυσικούς ογκόλιθους. Βέβαια, πριν χρησιμοποιηθούν για τον σκοπό αυτό πρέπει να διερευνάται η αντοχή των ογκολίθων και τα λοιπά φυσικά τους χαρακτηριστικά.
- Τεχνητοί ογκόλιθοι. Ως υλικά υπερέχουν σε σχέση με τους φυσικούς ογκολίθους ως προς την αντοχή και έτσι χρησιμοποιούνται σε περιοχές όπου η κυματική δράση είναι ιδιαίτερα έντονη.
- Γεωφάσματα (υλικό που έχει πλεχτεί από πλαστικές ίνες και νήματα). Χρησιμοποιούνται για να εμποδίσουν τα λεπτότερα υλικά της κατασκευής να παρασυρθούν μακριά. Επίσης, τελευταία χρησιμοποιούνται και με τη μορφή

μεγάλων κομματιών (tubes) που πληρούνται με άμμο ή χαλίκι διότι είναι μία σχετικά οικονομική λύση (Pilarczyk, 2003).

Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι η επιλογή του υλικού έχει να κάνει πέρα από το κόστος και με την περιβαλλοντική διάσταση του κυματοθραύστη. Για τους λόγους αυτούς προτιμώνται κατά κύριο λόγο οι φυσικοί ογκόλιθοι που είναι μία πιο οικολογική και οικονομική λύση.

#### ***1.2.4 Αποτελεσματικότητα του βυθισμένου κυματοθραύστη και συντελεστής διάδοσης***

Η επίδραση του βυθισμένου κυματοθραύστη στην ακτή και επομένως η αποτελεσματικότητά του εξαρτάται από πάρα πολλές παραμέτρους. Οι κυριότερες από αυτές είναι (Pilarczyk, 2003):

1. απόσταση από την ακτή
2. γεωμετρικά χαρακτηριστικά (μήκος της κατασκευής, βύθισμα, πλάτος στέψης, κλίση των πρανών)
3. συντελεστής διάδοσης
4. κλίση του πυθμένα και βάθος στο σημείο, όπου βρίσκεται η κατασκευή (έχει να κάνει κυρίως με τη διαβάθμιση των κόκκων του ιζήματος της περιοχής)
5. μέσο ύψος κύματος
6. μέση περίοδος των κυμάτων που προσπίπτουν στην κατασκευή
7. προσανατολισμός της κατασκευής
8. κυρίαρχη διεύθυνση των κυματισμών
9. χαρακτηριστικά του ιζήματος

Επίσης όταν πρόκειται για πολλαπλούς κυματοθραύστες σημαντικό ρόλο παίζουν και οι αποστάσεις μεταξύ τους.

Από όλες τις παραπάνω παραμέτρους καθοριστικό ρόλο παίζει ο συντελεστής διάδοσης που είναι ουσιαστικά το ποσοστό της ενέργειας που φτάνει στην ακτή διαπερνώντας τον κυματοθραύστη και εξαρτάται κυρίως από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του. Οι τιμές που παίρνει ο συντελεστής αυτός είναι  $0 < K_1 < 1$ , από τις οποίες το 0 εκφράζει το γεγονός ότι το ποσοστό της ενέργειας που φτάνει στην ακτή είναι αμελητέο (αδιαπέρατος, ψηλός

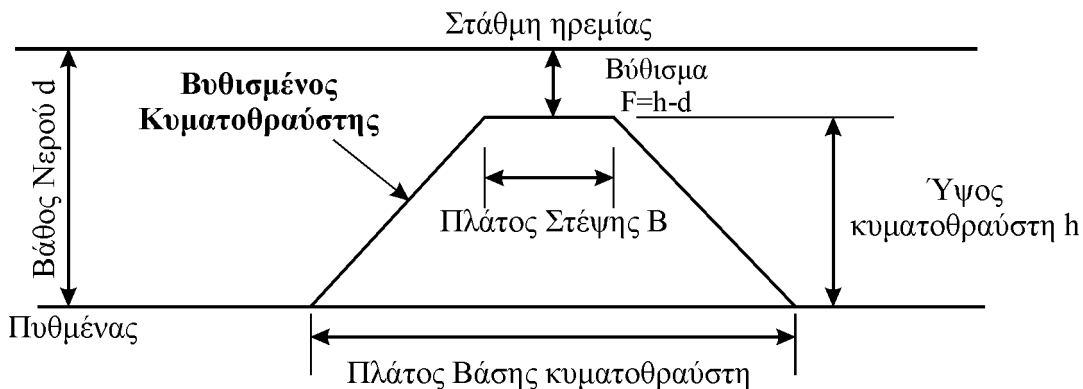
κυματοθραύστης), ενώ το 1 εκφράζει την απουσία του κυματοθραύστη (όλη η ενέργεια του κυματισμού φτάνει στην ακτή). Ο τύπος που περιγράφει τον συντελεστή είναι:

$$K_t = \frac{H_t}{H_i}$$

όπου

$H_t$ : ύψος κύματος που μεταδίδεται κατάντη των ΒΚ

$H_i$ : ύψος κύματος που προσπίπτει



Σχήμα 1.6: Σχηματική απεικόνιση της τομής ενός ΒΚ με τα διάφορα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του.

Ο συντελεστής αυτός στους βυθισμένους κυματοθραύστες είναι μεγαλύτερος σε σχέση με τους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας, γεγονός που οφείλεται στο βύθισμα του κυματοθραύστη, δηλαδή στην απόσταση της στέγης από την επιφάνεια της θάλασσας (σχήμα 1.6). Όσο μεγαλύτερο είναι το βύθισμα τόσο μεγαλύτερος είναι ο συντελεστής διάδοσης.

### 1.2.5 Περιβαλλοντική σημασία των βυθισμένων κυματοθραυστών

Οι ΒΚ συγκριτικά με τους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας και γενικότερα τις παραδοσιακές μεθόδους υπερέχουν ως προς τις συνέπειες στο χερσαίο και θαλάσσιο περιβάλλον. Ωστόσο η ύπαρξή τους για τα οικοσυστήματα (το σύνολο των έμβιων και αβιοτικών παραγόντων) που βρίσκονται στην περιοχή αποτελεί ουσιαστικά ένα εμπόδιο, που διακόπτει τη φυσική μετάβαση από τα βαθιά νερά στα ρηχά και επομένως αναμένεται να έχει και ορισμένες οικολογικές προεκτάσεις. Άλλωστε, ο

σκοπός τους είναι να μεταβάλλουν τις υπάρχουσες γεωμορφολογικές και υδροδυναμικές συνθήκες στις προστατευόμενες περιοχές. Οι σημαντικότερες επιπτώσεις τόσο σε τοπική όσο και στην ευρύτερη κλίμακα της περιοχής είναι οι εξής:

- οι φυσικές και χημικές ιδιότητες των νερών αλλά και των ιζημάτων κυρίως προς τη μεριά της ξηράς μεταβάλλονται σημαντικά. Επειδή η κυκλοφορία του νερού αλλά και του οξυγόνου περιορίζεται, τα νερά γίνονται περισσότερο υποξικά και υπερτροφικά με μεγαλύτερες συγκεντρώσεις σε φύκια, φαινόμενο που οδηγεί σε ανοξικά ιζήματα.
- τα ενδιαιτήματα των οργανισμών μαλακού υποστρώματος καταστρέφονται ή διασπώνται διότι χάνονται τεράστιες ποσότητες σε άμμο στην περιοχή γύρω από τον κυματοθραύστη. Εξαιτίας της αλλαγής των συστατικών τόσο του νερού όσο και του ιζήματος δημιουργούνται οι συνθήκες να αναπτυχθούν άλλου είδους οργανισμοί (χλωρίδα και πανίδα) χαρακτηριστικοί των οικοσυστημάτων σε λίμνες και όχι σε θάλασσες.
- οι κυματοθραύστες αποτελούν έναν χώρο στον οποίο αναπτύσσονται οργανισμοί σκληρού υποστρώματος. Το γεγονός αυτό εάν πρόκειται για παραλίες, στις οποίες υπάρχουν και βραχώδεις περιοχές απλώς αλλάζει τις σχετικές συγκεντρώσεις μεταξύ των οργανισμών σκληρού και μαλακού υποστρώματος. Αν όμως πρόκειται για καθαρά αμμώδεις παραλίες εισάγει νέα είδη, τα οποία μπορούν να προκαλέσουν σημαντικές αλλοιώσεις στα οικοσυστήματα που προϋπήρχαν.

Η διαφορά των ΒΚ με τους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας έγκειται στο γεγονός ότι οι πρώτοι αν σχεδιαστούν σωστά είναι δυνατό να ελαττωθούν οι δυσμενείς περιβαλλοντικές συνέπειες σε ικανοποιητικό βαθμό. Το ύψος της κατασκευής παίζει σημαντικό ρόλο και έτσι όσο πιο μικρό είναι αυτό, τόσο καλύτερη είναι η κυκλοφορία του νερού και λιγότερες οι συνέπειες για τους αβιοτικούς παράγοντες και για τον βίοκοσμο της περιοχής, όπου πραγματοποιείται το έργο. Όμως, δεν παύει να ισχύει η αρχή ότι οι τεχνικές παρεμβάσεις στο θαλάσσιο περιβάλλον (αλλά και γενικότερα) γίνονται με στόχο μεν να εξυπηρετήσουν κάποιες ανθρωπογενείς ανάγκες, αλλά και με ιδιαίτερη ευαισθησία ως προς το περιβάλλον. Αυτό καταρχήν σημαίνει ότι γίνεται μία προσπάθεια να περιοριστούν (ή ακόμη και να αποφευχθούν εντελώς) τα

τεχνικά έργα σε μέγεθος και να γίνουν όσο το δυνατόν πιο διακριτικά. Ένα άλλο ζήτημα που χρίζει προσοχής είναι και η διάρκεια των έργων όχι μόνο κατά την κατασκευή, αλλά και κατά τη συντήρηση. Γενικά όσο ευρύτερη σε έκταση και διάρκεια είναι η ανθρώπινη παρέμβαση τόσο πιο μεγάλη είναι και η φυσική διαταραχή που προκαλείται.

### **1.2.6 Άλλες μορφές βυθισμένων κυματοθραυστών**

Άλλοι τύποι ΒΚ είναι οι τεχνητοί ύφαλοι (Artificial Reefs), οι οποίοι είναι βυθισμένοι κυματοθραύστες με πολύ πλατιά στέψη. Ο όρος ‘τεχνητοί ύφαλοι’ σύμφωνα με τους Pilarczyk (2003) και Yoshioka (1993) αναφέρεται σε μεγάλες βυθισμένες κατασκευές από λιθορριπές ή από σκυρόδεμα, που κατασκευάζονται σε μέρη με μεγάλο ύψος παλίρροιας ή με έντονα καιρικά φαινόμενα. Πρόκειται δηλαδή για βυθισμένους κυματοθραύστες τραπεζοειδούς διατομής με μεγάλο πλάτος στέψης (δηλαδή με μεγάλο Β, βλ. σχήμα 1.6), των οποίων το βασικό μειονέκτημα είναι το εξαιρετικά μεγάλο κατασκευαστικό κόστος. Στην κατηγορία αυτή ανήκει και το ‘surf reef’ στην Αυστραλία (Jackson et al., 2002), που αναφέρεται στον πίνακα 1.1.



Σχήμα 1.7: τεχνητοί ύφαλοι ημισφαιρικής μορφής (αριστερά) και τριγωνικής μορφής (δεξιά)

Τα τελευταία χρόνια η τεχνογνωσία στην κατασκευή των τεχνητών υφάλων έχει προχωρήσει αρκετά, με αποτέλεσμα να προσφέρονται περισσότερα υλικά (πέρα από το παραδοσιακό σκυρόδεμα ή τη λιθορριπή), τα οποία μπορούν να μειώσουν σημαντικά το κόστος. Επιπλέον, τα σχήματα που μπορούν να πάρουν είναι διάφορα, με σκοπό πέρα από την προστασία της ακτής, να μιμηθούν τη συμπεριφορά των φυσικών υφάλων ως προς ορισμένα χαρακτηριστικά τους (Jensen, 1998, Armono, 2004, EARRN European Artificial Reef Research Network), προσφέροντας καταφύγιο για πολλούς από τους θαλάσσιους οργανισμούς στην περιοχή.

## Διάβρωση των ακτών και βυθισμένοι κυματοθραύστες

Πολύ διαδεδομένες μορφές τεχνητών υφάλων είναι οι ημισφαιρικοί ύφαλοι (reef balls) και οι τριγωνικοί ύφαλοι (Beachsaver Reefs). Και οι δύο αυτές μορφές είναι προκατασκευασμένες μονάδες από οπλισμένο σκυρόδεμα, οι οποίες όμως είναι φιλικές προς το περιβάλλον.

Οι τεχνητοί ύφαλοι και η πρακτική εφαρμογή τους είναι αντικείμενο που ερευνάται κυρίως στην Ιαπωνία (Uda, 1988, Yoshioka et al., 1993) στην Αυστραλία και Ν. Ζηλανδία με το πρόγραμμα Artificial Reefs Program, αλλά και στην Αμερική (US Corps, 1993).



## 2 ΜΕΤΑΦΟΡΑ ΙΖΗΜΑΤΟΣ

### 2.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Μία από τις σημαντικότερες διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στην παράκτια περιοχή και κυρίως στη ζώνη θραύσης και στη ζώνη αναρρίχησης είναι η μεταφορά ιζήματος. Η ζώνη θραύσης εκτείνεται από την περιοχή, στην οποία τα κύματα ξεκινούν να θραύονται και καταλήγει στη ζώνη αναρρίχησης, όπου τα κύματα φτάνουν στην ακτή. Η γραμμή θραύσης είναι η νοητή γραμμή, από όπου ξεκινά η ζώνη θραύσης. Η ζώνη αναρρίχησης (ή ζώνη διαβροχής) είναι η περιοχή εκείνη που δε διαβρέχεται πάντα κατά τη διάρκεια μίας κυματικής περιόδου, εξαιτίας της κίνησης των κυμάτων (αναρριχώνται και στη συνέχεια επιστρέφουν).

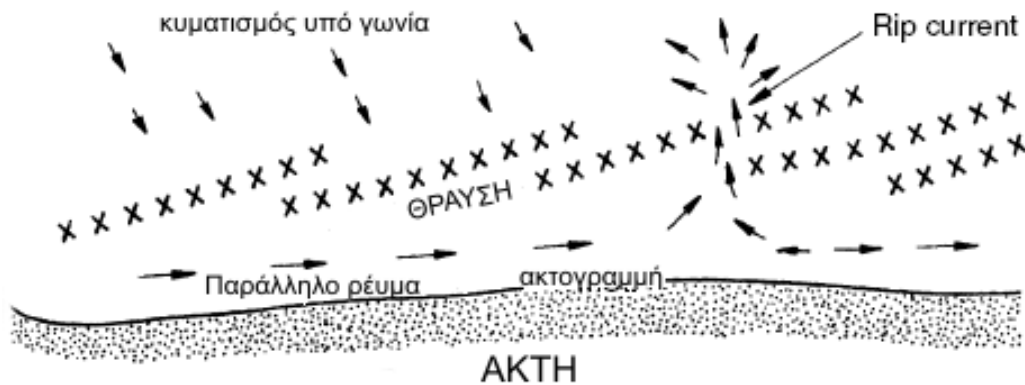
Η μεταφορά ιζήματος είναι μία διεργασία, που προφανώς σχετίζεται άμεσα με τον σχεδιασμό και την κατασκευή των κυματοθραυστών, βυθισμένων ή όχι, διότι καθορίζει τη μορφολογία της ακτής (δημιουργία προεξοχής ή tombolo, πλευρική διάβρωση κλπ). Εξάλλου, όπως έχει ήδη αναφερθεί προηγουμένως, οι ΒΚ μεταβάλλουν τόσο την ποσότητα ιζήματος που μεταφέρεται όσο και την κατεύθυνση της μεταφοράς. Επομένως, για τον σωστό και ολοκληρωμένο σχεδιασμό των κατασκευών καθώς και για την εκτίμηση των περιβαλλοντικών τους επιπτώσεων, είναι απαραίτητα στοιχεία η κατανόηση του φαινομένου και η ποσοτική εκτίμηση της στερεομεταφοράς.

## 2.2 ΜΗΧΑΝΙΣΜΟΙ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ

Οι δύο κυριότερες αιτίες μεταφοράς ιζήματος είναι τα κύματα που θραύονται και στη συνέχεια αναρριχώνται στην ακτή και τα ρεύματα που δημιουργούνται εξαιτίας τους στη ζώνη θραύσης. Υπάρχουν διάφοροι μηχανισμοί με τους οποίους μεταφέρεται το ίζημα, τόσο κατά τη διεύθυνση παράλληλα όσο και κάθετα προς την ακτή. Ορισμένοι από αυτούς μεταφέρουν το ίζημα μόνο προς μία κατεύθυνση, ενώ υπάρχουν και κάποιοι που το μεταφέρουν άλλοτε προς τη μία και άλλοτε προς την άλλη, ανάλογα με τα χαρακτηριστικά του κύματος και της ακτής. Οι σημαντικότεροι μηχανισμοί μεταφοράς είναι οι εξής:

- Καθώς το κύμα μεταδίδεται προς την ακτή, υπάρχει μία ασυμμετρία στην ταχύτητα των σωματιδίων στον πυθμένα. Σύμφωνα με τις κλασσικές μη γραμμικές θεωρίες των κυμάτων (Stokes, Cnoidal, Stream Function κ.τ.λ.), κάτω από την κορυφή του κύματος η ταχύτητα έχει κατεύθυνση προς την ακτή και είναι μεγαλύτερη σε μέτρο και μικρότερη σε διάρκεια. Ενώ κάτω από την κοιλία η ταχύτητα έχει διεύθυνση προς τα ανοιχτά και είναι μικρότερη σε μέτρο, αλλά μεγαλύτερη σε διάρκεια. Όμως, η διατμητική τάση που εφαρμόζεται στους κόκκους του ιζήματος στον πυθμένα είναι συνάρτηση της ταχύτητας στο τετράγωνο (CEM, 2006, Part III, chapter 3). Επομένως, ασκείται μία μεγάλη διατμητική τάση προς την ακτή και στη συνέχεια μία μικρότερη προς τα ανοιχτά, γεγονός που σημαίνει ότι η καθαρή τάση πυθμένα έχει κατεύθυνση προς την ακτή. Επιπλέον, το φαινόμενο αυτό της κίνησης του ιζήματος προς την ακτή ενισχύεται από το γεγονός ότι η διατμητική τάση πρέπει να ξεπεράσει μία ορισμένη οριακή τιμή για να μπορέσουν να κινηθούν οι κόκκοι.
- Η κλίση του πυθμένα προς τα ανοιχτά έχει ως αποτέλεσμα να ασκείται στα φερτά υλικά του πυθμένα μία βαρυτική δύναμη με μόνιμη κατεύθυνση προς τα ανοιχτά. Στην περίπτωση, όμως που το βαθυμετρικό προφίλ δεν είναι ενιαίο, αλλά διακόπτεται από ύφαλους είναι δυνατόν η βαρυτική δύναμη να ωθεί το ίζημα προς την ακτογραμμή. Επιπλέον, η δύναμη της βαρύτητας δρα ως σταθεροποιητικός παράγοντας, λαμβάνοντας υπόψη ότι τα σωματίδια του ιζήματος κινητοποιούνται εφόσον: **α)** οι δυνάμεις που σχετίζονται με την τύρβη και έχουν φορά προς τα πάνω (επιφάνεια της θάλασσας) υπερβούν το βυθτισμένο βάρος των σωματιδίων και **β)** οι διατμητικές δυνάμεις που είναι παράλληλες προς

την κλίση του πυθμένα υπερνικήσουν την τριβή των σωματιδίων (CEM, 2006, Part III, chapter 3).



Σχήμα 2.1. Αεροφωτογραφία (επάνω) και σχηματική απεικόνιση (κάτω) του rip current

- Η δημιουργία ρευμάτων παράλληλων στην ακτή, που οφείλονται στην θραύση κυματισμών που σχηματίζουν γωνία με την ακτογραμμή, συμπαρασύρει τα φερτά υλικά σε μία κίνηση κατά μήκος της ακτής. Επίσης, η διαφορά στα ύψη κύματος κατά τη θραύση, κατά μήκος της ακτής επιφέρει μία διαφοροποίηση ως προς την ανύψωση της στάθμης της θάλασσας στη ζώνη θραύσης. Εκείνη με τη σειρά της

οδηγεί στον σχηματισμό ρευμάτων παράλληλων προς την ακτή και με κατεύθυνση από τις περιοχές των μεγαλύτερων υψών στα μικρότερα (Sorensen, 2006). Οι δύο αυτοί μηχανισμοί μπορεί να συνυπάρχουν και να έχουν τη ίδια ή αντίθετη κατεύθυνση. Αλλά γενικά η θραύση είναι ο κυριότερος από τους δύο. Επιπλέον, σε ένα κομμάτι της παραλίας, όπου αναπτύσσονται ρεύματα κατά μήκος της ακτής, δημιουργείται ανά διαστήματα ένα ρεύμα επιστροφής (rip current), που τροφοδοτείται από τα παράλληλα ρεύματα και παρασύρει τα φερτά υλικά με κατεύθυνση προς τα ανοιχτά όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1.

- Η μεταφορά μάζας νερού προς την ακτή με την επίδραση των κυμάτων έχει ως συνέπεια τη δημιουργία ενός τρισδιάστατου ρεύματος επαναφοράς της μάζας αυτής του νερού (undertow), που δημιουργείται κάτω από την κοιλία των κυματισμών. Το ρεύμα αυτό συμπαρασύρει τα φερτά υλικά του πυθμένα στα ανοιχτά (Sorensen, 2006, Καραμπάς, 2003).
- Κοντά στον πυθμένα παράγεται επίσης ένα ρεύμα εξαιτίας των μηχανισμών του κυματικού οριακού στρώματος. Το οριακό στρώμα είναι το στρώμα της ροής που βρίσκεται ακριβώς πάνω από τον πυθμένα (όριο) και στο οποίο οι ταχύτητες είναι μικρότερες σε σχέση με το υπόλοιπο βάθος ροής, εξαιτίας των ιξωδών διατμητικών τάσεων. Το ρεύμα αυτό έχει την ίδια κατεύθυνση με την κατεύθυνση μετάδοσης του κυματισμού.
- Η τύρβη που δημιουργείται κατά τη θραύση των κυμάτων, έχει ως αποτέλεσμα την αιώρηση των κόκκων του ιζήματος, οι οποίοι μεταφέρονται από το τρισδιάστατο κυματογενές ρεύμα. Κάτω από τις κορυφές, αν το ίζημα αιωρείται και ο χρόνος καθίζησης του είναι μικρότερος από το ήμισυ της περιόδου του κύματος τότε η μεταφορά έχει κατεύθυνση προς την ακτή, ενώ αν είναι μεγαλύτερος από το ήμισυ έχει κατεύθυνση προς τα ανοιχτά (Sorensen, 2006). Ο χρόνος αυτός εξαρτάται τόσο από την απόσταση πάνω από τον πυθμένα στην οποία αιωρείται το ίζημα, όσο και από την ταχύτητα καθίζησης.
- Οι ισχυροί άνεμοι που φυσάνε προς την ακτή δημιουργούν μία επιφανειακή ροή προς την ακτή, σε συνδυασμό με μία ροή στον πάτο της θάλασσας προς τα ανοιχτά. Αντίθετα, οι άνεμοι προς τα ανοιχτά δημιουργούν μία ροή στον πάτο της θάλασσας προς την ακτή. Σημειώνεται ότι η μεταφορά ιζήματος πραγματοποιείται προς την κατεύθυνση της ροής στον πάτο της θάλασσας (CEM, 2006, Part III, chapter 3).

Πίνακας 2.1: Μηχανισμοί (συνοπτικά) και κατεύθυνση της μεταφοράς μάζας που προκαλούν

<b>Κατεύθυνση μεταφοράς</b>	<b>Μηχανισμός</b>
Προς την ακτή (κάθετα)	Μέση διατμητική τάση λόγω ασυμμετρίας των κυμάτων
Προς τα ανοιχτά (κάθετα)	Ρεύμα επαναφοράς (undertow) κάτω από την κοιλία των κυματισμών λόγω μεταφοράς μάζας προς την ακτή
Προς τα ανοιχτά (κάθετα)	Βαρύτητα
Προς την ακτή (κάθετα)	Μηχανισμοί του οριακού στρώματος
Παράλληλα προς την ακτή	Θραύση κυματισμών που διαδίδονται υπό γωνία προς την ακτή
Παράλληλα προς την ακτή	Διαφοροποίηση της Μέσης Στάθμης της Θάλασσας (ΜΣΘ) λόγω της θραύσης
Μεταβλητή (άλλοτε προς την ακτή και άλλοτε προς τα ανοιχτά)	Άνεμοι
Μεταβλητή (άλλοτε προς την ακτή και άλλοτε προς τα ανοιχτά)	Διακοπτόμενη αιώρηση των κόκκων λόγω της τύρβης της θραύσης

Όλα τα παραπάνω υποδεικνύουν την πολυπλοκότητα που χαρακτηρίζει τους μηχανισμούς που συμβάλλουν στη μεταφορά ιζήματος και στον σχηματισμό του βαθυμετρικού προφίλ μίας παραλίας. Επίσης, πρέπει να σημειωθεί ότι οι διάφοροι αυτοί μηχανισμοί έχουν διαφορετική ισχύ, η οποία μεταβάλλεται ανάλογα με τα κύματα που επικρατούν στην περιοχή και τη στάθμη του νερού. Όλα τα παραπάνω συνοψίζονται στον πίνακα 2.1, όπου αναφέρονται επιγραμματικά οι διάφοροι μηχανισμοί και η κατεύθυνση μεταφοράς στην οποία συνεισφέρουν.

Τέλος είναι απαραίτητο να τονιστεί ότι η μεταφορά ιζήματος σε ένα σημείο είναι ένα διάνυσμα, το οποίο συνιστάται από την παράλληλη και την κάθετη προς την ακτή μεταφορά. Ωστόσο, ο διαχωρισμός σε κάθετη και παράλληλη μεταφορά είχε επικρατήσει στη βιβλιογραφία για πολύ καιρό και μόνο τις τελευταίες δεκαετίες γίνεται αναφορά στη συνολική ποσότητα μάζας που μεταφέρεται (CEM, 2006, Part III, chapter 3).

### 2.3 ΚΑΤΩΦΛΙ ΚΙΝΗΣΗΣ

Η υδροδυναμική κατάσταση κοντά στον πυθμένα της θάλασσας, όπου συνυπάρχουν κυματισμοί και παράκτια ρεύματα αποτελεί τον ουσιαστικό παράγοντα αποσταθεροποίησης και στη συνέχεια κίνησης των κόκκων των ιζημάτων. Υπάρχει, όμως, ένα σημείο οριακό για το ίζημα, στο οποίο ξεκινά η κίνηση, που ονομάζεται κατώφλι κίνησης. Ο ορισμός του σημείου αυτού είναι πολύ σημαντικός για την περιγραφή των διεργασιών που λαμβάνουν χώρα κατά τη μεταφορά ιζήματος στην παράκτια ζώνη (Καραμπάς, 2004).

Ένας τρόπος υπολογισμού του σημείου αυτού είναι το διάγραμμα του Shields. Η παράμετρος Shields  $\theta$  εκφράζει τον λόγο των δυνάμεων που κινητοποιούν τους κόκκους του ιζήματος προς τις δυνάμεις σταθεροποίησης και ορίζεται ως εξής:

$$\theta = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho) g D} = \frac{u_*^2}{(s-1) g D} \quad (2.1)$$

όπου

$\tau_b$ = διατμητική τάση στον πυθμένα που δίνεται από τη σχέση:

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho f_{cw} |u_b| u_b \quad (2.2)$$

$\rho$ = πυκνότητα του νερού

$\rho_s$ = πυκνότητα του ιζήματος

$s = \rho_s / \rho$

$g$ = επιτάχυνση της βαρύτητας

$D$ = μέση διάμετρος των κόκκων του ιζήματος

$u_*$ = διατμητική ταχύτητα,  $u_* = \sqrt{\frac{\tau_b}{\rho}}$

$f_{cw}$ = συντελεστής συνολικής τριβής (βλ. παρ.4.2.4)

$u_b$ = συνολική ταχύτητα στον πυθμένα (βλ. παρ.4.2.4)

Η έναρξη της κίνησης με βάση το διάγραμμα του Shields ορίζεται με τη βοήθεια της κρίσιμης τιμής της παραμέτρου του Shields  $\theta_{cr}$ , που εκφράζει τις συνθήκες ουδέτερης σταθερότητας στη διεπιφάνεια μεταξύ του κόκκου και του νερού στον πυθμένα:

$$\theta_{cr} = \frac{\tau_{cr}}{(\rho_s - \rho)gD} = \frac{u_{*cr}}{(s-1)gD} = f(Re_*) \quad (2.3)$$

όπου

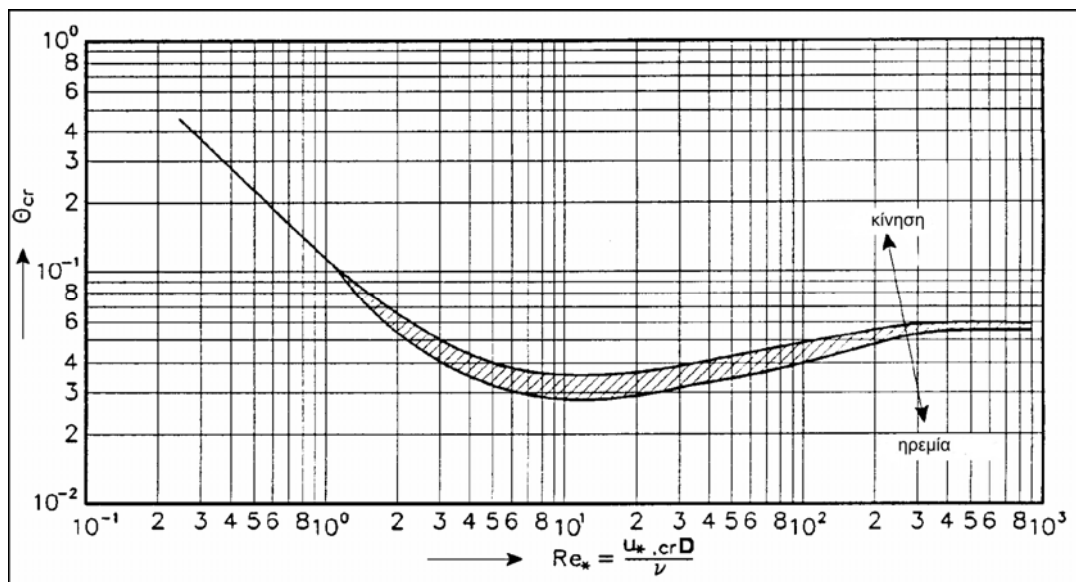
$\tau_{cr}$  = κρίσιμη διατμητική τάση

$u_{*cr}$  = κρίσιμη διατμητική ταχύτητα =

$f(Re_*)$  = συνάρτηση του οριακού αριθμού Reynolds

$$Re_* = \frac{u_* D}{\nu} \quad (2.4)$$

$\nu$  = κινηματικό ιξώδες



Σχήμα 2.2: Διάγραμμα του Shields

Το διάγραμμα του Shields, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2, είναι ένας τρόπος υπολογισμού της κρίσιμης τιμής της παραμέτρου του Shields ως συνάρτηση του οριακού αριθμού Reynolds, που είναι μία παράμετρος που καθορίζει τα χαρακτηριστικά της ροής κοντά στον πυθμένα και επομένως τις δυνάμεις που κινητοποιούν τους κόκκους του ιζήματος.

Όταν η παράμετρος του Shields  $\theta$  πάρει τιμές μεγαλύτερες από την κρίσιμη τιμή  $\theta > \theta_{cr}$  ξεκινά η κίνηση. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι η φυσική σημασία του ορίου δεν είναι ένα σημείο, αλλά μία περιοχή τιμών, στην οποία ξεκινά η κίνηση. Έτσι όταν η  $\theta$  παίρνει ελαφρώς μικρότερες τιμές από την κρίσιμη τιμή δε σημαίνει ότι δεν υπάρχει κίνηση (CEM, 2006, Part III, chapter 6).

Το διάγραμμα αυτό είναι κάπως δύσχρηστο διότι το καίριο χαρακτηριστικό της ροής ( $u_*$ ) βρίσκεται και στις δύο παραμέτρους ( $Re_*, \theta_{cr}$ ). Για τον λόγο αυτό ο van Rijn (1984) έδωσε μία προσέγγιση της καμπύλης ως συνάρτηση του αδιάστατου μεγέθους των κόκκων  $D_*$ :

$$\theta_{cr} = \begin{cases} 0.24 / D_*, & D_* \leq 4 \\ 0.14 / D_*^{0.64}, & 4 \leq D_* \leq 10 \\ 0.04 / D_*^{0.14}, & 10 \leq D_* \leq 20 \\ 0.013 D_*^{0.29}, & 20 \leq D_* \leq 150 \\ 0.055, & D_* \geq 150 \end{cases} \quad (2.4)$$

όπου

$$D_* = D_{50} \left( \frac{\Delta g}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.6)$$

$$\Delta = (\rho_s - \rho) / \rho \quad (2.7)$$

$D_{50}$  = διάμεσος τιμή των μεγεθών των κόκκων

Σήμερα αυτός είναι ο πλέον χρησιμοποιούμενος τύπος για την παράμετρο Shields (van Rijn, 1984).



## 2.4 ΦΟΡΤΙΟ ΠΥΘΜΕΝΑ ΚΑΙ ΦΟΡΤΙΟ ΥΠΟ ΑΙΩΡΗΣΗ

Τα φερτά υλικά στον πυθμένα αφού τεθούν σε κίνηση, μεταφέρονται με δύο τρόπους:

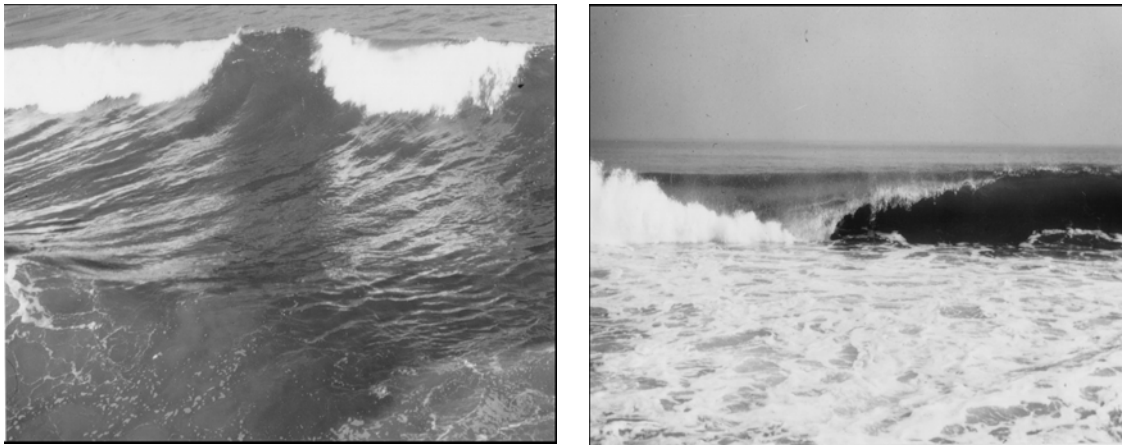
- Ως φορτίο πυθμένα
- Ως φορτίο υπό αιώρηση.

Η διάκριση αυτή αν και είναι αρκετά διαδεδομένη, δεν είναι πολύ σαφής, ενώ τα όρια που τίθενται μεταξύ των δύο τρόπων είναι κάπως ανακριβή. Οι κόκκοι του ιζήματος που αναπηδούν, ολισθαίνουν ή κυλούν και βρίσκονται σε περιοδική επαφή με τον πυθμένα σχηματίζουν το φορτίο πυθμένα. Στην περίπτωση αυτή παίζουν πολύ μεγάλο ρόλο οι δυνάμεις πρόσκρουσης (intergranular collision forces) μεταξύ των κόκκων. Οι κόκκοι, που εισέρχονται στη στήλη του νερού και βρίσκονται σε αιώρηση μέσα σε αυτή τον περισσότερο καιρό αποτελούν το φορτίο υπό αιώρηση. Στην περίπτωση αυτή δεν παίζουν ρόλο οι δυνάμεις πρόσκρουσης, αλλά οι διαδικασίες ανάμιξης της τύρβης. Η τύρβη, που συμβάλλει στην κατακόρυφη διάχυση των φερτών σε αιώρηση, παράγεται κοντά στον πυθμένα λόγω της τριβής ή κοντά στην επιφάνεια λόγω της θραύσης των κυματισμών (Καραμπάς, 2004). Αν και ο πρώτος τρόπος αναφέρεται συνήθως σε πιο τραχείς κόκκους από ό,τι ο δεύτερος, τα δύο φαινόμενα λαμβάνουν χώρα ταυτόχρονα.

Γενικά πάντως το φορτίο υπό αιώρηση συνδέεται άμεσα με τη θραύση και γι' αυτό το φαινόμενο είναι πιο έντονο στη γραμμή θραύσης για κυματισμούς κατάδυσης (plunging breakers) και στη ζώνη θραύσης για κυματισμούς υπερχειλίσσης (spilling breakers) (Sorensen, 2006). Σημειώνεται ότι η διαφορά μεταξύ των δύο τύπων έγκειται στη μορφή του θραυόμενου κύματος. Οι κυματισμοί υπερχειλίσσης αποτελούνται από κύματα με ασταθή μέτωπα που συνοδεύονται από μία αφρισμένη κορυφή, ενώ οι κυματισμοί κατάδυσης χαρακτηρίζονται από την καμπύλη που σχηματίζεται στην κορυφή τους. Στο σχήμα 2.3 φαίνονται και οι δύο τύποι θραυόμενων κυματισμών σε φωτογραφία.

Εκτός αυτών των δύο τρόπων μεταφοράς ιζήματος, υπάρχει και μία ενδιάμεση κατάσταση που ονομάζεται ροή στρώματος (sheet flow) και αναφέρεται στη ροή ενός ενιαίου στρώματος κόκκων στον πυθμένα, που έχει το πάχος πολλών διαμέτρων κόκκων

(10-100) και πολύ υψηλές συγκεντρώσεις (>5-10% κ.ο.) (Ribberink, 1998). Στο λεπτό αυτό στρώμα, παίζουν ρόλο τόσο οι δυνάμεις πρόσκρουσης όσο και οι διαδικασίες ανάμιξης τύρβης, αλλά και επιπλέον οι δυνάμεις πίεσης, που οφείλονται στην αλληλεπίδραση μεταξύ του νερού και των κόκκων. Το στρώμα αυτό του πυθμένα ρευστοποιείται κάτω από την επίδραση της κυματικής κίνησης και πραγματοποιείται σημαντική μεταφορά φερτών ιδιαίτερα στη διάρκεια θύελλας, σε συνθήκες μεγάλων κυματισμών, όταν πλέον έχουν εξαφανιστεί τα αμμοκυμάτια και ο πυθμένας είναι επίπεδος.



Σχήμα 2.3: Κυματισμός υπερχείλισης (αριστερά) και κυματισμός κατάδυσης (δεξιά) (CEM, 2006, Part II, chapter 4)

### 3 ΔΙΔΙΑΣΤΑΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΠΑΡΑΚΤΙΑΣ ΚΥΚΛΟΦΟΡΙΑΣ

#### 3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ακριβής περιγραφή των κυματικών φαινομένων, που λαμβάνουν χώρα στην παράκτια ζώνη, είναι μία απαραίτητη προϋπόθεση για τη σωστή εκτίμηση της ποσότητας του μεταφερόμενου ιζήματος. Τα κύματα καθώς μεταδίδονται προς την ακτή υφίστανται διάφορες μεταβολές, που οφείλονται στη ρηχότητα, στη διάθλαση, στην περίθλαση, στη θραύση, στην αναρρίχηση. Έχει αποδειχθεί ότι οι εξισώσεις Boussinesq αποτελούν ένα πολύ χρήσιμο και ολοκληρωμένο εργαλείο για την προσομοίωση των μετασχηματισμών αυτών των κυμάτων.

Τα τελευταία χρόνια έχει παρουσιαστεί ένας μεγάλος αριθμός ομοιωμάτων διάδοσης κυματισμών, που βασίζονται στην επίλυση των διαφορικών εξισώσεων Boussinesq. Οι εξισώσεις αυτές προκύπτουν από την ολοκλήρωση των εξισώσεων ορμής του Euler στο βάθος ροής με την παραδοχή 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. Με τη χρήση των παραπάνω ομοιωμάτων είναι δυνατή η προσομοίωση της διάδοσης μη γραμμικών διασπειρόμενων κυματισμών στα ρηχά νερά και η περιγραφή των κυματικών φαινομένων της παράκτιας ζώνης.

Στην ανάλυση των διασπειρόμενων κυματισμών υπεισέρχονται δύο σημαντικές παράμετροι κλίμακας. Η πρώτη είναι η παράμετρος ( $\varepsilon$ ) που εκφράζει τη διασπορά εύρους και κατ' επέκταση τη μη γραμμικότητα και ορίζεται σαν το λόγο του ύψους κύματος  $H$  προς το βάθος  $d$ ,  $\varepsilon = H/d$ . Η δεύτερη η  $\sigma^2$  είναι το τετράγωνο του λόγου του βάθους προς ένα χαρακτηριστικό οριζόντιο μήκος (λαμβάνεται συνήθως ίσο με το μήκος

κύματος  $L$ ),  $\sigma^2 = (d/L)^2$  και εκφράζει τη διασπορά συχνοτήτων. Λόγω της μαθηματικής τους διατύπωσης οι πρωταρχικές μορφές των εξισώσεων Boussinesq αναφέρονται σε κυματισμούς ελαφρά μη γραμμικούς και με ελαφρά διασπορά συχνοτήτων.

Η κλασική μορφή των εξισώσεων Boussinesq (Peregrine, 1967) βασίζεται στην παραδοχή ότι οι παράμετροι  $\epsilon$  και  $\sigma^2$  είναι μικρές ( $O(\epsilon) \ll 1$  και  $O(\sigma^2) \ll 1$ ) και της ίδιας τάξης ( $\epsilon = O(\sigma^2)$ ). Ωστόσο, οι εξισώσεις αυτές έχουν βελτιωθεί κατά πολύ τόσο ως προς τα χαρακτηριστικά της μη γραμμικότητας όσο και της διασποράς συχνοτήτων και πλέον μπορούν να περιγράψουν τη θραύση των κυματισμών καθώς και τη μετάδοσή τους σε πιο βαθιά νερά (Madsen et al., 1991, Nwogu, 1993, Wei et al., 1995, Madsen and Shaffer, 1998; Zou, 1999).

### 3.2 ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ BOUSSINESQ

Η μορφή των εξισώσεων Boussinesq, δεν είναι συγκεκριμένη, αντιθέτως, στη σχετική βιβλιογραφία απαντώνται διαφορετικές εκδοχές των εξισώσεων, οι οποίες συνιστούν το αποτέλεσμα μιας μακρόχρονης εξελικτικής διαδικασίας. Οι διαφορές μεταξύ των διαφόρων μαθηματικών μοντέλων σχετίζονται κυρίως με την διαφορετική επιλογή (θεώρηση) της οριζόντιας ταχύτητας και τις διαφορετικές εκφράσεις των όρων ανώτερης τάξης που διατηρούνται κατά την κατάστροψη των εξισώσεων.

Διακρίνονται οι παρακάτω περιπτώσεις ως προς την επιλογή της οριζόντιας ταχύτητας:

- μέση ως προς το βάθος ταχύτητα
- ταχύτητα στη στάθμη ηρεμίας ύδατος (Σ. Η.)
- ταχύτητα σε τυχαίο βάθος
- ταχύτητα στον πυθμένα

Οι εξισώσεις συνέχειας και διατήρησης της ορμής, που χρησιμοποιούνται στη συγκεκριμένη περίπτωση βασίζονται στην ερευνητική εργασία των Beji and Nadaoka (1996) και χρησιμοποιούν τη μέση ταχύτητα ως προς το βάθος:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \nabla \cdot (hU) = 0 \quad (3.1)$$

όπου

$U(u,v)$ = μέση ως προς το βάθος οριζόντια ταχύτητα με τις δύο συνιστώσες της  $u$  και  $v$  (άξονας  $x$  και άξονας  $y$  αντίστοιχα)

$\zeta$ = ανύψωση της στάθμης της θάλασσας

$d$ = βάθος

$h=d+\zeta$

$$U_t + (U \cdot \nabla)U + g\nabla\zeta = (1+\beta)\frac{d}{2}\nabla[\nabla \cdot (dU_t)] + \beta\frac{gd}{2}\nabla[\nabla \cdot (d\nabla\zeta)] - (1+\beta)\frac{d^2}{6}\nabla(\nabla \cdot U_t) - \beta\frac{gd^2}{6}\nabla(\nabla^2\zeta) \quad (3.2)$$

όπου

$\nabla = (\partial/\partial x, \partial/\partial y)$  ο οριζόντιος τελεστής βαθμίδας

Ο συντελεστής  $\beta$ , λαμβάνει την τιμή  $\beta=1/5$ , έτσι ώστε η σχέση διασποράς, που προκύπτει από τη γραμμικοποιημένη σχέση της ορμής, να προσεγγίζει ικανοποιητικά, στα ενδιάμεσα και ρηγά νερά, τη σχέση διασποράς της γραμμικής θεωρίας του Airy. Επομένως, οι εξισώσεις αυτές είναι βελτιωμένες, σε σχέση με τις κλασσικές εξισώσεις, ως προς τα χαρακτηριστικά διασποράς. Εάν τεθεί στην εξίσωση  $\beta=0$ , προκύπτει η κλασσική εξίσωση τύπου Boussinesq του Peregrine (1967).

### 3.2.1 Θραύση κυματισμών

Οι εξισώσεις Boussinesq, στην κλασσική τους μορφή δεν εμπεριέχουν το φαινόμενο της θραύσης. Ωστόσο, η θραύση είναι μία από τις σημαντικότερες διεργασίες, στην παράκτια περιοχή, που συνδέεται άμεσα με τη δημιουργία των ρευμάτων και τη μεταφορά των φερτών. Για τον λόγο αυτό, οι προσπάθειες για την ενσωμάτωσή της υπήρξαν πολλές. Στη συγκεκριμένη περίπτωση χρησιμοποιείται ένα σχήμα, που βασίζεται στην θεώρηση του συντελεστή τυρβώδους ιξώδους.

Η ζώνη θραύσης (περιοχή στην οποία θραύονται οι κυματισμοί και στη συνέχεια μεταδίδονται θραυόμενοι) χαρακτηρίζεται από τη μετατροπή της αστρόβιλης κυματικής ροής σε στροβιλώδη και τυρβώδη ροή. Η προσομοίωση της τύρβης και της διάχυσης της ενέργειας γίνεται με τη βοήθεια ενός συντελεστή τυρβώδους ιξώδους  $\nu_e$ . Έτσι στην εξίσωση της ορμής προστίθεται ένας συναγωγικός όρος:

$$U_t + \dots - E_{br} = 0 \quad (3.3)$$

όπου

$$E_{brx} = \frac{1}{d+\zeta} \left\{ \left( \nu_e [(d+\zeta)u]_x \right)_x + \frac{1}{2} \left( \nu_e [(d+\zeta)u]_y + \nu_e [(d+\zeta)u]_x \right)_y \right\} \quad (3.4)$$

$$E_{bry} = \frac{1}{d+\zeta} \left\{ \left( \nu_e [(d+\zeta)v]_y \right)_y + \frac{1}{2} \left( \nu_e [(d+\zeta)v]_x + \nu_e [(d+\zeta)v]_y \right)_x \right\} \quad (3.5)$$

όπου

$v_e$  = συντελεστής τυρβώδους ιξώδους

Ο συντελεστής ιξώδους  $v_e$  υπολογίζεται με τρόπο παρόμοιο με τον Zelt (1991) και τους Kennedy et al. (2000):

$$v_e = B\delta^2 (d + \zeta)\zeta_t \quad (3.6)$$

όπου

$\delta$  = σταθερά

$$B = \begin{cases} 1, \zeta_t \geq 2\zeta_t^* \\ \frac{\zeta_t}{\zeta_t^*} - 1, \zeta_t^* < \zeta_t < 2\zeta_t^* \\ 0, \zeta_t \leq \zeta_t^* \end{cases} \quad (3.7)$$

Σημειώνεται ότι ο δείκτης σε όλες τις παραπάνω εξισώσεις υπονοεί μερική παράγωγο (χωρική ως προς  $x$  και  $y$  και χρονική ως προς  $t$ ).

Η τιμή του  $\delta=3.5$  έχει αυξηθεί σχετικά σε σχέση με τους Kennedy et al. (2000). Η παράμετρος  $B$ , όπως φαίνεται και από τον τύπο μεταβάλλεται ομοιόμορφα μεταξύ 0 και 1, έτσι ώστε να αποφεύγονται οι απότομες αλλαγές και οι αστάθειες που δημιουργούν.

Η έναρξη του φαινομένου της θραύσης συνδέεται με την παράμετρο  $\zeta_t^*$ . Η θραύση ξεκινά όταν η  $\zeta_t^*$  υπερβεί μία συγκεκριμένη τιμή  $\zeta_t^I$ , αλλά συνεχίζεται (διότι ο κυματισμός μεταδίδεται θραυόμενος, ώσπου να φτάσει ένα μικρότερο σταθερό επίπεδο, στο οποίο μετασχηματίζεται) μέχρι την τιμή  $\zeta_t^F$ . Έτσι πραγματοποιείται σταδιακά μείωση της κρίσιμης τιμής της  $\zeta_t^*$  από την  $\zeta_t^I$  ως την  $\zeta_t^F$ , όπως φαίνεται και από τον τύπο:

$$\zeta_t^* = \begin{cases} \zeta_t^F, t \geq T^* \\ \zeta_t^I + \frac{t-t_0}{T^*} (\zeta_t^F - \zeta_t^I), 0 \leq t-t_0 < T^* \end{cases} \quad (3.8)$$

όπου

$T^*$  = χρονική στιγμή μετάβασης

$t_0$  = χρονική στιγμή στην οποία ξεκινά η θραύση

$t-t_0$  = χρονική διάρκεια της θραύσης

$$\zeta^I = 0.35\sqrt{gd}$$

$$\zeta^F = 0.15\sqrt{gd}$$

Οι τιμές αυτές για τα  $\zeta^I$  και  $\zeta^F$  προέκυψαν μετά από σύγκριση με πειραματικά δεδομένα και είναι εκείνες που χρησιμοποιήθηκαν από τους Kennedy et al. (2000) για το μονοδιάστατο μοντέλο.

Παρόμοιο σχήμα προσομοίωσης της θραύσης χρησιμοποιήθηκε και παλαιότερα (πέρα από τους Kennedy et al. 2000) και από τον Zelt (1991) καθώς και από τους Schaffer et al. (1993) και Avgeris et al. (2002).

### 3.2.2 Τριβή πυθμένα

Η επίδραση των διατμητικών τάσεων πυθμένα περιγράφεται με τη βοήθεια ημι-εμπειρικών όρων στο β' μέρος της εξίσωσης της ορμής, όπως αναφέρεται και στην εργασία των Karambas & Karathanassi (2004):

$$\tau_{bx} = \frac{1}{2} f_{cw} u_o |\mathbf{u}_o| \quad (3.9)$$

$$\tau_{by} = \frac{1}{2} f_{cw} v_o |\mathbf{u}_o| \quad (3.10)$$

όπου

$u_o, v_o$  = ταχύτητες στον πυθμένα

$\mathbf{u}_o = (u_o, v_o) = \sqrt{u_o^2 + v_o^2}$  = μέτρο της ταχύτητας στον πυθμένα

$f_{cw}$  = συντελεστής τριβής της συνδυασμένης κίνησης του κύματος με το ρεύμα.

$$f_{cw} = \left( \frac{|\mathbf{U}_{oc}|}{|\mathbf{U}_{oc}| + u_{ow-max}} \right) f_c + \left( 1 - \frac{|\mathbf{U}_{oc}|}{|\mathbf{U}_{oc}| + u_{ow-max}} \right) f_w = \text{τριβή που οφείλεται στη}$$

συνδυασμένη κίνηση κύματος και ρεύματος (Ribberink, 1998, βλ. παρ. 4.2.4).

$\mathbf{u}_{ow} = (u_{ow}, v_{ow})$  = παλινδρομική ταχύτητα κύματος στον πυθμένα

$u_{ow-max}$  = πλάτος της παλινδρομικής ταχύτητας του κύματος



$|U_{oc}| = \sqrt{U_c^2 + V_c^2}$  = ταχύτητα ρεύματος με συνιστώσες ( $U_c$ ,  $V_c$ ). Η παύλα πάνω από τις ταχύτητες δηλώνει μέσες, ως προς το χρόνο, τιμές των στιγμιαίων τιμών των ταχυτήτων του ρεύματος μεταξύ των χρονικών διαστημάτων  $t_1$  και  $t_2$ . Ισχύει δηλαδή:

$$\bar{*} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} * dt \quad (3.11)$$

Για τα μη μονοχρωματικά κύματα εφαρμόζεται η μέθοδος των Rakha et al. (1997), για τις μέσες τιμές των ταχυτήτων των ρευμάτων  $\bar{U}_c$  και  $\bar{V}_c$ . Οι χρονοσειρές των στιγμιαίων τιμών των ταχυτήτων  $U_c$  και  $V_c$  χωρίζονται σε  $N_c$  κύκλους, ο καθένας από τους οποίους περιλαμβάνει  $N$  στιγμιαίες τιμές. Ένας τέτοιος κύκλος αντιστοιχεί κατά μέσο όρο σε 20-30 φορές την περίοδο του κύματος. Στη συνέχεια γίνεται ολοκλήρωση και προκύπτουν  $\bar{U}_c$  και  $\bar{V}_c$  για κάθε κύκλο. Οι τελικές τιμές προκύπτουν από τις μέσες τιμές όλων των κύκλων  $N_c$ .

Οι ταχύτητες  $u_o$  και  $v_o$  στον πυθμένα υπολογίζονται από τους τύπους του Dingemans (1997):

$$u_o = U + \left(\frac{d}{2}\right) \frac{\partial^2 (dU)}{\partial x^2} - \left(\frac{d^2}{3}\right) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (3.12)$$

$$v_o = V + \left(\frac{d}{2}\right) \frac{\partial^2 (dV)}{\partial y^2} - \left(\frac{d^2}{3}\right) \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \quad (3.13)$$

Οι τιμές των παλινδρομικών ταχυτήτων του κύματος υπολογίζονται αφαιρώντας από τις συνολικές ταχύτητες στον πυθμένα το μέσο ρεύμα:

$$u_{ow} = u_o - \bar{U}_c \quad (3.14)$$

$$v_{ow} = v_o - \bar{V}_c \quad (3.15)$$

Η τριβή πυθμένα που οφείλεται στα κύματα περιγράφεται από τον τύπο (Jonsson, 1966):

$$f_w = \exp\left[-5.977 + 5.213(K_N / A_b)^{0.194}\right] \quad \text{για} \quad A_b / K_N < 0.63 \quad (3.16)$$

$$f_w = 0.3 \quad \text{για} \quad A_b / K_N \geq 0.63 \quad (3.17)$$

$A_b$ = πλάτος της κυματικής κίνησης στον πυθμένα που δίνεται από:  $A_b = u_{ow-max} / \omega$

$\omega$ = συχνότητα του φάσματος που αντιστοιχεί στο μέγιστο πλάτος (για μη μονοχρωματικά κύματα)

$K_N$ = τραχύτητα πυθμένα που υπολογίζεται από τις σχέσεις του Nielsen (1992, βλ. παρ. 4.2.5):

$$K_N = 170 \sqrt{\theta_{2.5} - 0.05} D_{50} + 8 \eta_r^2 / \lambda_r \quad (3.18)$$

Όπως φαίνεται και από τη σχέση 3.18, η τραχύτητα πυθμένα είναι συνάρτηση της παραμέτρου Shields  $\theta_{2.5}$ , της μέσης διαμέτρου των κόκκων  $D_{50}$ , του ύψους των αμμοκυμάτων  $\eta_r$  και του μήκους τους  $\lambda_r$ .

Η παράμετρος Shields  $\theta_{2.5}$ , που βασίζεται στην τραχύτητα  $K_N = 2.5 D_{50}$  υπολογίζεται:

$$\theta_{2.5} = \frac{1}{2} f_{2.5} \Psi \quad (3.19)$$

όπου

$\Psi$ = αριθμός κινητικότητας που δίνεται από τη σχέση:

$$\Psi = \frac{u_{ow-max}^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (3.20)$$

Το ύψος των αμμοκυμάτων και το μήκος τους δίνονται από τις σχέσεις:

$$\eta_r = 21 A_b \Psi^{-1.85} \text{ για } \Psi > 10 \quad (3.21)$$

$$\frac{\eta_r}{\lambda_r} = 0.342 - 0.344 \sqrt{\theta_{2.5}} \quad (3.22)$$

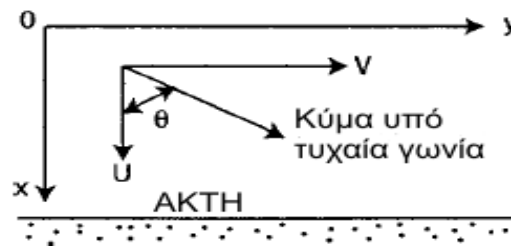
Η τριβή πυθμένα που οφείλεται στη δράση του ρεύματος  $f_c$  υπολογίζεται από τους τύπους του Ribberink (1998, βλ. παρ. 4.2.4).

$$f_c = 0.24 \left( \log \frac{12(d + \bar{\zeta})}{K_N} \right)^{-2} \quad (3.23)$$

Λόγω της ιδιαίτερης σημασίας της προσομοίωσης της τριβής πυθμένα στην ορθή εκτίμηση του παράκτιου κυματογενούς ρεύματος, οι παραπάνω σχέσεις των Karambas & Karathanassi (2004) βελτιώθηκαν υιοθετώντας τις εκφράσεις των Kobayashi et al. (2007).

Οι Kobayashi et al (2007) ανέπτυξαν ένα μοντέλο, που βασίζεται στους σχετικά απλούς τύπους των Battjes & Stive (1985), Reniers & Battjes (1997) και Ruessink et. al (2001) με προέκταση στην κατώτερη ζώνη διαβροχής και στη συνέχεια το συνδύασαν με το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος για το αιωρούμενο φορτίο των Kobayashi et al. (2005). Στα πλαίσια της ανάπτυξης των εξισώσεων αυτών διεξάχθηκε και ένα σετ εξισώσεων για τις διατμητικές τάσεις στον πυθμένα.

Στο παρακάτω σχήμα 3.1, όπου το κύμα προσπίπτει υπό τυχαία γωνία  $\theta$  σε ακτή, που αποτελείται από μία ευθεία γραμμή, ο άξονας των  $x$  είναι θετικός προς την κατεύθυνση της ακτής και ο άξονας των  $y$  στην κατάντη κατεύθυνση.



Σχήμα 3.1: Κύμα, το οποίο προσπίπτει υπό τυχαία γωνία σε ευθεία ακτογραμμή (Kobayashi et al., 2007)

Οι μέσες διατμητικές τάσεις του πυθμένα εκφράζονται ως εξής:

$$\tau_{bx} = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \overline{UU_a} \quad (3.24)$$

$$\tau_{by} = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \overline{VU_a} \quad (3.25)$$

όπου

$\tau_{bx}$ = διατμητική τάση στον πυθμένα κάθετη στην ακτή

$\tau_{by}$ = διατμητική τάση στον πυθμένα παράλληλη στην ακτή

$f_{cw}$ = συντελεστής τριβής πυθμένα

Οι ταχύτητες των ρευμάτων  $U$  και  $V$  γράφονται ως εξής:

$$U = \bar{U} + U_T \cos \theta \quad (3.26)$$

$$V = \bar{V} + U_T \sin \theta \quad (3.27)$$

$$U_T = \sqrt{g/\bar{h}} (\zeta - \bar{\zeta}) \quad (3.28)$$

όπου

$U_T$  = συνολική παλινδρομική ταχύτητα κύματος με μέση τιμή 0

$\bar{U}, \bar{V}$  = μέσες ως προς το βάθος ταχύτητες ρευμάτων

$\bar{h}$  = μέσο βάθος νερού

$\bar{\zeta}$  = μέση ανύψωση της στάθμης της θάλασσας με:

$$\bar{h} = (\bar{\zeta} - z_b)$$

$z_b$  = ανύψωση του πυθμένα

Η παραπάνω εξίσωση δίνει:

$$\sigma_U = \sigma_T \cos \theta \quad (3.29)$$

$$\sigma_V = \sigma_T \sin \theta \quad (3.30)$$

$$\sigma_T = \sqrt{g/\bar{h}} \sigma_* \quad (3.31)$$

όπου

$$\sigma_* = \sigma_\eta / \bar{h} \quad (3.32)$$

$$H_{rms} = \sqrt{8} \sigma_\eta \quad (3.33)$$

$\sigma_u, \sigma_v, \sigma_T, \sigma_\eta$  = τυπικές αποκλίσεις των  $U, V, U_T$  και της ανύψωσης στις στάθμης της θάλασσας η αντίστοιχα.

Υποθέτοντας ότι η κατανομή του  $U_T$  είναι κανονική (Gaussian), οι εξισώσεις των διατμητικών τάσεων παίρνουν την εξής μορφή:

$$\tau_{bx} = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \sigma_T^2 G_{bx} \quad (3.34)$$

$$\tau_{by} = \frac{1}{2} \rho f_{cw} \sigma_T^2 G_{by} \quad (3.35)$$

όπου

$$G_{bx} = \int_{-\infty}^{\infty} F_U F_a f(r) dr \quad (3.36)$$

$$G_{bx} = \int_{-\infty}^{\infty} F_V F_a f(r) dr \quad (3.37)$$

$$F_U = \frac{\bar{U}}{\sigma_T} + r \cos \theta \quad (3.38)$$

$$F_V = \frac{\bar{V}}{\sigma_T} + r \sin \theta \quad (3.39)$$

$$F_a = (F_U^2 + F_V^2)^{0.5} \quad (3.40)$$

$$f(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{r^2}{2}\right) \quad (3.41)$$

$r$  = μεταβλητή της κανονικής κατανομής για την οποία ισχύει:  $r = \frac{U_T}{\sigma_T}$  ενώ η τυπική της

απόκλιση και η μέση τιμή είναι 1 και 0 αντίστοιχα

Η παρακάτω ρητή σχέση (Feddersen et al. 2000), που βασίζεται στη στοχαστική ανάλυση, χρησιμοποιείται για να συνδέσει τα  $G_{by}$  και  $V$ :

$$G_{by} = \frac{\bar{V}}{\sigma_T} \left[ 1.16^2 + \left( \frac{\bar{V}}{\sigma_T} \right)^2 \right]^{0.5} \quad (3.42)$$

Η διαφορά μεταξύ των τιμών για το  $G_{by}$ , που υπολογίζονται από τις δύο σχέσεις είναι λιγότερο από 20%, που σημαίνει ότι είναι μικρότερη από την αβεβαιότητα για τον συντελεστή τριβής πυθμένα. Επομένως, είναι δυνατό να χρησιμοποιηθεί η δεύτερη ρητή σχέση χωρίς κάποιο ιδιαίτερο πρόβλημα.

Οι παραπάνω εκφράσεις τροποποιήθηκαν και συνδυάστηκαν με το μοντέλο Boussinesq, ώστε να γίνεται ακριβέστερη πρόβλεψη του κυματογενούς ρεύματος. Σημειώνεται ότι η ορθή πρόβλεψη του κυματογενούς ρεύματος είναι το πλέον απαραίτητο στοιχείο που οδηγεί στην σωστή πρόβλεψη της στερεομεταφοράς και επομένως και στον σωστότερο σχεδιασμό των βυθισμένων κυματοθραυστών. Για αυτό τον λόγο άλλωστε έχει δοθεί

τόση σημασία στην τριβή του πυθμένα, η οποία παίζει σημαντικό ρόλο στην ορθή εκτίμηση του κυματογενούς ρεύματος.

### 3.2.3 *Ανάμιξη μαθηματικού ομοιώματος και αριθμητικής λύσης (Subgrid turbulent mixing)*

Η τύρβη είναι κυρίως συνδεδεμένη με τη θραύση. Ωστόσο, τύρβη παρουσιάζεται και ως αποτέλεσμα διαδικασιών ανάμιξης, που λαμβάνουν χώρα σε κλίμακα πολύ μικρότερη από τον κάνναβο, που χρησιμοποιείται για την διακριτοποίηση. Παρόλο, που η κλίμακα που παρατηρούνται τα φαινόμενα αυτά είναι πολύ μικρή, η επιρροή τους στο πεδίο ταχυτήτων είναι σημαντική. Έτσι ορισμένες φορές, αν δε ληφθεί υπόψη, το πεδίο ταχυτήτων, που δημιουργείται είναι χαοτικό.

Στη συγκεκριμένη περίπτωση χρησιμοποιείται το μοντέλο Smagorinsky (1963) για την προσομοίωση της ροής σε μικρότερες κλίμακες. Οι σχέσεις που την περιγράφουν είναι παρόμοιες με το μοντέλο FUNWAVE 1.0 των J. Kirby, Ge Wei, Qin Chen, A. Kennedy και R. Dalrymple, που έχει αναπτυχθεί στο Πανεπιστήμιο του Delaware:

$$E_x = \frac{1}{d+\zeta} \left( \frac{\partial}{\partial x} \left( v_{sg} \frac{\partial((d+\zeta)u)}{\partial x} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial y} \left( v_{sg} \frac{\partial((d+\zeta)u)}{\partial y} + v_{sg} \frac{\partial((d+\zeta)u)}{\partial x} \right) \right) \quad (3.43)$$

$$E_y = \frac{1}{d+\zeta} \left( \frac{\partial}{\partial y} \left( v_{sg} \frac{\partial((d+\zeta)v)}{\partial y} \right) + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x} \left( v_{sg} \frac{\partial((d+\zeta)v)}{\partial x} + v_{sg} \frac{\partial((d+\zeta)v)}{\partial y} \right) \right) \quad (3.44)$$

όπου

$v_{sg}$ = τυρβώδης συντελεστής ιξώδους (συντελεστής που περιγράφει την ανάμιξη σε μικρότερη κλίμακα)

Ο συντελεστής αυτός δίνεται από τη σχέση:

$$v_{sg} = (c dx)^2 \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (3.45)$$

όπου

$c$ = σταθερά ανάμιξης (=0.5)

$dx$ = το χωρικό βήμα του καννάβου.

### 3.2.4 Αναρρίχηση

Η ζώνη αναρρίχησης είναι πολλή σημαντική για την υδρο-μορφοδυναμική εξέλιξη της παράκτιας περιοχής, αν και στα περισσότερα μοντέλα η επιρροή της στους υπολογισμούς της παράκτιας ροής αγνοείται. Στη ζώνη αυτή δημιουργούνται κύματα, τα οποία είναι δυνατόν να μεταφέρουν μεγάλες ποσότητες ιζήματος, που βρίσκονται σε αιώρηση μετά τη θραύση. Ειδικότερα σε περιοχές κοντά σε βυθισμένες κατασκευές, ο μηχανισμός αυτός παίζει σημαντικότατο ρόλο, γεγονός που αποτελεί εξήγηση και για την έντονη διάβρωση που παρατηρείται σε ορισμένες περιπτώσεις (Bellotti και Brocchini, 2005). Επομένως, για την ολοκληρωμένη μελέτη της επίδρασης μίας βυθισμένης κατασκευής στην περιοχή, όπου κατασκευάζεται είναι απαραίτητο να συμπεριληφθεί η ζώνη αναρρίχησης.

Στο συγκεκριμένο μοντέλο υιοθετήθηκε ένα ευσταθές σχήμα προσομοίωσης της αναρρίχησης, το οποίο χρησιμοποιήθηκε και στο μοντέλο CMS-M2D, που αναπτύχθηκε στο εργαστήριο Υδραυλικής του Αμερικάνικου Σώματος Μηχανικών του Στρατού (U.S. Army Corps of Engineers, Coastal and Hydraulics Laboratory, Buttolph et al., 2006).

Το κυριότερο ζήτημα που τίθεται κατά την προσομοίωση της αναρρίχησης είναι η ορθή προσομοίωση των κελιών του καννάβου που περιέχουν νερό και εκείνων που δεν περιέχουν νερό. Για τον σκοπό αυτό έχουν τεθεί ορισμένα κριτήρια με βάση τα οποία τα κελιά διαχωρίζονται σε ‘υγρά’ (που περιέχουν νερό) και ‘στεγνά’ (που δεν περιέχουν νερό). Τα κριτήρια αυτά που φαίνονται στον πίνακα 3.1, συνδυάζουν την ρεαλιστική απεικόνιση του φυσικού φαινομένου της αναρρίχησης με την ελαχιστοποίηση των προβλημάτων στο αριθμητικό σχήμα (όπως είναι οι αστάθειες και οι αριθμητικές ταλαντώσεις).

Κάθε ‘υγρό’ κελί, στον επόμενο υπολογισμό της ταχύτητας ή της στάθμης της θάλασσας ελέγχεται αν παραμένει υγρό ή μετατρέπεται σε ‘στεγνό’ κελί.

Το κριτήριο για να χαρακτηριστεί ένα κελί ως ‘στεγνό’ είναι το εξής:

$$h_{i,j} = d_{i,j} + \zeta_{i,j} \leq h_{cr} \quad (3.46)$$

όπου

$h_{i,j}$ = συνολικό βάθος νερού

$h_{cr}$ = οριακό βάθος νερού που περιέχει ένα κελί, κάτω από το οποίο θεωρείται ότι το κελί είναι ‘στεγνό’.

Πίνακας 3.1: Κριτήρια για τον χαρακτηρισμό των κελιών κατά την προσομοίωση της αναρρίχησης.

Κελιά που περιέχουν νερό ‘υγρά’	Παρατηρήσεις
Το βάθος του νερού πρέπει να είναι μεγαλύτερο από μία οριακή τιμή	Η μεταφορά όγκου νερού προς μία κατεύθυνση, που να έχει φυσική έννοια έχει ως αποτέλεσμα την αποφυγή αριθμητικών ταλαντώσεων
Το νερό πρέπει να κινείται προς τα κελιά που δεν είναι γεμάτα με νερό	Λαμβάνεται υπόψη η μέση ανύψωση της στάθμης της θάλασσας και αποφεύγονται οι αστάθειες
Κελιά που δεν περιέχουν νερό ‘στεγνά’	Παρατηρήσεις
Το συνολικό βάθος του νερού πρέπει να είναι μικρότερο από μία οριακή τιμή	Ορισμός της απουσίας νερού

Αν διαπιστωθεί ότι ένα κελί ή το γειτονικό του προς το νότιο ή το δυτικό όριο του καννάβου έχει μετατραπεί σε ‘στεγνό’ κελί, τότε πρέπει να ακολουθούνται ορισμένοι κανόνες (περιορισμοί), που αφορούν την κίνηση του νερού από το ένα κελί στο άλλο. Οι περιορισμοί αυτοί εφαρμόζονται στις ακόλουθες περιπτώσεις:

- Και τα δύο κελιά από την ίδια μεριά είναι στεγνά:

$$\text{αν } h_{i,j} \leq h_{cr} \text{ και } h_{i-1,j} \leq h_{cr}, \text{ τότε } u_{i,j}^k = u_{i,j}^{k+1} = 0 \quad (3.47)$$

$$\text{αν } h_{i,j} \leq h_{cr} \text{ και } h_{i,j-1} \leq h_{cr}, \text{ τότε } v_{i,j}^k = v_{i,j}^{k+1} = 0 \quad (3.48)$$

Ο περιορισμός αυτός θέτει την ταχύτητα ίση με το 0, ώστε να μην υπάρχει μεταφορά νερού μεταξύ δύο στεγνών κελιών.

- Το γειτονικό ως προς το νότιο ή το δυτικό όριο είναι ‘στεγνό’ κελί, ενώ το κελί  $i,j$  είναι ‘υγρό’:

$$\text{αν } h_{i,j} > h_{cr} \text{ και } h_{i-1,j} \leq h_{cr} \text{ και } u_{i,j}^k > 0, \text{ τότε } u_{i,j}^k = u_{i,j}^{k+1} = 0 \quad (3.49)$$

$$\text{αν } h_{i,j} > h_{cr} \text{ και } h_{i,j-1} \leq h_{cr} \text{ και } v_{i,j}^k > 0, \text{ τότε } v_{i,j}^k = v_{i,j}^{k+1} = 0 \quad (3.50)$$



Ο περιορισμός αυτός θέτει την ταχύτητα ίση με 0, όταν η ταχύτητα στο προηγούμενο χρονικό βήμα υποδεικνύει κίνηση νερού από ένα κελί χωρίς νερό (στεγνό) σε ένα κελί με νερό (κελί  $i,j$ ). Το νερό επιτρέπεται να κινείται από ένα κελί με νερό σε ένα γειτονικό κελί χωρίς νερό.

- Το γειτονικό ως προς το νότιο ή το δυτικό όριο είναι ‘υγρό’ κελί, ενώ το κελί  $i,j$  είναι ‘στεγνό’:

$$\text{αν } h_{i,j} \leq h_{cr} \text{ και } h_{i-1,j} > h_{cr} \text{ και } u_{i,j}^k < 0, \text{ τότε } u_{i,j}^k = u_{i,j}^{k+1} = 0 \quad (3.51)$$

$$\text{αν } h_{i,j} \leq h_{cr} \text{ και } h_{i,j-1} > h_{cr} \text{ και } v_{i,j}^k < 0, \text{ τότε } v_{i,j}^k = v_{i,j}^{k+1} = 0 \quad (3.52)$$

Ο περιορισμός αυτός θέτει την ταχύτητα ίση με 0, όταν η ταχύτητα στο προηγούμενο χρονικό βήμα υποδεικνύει κίνηση νερού από ένα κελί χωρίς νερό (στεγνό κελί  $i,j$ ) σε ένα κελί με νερό.

### 3.3 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΣΧΗΜΑ ΕΠΙΛΥΣΗΣ

Για την αριθμητική επίλυση των εξισώσεων Boussinesq χρησιμοποιείται η μέθοδος των πεπερασμένων διαφορών. Η προώθηση στο χρόνο γίνεται αρχικά με ένα σχήμα εκτίμησης τρίτης τάξης Adams Bashforth (Wei & Kirby, 1995, Wei et al, 1995) και ακολουθεί η εφαρμογή ενός σχήματος διόρθωσης τέταρτης τάξης Adams – Moulton (Wei & Kirby, 1995, Wei et al, 1995).

Για την πρόγνωση, η προώθηση στο επόμενο χρονικό βήμα n+1 γίνεται με το ακόλουθο πεπλεγμένο σχήμα:

$$\zeta_{i,j}^{n+1} = \zeta_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} [23E_{i,j}^n - 16E_{i,j}^{n-1} + 5E_{i,j}^{n-2}] \quad (3.53)$$

$$\begin{aligned} u_{i,j}^{n+1} - (1+\beta)d_{i,j}d_{x_{i,j}}(u_{x_{i,j}}^n - u_{x_{i,j}}^{n-1}) - (1+\beta)\frac{d_{i,j}^2}{3}(u_{xx_{i,j}}^{n+1} - u_{xx_{i,j}}^n) = \\ u_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} [23F'_{i,j}{}^n - 16F'_{i,j}{}^{n-1} + 5F'_{i,j}{}^{n-2}] \end{aligned} \quad (3.54)$$

$$\begin{aligned} v_{i,j}^{n+1} - (1+\beta)d_{i,j}d_{y_{i,j}}(v_{y_{i,j}}^n - v_{y_{i,j}}^{n-1}) - (1+\beta)\frac{d_{i,j}^2}{3}(v_{yy_{i,j}}^{n+1} - v_{yy_{i,j}}^n) = \\ v_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} [23G'_{i,j}{}^n - 16G'_{i,j}{}^{n-1} + 5G'_{i,j}{}^{n-2}] \end{aligned} \quad (3.55)$$

όπου

$$\beta=1/5$$

$$E(\zeta, u, v) = [(d+\zeta)u]_x + [(d+\zeta)v]_y \quad (3.56)$$

$$F' = F + F_1 + Z_{3x} \quad (3.57)$$

$$F = uu_x + vv_y + g\zeta_x \quad (3.58)$$

$$F_1 = (1+\beta)\frac{d^2}{3}v_{xyt} + \frac{1}{2}(1+\beta)(dd_x v_{yt} + dd_y v_{xt}) \quad (3.59)$$

$$Z_{3x} = \beta g \frac{d^2}{3}(\zeta_{xxx} + \zeta_{xyy}) + \beta g d(d_x \zeta_{xx} + \frac{1}{2}d_y \zeta_{xy} + \frac{1}{2}d_x \zeta_{yy}) \quad (3.60)$$

$$G' = G + G_1 + Z_{3y} \quad (3.61)$$

$$G = vv_y + uv_x + g\zeta_x \quad (3.62)$$

$$G_1 = (1+\beta) \frac{d^2}{3} u_{xyt} + \frac{1}{2} (1+\beta) (dd_y u_{xt} + dd_x u_{yt}) \quad (3.63)$$

$$Z_{3y} = \beta g \frac{d^2}{3} (\zeta_{yyy} + \zeta_{xxy}) + \beta g d (d_y \zeta_{yy} + \frac{1}{2} d_x \zeta_{xy} + \frac{1}{2} d_y \zeta_{xx}) \quad (3.64)$$

Για το σχήμα διόρθωσης ισχύει:

$$\zeta_{i,j}^{n+1} = \zeta_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24} [9E_{i,j}^{n+1} + 19E_{i,j}^n - 5E_{i,j}^{n-1} + E_{i,j}^n] \quad (3.65)$$

$$u_{i,j}^{n+1} = u_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24} [9F'_{i,j}^{n+1} + 19F'_{i,j}^n - 5F'_{i,j}^{n-1} + F'_{i,j}^{n-2}] \quad (3.66)$$

$$v_{i,j}^{n+1} = v_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{24} [9G'_{i,j}^{n+1} + 19G'_{i,j}^n - 5G'_{i,j}^{n-1} + G'_{i,j}^{n-2}] \quad (3.67)$$

Τα  $E$   $F'$   $G'$  παραμένουν, ενώ για τα  $F_1$   $G_1$  ισχύουν τα εξής:

$$F_1 = (1+\beta) \frac{d^2}{3} v_{xyt} + \frac{1}{2} (1+\beta) (dd_x v_{yt} + dd_y v_{xt}) \\ + (1+\beta) \left[ \frac{d^2}{3} u_{xxt} + dd_x u_{xt} \right] \quad (3.68)$$

$$G_1 = (1+\beta) \frac{d^2}{3} u_{xyt} + \frac{1}{2} (1+\beta) (dd_y u_{xt} + dd_x u_{yt}) \\ + (1+\beta) \left[ \frac{d^2}{3} v_{yyt} + dd_y v_{yt} \right] \quad (3.69)$$

Όλα τα παραπάνω ισχύουν με την προϋπόθεση της παραδοχής της αστρόβιλης ροής, οπότε για τους μη γραμμικούς όρους ισχύει:  $u_y = v_x$ .

Οι χρονικές παράγωγοι που υπεισέρχονται στις παραπάνω σχέσεις υπολογίζονται για το σχήμα πρόγνωσης ως εξής:

$$\left(w_{i,j}\right)_t^n = \frac{1}{2\Delta t} \left[ 3w_{i,j}^n - 4w_{i,j}^{n-1} + w_{i,j}^{n-2} \right] + 0(\Delta t^2) \quad (3.70)$$

$$\left(w_{i,j}\right)_t^{n-1} = \frac{1}{2\Delta t} \left[ w_{i,j}^n - w_{i,j}^{n-2} \right] + 0(\Delta t^2) \quad (3.71)$$

$$\left(w_{i,j}\right)_t^{n-2} = \frac{-1}{2\Delta t} \left[ 3w_{i,j}^{n-2} - 4w_{i,j}^{n-1} + w_{i,j}^n \right] + 0(\Delta t^2) \quad (3.72)$$

Ενώ για το σχήμα διόρθωσης ισχύουν τα παρακάτω:

$$\left(w_{i,j}\right)_t^{n+1} = \frac{1}{6\Delta t} \left[ 11w_{i,j}^{n+1} - 18w_{i,j}^n + 9w_{i,j}^{n-1} - 2w_{i,j}^{n-2} \right] + 0(\Delta t^3) \quad (3.73)$$

$$\left(w_{i,j}\right)_t^n = \frac{1}{6\Delta t} \left[ 2w_{i,j}^{n+1} + 3w_{i,j}^n - 6w_{i,j}^{n-1} + w_{i,j}^{n-2} \right] + 0(\Delta t^3) \quad (3.74)$$

$$\left(w_{i,j}\right)_t^{n-1} = \frac{-1}{6\Delta t} \left[ 2w_{i,j}^{n-2} + 3w_{i,j}^{n-1} - 6w_{i,j}^n + w_{i,j}^{n+1} \right] + 0(\Delta t^3) \quad (3.75)$$

$$\left(w_{i,j}\right)_t^{n-2} = \frac{-1}{6\Delta t} \left[ 11w_{i,j}^{n-2} - 18w_{i,j}^{n-1} + 9w_{i,j}^n - 2w_{i,j}^{n+1} \right] + 0(\Delta t^3) \quad (3.76)$$

όπου

$w = u$  ή  $v$

Οι χωρικές παράγωγοι που υπεισέρχονται στις σχέσεις διακριτοποιούνται με τον ακόλουθο τρόπο:

$$\left(w_{i,j}\right)_x = \frac{1}{12\Delta x} \left[ 8(w_{i+1,j} - w_{i-1,j}) - (w_{i+2,j} - w_{i-2,j}) \right] \quad (3.77)$$

$$\left(w_{i,j}\right)_{xx} = \frac{1}{\Delta x^2} \left[ w_{i+1,j} + w_{i-1,j} - 2w_{i,j} \right] \quad (3.78)$$

$$\left(w_{i,j}\right)_{xy} = \frac{1}{4\Delta x\Delta y} \left[ w_{i+1,j+1} + w_{i-1,j-1} - w_{i-1,j+1} - w_{i+1,j-1} \right] \quad (3.79)$$

Οι παραγωγίσεις κατά τον άξονα των  $y$  γίνονται με όμοιο τρόπο.

Γενικά, τα αριθμητικά σχήματα που χρησιμοποιούνται είναι παρόμοια με το μη γραμμικό μοντέλο FUNWAVE 1.0 των J. Kirby, Ge Wei, Qin Chen, A. Kennedy και R. Dalrymple (Wei & Kirby, 1995, Wei et al, 1995, Wei et al., 1999, Chen et al., 2000).

Στις εξισώσεις 3.54 και 3.55 του σχήματος της πρόγνωσης, όλοι οι όροι που αφορούν την ταχύτητα στα χρονικά επίπεδα  $n$ ,  $n-1$  και  $n-2$  μεταφέρονται στο δεξιό μέλος της εξίσωσης. Έτσι η εξίσωση 3.54 γίνεται:

$$u_{i,j}^{n+1} - (1+\beta) \frac{d_{i,j}^2}{3} u_{xx_{i,j}}^{n+1} = u_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{12} [23F'_{i,j}{}^n - 16F'_{i,j}{}^{n-1} + 5F'_{i,j}{}^{n-2}]$$

$$+ (1+\beta) d_{i,j} d_{x_{i,j}} (u_{x_{i,j}}^n - u_{x_{i,j}}^{n-1}) + (1+\beta) \frac{d_{i,j}^2}{3} u_{xx_{i,j}}^n \quad (3.80)$$

Στη συνέχεια λόγω της κεντρικής διαφοράς που χρησιμοποιείται για τη διακριτοποίηση της δεύτερης παραγώγου  $u_{xx_{i,j}}^{n+1}$  προκύπτει ότι:

$$u_{i,j}^{n+1} - (1+\beta) \frac{d_{i,j}^2}{3} (u_{i+1,j}^{n+1} - 2u_{i,j}^{n+1} + u_{i-1,j}^{n+1}) = dd_{i,j} \quad \eta$$

$$\frac{d_{i,j}^2}{3} (1+\beta) u_{i-1,j}^{n+1} + \left[ 1 - 2 \cdot (1+\beta) \frac{d_{i,j}^2}{3} \right] u_{i,j}^{n+1} + (1+\beta) \frac{d_{i,j}^2}{3} u_{i+1,j}^{n+1} = dd_{i,j} \quad (3.81)$$

όπου

$dd(i,j)$  = το δεξιό μέλος της εξίσωσης 3.80.

Τελικά, όπως φαίνεται και από τη σχέση 3.81 προκύπτουν  $j$  τρισδιαγώνιοι πίνακες (για τις ταχύτητες  $u$ ), για την επίλυση των οποίων εφαρμόζεται η μέθοδος Thomas (Conte & deBoor, 1972, Κουτίτας, 1982).

Με ανάλογο τρόπο προκύπτουν  $i$  τρισδιαγώνιοι πίνακες και για τις ταχύτητες  $v$  (εξίσωση 3.55). Ο υπολογισμός της ανύψωσης της στάθμης, που γίνεται με τη βοήθεια της εξίσωσης της μάζας, και στις δύο περιπτώσεις υπολογίζεται απευθείας με τη βοήθεια ρητού σχήματος (3.53 και 3.65).

Το σχήμα διόρθωσης επαναλαμβάνεται μέχρι το σφάλμα  $\Delta f$  μεταξύ δύο διαδοχικών προσεγγίσεων να γίνει μικρότερο από μία προκαθορισμένη τιμή, για καθεμία από τις ανεξάρτητες μεταβλητές  $\zeta$ ,  $u$ ,  $v$ :

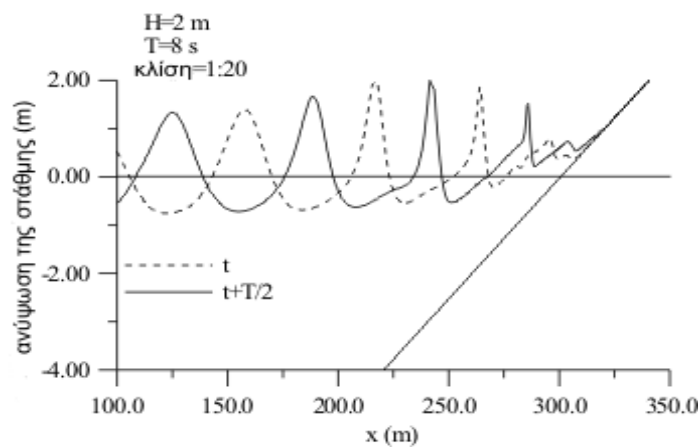
$$\Delta f = \frac{\sum_{i,j} |f_{i,j}^{n+1} - f_{i,j}^{(n+1)*}|}{\sum_{i,j} |f_{i,j}^{n+1}|} \quad (3.82)$$

όπου

f= μία από τις ανεξάρτητες μεταβλητές ζ, υ, ν

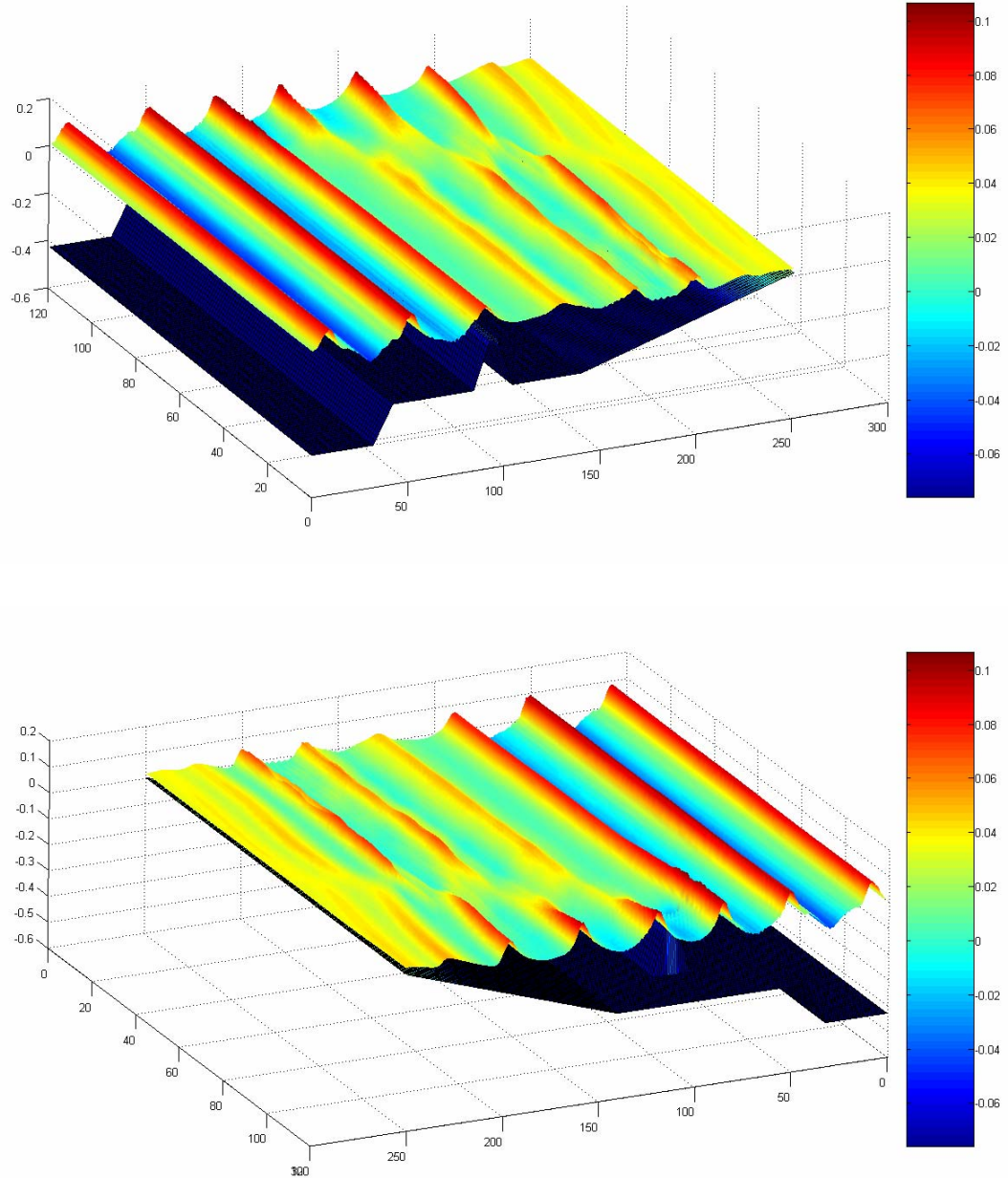
\*=προηγούμενη προσέγγιση

Στο σχήμα 3.2, που ακολουθεί φαίνονται δύο στιγμιότυπα κατά τα οποία το κύμα θραύεται και αναρριχάται στην ακτή.



Σχήμα 3.2: Στιγμιότυπα της αναρρίχησης του κύματος στην ακτή σε χρονικές στιγμές που απέχουν μεταξύ τους κατά το ήμισυ της περιόδου του κύματος (T/2)

Επιπλέον στο σχήμα 3.3 φαίνεται σε τρισδιάστατη απεικόνιση η μετάδοση του κύματος πάνω από ένα βυθισμένο κυματοθραύστη και στη συνέχεια η θραύση και η αναρρίχηση του στην ακτή.



Σχήμα 3.3: Τρισδιάστατη απεικόνιση της μετάδοσης του κύματος πάνω από έναν βυθισμένο κυματοθραύστη και στη συνέχεια θραύση και αναρρίχηση στην ακτή. Η επάνω εικόνα έχει ληφθεί από την πλευρά της θάλασσας, ενώ η κάτω από την πλευρά της ακτής.

### 3.4 ΟΡΙΑΚΕΣ – ΑΡΧΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ

Τα αριθμητικά σχήματα επίλυσης των ομοιωμάτων Boussinesq συμπληρώνονται από τις κατάλληλες οριακές και αρχικές συνθήκες. Αλλά, το πραγματικό πεδίο είναι απεριοριστο, ενώ το υπολογιστικό πεδίο πρέπει να είναι περιορισμένο, ανάλογα με την υπολογιστική ισχύ που διατίθεται. Έτσι κατά την προσομοίωση πρέπει να απεικονίζεται με κάποιον τρόπο το πραγματικό κυματικό πεδίο, που είναι απέραντο, με τη βοήθεια ενός πεπερασμένου υπολογιστικού πεδίου, γεγονός που συνιστά ένα δύσκολο πρόβλημα. Οι οριακές συνθήκες που κατά κανόνα απαντώνται στη βιβλιογραφία αναφέρονται σε:

- όρια γένεσης κύματος, που αφορούν στην εισαγωγή της κυματικής διαταραχής στο υπολογιστικό πεδίο
- όρια ακτινοβολίας ή απορροφητικά όρια, που αφορούν στην απορρόφηση των κυματισμών στα όρια του υπολογιστικού πεδίου.
- Ανακλαστικά όρια, που αφορούν την ανάκλαση των κυμάτων πάνω στις κατασκευές ή στα όρια του υπολογιστικού πεδίου

Οι περιπτώσεις αυτές αναλύονται στη συνέχεια.

#### 3.4.1 *Εισαγωγή κυματικής διαταραχής*

Η αρχική συνθήκη που χρησιμοποιείται συνήθως είναι ο μηδενισμός όλων των τιμών (cold start). Στη συνέχεια για τη γένεση του κύματος, σε κάθε χρονικό βήμα ορίζονται οι τιμές της ροής της ορμής, της ταχύτητας των σωματιδίων ή της ανύψωσης της στάθμης της θάλασσας πάνω σε μία γραμμή (γραμμή δημιουργίας κυματισμών), που βρίσκεται στο ανοικτό όριο του υπολογιστικού πεδίου. Η οριακή αυτή συνθήκη, θα πρέπει να περιγράφει, εκτός από τη γένεση των κυματισμών, και την απορρόφηση ή την ακτινοβολία τους στην ανοιχτή θάλασσα. Θα πρέπει δηλαδή η ίδια οριακή συνθήκη να λειτουργεί ταυτόχρονα σαν συνθήκη γένεσης και σαν συνθήκη ακτινοβολίας. Εφόσον όμως δεν είναι γνωστή ούτε η ταχύτητα μετάδοσης αλλά ούτε και η γωνία πρόσπτωσης των ανακλώμενων, από το εσωτερικό υπολογιστικό πεδίο, κυματισμών, η συνθήκη εφαρμόζεται δύσκολα. Δημιουργούνται ανεπιθύμητες διαταραχές που ‘μολύνουν’ την αριθμητική επίλυση.



Η εναλλακτική μέθοδος που χρησιμοποιείται και έχει επικρατήσει πλέον (Pinheiro et al., 2009, Chawla & Kirby, 2000, Chen et al., 2000, Wei et al., 1999) είναι η πρόσθεση των τιμών των μεταβλητών που μεταφέρουν την επιθυμητή ενέργεια, στις τιμές που υπολογίζονται σε κάθε χρονικό βήμα, κατά μήκος της γραμμής δημιουργίας κυματισμών. Η γραμμή αυτή βρίσκεται στο εσωτερικό του υπολογιστικού πεδίου. Τα ανακλώμενα κύματα διαδίδονται ελεύθερα πέραν της γραμμής δημιουργίας των κυματισμών, ενώ παράλληλα κατά μήκος της γραμμής εισάγεται η κυματική διαταραχή.

Για την πραγματοποίηση του σχήματος αυτού, εισάγεται ένας όρος πηγής (source function) στην εξίσωση της συνέχειας. Η πρώτη προσπάθεια να συμπεριληφθεί ένας τέτοιος όρος στα ομοιώματα Boussinesq έγινε από τους Larsen και Dancy (1983), οι οποίοι πρόσθεταν και αφαιρούσαν μάζα από την υπολογιστική περιοχή κατά μήκος μιας γραμμής για διδιάστατο ομοίωμα, ή ενός σημείου για μονοδιάστατο ομοίωμα.

Η μέθοδος εφαρμόστηκε με επιτυχία στους έκκεντρους καννάβους, αλλά δε συνέβη το ίδιο στους μη έκκεντρους καννάβους, όπου εμφανίστηκε θόρυβος γύρω από το σημείο της πηγής. Για το λόγο αυτό οι Gobbi και Kirby (1999) ακολουθώντας την προσέγγιση των Wei et al. (1999), έκαναν την υπόθεση ότι η συνάρτηση πηγής κατανέμεται με τη μορφή της κανονικής κατανομής (Gaussian shape) στην ορθογωνική περιοχή συνάρτηση πηγής, που σημειώνεται με γκρι χρώμα στο σχήμα 3.4, που ακολουθεί. Η περιοχή αυτή βρίσκεται μεταξύ 2 αξόνων παράλληλων στον άξονα των  $y$ :

$$x=x_1$$

$$x=x_2$$

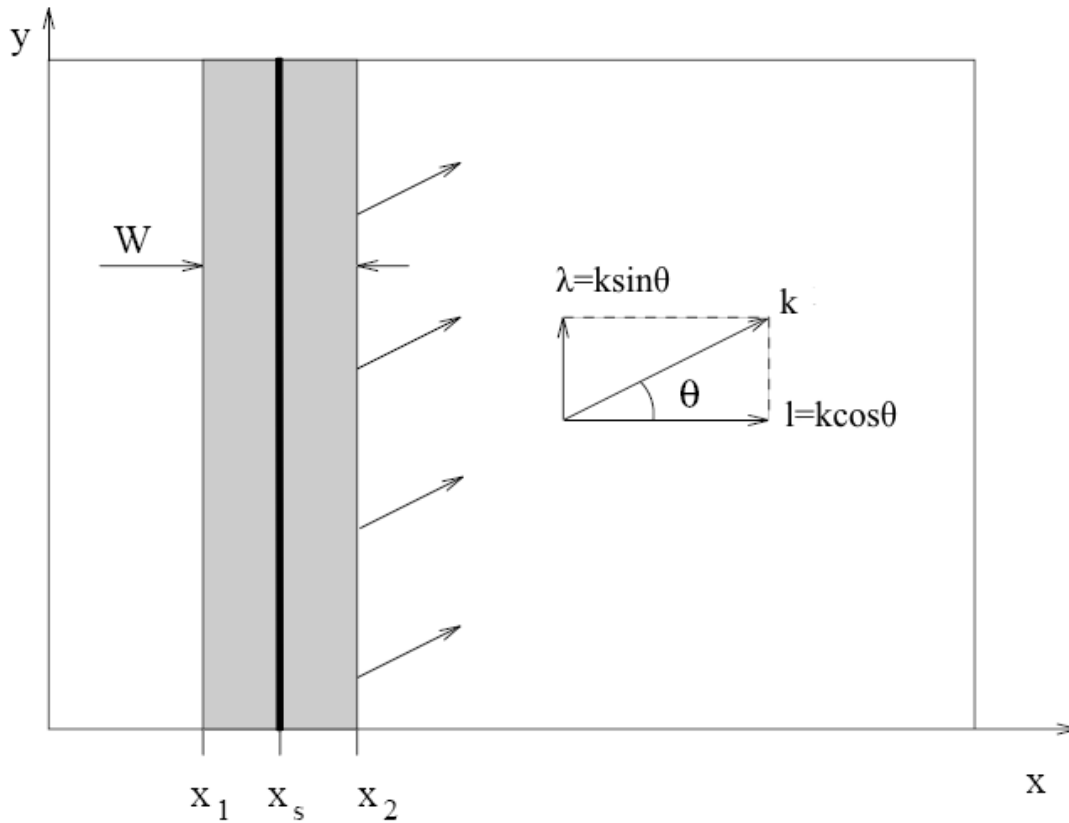
Έτσι, αν το τοπικό βάθος στην περιοχή της πηγής είναι σταθερό, για την παραγωγή μονοχρωματικών κυματισμών γωνιακής συχνότητας  $\omega$ , η συνολική συνάρτηση πηγής γράφεται:

$$sf(x, y, t) = g(x) * s(y, t) \quad (3.83)$$

Χωρίζεται δηλαδή σε δύο μέρη:

- $g(x)$  που είναι η γκαουσιανή συνάρτηση και

- $s(y,t)$  που είναι η χρονοσειρά εισόδου του μοντέλου που έχει τη μορφή της συνάρτησης πηγής.



Σχήμα 3.4: Περιοχή συνάρτησης πηγής πλάτους  $W$ .

Θεωρείται, όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.4, ότι το κέντρο της περιοχής, πλάτους  $W$ , στην οποία κατανέμεται η συνάρτηση πηγής είναι μία γραμμή, κάθετη στον άξονα των  $x$ , που ξεκινά από το σημείο  $x=x_s$ . Η διεύθυνση μετάδοσης των κυματισμών σχηματίζει γωνία  $\theta$  με τον άξονα των  $x$ . Οι συναρτήσεις  $g(x)$  και  $s(y,t)$  δίνονται από τους εξής τύπους:

$$s(y,t) = D_s \sin(\lambda y - \omega t) \quad (3.84)$$

$$g(x) = \exp\left[-\beta_s (x - x_s)^2\right] \quad (3.85)$$

όπου

$\beta_s$  = μεταβλητή που καθορίζει το σχήμα της γκαουσιανής κατανομής

$x_s$  = το σημείο στον άξονα των  $x$  που βρίσκεται στο μέσο της περιοχής της πηγής.

$D_s$ = το μέτρο της συνάρτησης πηγής

$\lambda = k \sin \theta$

$k$ = αριθμός κύματος

$\theta$ = γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση μετάδοσης με τον άξονα  $x$ .

Υποθέτοντας ότι το παραγόμενο κύμα έχει μικρό εύρος και χρησιμοποιώντας τις συναρτήσεις Green προκύπτει μία αναλυτική έκφραση για το  $D_s$ .

Η τιμή της μεταβλητής  $\beta_s$  έχει μεγάλη επιρροή στο πόσο καλά η συνάρτηση πηγής παράγει το επιθυμητό κύμα, διότι καθορίζει το πλάτος  $W$  της περιοχής, στην οποία εφαρμόζεται η συνάρτηση. Έχει παρατηρηθεί ότι αν η περιοχή της πηγής είναι πολλή στενή, τα παραγόμενα κύματα παρουσιάζουν διαταραχές, ενώ όταν έχει μεγάλο εύρος εμφανίζεται θόρυβος. Τελικά, διαπιστώθηκε ότι το ιδανικό πλάτος  $W$  είναι ίσο με το μήκος κύματος και επομένως ισχύει η παρακάτω σχέση με βάση την οποία υπολογίζεται το  $\beta_s$ :

$$W = 2\sqrt{5/\beta_s} \Rightarrow \beta_s = \frac{80}{\delta^2 L^2} \quad (3.86)$$

όπου

$\delta=0.3$

$L$ = μήκος κύματος στο βάθος  $d$ .

Στην περίπτωση που η διαταραχή που εισάγεται στο μοντέλο είναι μη μονοχρωματική, εφαρμόζεται η φασματική ανάλυση σε πεπερασμένες σειρές Fourier. Στην πραγματικότητα, η μορφή που έχει η επιφάνεια της θάλασσας  $\zeta(t)$  δεν μπορεί να περιγραφεί μαθηματικά από ένα ημίτονο ή ένα συνημίτονο. Για τον λόγο αυτό, η ιδέα ενός φάσματος, δηλαδή του αθροίσματος από ημίτονα και συνημίτονα με τα αντίστοιχα πλάτη ( $a_n$  και  $b_n$ ) και τις αντίστοιχες συχνότητες  $f_n$  είναι πλησιέστερα στην πραγματική εικόνα της:

$$\zeta(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos 2\pi f_n t + b_n \sin 2\pi f_n t) \quad (3.87)$$

Με την ανάλυση Fourier είναι δυνατό να μετατραπεί μία χρονοσειρά δεδομένων μετρήσεων σε άθροισμα από ημίτονα και συνημίτονα με τις αντίστοιχες αρμονικές συχνότητες, όπως επίσης και το αντίστροφο. Επομένως, παρέχεται η δυνατότητα μετάβασης από το πεδίο του χρόνου (χρονοσειρά) στο πεδίο των συχνοτήτων (άθροισμα ημίτονων και συνημίτονων), με τη βοήθεια της αριθμητικής ανάλυσης. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι η συχνότητα και το μήκος κύματος συνδέονται μεταξύ τους με τη σχέση διασποράς. Επιπλέον, υπάρχει μία μέγιστη συχνότητα, που μπορεί να εμφανιστεί με την ανάλυση Fourier και η οποία ισούται με το ήμισυ της συχνότητας δειγματοληψίας (συχνότητα Nyquist).

Στα σχήματα 3.5 και 3.7, που ακολουθούν, φαίνονται τα διαγράμματα ροής του λογισμικού, που καθιστά δυνατή την εισαγωγή της σύνθετης κυματικής διαταραχής στην υπολογιστική περιοχή και με τις δύο μεθόδους.

Το πρώτο σχήμα 3.5 αναφέρεται στην πρώτη μέθοδο, όπου είναι απαραίτητο να ορίζεται η ανύψωση της στάθμης της θάλασσας, καθώς και η ταχύτητα κατά μήκος της γραμμής δημιουργίας του κυματισμού. Έτσι, λοιπόν για την εισαγωγή μίας χρονοσειράς ανύψωσης της στάθμης στο μοντέλο, θα πρέπει πρώτα η χρονοσειρά αυτή να μετατραπεί σε μία νέα χρονοσειρά ανύψωσης με το χρονικό βήμα που απαιτεί το μοντέλο. Επιπλέον, υπολογίζεται και η ταχύτητα με το δεδομένο χρονικό βήμα.

Έστω ότι η χρονοσειρά  $F(k)$  ανύψωσης της στάθμης της θάλασσας αποτελείται από  $N$  μετρήσεις που έχουν γίνει ανά χρονικά διαστήματα  $dt$ . Αυτό σημαίνει ότι:

$$k=1,2,\dots,N \quad (3.88)$$

$$f_{\text{sampling}} = \frac{1}{dt} \quad (3.89)$$

$$f_{\text{Nyquist}} = \frac{f_{\text{sampling}}}{2} = \frac{1}{2dt} \quad (3.90)$$

όπου

$f_{\text{sampling}}$  = συχνότητα δειγματοληψίας

$f_{\text{Nyquist}}$  = συχνότητα Nyquist

Στο πρώτο βήμα, που είναι η ολοκλήρωση Fourier, θα υπολογιστούν τα πλάτη  $a_n$  και  $b_n$  και οι αντίστοιχες φασματικές συχνότητες  $f_n$ , έτσι ώστε να μετατραπεί η χρονοσειρά σε μία συνάρτηση  $\zeta(t)$ , όπως φαίνεται και στη σχέση 3.87. Η διαφορά όμως στην περίπτωση αυτή είναι ότι τα σημεία δειγματοληψίας δεν είναι άπειρα, όπως ισχύει στη σχέση 3.87, αλλά πεπερασμένα και ίσα με  $NN$ . Έτσι η χρονοσειρά θα γραφεί:

$$\zeta(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{NN} (a_n \cos 2\pi n f_n t + b_n \sin 2\pi n f_n t) \quad (3.91)$$

όπου

$$NN = N/2$$

$N$  = σημεία δειγματοληψίας

$$f_n = n/(N*dt), n=1, \dots, NN \quad (3.92)$$

Με άλλα λόγια, οι  $f_n$  είναι οι φασματικές συχνότητες που ξεκινούν από 0 και αυξάνονται με βήμα  $1/(N*dt)$  (frequency resolution) μέχρι τη συχνότητα Nyquist, που όπως έχει τονισθεί και προηγουμένως, είναι η μέγιστη συχνότητα που μπορεί να εμφανισθεί με την ανάλυση Fourier. Πρέπει επίσης να σημειωθεί ότι το σύνολο των αρμονικών συνιστωσών  $NN$  είναι ίσο με το ήμισυ των σημείων δειγματοληψίας. Για τον υπολογισμό των αντίστοιχων  $a(n)$  και  $b(n)$  η διαδικασία που ακολουθείται είναι η ολοκλήρωση Fourier:

$$a(n) = \frac{1}{NN} \sum_{k=1}^N \left( F(k) \cos \frac{2\pi n(k-1)}{N-1} \right) \quad (3.93)$$

$$b(n) = \frac{1}{NN} \sum_{k=1}^N \left( F(k) \sin \frac{2\pi n(k-1)}{N-1} \right) \quad (3.94)$$

όπου

$$n=1, 2, \dots, NN$$

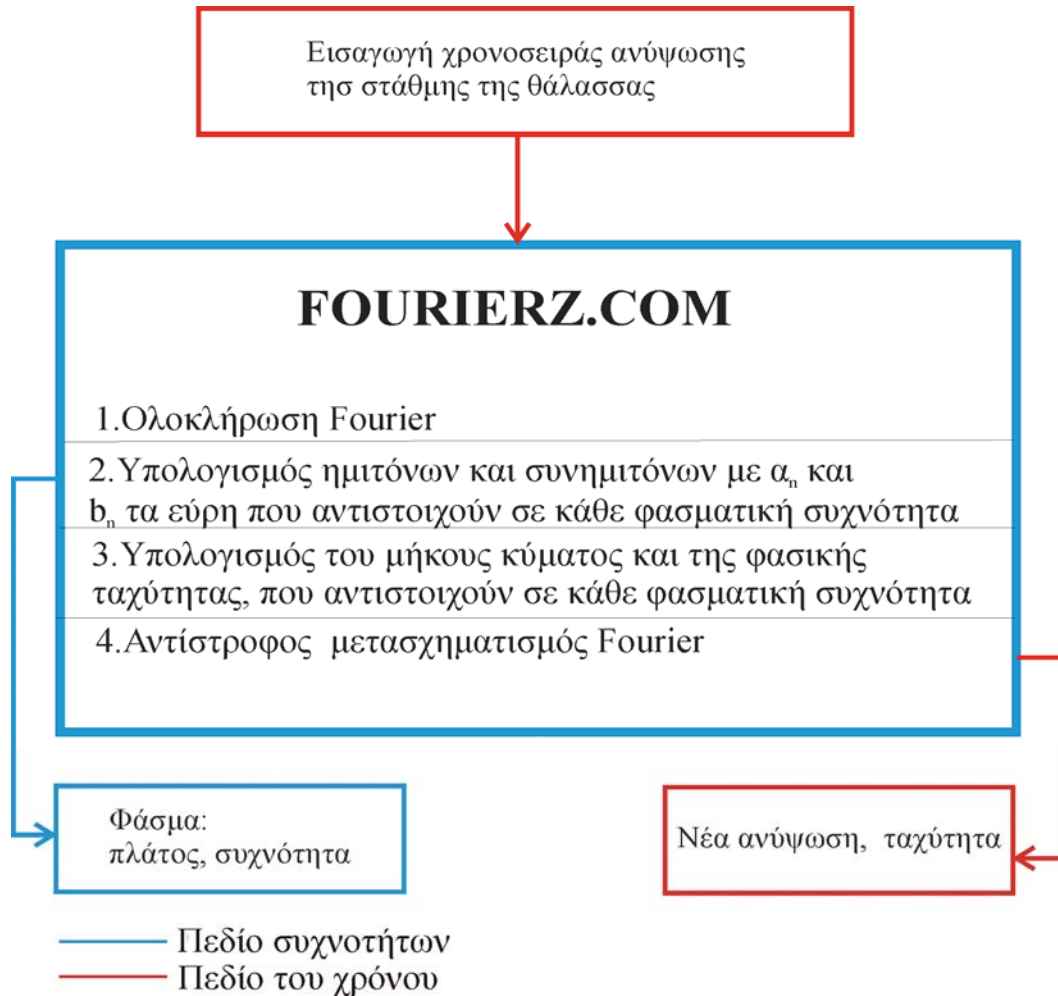
$$k=1, 2, \dots, N$$

Στο δεύτερο βήμα γίνεται η αντίστροφη διαδικασία και μετατρέπεται το φάσμα που έχει προκύψει σε χρονοσειρά ανύψωσης της στάθμης  $s(k)$ :

$$s(k) = \sum_{n=1}^{NN} \left( a(n) \cos \frac{2\pi nk}{N} + b(n) \sin \frac{2\pi nk}{N} \right) \quad (3.95)$$

$k= 1, 2, \dots, N$

Προκύπτουν δηλαδή  $N$  νέες τιμές ανύψωσης της στάθμης.



Σχήμα 3.5: Διάγραμμα ροής του λογισμικού εισαγωγής της κυματικής διαταραχής στο υπολογιστικό πεδίο, για την πρώτη μέθοδο

Στο τελευταίο βήμα, υπολογίζεται το μήκος κύματος  $L$  και η φασική ταχύτητα  $cel$  (celerity), που αντιστοιχούν σε κάθε φασματική συχνότητα, από την οποία προκύπτουν  $N$  τιμές της σωματιδιακής ταχύτητας (χρονοσειρά ταχύτητας) με τον εξής τύπο:

$$u(k) = \sum_{n=1}^{NN} \left( \frac{cel(k)}{d} a(n) \cos \frac{2\pi nk}{N} + \frac{cel(k)}{d} b(n) \sin \frac{2\pi nk}{N} \right) \quad (3.96)$$

$k= 1, 2, \dots, N$

$u(k)$ = σωματιδιακή ταχύτητα

Τελικά, με το λογισμικό αυτό γίνεται επεξεργασία των δεδομένων, που είναι μία χρονοσειρά από μετρήσεις της ανύψωσης της στάθμης της θάλασσας, πραγματοποιείται ανάλυση Fourier και υπολογίζονται τα πλάτη των διαφόρων αρμονικών συνιστωσών. Στη συνέχεια με την αντίστροφη διαδικασία, μετατρέπεται το φάσμα σε δύο νέες χρονοσειρές (ανύψωσης και ταχύτητας) που είναι απαραίτητες για την εισαγωγή της διαταραχής στο μοντέλο.

Το δεύτερο σχήμα 3.6 έχει να κάνει με τη συνάρτηση πηγής και την εισαγωγή ενός φάσματος σε μοντέλο Boussinesq. Στην κυματομηχανική, ένα από τα ευρέως διαδομένα φάσματα είναι το Jonswar, με βάση το οποίο γίνονται οι υπολογισμοί και σε αυτή την περίπτωση. Η σχέση που εκφράζει το φάσμα Jonswar είναι η εξής:

$$S(\omega) = \frac{\alpha g^2}{\omega^5} \exp \left[ -\beta \frac{\omega_p^4}{\omega^4} \right] \gamma^r \quad (3.97)$$

όπου

S= ενεργειακή πυκνότητα

$$r = \exp \left[ \frac{(\omega - \omega_p)^2}{2\omega_p^2 \sigma^2} \right] \quad (3.98)$$

$$\sigma = \begin{cases} 0.07, \omega \leq \omega_p \\ 0.09, \omega > \omega_p \end{cases} \quad (3.99)$$

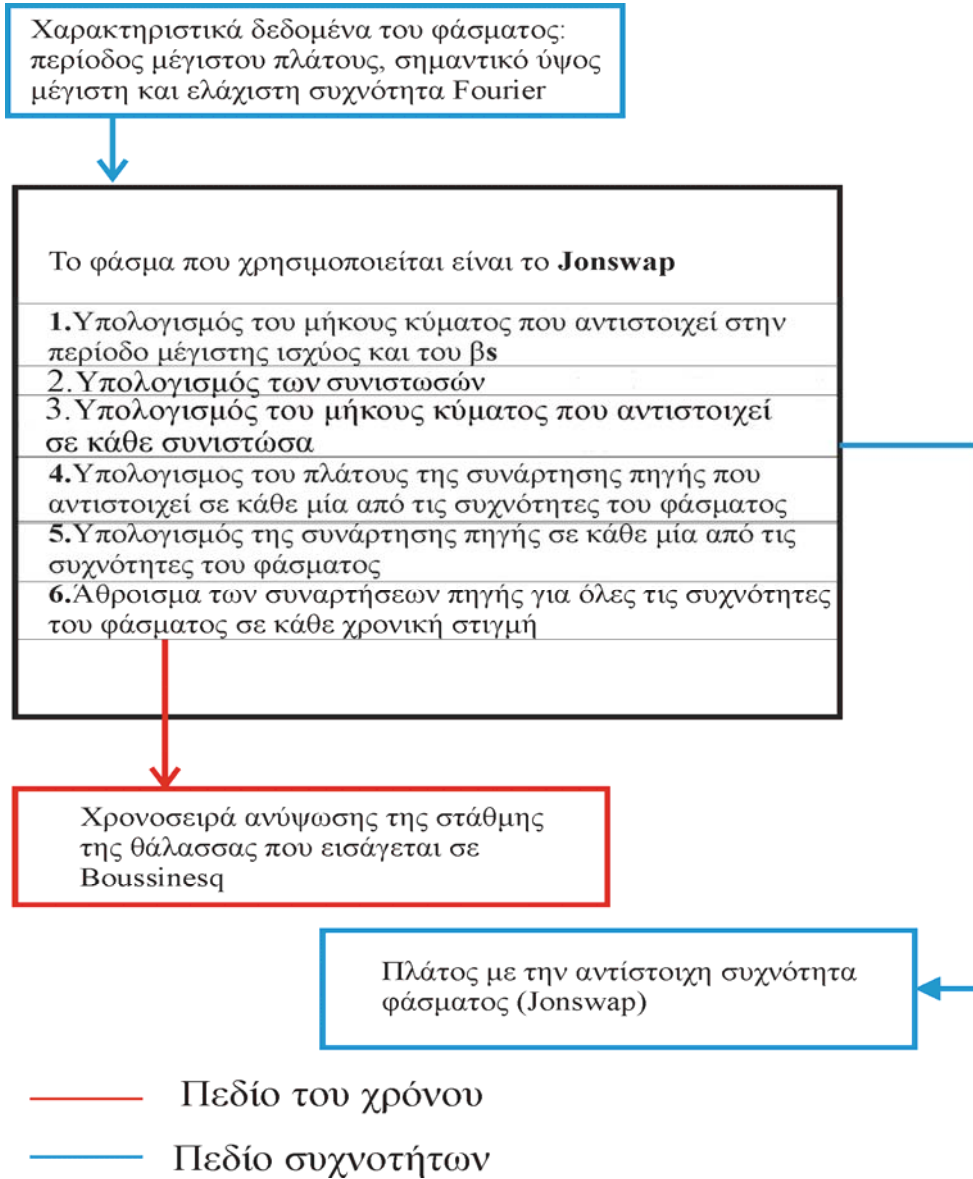
$$\beta = \frac{5}{4} \quad (3.100)$$

$\alpha$ = μία μεταβλητή που συνδέεται με την ταχύτητα του ανέμου και το μήκος ανάπτυξης.

Οι τυπικές της τιμές για τη Βόρεια Θάλασσα κυμαίνονται από 0.0081-0.01.

$\omega$ = κυκλική συχνότητα κύματος με  $\omega = 2\pi f$

$\omega_p$ = συχνότητα που αντιστοιχεί στη μέγιστη συνιστώσα.

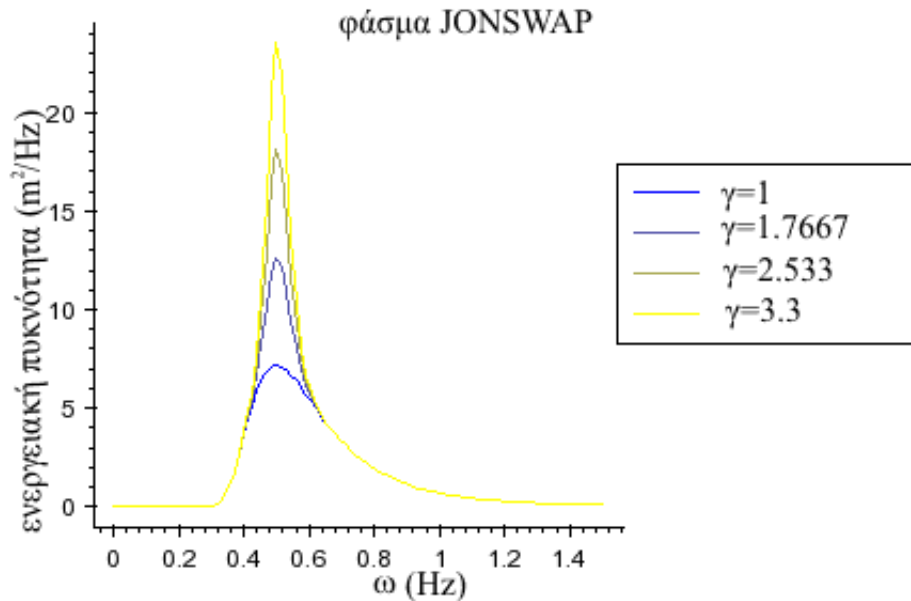


Σχήμα 3.6: Διάγραμμα ροής του λογισμικού (συνάρτηση πηγής), με το οποίο εισάγεται η διαταραχή στο υπολογιστικό πεδίο, για τη δεύτερη μέθοδο.

Στο σχήμα 3.7 φαίνονται οι γραφικές παραστάσεις του φάσματος Jonswap για διάφορες τιμές του  $\gamma$ . Όσο πιο μεγάλη είναι η τιμή του  $\gamma$ , τόσο πιο οξεία είναι η κορυφή του φάσματος.



Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι καθορίζοντας τα χαρακτηριστικά του φάσματος, είναι δυνατό να υπολογιστούν τα πλάτη των διάφορων αρμονικών συνιστωσών  $\alpha(n)$ , τα οποία χρησιμοποιούνται για να υπολογιστούν τα μέτρα  $D_s(n)$  των αντίστοιχων συναρτήσεων πηγής (βλ. σχέση 3.84).



Σχήμα 3.7: Γραφική παράσταση του φάσματος Jonswap

Για τον υπολογισμό του μέτρου είναι απαραίτητη και η τιμή του  $\beta_s$  της σχέσης 3.86. Η συνάρτηση πηγής  $s(n)$  που αντιστοιχεί σε κάθε φασματική συχνότητα  $\omega(n)$  δίνεται:

$$s(n) = D_s(n) \cos(2\pi f(n)t + p(n)) \quad (3.101)$$

όπου

$f(n)$ = τιμές των φασματικών συχνοτήτων

$p(n)$ = θόρυβος που εισέρχεται σε κάθε συνάρτηση πηγής

Το μέτρο της συνάρτησης πηγής  $D_s$  υπολογίζεται σύμφωνα με τη σχέση:

$$D_s(n) = \frac{2\alpha(n) * (1 + B(kd)^2) (\omega(n)^2 + Bgk^4 d^3) \cos \theta}{\omega(n) I_1 k \left[ 1 + \left( B + \frac{1}{3} \right) \right] (kd)^2} \quad (3.102)$$

όπου

$\omega$ = κυκλική συχνότητα

$k= 2\pi/L$ = κυματικός αριθμός

$$I_1 = \sqrt{\frac{\pi}{\beta_s} \exp\left(-\frac{(k \cos \theta)^2}{4\beta_s}\right)} \quad (3.103)$$

$B=1/15$

Σημειώνεται ότι η γωνία  $\theta$  είναι η γωνία που σχηματίζεται με την κάθετη (βλ. σχήμα 3.4).

Τα πρώτα πέντε βήματα του αλγορίθμου αναφέρονται στον υπολογισμό των συναρτήσεων πηγής που αντιστοιχούν στις διάφορες φασματικές συχνότητες. Στη συνέχεια, προστίθενται οι συναρτήσεις πηγής (ημιτονοειδείς συναρτήσεις πηγής με τα αντίστοιχα μέτρα) που αντιπροσωπεύουν όλες τις φασματικές συχνότητες, σε κάθε χρονική στιγμή για να σχηματίσουν τη χρονοσειρά εισόδου  $z_{in}(t)$  (ή αλλιώς  $s(y,t)$ , βλ. σχέση 3.76) στο μοντέλο:

$$z_{in}(t) = \sum_{n=1}^m D_s(n) \cos(2\pi f(n)t + p(n)) \quad (3.104)$$

όπου

$m$ = το πλήθος των αρμονικών συνιστωσών (=πλήθος των φασματικών συχνοτήτων), που καθορίζεται από το βήμα των συχνοτήτων (frequency resolution)

$$z_{in}(t) = s(y,t) = D_s \sin(\lambda y - \omega t), \text{ με } \lambda=0$$

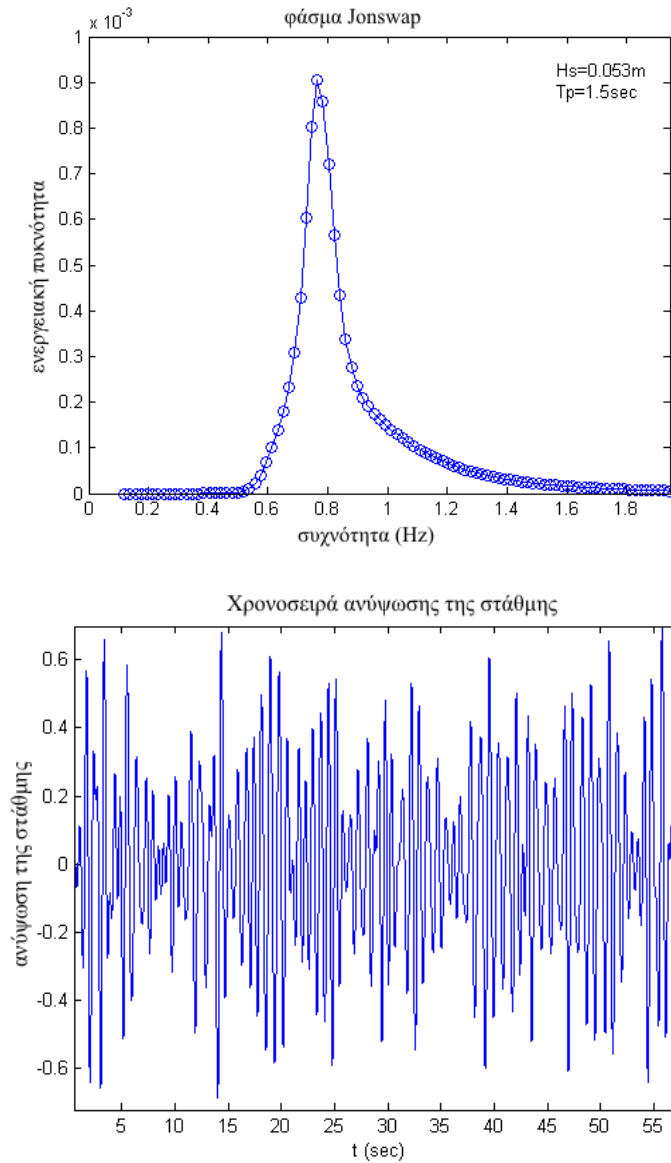
Στο τελικό στάδιο, η χρονοσειρά εισόδου  $z_{in}$  πολλαπλασιάζεται με μία γκαουσιανή συνάρτηση  $g(x)$ . Επομένως, όπως και στην περίπτωση της εισόδου του μονοχρωματικού κυματισμού, η συνολική συνάρτηση  $sf(x,t)$  που εισάγεται στο υπολογιστικό πεδίο χωρίζεται σε 2 μέρη:

$$sf(x,t)=g(x) \cdot z_{in}(t) \quad (3.105)$$

όπου

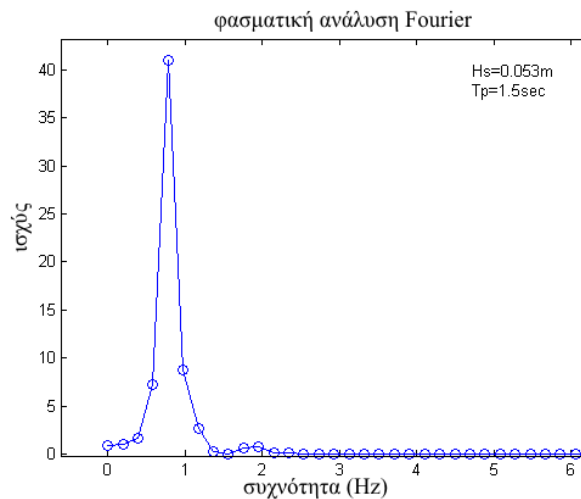
$$g(x)=\exp\left(-\beta_s (x - x_s)^2\right) \quad (3.106)$$

Ουσιαστικά, το λογισμικό αυτό χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του  $z_{in}$ , το οποίο κατανέμεται κατά τον άξονα των  $x$  στην περιοχή  $W$  συνάρτησης πηγής, με βάση τη γκαουσιάνη συνάρτηση (βλ. σχήμα 3.4). Έτσι, με τη διαδικασία αυτή εισάγεται στο μοντέλο το φάσμα ως ένα άθροισμα από εύρη ημίτονων.



Σχήμα 3.8: Στο επάνω σχήμα εικονίζεται το φάσμα Jonswap που εισάγεται στο μοντέλο και το οποίο με τη βοήθεια του λογισμικού μετασχηματίζεται σε χρονοσειρά ανύψωσης της στάθμης (κάτω σχήμα)

Στο σχήμα 3.8 απεικονίζεται η γραφική παράσταση ενός φάσματος Jonswar, που εισάγεται στο μοντέλο, με σημαντικό ύψος  $H_s=0.053\text{m}$  και περίοδο μέγιστης ενεργειακής πυκνότητας  $T_p=1.5\text{ sec}$  (ή  $f_p=0.7\text{ Hz}$ ). Στο ίδιο σχήμα φαίνεται το σήμα, που είναι μία χρονοσειρά ανύψωσης της στάθμης της θάλασσας, το οποίο προκύπτει από το μοντέλο και στη συνέχεια θα εισαχθεί στο μοντέλο Boussinesq με τη μορφή της συνάρτησης πηγής. Τέλος, πραγματοποιώντας ανάλυση Fourier στο σήμα που προέκυψε με τη βοήθεια του λογισμικού διαπιστώνεται ότι όντως πρόκειται για ένα φάσμα με  $f_p \approx 0.8\text{ Hz}$  (βλ. σχ. 3.9) που προσομοιάζει με το φάσμα Jonswar του σχήματος 3.8.



Σχήμα 3.9: Το φάσμα που προκύπτει μετά από ανάλυση Fourier στο σήμα (χρονοσειρά ανύψωσης της στάθμης της θάλασσας) που δημιουργείται με τη βοήθεια του λογισμικού (συνάρτηση πηγής)

### 3.4.2 Απορροφητικά όρια

Πλήρης απορρόφηση της ενέργειας που φτάνει από το εσωτερικό στα όρια του υπολογιστικού πεδίου επιτυγχάνεται μόνο σε πολύ συγκεκριμένες περιπτώσεις, π.χ. σε μονοδιάστατα προβλήματα γραμμικών κυματισμών. Ωστόσο, υπάρχει μία αποτελεσματική τεχνική, που εφαρμόζεται ευρέως, τα τελευταία χρόνια σε διδιάστατα και μονοδιάστατα μοντέλα και είναι οι στοιβάδες απορρόφησης (sponge layers).

Οι στοιβάδες απορρόφησης είναι περιοχές στα όρια του πεδίου, στις οποίες οι τιμές της ταχύτητας και της ανύψωσης της θάλασσας διαιρούνται με μία τιμή, η οποία αυξάνεται

καθώς πλησιάζουμε στο όριο. Οι κυματισμοί που προσπίπτουν στην περιοχή αυτή, απορροφούνται χωρίς ιδιαίτερα σημαντικές ανακλάσεις προς το εσωτερικό πεδίο.

Στο σχήμα 3.10, που ακολουθεί, απεικονίζεται η περιοχή της στοιβάδας απορρόφησης (μεγαλύτερη αναλογικά από ό,τι είναι στην πραγματικότητα) στο υπολογιστικό πεδίο, καθώς και η συνάρτηση  $f(x)$  με την οποία διαιρούνται οι τιμές της ανύψωσης και της ταχύτητας. Η συνάρτηση  $f(x)$  δίνεται από τον τύπο:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{e^{\left(\frac{x_s-x}{x_s}\right)^n} - 1}{e - 1}, & 0 \leq x < x_s \\ 1, & x \geq x_s \end{cases} \quad (3.107)$$

Η τιμή της μεταβλητής  $n$  λαμβάνεται συνήθως ίσο με 2, ενώ το μήκος της στοιβάδας ( $x_s - 0$ ) ίσο με δύο ή τρία μήκη κύματος. Όπως διακρίνεται στο σχήμα 3.6, στο εσωτερικό της περιοχής της στοιβάδας απορρόφησης, που εκτείνεται από  $x=0$  έως  $x=x_s$ , η τιμή της  $f(x)$  αυξάνεται εκθετικά προς το όριο του υπολογιστικού πεδίου, ενώ εκτός αυτής παίρνει την τιμή 1.

Σε πολλές περιπτώσεις οι στοιβάδες απορρόφησης συνδυάζονται με μία συνθήκη ακτινοβολίας ανώτερης τάξης και έτσι επιτυγχάνεται ικανοποιητική απορρόφηση των εξερχόμενων κυμάτων. Μία τέτοια συνθήκη, είναι η συνθήκη ακτινοβολίας του Sommerfeld (συνθήκη ελεύθερης διάβασης), η οποία για μονοδιάστατο μοντέλο γράφεται ως εξής:

$$\zeta_t + c \cos \theta \zeta_x = 0 \quad (3.108)$$

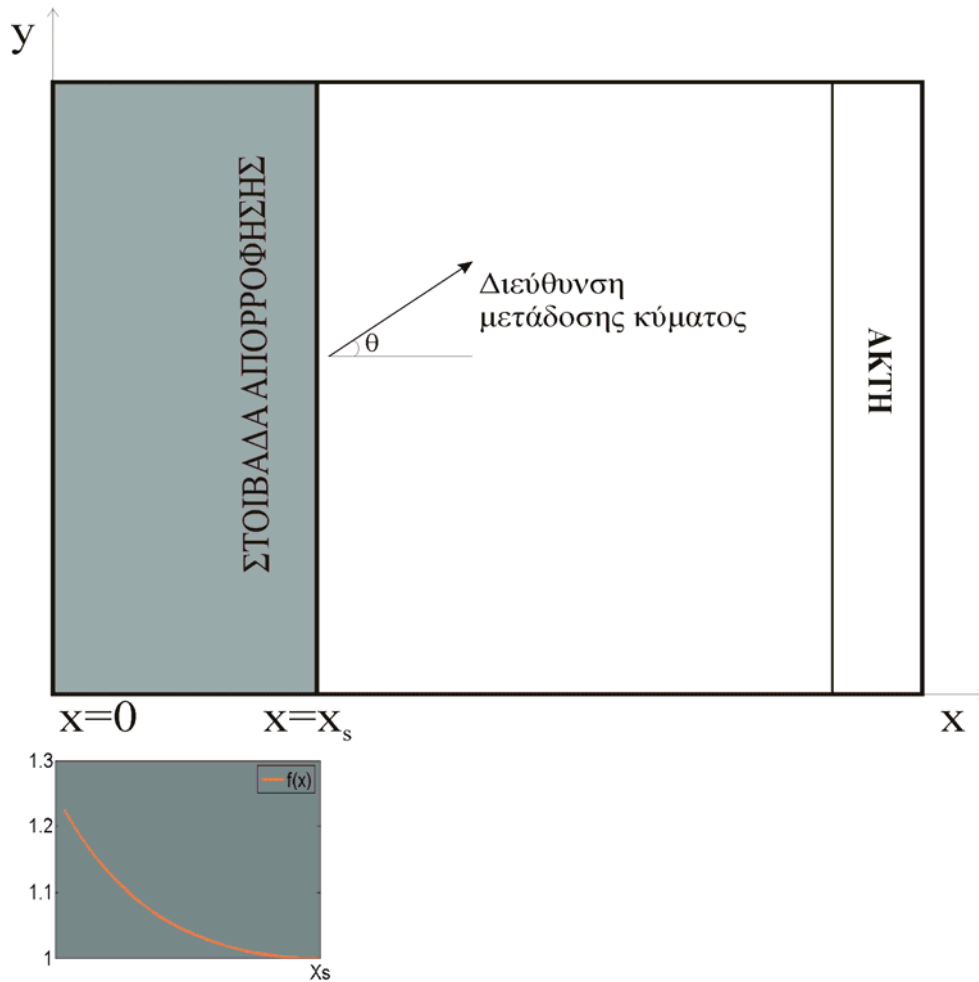
όπου

$c$  = η φασική ταχύτητα

$\theta$  = η διεύθυνση διάδοσης του κύματος στο όριο

Στην περίπτωση διασπειρόμενων κυματισμών, όμως, δεν υπάρχει συγκεκριμένη φασική ταχύτητα που να χαρακτηρίζει το σύστημα. Επιπλέον, σε εφαρμογές δύο διαστάσεων η διεύθυνση διάδοσης του κύματος δεν είναι γνωστή εκ των προτέρων. Έτσι, στα διδιάστατα μοντέλα χρησιμοποιείται η προσεγγιστική της μορφής (Wei και Kirby, 1995):

$$\zeta_{tt} + c\zeta_{xt} - \frac{c^2}{2}\zeta_{yy} = 0 \quad (3.109)$$



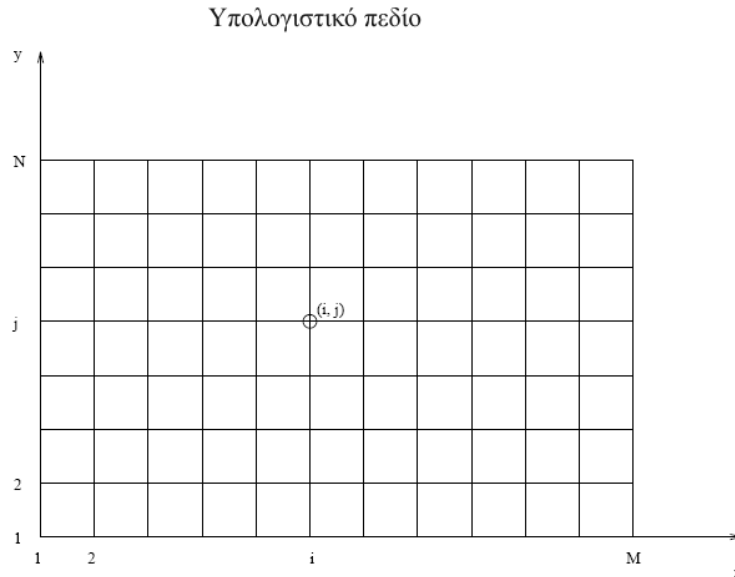
Σχήμα 3.10: Απεικόνιση της στοιβάδας απορρόφησης, που χρησιμοποιείται στο αριστερό όριο του υπολογιστικού πεδίου

Όσον αφορά τη φασική ταχύτητα, αυτή καθορίζεται από τη σχέση των μακρών κυματισμών  $c = \sqrt{gd}$  (Wei και Kirby, 1995).

### 3.4.3 Ανακλαστικά όρια

Όταν το όριο του υπολογιστικού πεδίου θεωρείται ότι είναι ένας κάθετος τοίχος, στον οποίο πραγματοποιείται πλήρης ανάκλαση, η συνθήκη που πρέπει να ισχύει είναι ότι η κάθετη ταχύτητα προς το όριο αυτό είναι μηδέν. Ωστόσο, αν και η συνθήκη αυτή από

θεωρητική και κινηματική άποψη καλύπτει πλήρως τον ορισμό ενός ορίου πλήρους ανάκλασης, όταν χρησιμοποιείται στις αριθμητικές λύσεις των εξισώσεων Boussinesq, (όπως π.χ. στο συγκεκριμένο μοντέλο) δημιουργεί προβλήματα αστάθειας. Για τον λόγο αυτό χρησιμοποιείται μία επιπλέον συνθήκη, την οποία έχουν προτείνει οι Wei και Kirby (1995), σύμφωνα με την οποία η πρώτη παράγωγος της εφαπτομενικής ταχύτητας και της ανύψωσης της στάθμης της θάλασσας είναι μηδέν.



. Σχήμα 3.11: Απεικόνιση του υπολογιστικού πεδίου , στο οποίο στο δεξί άκρο υπάρχει ένας αδιαπέρατος τοίχος πλήρους ανάκλασης

Στο σχήμα 3.11 απεικονίζεται ένα τυπικό υπολογιστικό πεδίο όπου η αρίθμηση του καννάβου κατά τις διευθύνσεις x και y είναι αντίστοιχα  $i=1,2,\dots,M$  και  $j=1,2,\dots,N$ . Οι εξισώσεις που ισχύουν στο όριο πλήρους ανάκλασης, που βρίσκεται στο δεξί άκρο του υπολογιστικού πεδίου και είναι παράλληλο προς τον άξονα των y είναι:

$$u_{M,j} = 0 \quad 3.110$$

$$v_{x_{M,j}} = 0 \quad 3.111$$

$$\eta_{x_{M,j}} = 0 \quad 3.112$$

όπου

$u$ = η ταχύτητα παράλληλη προς τον άξονα x

$v$  = η ταχύτητα παράλληλη προς τον άξονα  $y$

Ο δείκτης  $x$  υποδεικνύει τη μερική παράγωγο ως προς τον άξονα  $x$

Αντίστοιχες εξισώσεις μπορούν να γραφούν για όρια πλήρους ανάκλασης που βρίσκονται στο αριστερό άκρο του πεδίου, ή για τα όρια που είναι παράλληλα προς τον άξονα των  $x$ .

Η εξίσωση του μηδενισμού της πρώτης παραγώγου της εφαπτομενικής ταχύτητας δημιουργεί ουσιαστικά μία ροή πάνω στο όριο, στην οποία δεν αναπτύσσονται διατμητικές τάσεις. Το γεγονός αυτό συμφωνεί με τη φυσική ερμηνεία του ορίου πλήρους ανάκλασης (Wei και Kirby, 1995). Επιπλέον, ο μηδενισμός της παραγώγου της ανύψωσης της στάθμης θάλασσας είναι σύμφωνος με τη φυσική έννοια της ανάκλασης πάνω σε κάθετο εμπόδιο. Επομένως, αν και από θεωρητική άποψη η εξ. 3.110 από μόνη της είναι ικανοποιητική, οι επιπλέον εξισώσεις που χρησιμοποιούνται 3.111, 3.112 έχουν μία ορθή φυσική ερμηνεία.

Παρόμοιες εξισώσεις έχουν χρησιμοποιηθεί και στο FUNWAVE 1.0 των J. Kirby, Ge Wei, Qin Chen, A. Kennedy και R. Dalrymple (Wei & Kirby, 1995, Wei et al, 1995, Wei et al., 1999, Chen et al., 2000), καθώς επίσης και παλαιότερα από τον Rygg, 1988.



### 3.5 ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΗ ΙΣΧΥΣ

Ένα σημαντικό ζήτημα που τίθεται κατά τη χρήση των μοντέλων είναι η υπολογιστική ισχύς που απαιτείται, έτσι ώστε να λυθούν αριθμητικά οι εξισώσεις τύπου Boussinesq. Ειδικά στην περίπτωση των διδιάστατων εξισώσεων, όπως είναι αυτές που περιγράφονται στη συγκεκριμένη εργασία το πρόβλημα εντείνεται.

Κατά την διαδικασία της αριθμητικής επίλυσης, σχηματίζονται πολύ μεγάλοι διδιάστατοι πίνακες (της τάξης 500\*700), με τους οποίους ο επεξεργαστής του υπολογιστή κάνει πάρα πολλούς υπολογισμούς. Αυτό σημαίνει ότι ο υπολογιστής χρειάζεται να έχει τα εξής χαρακτηριστικά:

- Μεγάλη ταχύτητα επεξεργαστή
- Μικρό λόγο ταχύτητας επεξεργαστή προς FSB (Front Side Bus)
- Μεγάλη μνήμη L2 Cache
- Ελάχιστη RAM 1GByte

Έτσι αν ο επεξεργαστής που χρησιμοποιείται είναι σχετικά γρήγορος και διαθέτει μεγάλη μνήμη Cache, ώστε να αποθηκεύει τους πίνακες που χρησιμοποιούνται κατά τους υπολογισμούς, τότε δεν είναι απαραίτητο να χρησιμοποιεί τη μνήμη RAM. Επομένως, απαιτείται πολύ μεγάλη μνήμη Cache, η οποία όμως δεν συναντάται στους προσωπικούς υπολογιστές (PCs), αλλά σε σταθμούς εργασίας (workstations). Ωστόσο, ακόμη και σε σταθμούς εργασίας είναι πολύ δύσκολο να βρει κανείς τόσο μεγάλη Cache (500MByte) και θα πρέπει να απευθυνθεί σε άλλες αρχιτεκτονικές υπολογιστών, οι οποίες είναι πολύ ακριβές.

Έτσι, επειδή οι πίνακες και οι κώδικες που τρέχουν είναι μεγάλοι εκτός από τη μνήμη Cache είναι απαραίτητο να χρησιμοποιηθεί και η RAM, αλλά για να γίνει αυτό με σχετικά γρήγορους ρυθμούς θα πρέπει και το FSB, που διασφαλίζει την επικοινωνία μεταξύ της CPU και της RAM να είναι γρήγορο. Τελικά, η αποτελεσματικότητα ενός υπολογιστή προσδιορίζεται όχι μόνο από την υψηλή ταχύτητα επεξεργαστή, αλλά και από τον λόγο που σχηματίζει η ταχύτητα αυτή προς την ταχύτητα του FSB, έτσι ώστε να διασφαλίζεται η γρήγορη επικοινωνία με τη μνήμη RAM.

Πίνακας 3.1: Τεχνικά χαρακτηριστικά υπολογιστών που τρέχουν τα αριθμητικά μοντέλα Boussinesq

	Μοντέλο επεξεργαστή	Ταχύτητα (GHz)	L2 cache (MByte)	FSB (MHz)	RAM (GByte)
PC	Intel Core 2	3.2	4	1066	1
workstation	Intel Xeon 3200 series	2.4	2*4	1066	4

Όλες αυτές οι απαιτήσεις ικανοποιούνται από τους σταθμούς εργασίας, οι οποίοι συνήθως διαθέτουν επεξεργαστές XEON (βλ. πίνακα 3.1), που είναι μία αρχιτεκτονική που βολεύει στους επιστημονικούς υπολογισμούς. Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι αυτό δε σημαίνει ότι τα μοντέλα αυτά δεν τρέχουν σε προσωπικούς υπολογιστές. Αλλά σε έναν προσωπικό υπολογιστή, του οποίου τα χαρακτηριστικά φαίνονται στον παραπάνω πίνακα 3.1 χρειάζονται 2-3 μέρες, ενώ στον σταθμό εργασίας που φαίνεται στον ίδιο πίνακα χρειάζονται 1-2 μέρες. Εξάλλου, ένας προσωπικός υπολογιστής δε διαθέτει τόσο καλή ποιότητα κατασκευής, με αποτέλεσμα να δημιουργούνται πολλά ζητήματα αστάθειας και φθοράς του συστήματος όταν τρέχει τόσο μεγάλους κώδικες.

## 4 ΜΟΝΤΕΛΑ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΙΖΗΜΑΤΟΣ

### 4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Τα αριθμητικά μοντέλα είναι τα πλέον αποτελεσματικά εργαλεία για τη μελέτη του φαινομένου της μεταφοράς ιζήματος στην παράκτια ζώνη και την πρόβλεψη των μορφολογικών αλλαγών, που προκύπτουν. Το πιο σημαντικό στοιχείο σε ένα μορφοδυναμικό μοντέλο είναι η σωστή πρόβλεψη της ποσότητας που μεταφέρεται. Οι εξισώσεις και οι τύποι που χρησιμοποιούνται για να περιγράψουν το φαινόμενο της μεταφοράς του ιζήματος αποτελούνται, ακόμη και σήμερα, σε μεγάλο βαθμό από εμπειρικές και ημι-εμπειρικές εκφράσεις. Επιπλέον, οι ακριβείς πειραματικές μετρήσεις (ταχυτήτων και συγκεντρώσεων ιζήματος) κοντά στον πυθμένα παρουσιάζουν δυσκολίες και αβεβαιότητες, για αυτό και τα διαθέσιμα πειραματικά δεδομένα δεν είναι πάρα πολλά. Το γεγονός αυτό καθιστά ακόμη πιο δύσκολη τη διαδικασία της πιστοποίησης των μοντέλων και της εύρεσης εκφράσεων που θα περιγράψουν με περισσότερη ακρίβεια τα φαινόμενα.

Μέχρι σήμερα έχουν χρησιμοποιηθεί διάφοροι τρόποι προσέγγισης της μεταφοράς ιζήματος στην παράκτια ζώνη, που αφορούν τόσο την κυματική κίνηση αποκλειστικά, όσο και τον συνδυασμό κύματος-ρεύματος. Τα μοντέλα ξεκινούν από απλούς παραμετρικούς τύπους και φτάνουν μέχρι τα περισσότερο πολύπλοκα μοντέλα οριακού στρώματος. Ακόμα όμως και τα πιο πολύπλοκα μοντέλα οριακού στρώματος αναπτύσσονται με σκοπό την κατανόηση των διεργασιών, που συμβαίνουν στο οριακό στρώμα και τη λειτουργία τους ως μοντέλα αναφοράς για τη βελτίωση των πιο απλών παραμετρικών τύπων, οι οποίοι είναι πιο εύχρηστοι.

Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι υδροδυναμικές διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα στον πυθμένα είναι ισχυρά μη γραμμικές (Soulsby et al., 1993). Η μη γραμμικότητα είναι ακόμη πιο έντονη στα φαινόμενα που εμπλέκονται στη μεταφορά ιζήματος (Davies et al., 1997), διότι στην περίπτωση αυτή υπεισέρχεται ένας επιπλέον περιορισμός στην κίνηση, που αφορά την οριακή κατάσταση των κόκκων (κατώφλι της κίνησης, βλ. παρ. 2.3). Εκτός αυτού, η σχέση μεταξύ της διατμητικής τάσης στον πυθμένα και της ποσότητας του ιζήματος που θα μεταφερθεί είναι επίσης μη γραμμική. Επομένως, είναι κάπως παράδοξο το γεγονός ότι πολλοί απλοί ή και εμπειρικοί τύποι έχουν χρησιμοποιηθεί ευρέως μέχρι και σήμερα. Η εξήγηση έγκειται στην απλότητα στη χρήση που προσφέρουν οι τύποι αυτοί, αποτελώντας πρακτικά εργαλεία για προσεγγιστικές εκτιμήσεις, χωρίς όμως να μπορούν να περιγράψουν τις διεργασίες που πραγματοποιούνται. Έτσι δεν περιγράφουν την κατανομή της ταχύτητας καθ' ύψος, αλλά ούτε και τη χρονική μεταβολή της. Επομένως, δεν είναι δυνατό να περιγράψουν και τα φαινόμενα αιώρησης στη μεταβαλλόμενη ροή, καθώς και την κατανομή ως προς το βάθος της ροής του ιζήματος.

Στη συνέχεια παρατίθενται ορισμένοι από τους απλούς σχετικά τύπους που υπάρχουν στη βιβλιογραφία και έχουν χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα στο παρελθόν, καθώς και τα περισσότερο προηγμένα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν για τις εφαρμογές της συγκεκριμένης εργασίας.

## 4.2 ΥΦΙΣΤΑΜΕΝΑ ΜΟΝΤΕΛΑ

Τα μοντέλα που ανήκουν στην παρ. 4.2 είναι απλοί εμπειρικοί τύποι που δεν έχουν χρησιμοποιηθεί στη συγκεκριμένη εργασία. Αναφέρονται για λόγους βιβλιογραφικής πληρότητας και επιπλέον διότι σε αυτούς τους απλούς τύπους έχουν βασιστεί αρκετές από τις σχέσεις που χρησιμοποιήθηκαν και ενσωματώθηκαν στα μοντέλα.

### 4.2.1 Τύπος CERC

Ένας από τους ευρέως διαδεδομένους εμπειρικούς τύπους για τον υπολογισμό του συνολικού ιζήματος κατά μήκος της ακτής είναι ο τύπος CERC (Shore Protection Manual, US Army Corps of Engineers, 1984). Ο τύπος αυτός αναπτύχθηκε με βάση τις εργασίες του Bagnold (1963) και των Komar and Inman (1970). Στηρίζεται στην αρχή ότι το ποσοστό του μεταφερόμενου ιζήματος είναι ανάλογο προς την κυματική ενέργεια ανά μονάδα μήκους της παραλίας:

$$I = KP \quad (4.1)$$

$$P = (EC_g) \sin a_b \cos a_b \quad (4.2)$$

όπου

I= ποσοστό ιζήματος βυθισμένου βάρους που μεταφέρεται

K= σταθερά

P= κυματική ενέργεια κατά μήκος της ακτής

$a_b$ = γωνία θραύσης ως προς την ακτή

E= ενέργεια

$C_g$ = ταχύτητα διάδοσης των κυματισμών.

Ο όρος ( $EC_g$ ) αναφέρεται στη ροή ενέργειας στη ζώνη θραύσης.

Αν και αρχικά ο τύπος αυτός (4.1) φαίνεται πολύ απλός και εύκολος, η σταθερά K, που υπεισέρχεται έχει δημιουργήσει αρκετά προβλήματα στη χρήση του, διότι για τις πρακτικές εφαρμογές είναι απαραίτητο να βαθμονομηθεί. Η βαθμονόμηση, όμως, είναι πολλές φορές μία διαδικασία που απαιτεί χρόνο και υψηλά κόστη.

#### 4.2.2 Μοντέλο Meyer-Peter και Muller

Ένας εμπειρικός τύπος, που έχει χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα είναι ο τύπος των Meyer-Peter και Muller (1948):

$$\Phi_b = 8(\theta - \theta_c)^{1.5} \quad (4.3)$$

όπου

$\Phi_b$  = φορτίο πυθμένα (αδιάστατο μέγεθος) το οποίο ισούται με:

$$\Phi_b = \frac{q_b}{\sqrt{sgd_{50}^3}} \quad (4.4)$$

$q_b$  = ειδική παροχή όγκου φερτών πυθμένα

$$s = \frac{\rho_s - \rho}{\rho} \quad (4.5)$$

$\rho$  = πυκνότητα νερού

$\rho_s$  = πυκνότητα ιζήματος

$g$  = επιτάχυνση της βαρύτητας

$d_{50}$  = διάμεσος των διαμέτρων των κόκκων του ιζήματος

$\theta_c$  = κρίσιμη παράμετρος Shields

$\theta$  = παράμετρος Shields η οποία ισούται με

$$\theta = \frac{\tau_b}{\rho s g d_{50}}$$

Η διαφορά ( $\theta - \theta_c$ ) είναι η ενεργός παράμετρος Shields, που αντιπροσωπεύει το μέρος της διατμητικής τάσης πυθμένα που 'χρησιμοποιείται' για τη μεταφορά φερτών. Το υπόλοιπο μέρος  $\theta_c$  'χρησιμοποιείται' για να τεθούν σε κίνηση οι κόκκοι.

Η κρίσιμη παράμετρος του Shields βρέθηκε πειραματικά από τους Meyer-Peter και Muller ότι είναι περίπου ίση με 0.047. Ο απλοποιημένος αυτός τύπος ισχύει για μόνιμες ροές και για επίπεδους πυθμένες χωρίς αμμοκυμάτια ή θίνες. Αν ο πυθμένας παρουσιάζει διάφορους μορφολογικούς σχηματισμούς, τότε το  $\theta$  αναφέρεται μόνο στο κομμάτι που αντιστοιχεί στην τριβή των κόκκων και προκαλεί την κίνηση τους (skin friction) και όχι

στην τριβή που αναπτύσσεται πάνω στις γεωμορφές (drag form). Τα αμμοκυμάτια (ripples) είναι ανωμαλίες που εμφανίζονται στον πυθμένα όταν παρουσιάζονται ισχυρές διατμητικές τάσεις και έχουν συνήθως σχήμα σχεδόν ημιτονοειδές. Το μέγεθος τους είναι πολύ μικρό με μήκος μικρότερο από 60cm και ύψος μικρότερο από 6cm (Fredsoe και Deigaard, 1992).

Εδώ πρέπει να τονιστεί ότι ο πυθμένας της θάλασσας σπάνια είναι επίπεδος. Τα αμμοκυμάτια όμως δεν επιδρούν σημαντικά στη μετάδοση των κυματισμών, αλλά επιδρούν σημαντικά στον σχηματισμό του οριακού στρώματος (ή οριακής στοιβάδας) και στην ένταση της τύρβης στον πυθμένα. Επηρεάζουν έτσι το κυματογενές ρεύμα και παίζουν σημαντικό ρόλο στη μεταφορά φερτών (Καραμπάς, 2004, Υπολογιστική Ακτομηχανική, κεφ.4). Τα γεωμετρικά τους χαρακτηριστικά υπολογίζονται συνήθως με τους τύπους του Nielsen (1992) που έχουν παρουσιαστεί στο 3<sup>ο</sup> κεφάλαιο (βλ. παρ. 3.2.2).

#### 4.2.3 Μοντέλο φορτίου υπό αιώρηση Briand και Kamphuis

Οι Briand και Kamphuis (1993) περιέγραψαν έναν σχετικά απλό τύπο για τον υπολογισμό του φορτίου υπό αιώρηση. Η προσέγγισή τους στηρίζεται στον υπολογισμό του τρισδιάστατου πεδίου ταχυτήτων ξεχωριστά από τα προφίλ συγκέντρωσης ιζημάτων, σε όλο το εύρος της περιοχής που εξετάζεται. Το ποσοστό μεταφερόμενου ιζήματος ισούται με το γινόμενο της ταχύτητας  $u_i(z,t)$  επί της συγκέντρωσης του ιζήματος  $C(z,t)$ , το οποίο (γινόμενο) στη συνέχεια ολοκληρώνεται ως προς το βάθος και τον χρόνο:

$$Q_{si} = \frac{1}{T} \int_{t=0}^T \int_{z=0}^h u_i(z,t) \cdot C(z,t) dz dt \quad (4.6)$$

όπου

$Q_{si}$  = ποσοστό μεταφερόμενου ιζήματος κατά την διεύθυνση  $i$ .

Η πλήρης περιγραφή της χρονικής εξέλιξης της συγκέντρωσης  $C(z,t)$  κατά τη διάρκεια μίας κυματικής περιόδου είναι μία πολύπλοκη διαδικασία, που απαιτεί πολλές πληροφορίες. Επειδή, όμως, δεν υπάρχουν αρκετά πειραματικά δεδομένα για μία αξιόπιστη περιγραφή της συγκέντρωσης  $C(z,t)$ , συνήθως χρησιμοποιείται μία

απλοποιημένη προσέγγισή της παίρνοντας τη μέση ως προς το χρόνο τιμή της. Μία τέτοια προσέγγιση είναι αυτή του Steetzel (1991), η οποία είναι σύμφωνη με την σχεδόν τρισδιάστατη περιγραφή του μέσου ως προς τον χρόνο κυματογενούς ρεύματος από τους Briand και Kamphuis (1993). Έτσι, η παραπάνω εξίσωση γράφεται:

$$\bar{Q}_{si} = \int_{z=0}^h u_i(z)C(z)dz \quad (4.7)$$

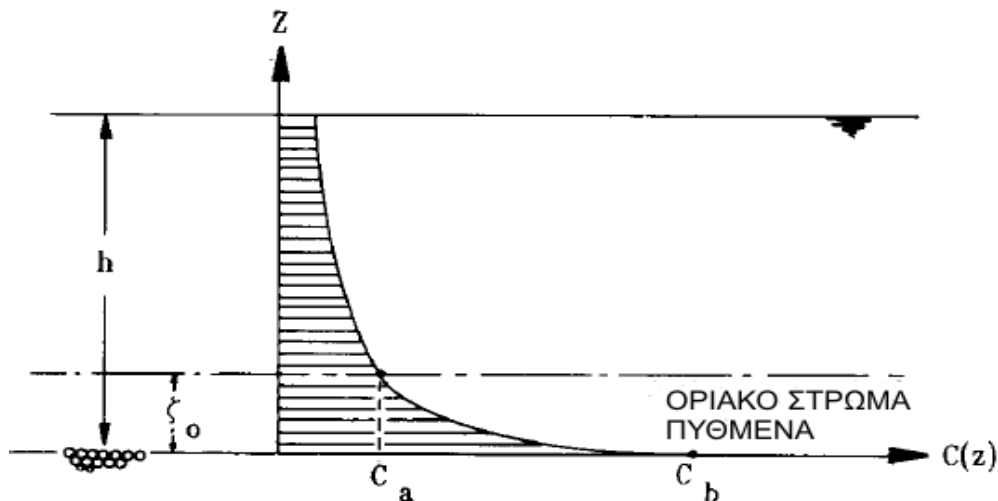
Έχει διαπιστωθεί τόσο σε θεωρητικό επίπεδο όσο και σε πειραματικό ότι η κατανομή της συγκέντρωσης  $C(z)$  είναι εκθετική (Watts, 1953; Kana, 1979; Dette and Uliczka, 1986). Συνεπώς η γενική μορφή της  $C(z)$  είναι η εξής:

$$C(z) = C_A \exp\left(K_C \frac{z - z_A}{z_A}\right) \quad (4.8)$$

όπου

$C_A$ = συγκέντρωση αναφοράς σε ένα επίπεδο  $z_A$ .

$K_C$ = αδιάστατη παράμετρος, η οποία καθορίζει την καμπυλότητα της εκθετικής συνάρτησης της συγκέντρωσης.



Σχήμα 4.1: Κατακόρυφη κατανομή της συγκέντρωσης ιζήματος υπό αιώρηση στη ζώνη θραύσης (Briand and Kamphuis, 1993).

Το επίπεδο αναφοράς  $z_A$  συμπίπτει με το  $z_0$ , που είναι το πάχος του οριακού στρώματος στον πυθμένα (βλ. σχήμα 4.1.). Η συγκέντρωση  $C_A$  ελέγχει το μέγεθος της



συγκέντρωσης του ιζήματος στη στήλη του νερού και είναι συνάρτηση του αριθμού κινητικότητας. Ο αριθμός αυτός εκφράζει τον λόγο των δυνάμεων ανάδευσης των κόκκων του ιζήματος προς τις δυνάμεις επαναφοράς. Οι δυνάμεις ανάδευσης των κόκκων αποτελούνται από τις διατμητικές δυνάμεις του συνδυασμού του ρεύματος με το κύμα και από την τύρβη που εφαρμόζεται στον πυθμένα. Οι δυνάμεις επαναφοράς είναι οι δυνάμεις βαρύτητας.

Έτσι λοιπόν η συγκέντρωση  $C_A$  γράφεται ως το άθροισμα της διατμητικής και της τυρβώδους κινητικότητας:

$$C_A = \frac{K_v (v_t) + K_t \left( \frac{\tau_{wc}}{\rho} \right)}{w_s} \quad (4.9)$$

όπου

$K_v, K_t$  = σταθερές που μπορούν να προκύψουν με βαθμονόμηση

$\rho$  = πυκνότητα νερού

$w_s$  = ταχύτητα καθίζησης

$v_t$  = τυρβώδης συντελεστής ιξώδους

$\tau_{wc}$  = μέση ως προς τον χρόνο διατμητική τάση που αντιστοιχεί στη συνδυασμένη δράση κύματος (wave) και ρεύματος (current).

Η σταθερά  $K_C$  της σχέσης (4.8) μπορεί να προκύψει από την εξής σχέση:

$$K_C = -\ln \left( \frac{C_B}{C_A} \right) \quad (4.10)$$

όπου

$C_B$  = συγκέντρωση ιζήματος στον πυθμένα (βλ. σχήμα 4.1).

Στο σχήμα 4.1 φαίνεται αναλυτικά η κατανομή κατά βάθος της συγκέντρωσης του ιζήματος.

Στο σημείο αυτό πρέπει να τονιστεί ότι αυτή η απλοποιημένη προσέγγιση δε λαμβάνει υπόψη ορισμένα από τα φαινόμενα που παρατηρούνται σε μία παλινδρομική ροή:

- Την διαφορά φάσης μεταξύ της κίνησης του ιζήματος και της ταχύτητας του νερού, αν και δεν αναμένεται να έχει σημαντική επιρροή στα αποτελέσματα.
- Την ασυμμετρία της ροής (μεγαλύτερες ταχύτητες στη θετική φορά της ταχύτητας και μικρότερες στην αρνητική). Η ασυμμετρία είναι ιδιαίτερα έντονη στα ρηγά νερά εντός και εκτός της ζώνης θραύσης.

Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι ο τύπος αυτός (4.8) αναφέρεται κυρίως στην προσομοίωση του φορτίου υπό αιώρηση στη ζώνη θραύσης.

#### **4.2.4 Μοντέλο φορτίου πυθμένα Ribberink**

Ο Ribberink (1998) ανέπτυξε έναν ψευδο-σταθερό (quasi-steady), ημι-εμπειρικό τύπο για το φορτίο του πυθμένα, ο οποίος βασίζεται στον εμπειρικό τύπο των Meyer-Peter και Muller (1948). Στο φορτίο του πυθμένα θεωρείται ότι ανήκει και η ροή στρώματος (sheet flow), με βάση την εργασία του Wilson (1987). Ουσιαστικά είναι μία τροποποίηση του εμπειρικού τύπου, έτσι ώστε να συμπεριλαμβάνει όχι μόνο σταθερές, αλλά και παλινδρομικές ροές με ή χωρίς συνδυασμό ρεύματος.

Ο όρος ψευδο-σταθερή (quasi-steady) συμπεριφορά αναφέρεται στο γεγονός ότι η συγκέντρωση ιζήματος δεν παρουσιάζει σημαντικές διαφορές φάσεις με την ταχύτητα ροής. Έτσι, αγνοούνται οι αστάθειες, που σχετίζονται με φαινόμενα που εμφανίζονται σε προηγούμενες φάσεις του ίδιου κυματικού κύκλου, ή σε προηγούμενους κυματικούς κύκλους. Με άλλα λόγια, υποθέτοντας σχεδόν ψευδο-σταθερή συμπεριφορά, θεωρείται ότι η διεργασία μεταφοράς ιζήματος κατά τη διάρκεια ενός κυματικού κύκλου προσαρμόζεται άμεσα στις συνθήκες κίνησης, που επικρατούν ακριβώς πάνω από το οριακό στρώμα.

Για το αιωρούμενο ίζημα, η ψευδο-σταθερή συμπεριφορά είναι αμφισβητήσιμη, διότι όπως έχει επισημανθεί η αιώρηση παρατηρείται κυρίως στη ζώνη θραύσης, όπου σημειώνονται καθυστερήσεις στην απόκριση του ιζήματος, λόγω των θραυόμενων κυματισμών και της τύρβης. Επίσης, το ίδιο ισχύει και όταν ο πυθμένας αποτελείται από αμμοκυμάτια, όπου η αιώρηση των κόκκων γίνεται σε ύψη πολλαπλάσια του ύψους του αμμοκυμάτιου. Τέλος, η ψευδο-σταθερή συμπεριφορά καταρρίπτεται και στην

περίπτωση του πολύ λεπτού υλικού πυθμένα ( $D < 0.2 \text{ mm}$ ) αλλά και για πολύ μικρές περιόδους κίνησης ( $T < 3 \text{ sec}$ ).

Σε περιπτώσεις ροής, όμως, με μεγάλες ταχύτητες και επίπεδους πυθμένες, η ικανότητα της παλινδρομικής ροής να αναδεύει το υλικό του πυθμένα μειώνεται λόγω της απουσίας συνεχούς τυρβώδους κίνησης και της τριβής που δημιουργείται. Έχει παρατηρηθεί σε αυτά τα είδη παλινδρομικής ροής (με ή χωρίς ρεύματα), ότι η αποσταθεροποίηση, καθίζηση και επαναιώρηση των κόκκων πραγματοποιούνται σε ένα πολύ λεπτό στρώμα πάνω από τον πυθμένα. Εξαιτίας αυτού του λεπτού στρώματος ροής, τα χρονικά διαστήματα, στα οποία συμβαίνουν οι διεργασίες είναι πολύ μικρότερα (κλάσματα του δευτερολέπτου) από την περίοδο του κύματος. Με βάση τους Horikawa et al. (1982), Ribberink και Al-Salem (1994,1995), στις περιπτώσεις αυτές, η διαφορά φάσης μεταξύ της χρονικά μεταβαλλόμενης συγκέντρωσης και της παλινδρομικής ταχύτητας πάνω από το οριακό στρώμα είναι σχεδόν αμελητέα. Οι Ribberink και Al-Salem (1994) θεωρούν ότι τότε, εξαιτίας της σχεδόν σταθερής συμπεριφοράς, η μέση ως προς τον χρόνο μεταφορά ιζήματος, μπορεί να εκφρασθεί ως προς τη χρονικά μεταβαλλόμενη ταχύτητα ροής.

Όλα τα παραπάνω συνιστούν τη βάση, πάνω στην οποία στηρίζονται οι ψευδο-σταθεροί τύποι του Ribberink για παλινδρομική ροή σε συνδυασμό με ρεύμα υπό τυχαία γωνία:

$$\Phi_b = \frac{q_b}{\sqrt{sgd_{50}^3}} \quad (4.11)$$

$$\Phi_b = 11 \left( \left\{ |\theta| - \theta_c \right\}^{1.65} \frac{\theta}{|\theta|} \right) \quad (4.12)$$

όπου

$\theta_c$  = κρίσιμη παράμετρος Shields, όπως περιγράφεται από τον van Rijn (1984, βλ. παρ. 2.3)

$\theta$  = παράμετρος Shields

$\Phi_b$  = ποσότητα μεταφερόμενου ιζήματος (αδιάστατο μέγεθος)

$q_b$  = ποσοστό μεταφερόμενου ιζήματος σε όγκο ανά μονάδα πλάτους και χρόνου

$$|\theta| = \sqrt{\theta_x^2 + \theta_y^2}, \quad (4.13)$$

$$\theta_x = \frac{\tau_{bx}}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \quad (4.14)$$

$$\theta_y = \frac{\tau_{by}}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \quad (4.15)$$

$$\theta = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho)gd_{50}} \quad (4.16)$$

$\tau_{bx}$ = διατμητική τάση στον πυθμένα κατά x

$\tau_{by}$ = διατμητική τάση στον πυθμένα κατά y

$\tau_b$ = συνολική διατμητική τάση στον πυθμένα

Η εξίσωση (4.12) είναι φανερό ότι εμφανίζει πολλές ομοιότητες με την (4.3). Έτσι, η παράμετρος Shields στον πυθμένα ( $\theta$ ) αναφέρεται στο κομμάτι που προκαλεί την κίνηση των κόκκων (skin friction), ενώ το κομμάτι της τάσης που ασκείται πάνω από τις γεωμορφές του πυθμένα (θίνες ή αμμοκυμάτια) παραλείπεται.

Οι δείκτες x και y αναφέρονται στα διανύσματα που συνιστούν τη διατμητική τάση  $\tau_b$  σε μία οριζόντια x-y επιφάνεια, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.2. Η στιγμιαία μεταφορά ιζήματος και η διατμητική τάση έχουν την ίδια κατεύθυνση. Τα διανύσματα αυτά με τη σειρά τους υπολογίζονται σαν συνάρτηση του συντελεστή τριβής κύματος και ρεύματος  $f_{cw}$  και των ταχυτήτων πυθμένα της συνδυασμένης κίνησης κύματος και ρεύματος στο ύψος  $z=\delta$  (ακριβώς πάνω από το οριακό στρώμα):

$$\tau_b = \frac{1}{2}\rho f_{cw} |u_b| u_b \quad (4.17)$$

$$|u_b| = \sqrt{u_{bx}^2 + u_{by}^2} \quad (4.18)$$

$$u_b = u_{bc} + u_{b_{osc}} \quad (4.19)$$

όπου

$u_{bc}$  = ταχύτητα του ρεύματος στο σημείο  $z=\delta$

$u_{b_{osc}}$  = παλινδρομική ταχύτητα κύματος στο σημείο  $z=\delta$

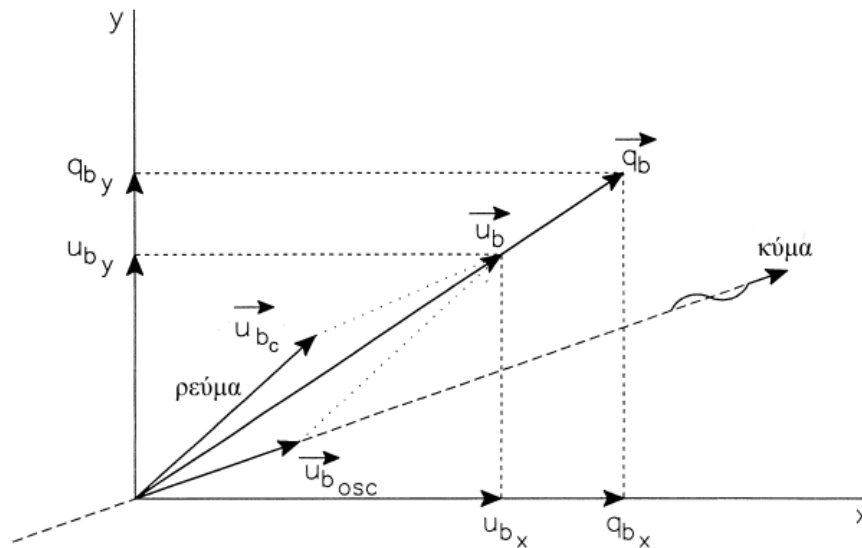
$f_{cw}$ = τριβή που αντιστοιχεί στη συνδυασμένη κίνηση ρεύματος και κύματος.

$$f_{cw} = \left( \frac{|U_{oc}|}{|U_{oc}| + u_{ow-max}} \right) f_c + \left( 1 - \frac{|U_{oc}|}{|U_{oc}| + u_{ow-max}} \right) f_w \quad 4.20$$

$$f_c = 0.24 \left( \log \frac{12(d + \bar{\zeta})}{K_N} \right)^{-2} \quad 4.21$$

$f_c$  = συντελεστής τριβής εξαιτίας του ρεύματος

$f_w$  = συντελεστής τριβής εξαιτίας του κύματος



Σχήμα 4.2: Άθροισμα των διανυσμάτων των ταχυτήτων του πυθμένα, που οφείλονται σε παλινδρομική ροή  $u_{bosc}$  σε συνδυασμό με ρεύμα  $u_{bc}$  υπό τυχαία γωνία. Το  $q_b$  είναι το ποσοστό του μεταφερόμενου ιζήματος σε όγκο ανά μονάδα πλάτους και χρόνου

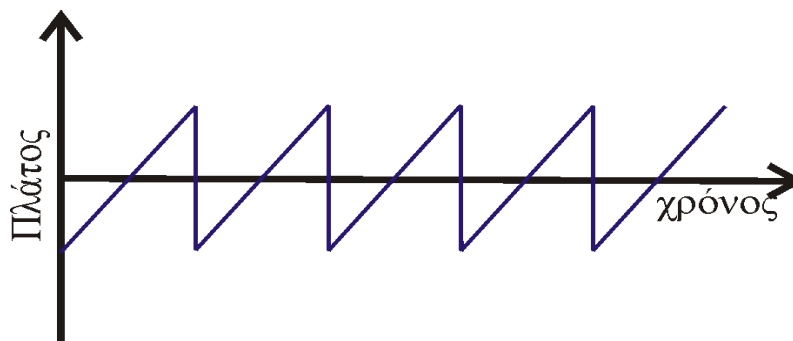
Το  $K_N$  είναι μία παράμετρος που ονομάζεται τραχύτητα πυθμένα και είναι συνάρτηση της παραμέτρου Shields (βλ. παρ. 4.2.5)

Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι εξισώσεις αυτές έχουν εφαρμογή σε μεγάλο εύρος ροών παλινδρομικών ή μόνιμων, όπου όμως μπορεί να σταθεί η υπόθεση της σχεδόν σταθερής συμπεριφοράς. Υπάρχουν, επομένως, κάποιοι σαφείς περιορισμοί με αποτέλεσμα να εφαρμόζονται σε ροές με ρεύματα παράλληλα με την κυματική κίνηση και μεγάλες περιόδους κίνησης ( $T > 3s$ ), σε πυθμένες όπου δεν έχουν αναπτυχθεί σημαντικοί μορφολογικοί σχηματισμοί και δεν αποτελούνται από πολύ λεπτά υλικά.

#### 4.2.5 Μοντέλο Nielsen (ζώνη αναρρίχησης)

Η προσομοίωση της μεταφοράς ιζήματος στη ζώνη αναρρίχησης είναι ένα ζήτημα, το οποίο έχει απασχολήσει πολλούς ερευνητές. Το κυριότερο ερώτημα που τίθεται είναι ο υπολογισμός των διατμητικών τάσεων, που είναι απαραίτητες σε οποιοδήποτε μοντέλο μεταφοράς ιζήματος.

Σύμφωνα με τους Masselink και Hughes (1998) ο τύπος των Meyer-Peter και Muller απαιτεί διαφορετικές εμπειρικές σταθερές κατά την αναρρίχηση και την υποχώρηση του κύματος, για να συνδέσει τις ταχύτητες με τις μεταφερόμενες ποσότητες ιζήματος. Ειδικότερα, οι σταθερές κατά την αναρρίχηση είναι σχεδόν διπλάσιες από αυτές της υποχώρησης. Το γεγονός αυτό οφείλεται στην ψευδο-σταθερή προσέγγιση, όπου οι διατμητικές τάσεις και η παράμετρος Shields εκφράζονται μόνο ως συνάρτηση της ταχύτητας  $u(t)$ . Με τον τρόπο αυτό δε λαμβάνονται υπόψη οι θετικές βαθμίδες πίεσης σε συνδυασμό με τις ταχύτητες, που έχουν ως αποτέλεσμα την αύξηση των ποσοτήτων ιζήματος που μεταφέρονται.



Σχήμα 4.3: ‘Πριονωτό’ κύμα (saw-tooth wave). Είναι μία κυματική διαταραχή, με απότομη κλίση στο εμπρόσθιο μέρος και ήπια κλίση στο πίσω μέρος

Ο Nielsen (1992) στην έρευνα του για τα ‘πριονωτά’ κύματα (saw-tooth waves, βλ. σχήμα 4.3) ανακάλυψε ότι ενώ για τα κύματα αυτά ισχύει  $\overline{u^3} \equiv 0$  (δηλαδή η μέση τιμή της κυματικής ταχύτητας υψωμένη στην τρίτη δύναμη), παράγουν σημαντικές ποσότητες μεταφερόμενου ιζήματος. Αποδείχτηκε έτσι ότι οι διατμητικές τάσεις είναι μεγαλύτερες όταν οι ταχύτητες συμπίπτουν με θετικές βαθμίδες πίεσης, όπως συμβαίνει κάτω από το

κομμάτι με απότομη κλίση των ‘πριονωτών’ κυμάτων, αλλά επίσης και κατά τη διάρκεια της αναρρίχησης του κύματος στην ακτή.

Το φαινόμενο αυτό μοντελοποιήθηκε από τους Nielsen et al., (2001) με βάση μετρήσεις και πειράματα που έγιναν για ‘πριονωτά’ κύματα και για παλινδρομική ροή στρώματος. Η εξίσωση για τη στιγμιαία παράμετρο Shields της τριβής των κόκκων  $\theta_{2.5}$ , που είναι υπεύθυνη για την κίνηση τους (skin friction) και αντιστοιχεί σε επίπεδο πυθμένα, στην οποία κατέληξε είναι η εξής:

$$\theta_{2.5}(t) = \frac{1}{2} f_{2.5} \frac{A_{rms} \omega_p}{(s-1)gd_{50}} \left[ A_{rms} \omega_p \right]^n \cdot \left[ \begin{array}{l} \cos \varphi_\tau u_\infty(t) + \\ \sin \varphi_\tau \frac{u_\infty(t+\delta_t) - u_\infty(t-\delta_t)}{2\omega_p \delta_t} \end{array} \right]^{2-n} \cdot \text{sign}(u_*(t)) \quad (4.22)$$

$$n \in [0;1]$$

όπου

$u_\infty(t)$  = στιγμιαία κυματική ταχύτητα

$\delta_t$  = χρονικό βήμα

$\omega_p$  = κυκλική συχνότητα με το μέγιστο πλάτος (peak angular frequency)

$$\text{sign}(u_*) = u_* / |u_*|$$

$f_{2.5}$  = συντελεστής τριβής κύματος που αντιστοιχεί σε τραχύτητα πυθμένα  $K_N = 2.5d_{50}$

$$f_{2.5} = \exp \left[ 5.5 \left( \frac{2.5d_{50}}{A_{rms}} \right)^{0.2} - 6.3 \right] \quad (4.23)$$

$A_b$  = πλάτος της κίνησης στον πυθμένα με αντιπροσωπευτική τιμή:

$$A_{rms} = \frac{\sqrt{2}}{\omega_p} \cdot \sqrt{\text{Var}\{u_\infty(t)\}} \quad (4.24)$$

$\varphi_\tau$  = διαφορά φάσης μεταξύ της ταχύτητας  $u_\infty$  και της διατμητικής τάσης όταν η συχνότητα είναι μέγιστη

Var= διακύμανση (variance)

$u_*(t)$  = στιγμιαία διατμητική ταχύτητα

Η τραχύτητα πυθμένα  $K_N$  δίνεται από τη σχέση (Nielsen, 1992, βλ. παρ.3.2.2):

$$K_N = 170 \sqrt{\theta_{2.5} - 0.05} d_{50} + 8 \eta_r^2 / \lambda_r \quad (4.25)$$

$\lambda_r$  = μήκος αμμοκυματίων

$\eta_r$  = ύψος αμμοκυματίων

$\theta_{2.5}$  = η ψευδο-σταθερή (quasi-steady) σχέση για την παράμετρο Shields που δίνεται παρακάτω (βλ. εξ. 4.29)

Η σχέση (4.22) για τη στιγμιαία παράμετρο Shields ισχύει και για μη γραμμικά μη μονοχρωματικά κύματα, και για αυτό στην έκφραση του  $A$  λαμβάνεται η διακύμανση της στιγμιαίας κυματικής ταχύτητας.

Η στιγμιαία διατμητική ταχύτητα  $u_*(t)$  που βρίσκεται στην εξίσωση αυτή δίνεται:

$$u_*(t) = \sqrt{\frac{1}{2} f_{2.5}} \left[ \begin{array}{l} \cos \varphi_\tau u_\infty(t) + \\ \sin \varphi_\tau \frac{u_\infty(t + \delta_t) - u_\infty(t - \delta_t)}{2\omega_p \delta_t} \end{array} \right] \quad (4.26)$$

Η εξίσωση (4.22) της στιγμιαίας παραμέτρου του Shields είναι η γενικευμένη μορφή της εξίσωσης του Nielsen (1992):

$$\theta_{2.5}(t) = \frac{1}{(s-1)gd_{50}} f_{2.5} A_{rms} \omega_p \left[ \begin{array}{l} \cos \varphi_\tau u_\infty(t) + \\ \sin \varphi_\tau \frac{u_\infty(t + \delta_t) - u_\infty(t - \delta_t)}{2\omega_p \delta_t} \end{array} \right], \quad (4.27)$$

Σύμφωνα με τη σχέση (4.27), αν η  $u_\infty(t)$  είναι μία απλή αρμονική τότε το αποτέλεσμα της εξίσωσης είναι κι αυτό μία απλή αρμονική με διαφορά φάσης  $\varphi_\tau$  από την ταχύτητα. Η περίπτωση αυτή βέβαια καλύπτεται και από τον απλό τύπο των Meyer-Peter και Muller για σταθερή ροή, που υπολογίζει την παράμετρο Shields ως προς την τραχύτητα πυθμένα  $2.5*d_{50}$ . Όταν όμως η  $u_\infty(t)$  δεν είναι μία απλή αρμονική, αλλά έχει ένα πιο απότομο



εμπρόσθιο μέτωπο, η εξίσωση (4.27) θα έχει ως αποτέλεσμα μεγαλύτερες διατμητικές τάσεις κάτω από το περισσότερο επιταχυνόμενο κομμάτι της ταχύτητας. Η εξίσωση αυτή όμως είναι περισσότερο κατάλληλη για στρωτές ροές κι όχι για τυρβώδεις, όπως η παρακάτω τροποποιημένη μορφή της, που δίνει πιο πολλή έμφαση στις μεγαλύτερες ταχύτητες:

$$\theta_{2.5}(t) = \frac{1}{(s-1)gd_{50}} \frac{f_{2.5}}{2} \left[ \cos \varphi_{\tau} u_{\infty}(t) + \sin \varphi_{\tau} \frac{u_{\infty}(t + \delta_t) - u_{\infty}(t - \delta_t)}{2\omega_p \delta_t} \right]^2 \text{sign}(u_*(t)) \quad (4.28)$$

Επιπλέον, παρατηρώντας την εξίσωση (4.28), φαίνεται ότι αν τεθεί  $\varphi_{\tau}=0$  προκύπτει η ψευδο-σταθερή (quasi-steady) σχέση για την παράμετρο του Shields:

$$\theta_{2.5}(t) = \frac{1}{(s-1)gd_{50}} \frac{f_{2.5}}{2} |u_{\infty}(t)| u_{\infty}(t) \quad (4.29)$$

Τελικά, από τα παραπάνω φαίνεται ότι η εξίσωση (4.22) στην οποία κατέληξε οι Nielsen et al. (2001) είναι κάτι ανάμεσα στις σχέσεις (4.27) και (4.28), διότι, με βάση πειράματα που έγιναν από τους Lofquist (1986), Sleath (1987), Jensen et al. (1989) για την διατμητική τάση  $\tau(t)$  σε παλινδρομικά οριακά στρώματα, το σχήμα της  $\tau(t)$  δεν είναι ακριβώς ορισμένο. Γενικά, μία απλή αρμονική ταχύτητα δεν προκαλεί ούτε μία μορφή απόλυτα ημιτονοειδή  $\sin(\omega t)$ , αλλά ούτε και μία μορφή  $|\sin(\omega t)|\sin(\omega t)$ . Έτσι προέκυψε η σχέση (4.22), που είναι κάτι ενδιάμεσο. Σημειώνεται επίσης ότι αν τεθεί στην εξίσωση (4.22)  $\varphi_{\tau}=0$  και  $n=0$ , σχηματίζεται και πάλι η σχεδόν σταθερή σχέση (4.29) για την παράμετρο του Shields, ενώ αν τεθεί  $n=1$  και  $n=0$ , σχηματίζονται αντίστοιχα οι εξισώσεις (4.28) και (4.27).

Χρησιμοποιώντας την τροποποιημένη εξίσωση των Meyer-Peter και Muller για τη μεταφορά ιζήματος:

$$\Phi(t) = \begin{cases} 0, & \theta_{2.5} < 0.05 \\ C(\theta_{2.5} - 0.05) \sqrt{\theta_{2.5}} \text{sign}(u_*(t)), & \theta_{2.5} > 0.05 \end{cases} \quad (4.30)$$

Η εξίσωση (4.22) έχει όλα τα ποιοτικά χαρακτηριστικά, έτσι ώστε να δώσει μία ομοιόμορφη περιγραφή τόσο για την αναρρίχηση όσο και για την υποχώρηση του κύματος στην ακτή. Δηλαδή με την ίδια σταθερά  $C = 9.7 \pm 0.2$  στη σχέση (4.30) και για  $\phi_{\tau} = [37.5^{\circ}, 45^{\circ}]$  και  $n = [0, 0.26]$  στη σχέση (4.22) είναι δυνατό να περιγραφεί σχετικά ικανοποιητικά η μεταφορά ιζήματος στη ζώνη αναρρίχησης. Αντίθετα, χρησιμοποιώντας μία ψευδο-σταθερή σχέση για το  $\theta_{2.5}$ , όπως είναι η σχέση (4.29) απαιτούνται διαφορετικές σταθερές  $C$  κατά την αναρρίχηση και την υποχώρηση του κύματος.

Παρόλα αυτά οι υπολογισμοί με βάση τις εξισώσεις (4.22) και (4.30) δε θα πρέπει να αντιμετωπιστούν ως μία λεπτομερής περιγραφή των φυσικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στη ζώνη αναρρίχησης, διότι η εξίσωση (4.30) είναι ένας σταθερός τύπος. Το σημαντικότερο φαινόμενο, το οποίο δε λαμβάνεται υπόψη είναι η παρουσία αιωρούμενου ιζήματος, που προϋπάρχει στην περιοχή αυτή εξαιτίας της θραύσης κύματος, και η οποία συμβάλλει στη μεγαλύτερη ποσότητα ιζήματος που μεταφέρεται κατά την αναρρίχηση. Εκτός αυτού, πολλή σημαντική είναι και η διαφορά φάσης μεταξύ των στιγμιαίων διατμητικών τάσεων και των στιγμιαίων ποσοτήτων μεταφερόμενου φερτού υλικού, η οποία είναι της τάξης των  $20^{\circ}$ . Τέλος, υπάρχουν και ορισμένα φαινόμενα, όπως η διήθηση και η ρευστοποίηση, που παρατηρούνται στη ζώνη αναρρίχησης, τα οποία είναι αρκετά πολύπλοκα στην προσέγγιση τους. Έτσι ακόμη και αν οι υπολογισμοί των διατμητικών τάσεων και της παραμέτρου του Shields είναι σχετικά ακριβείς, η εξίσωση (4.30) δεν είναι μία ακριβής εξίσωση για τη μεταφορά ιζήματος.

Ωστόσο, σύμφωνα με τον Nielsen (2002) ο συνδυασμός των 2 εξισώσεων (4.22) και (4.30) δεν παύει να αποτελεί μία απλή και εύχρηστη μέθοδο που δίνει σχετικά καλά αποτελέσματα για τα ποσοστά συνολικού ιζήματος που μεταφέρονται.

### 4.3 ΜΟΝΤΕΛΑ ΠΟΥ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΘΗΚΑΝ ΣΤΗΝ ΠΑΡΟΥΣΑ ΕΡΓΑΣΙΑ

Το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη εργασία βρέθηκε μετά από σύγκριση δύο προηγμένων μοντέλων (Μοντέλο 1 και Μοντέλο 2) μεταφοράς ιζήματος, τα οποία προσαρμόστηκαν και συνδυάστηκαν με το μοντέλο Boussinesq. Το πρώτο μοντέλο είναι συνδυασμός των εξισώσεων των Dibajnia και Watanabe (1992, 1996) με το μοντέλο των Karambas & Karathanassi (2004), ενώ το δεύτερο βασίζεται στις εξισώσεις των Camemen & Larson (2005, 2007)

#### 4.3.1 Μοντέλο 1 (*Dibajnia and Watanabe, Karambas & Karathanassi*)

Οι Karambas & Karathanassi (2004) ανέπτυξαν ένα μοντέλο μεταφοράς ιζήματος σε δύο οριζόντιες διαστάσεις (2DH, 2 Dimensional Horizontal), το οποίο βασίστηκε στους τύπους των Dibajnia και Watanabe (Dibajnia and Watanabe, 1992, Watanabe and Dibajnia, 1996) και στον τύπο του Bailard (1981) και προσαρμόστηκε έτσι ώστε να συμπεριλάβει και μη μονοχρωματικά κύματα. Οι εξισώσεις των Dibajnia and Watanabe αναφέρονται στο φορτίο πυθμένα, ενώ η εξίσωση του Bailard στο φορτίο υπό αιώρηση.

Παρατηρήθηκε ότι τα φαινόμενα αστάθειας, που παρουσιάζονται όταν μία μεγάλη ποσότητα ιζήματος παραμένει υπό αιώρηση κατά τη διάρκεια ενός κυματικού κύκλου (όπως συμβαίνει σε πυθμένες με αμμοκυμάτια ή στη ζώνη θραύσης των κυματισμών) δεν είναι δυνατό να περιγραφούν από ψευδο-σταθερά μοντέλα. Οι Watanabe και Isobe (1990) σε πειράματα που έκαναν σε πυθμένες με αμμοκυμάτια βρήκανε ότι μία παλινδρομική ροή μπορεί να επιφέρει μεταφορά ιζήματος σε κατεύθυνση αντίθετη προς την κίνηση του ρεύματος. Η αντίθετη κατεύθυνση κατά τη μεταφορά ιζήματος πάνω από αμμοκυμάτια οφείλεται στην τύρβη που δημιουργείται πάνω από αυτά και παγιδεύει τους κόκκους των ιζημάτων.

Γενικά, η μέση, ως προς το χρόνο μεταφορά ιζήματος σε κάθε κυματικό κύκλο δεν είναι ανεξάρτητη από τους προηγούμενους κύκλους (Dibajnia and Watanabe, 1992), πράγμα που έχει ως αποτέλεσμα οι ποσότητες ιζήματος και η κατεύθυνση της μεταφοράς να είναι διαφορετικές από τις αναμενόμενες με βάση τους ψευδο-σταθερούς τύπους. Το ίδιο

ισχύει (εκτός από τα αμμοκυμάτια) και για τα λεπτά ιζήματα (Ribberink και Chen, 1993), όπως επίσης και στην περίπτωση μη μονοχρωματικών κυμάτων.

Οι Dibajnia και Watanabe παρουσίασαν μία σειρά από σχέσεις, οι οποίες λαμβάνουν υπόψη τα ασταθή αυτά φαινόμενα κατά τη μεταφορά ιζήματος. Αρχικά, οι εξισώσεις αυτές αναφέρονταν στη ροή του λεπτού οριακού στρώματος (sheet flow sediment transport, Dibajnia και Watanabe, 1992), και στη συνέχεια επεκτάθηκαν στο φορτίο πυθμένα και στο φορτίο υπό αιώρηση (Watanabe and Dibajnia, 1996). Επιπλέον, στις εργασίες των Dibajnia και Watanabe (1998) και των Dibajnia et al. (2001) οι εξισώσεις αυτές τροποποιήθηκαν ώστε να υπολογίζουν τα ποσοστά μεταφερόμενου ιζήματος της ροής του λεπτού οριακού στρώματος, κάτω από τη δράση μη μονοχρωματικών κυματισμών.

Σύμφωνα με τους Watanabe και Dibajnia (1996) η ταχύτητα πυθμένα σε ένα πεδίο, όπου συνυπάρχουν κύμα και ρεύμα χωρίζεται σε δύο συνιστώσες:

- την  $u_c$  που αναφέρεται στο πρώτο ήμισυ της περιόδου  $T_c$  και αντιστοιχεί στις θετικές κυματικές ταχύτητες και
- την  $u_t$  που αναφέρεται στο δεύτερο ήμισυ της περιόδου  $T_t$  (βλ. σχήμα 4.4).

Το διάνυσμα του μεταφερόμενου ιζήματος  $q_b$  εκφράζεται από τον τύπο:

$$\frac{q_b}{w_s d_{50}} = \alpha_{DW} \frac{u_c T_c (\Omega_c + \Omega'_t) + u_t T_t (\Omega_t + \Omega'_c)}{(T_c + T_t) \sqrt{(s-1) g d_{50}}} \quad (4.31)$$

όπου

$\alpha_{dw}$  = σταθερά

$u_c(u_c, v_c)$  και  $u_t(u_t, v_t)$  = το πλάτος των ισοδύναμων μέσων τετραγωνικών (rms=root mean square) ταχυτήτων στον πυθμένα κάτω από την κορυφή (το c αντιστοιχεί στο crest) και κάτω από την κοιλία (το t αντιστοιχεί στο trough), με αντίστοιχες διάρκειες  $T_c$  και  $T_t$ .

Οι ταχύτητες  $u_c$  και  $u_t$  ορίζονται ως εξής:

$$u_c^2 = \frac{2}{T_c} \int_{t_0}^{t_0+T_c} u_o^2 dt , \quad (4.32)$$

$$u_t^2 = \frac{2}{T_t} \int_{t_0+T_c}^{t_0+T} u_o^2 dt$$

$$v_c^2 = \frac{2}{T_c} \int_{t_0}^{t_0+T_c} v_o^2 dt , \quad (4.33)$$

$$v_t^2 = \frac{2}{T_t} \int_{t_0+T_c}^{t_0+T} v_o^2 dt$$

όπου

$$T = T_c + T_t$$

$u_o$  και  $v_o$  = οι συνολικές ταχύτητες στον πυθμένα με

$$u_o = u_{ow} + U_{cm}, \quad v_o = v_{ow} + V_{cm}$$

$U_{cm}, V_{cm}$  = ταχύτητες του ρεύματος

Οι τιμές των  $\Omega_j$  και  $\Omega_j'$  (ο δείκτης  $j$  αντικαθίσταται από τον δείκτη  $c$  ή  $t$  ανάλογα με το αν αναφέρεται στην κορυφή ή στην κοιλία) είναι:

$$\text{αν } \omega_j \leq \omega_{cr} \quad \text{τότε } \Omega_j = \omega_j T_j \sqrt{\frac{(s-1)g}{d_{50}}}, \Omega_j' = 0 \quad (4.34)$$

$$\text{αν } \omega_j > \omega_{cr} \quad \text{τότε} \quad (4.35)$$

$$\Omega_j = \left[ \omega_{cr} + (1 - \gamma_j)(\omega_j - \omega_{cr}) \right] T_j \sqrt{\frac{(s-1)g}{d_{50}}}, \quad \Omega_j' = \gamma_j (\omega_j - \omega_{cr}) T_j \sqrt{\frac{(s-1)g}{d_{50}}}$$

Επίσης, ισχύει η συνθήκη για το  $\Omega$  ότι:

$$\text{αν } \theta_j < \theta_{sheet} : \quad \Omega_j = \left( \frac{\theta_j - \theta_{cr}}{\theta_{sheet} - \theta_{cr}} \right)^3 \Omega_j \quad (4.36)$$

όπου  $\theta_j$  είναι η παράμετρος Shields:

$$\theta_j = f_w u_j^2 / (2(s-1)gd_{50})$$

ενώ το  $\omega_j$  ισούται με:

$$\omega_j = \frac{T_{fall}}{T_i} = \left( \frac{1}{2} \frac{u_j^2}{(s-1)g d_{50}} - 5 \right) \frac{d_{50}}{w_s T_j} \quad (4.37)$$

όπου

$T_{fall}$ = χρόνος καθίζησης των ιζημάτων

$T_i$ = χρόνος που διαρκούν τα ημικύκλια ( $T_c$ ,  $T_t$ )

Στις παραπάνω εξισώσεις,  $\theta_{sheet}$  είναι η κρίσιμη τιμή του αριθμού Shields για την εκκίνηση της ροής του λεπτού οριακού στρώματος, που λαμβάνει την τιμή  $\theta_{sheet}=0.8$ , και  $\theta_{cr}$  είναι η κρίσιμη τιμή Shields για την έναρξη της κίνησης των φερτών  $\theta_{cr}=0.05$ . Το  $\omega_{cr}=1.2$  για ροή οριακού στρώματος, ενώ ο δείκτης  $j$  του  $\omega_j$  πρέπει να αντικατασταθεί με  $c$  ή  $t$ , ανάλογα με το αν αναφέρεται σε κορυφή ή κοιλία.

Η παράμετρος  $\gamma$  ορίζεται ως (Dibajnia, 2002):

$$\gamma_j = \beta_j^* \cdot \beta_j' \cdot \beta_j'' \quad (4.38)$$

όπου

$$\beta_c' = 1, \frac{u_t}{u_c} \geq \frac{1}{4}, \quad \beta_t' = 1, \frac{u_c}{u_t} \geq \frac{1}{4}$$

$$\beta_c' = 4 \frac{u_t}{u_c}, \frac{u_t}{u_c} < \frac{1}{4}, \quad \beta_t' = 4 \frac{u_c}{u_t}, \frac{u_c}{u_t} < \frac{1}{4} \quad (4.39)$$

$$\beta_j^* = 1, \frac{T_{pj}}{T_j} \geq \frac{1}{2}$$

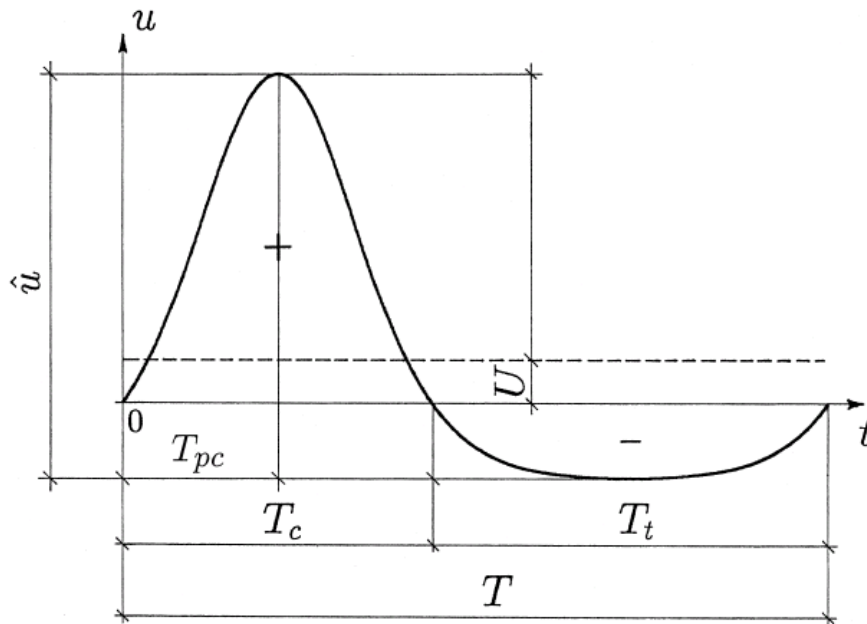
$$\beta_j^* = \frac{6T_{pj}}{T_j} - 2, \frac{1}{3} < \frac{T_{pj}}{T_j} < \frac{1}{2} \quad (4.40)$$

$$\beta_j^* = 0, \frac{T_{pj}}{T_j} \leq \frac{1}{3}$$

$$\beta_j'' = (\Delta\alpha / \pi)^2, \Delta\alpha = |\alpha_c - \alpha_t| \quad (4.41)$$

όπου

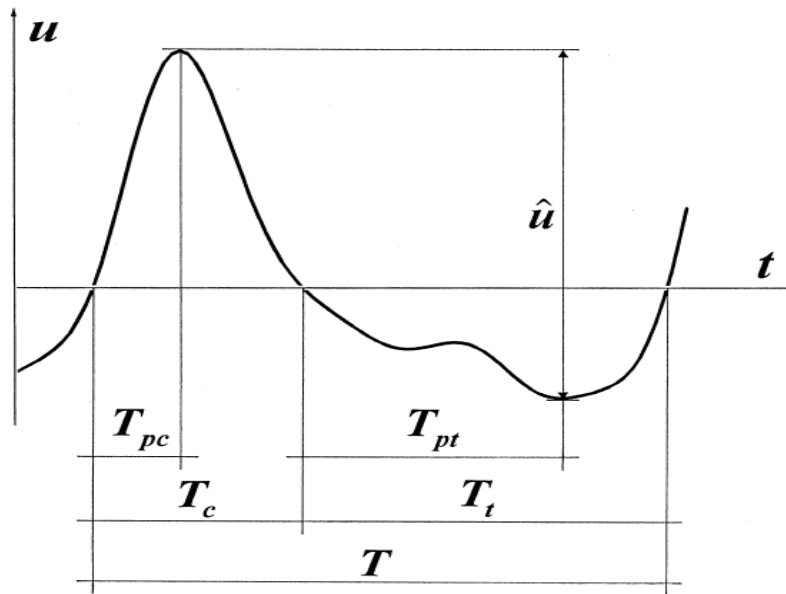
$\alpha_c, \alpha_t$ = οι γωνίες που σχηματίζουν αντίστοιχα τα διανύσματα  $u_c$  και  $u_t$



Σχήμα 4.4: Μη γραμμικό συμμετρικό (ως προς την κατακόρυφο) κύμα ( $\hat{u}$ ) σε συνδυασμό με σταθερό ρεύμα  $U$ . Η συμμετρία του κύματος έγκειται στο γεγονός ότι το χρονικό διάστημα  $T_{pc}$ =διάστημα μεταξύ της έναρξης της περιόδου  $T$  και του θετικού μέγιστου της ταχύτητας είναι ίσο με  $T_{pc}=1/2T_c$ . Το  $T_c$  είναι το χρονικό διάστημα που διαρκεί η θετική φορά (προς την ακτή) της ταχύτητας..

Οι παράμετροι  $\Omega$  και  $\Omega'$  έχουν να κάνουν με τα ασταθή φαινόμενα κατά την κίνηση. Όπως έχει ήδη σημειωθεί, κατά τη διάρκεια του θετικού κυματικού ημικυκλίου, είναι δυνατό μία ποσότητα ιζήματος να παγιδευτεί και να παραμείνει υπό αιώρηση. Στα σχήματα 4.4 και 4.5 φαίνονται ένα μη γραμμικό συμμετρικό κύμα και ένα μη γραμμικό ασύμμετρο κύμα, στα οποία το θετικό ημικύκλιο αναφέρεται στο διάστημα  $T_c$ , όπου η ταχύτητα έχει θετικό πρόσημο. Κατά τη διάρκεια του αρνητικού ημικυκλίου ( $T_t$ ), η ποσότητα ιζήματος, που έχει παραμείνει, επιστρέφει με αντίθετη φορά. Ο μηχανισμός αυτός ορισμένες φορές είναι δυνατό να προκαλέσει χρονικά μέση μετακίνηση ιζήματος (που είναι η διαφορά μεταξύ της κίνησης με θετική και αρνητική φορά) με αντίθετη φορά.

Έτσι για τον υπολογισμό της χρονικά μέσης ποσότητας μεταφερομένου ιζήματος είναι απαραίτητο να προσδιοριστεί η διαφορά μεταξύ της ποσότητας που μεταφέρεται κατά το θετικό ημικύκλιο  $T_c$  και κατά το αρνητικό ημικύκλιο  $T_t$ , όπως φαίνεται και στην εξίσωση (4.31).



Σχήμα 4.5.: Μη γραμμικό ασύμμετρο (ως προς την κατακόρυφο) κύμα. Η ασυμμετρία του έγκειται στο γεγονός ότι το διάστημα  $T_{pt}$ , που αντιστοιχεί στο χρονικό διάστημα μεταξύ της έναρξης της αρνητικής ταχύτητας και της μέγιστης τιμής της δεν είναι το ήμισυ του  $T_t$ , που είναι η συνολική διάρκεια της αρνητικής ταχύτητας:  $T_{pt} \neq 1/2 T_t$ .

$\Omega_c$  και  $\Omega_t$  είναι τα ποσοστά που μεταφέρονται απευθείας και στη συνέχεια καθιζάνουν κατά το θετικό και το αρνητικό ημικύκλιο αντίστοιχα. Όμοια τα  $\Omega'_c$  και  $\Omega'_t$  είναι τα ποσοστά που παραμένουν υπό αιώρηση μετά το θετικό και το αρνητικό ημικύκλιο και επομένως μεταφέρονται στη συνέχεια με αρνητική ταχύτητα (το  $\Omega'_c$ ) και θετική (το  $\Omega'_t$ ) αντίστοιχα. Η συσχέτιση των μεγεθών των παραμέτρων αυτών και ο μηχανισμός της ανταλλαγής εξαρτάται από μία άλλη παράμετρο το  $\omega_j$ , όπως φαίνεται από τις εξισώσεις (4.34) και (4.35). Η παράμετρος  $\omega_j$  (4.37) είναι ο λόγος του χρόνου καθίζησης των κόκκων (που καθορίζεται από το ύψος, στο οποίο αιωρούνται οι κόκκοι προς την ταχύτητα καθίζησης) δια της περιόδου του αντίστοιχου ημικυκλίου. Όταν η τιμή του  $\omega_j$  υπερβεί μία κρίσιμη τιμή ( $\omega_{cr}$ ), ενεργοποιείται ο μηχανισμός ανταλλαγής ποσοτήτων ιζήματος. Σύμφωνα με την εξίσωση (4.37), μεγάλες τιμές του  $\omega_j$  προκύπτουν όταν η ταχύτητα του κύματος είναι μεγάλη, όταν το ίζημα είναι πολύ λεπτό και οι περίοδοι της κίνησης μικρές.

Η παράμετρος  $\gamma$  σχετίζεται με την ασυμμετρία της κυματικής κίνησης. Το φαινόμενο της μείωσης της μεταφερόμενης ποσότητας ιζήματος προς την ακτή (θετική φορά



ταχύτητας), εξαιτίας του γεγονότος ότι οι κόκκοι του ιζήματος δεν προλαβαίνουν να καθιζάνουν μέχρι να αντιστραφεί η ροή και να αλλάξει φορά η ταχύτητα, δε συμβαίνει πάντα. Οι Dibajnia και Watanabe (1998) εξέφρασαν την άποψη ότι ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι η ασυμμετρία (ως προς την κατακόρυφο) που εμφανίζουν τα περισσότερα κύματα στη θάλασσα, και που θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη. Στο σχήμα 4.4, όπου το κύμα είναι μη γραμμικό και συμμετρικό ως προς την κατακόρυφο (δηλ. ως προς τον άξονα που περνά από την κορυφή του κύματος), έχουμε  $T_{pc} = T_c/2$ . Στο σχ.4.5, όμως, όπου το κύμα είναι μη συμμετρικό, το χρονικό διάστημα μεταξύ της κορυφής και του σημείου, όπου μηδενίζεται η ταχύτητα είναι μεγαλύτερο από το  $T_c/2$ . Επομένως, οι κόκκοι έχουν περισσότερο χρόνο για να καθιζάνουν πριν προκύψει η αρνητική ταχύτητα, που θα τους μεταφέρει στην αρνητική κατεύθυνση και η ανταλλαγή αιωρούμενου ιζήματος μεταξύ διαδοχικών ημικυκλίων μειώνεται ή δεν λαμβάνει χώρα.

Η παράμετρος  $\beta^*$  ελέγχει τα  $\Omega$  και  $\Omega'$  με βάση τον λόγο  $T_{pj}/T_j$  που είναι ένας δείκτης ασυμμετρίας, όπως φαίνεται στην εξίσωση (4.40). Η  $\beta_j''$  είναι ένας πρόσθετος διορθωτικός δείκτης ασυμμετρίας που εκφράζει την ανταλλαγή μεταξύ των διαδοχικών ημικυκλίων, ενώ η  $\beta'$  δείχνει την ικανότητα της ταχύτητας του επόμενου ημικυκλίου να μεταφέρει το ίζημα που παρέμεινε αιωρούμενο από το προηγούμενο.

Το φορτίο υπό αιώρηση πάνω από αμμοκυμάτια και το φορτίο πυθμένα μπορεί να ληφθεί υπόψη αν το  $\omega_{cr} = 0.03$  (Dibajnia, 1995). Στη μεταβατική περιοχή μεταξύ του πυθμένα με αμμοκυμάτια και του επίπεδου πυθμένα, μπορεί η τιμή του  $\omega_{cr}$  να μεταβάλλεται μεταξύ 0.03 και 1.2 με παραβολικό τρόπο (Dibajnia, 1995):

$$\omega_{cr} = 1.2 - 1.17 \sqrt{\Lambda} \quad (4.42)$$

όπου

$$\Lambda = 0 \quad \text{για } \theta > \theta_{sheet}$$

$$\Lambda = \left[ \min(1, 2\lambda_r / A_b) \right] \quad \text{για } \theta < 0.5$$

$$\text{και } \Lambda = \left\{ 1 - \left[ (\theta - 0.5) / 0.3 \right]^2 \right\} \left[ \min(1, 2\lambda_r / A_b) \right] \quad \text{για } 0.5 \geq \theta \geq 0.8$$

$\theta =$  παράμετρος Shields εκφρασμένη ως προς  $u_c$

$\lambda_r$  = μήκος των αμμοκυμάτων

$A_b$  = πλάτος της παλινδρομικής κίνησης του νερού ( $A_b = u_{ow-max}/\omega$ , με  $\omega$  την κυκλική συχνότητα που αντιστοιχεί στο μέγιστο πλάτος).

Για τον υπολογισμό του αιωρούμενου φορτίου λαμβάνοντας υπόψη την τύρβη που δημιουργείται λόγω της θραύσης και μεταφέρεται προς τον πυθμένα χρησιμοποιείται η εξίσωση του Bailard (1981). Μέχρι τώρα οι εξισώσεις που αναπτύχθηκαν αγνοούσαν το φαινόμενο αυτό, ενώ η εξίσωση του Bailard (1981) θεωρεί ότι ο κύριος μηχανισμός διάχυσης της ενέργειας είναι η θραύση. Η προσέγγιση αυτή στηρίζεται (όπως και ο τύπος του CERC) στην εργασία του Bagnold (1963), σύμφωνα με την οποία η ποσότητα του ιζήματος που μεταφέρεται είναι ανάλογη προς την κυματική ενέργεια που διαχέεται. Έτσι το συνολικό βυθισμένο βάρος του ιζήματος  $q_s$  που μεταφέρεται (Roelvink and Stive, 1989, Karambas and Karathanassi, 2004) δίνεται από τη σχέση:

$$q_s = \frac{1}{a} \frac{b \varepsilon_s D_b U_c}{w_s} \quad (4.43)$$

όπου

$$a = (1-\lambda)(s-1)\rho g$$

$\varepsilon_s$  = συντελεστής αποτελεσματικότητας του μεταφερόμενου φορτίου από αιώρηση ο οποίος παίρνει την τιμή  $\varepsilon_s = 0.01$

$$U_c = (U_{cm}, V_{cm}) = \text{ταχύτητα του ρεύματος}$$

$b$  = μία σταθερά η οποία συσχετίζει το μέγεθος στον πυθμένα με το  $\bar{D}$ , που είναι η μέση τιμή του. Οι Roelvink and Stive (1989) προτείνουν μία εκθετική μείωση του  $b$ , σύμφωνα με την εξίσωση:  $b^{-1} = \exp\left[\frac{(d+\zeta)}{H_{rms}}\right] - 1$ . Μία τιμή για το  $b$  που αναφέρεται στο εσωτερικό της ζώνης surf και χρησιμοποιείται και στην εργασία αυτή είναι  $b=0.2$ .

$D_b$  = απώλεια της ενέργειας λόγω θραύσης:

$$D_b = \overline{0.1 \cdot \rho \cdot g \cdot c \cdot \delta} \quad (4.44)$$

(η παύλα δηλώνει ολοκλήρωση ως προς τον χρόνο) όπου

$c=1.3\sqrt{gd}$  = ταχύτητα διάδοσης του κύματος

$\delta$ = το πάχος του επιφανειακού κυλίνδρου ('roller') θραυόμενου κυματισμού που υπολογίζεται γεωμετρικά από το μοντέλο Boussinesq σύμφωνα με τη διαδικασία που περιγράφεται στην εργασία Karambas and Karathanassi (2004).

#### 4.3.2 Μοντέλο 2 (Camemen and Larson)

Οι Camemen and Larson (2006) προτείνουν μία σειρά από σχέσεις, που αφορούν τη ροή λεπτού οριακού στρώματος, το φορτίο πυθμένα και το φορτίο υπό αιώρηση, οι οποίες έχουν βαθμονομηθεί με τη βοήθεια πολλών πειραματικών μετρήσεων και μετρήσεων πεδίου.

Ειδικότερα όσον αφορά στη ροή του οριακού στρώματος, οι Camemen and Larson έχουν μελετήσει εκτενέστερα τον ρόλο της διαφοράς φάσης μεταξύ της ροής και της συγκέντρωσης ιζήματος στην ποσότητα της μεταφερόμενης μάζας, που διερευνήθηκε και από τους Watanabe and Dibajnia. Όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως (βλ. παρ. 4.3.1), ο ρόλος της είναι ιδιαίτερα σημαντικός κυρίως για τα λεπτότερα ιζήματα και τις μικρές περιόδους, και συνεπάγεται μείωση στις μεταφερόμενες ποσότητες του ιζήματος και πολλές φορές και αντιστροφή στην κατεύθυνση της μεταφοράς. Ο στόχος των Camemen and Larson (2006) είναι καταρχήν να εισάγουν ένα νέο κριτήριο για την εκκίνηση της ροής στρώματος και στη συνέχεια εφόσον ξεκινήσει η ροή να προτείνουν βελτιωμένες σχέσεις, οι οποίες υπολογίζουν την ποσότητα ιζήματος που μεταφέρεται, λαμβάνοντας υπόψη την επιρροή της διαφοράς φάσης στο φορτίο πυθμένα.

Η εκκίνηση της ροής στρώματος αντιστοιχεί στην εξαφάνιση των αμμοκυματιών ταυτόχρονα με την αύξηση της ενέργειας (που αυξάνει την ταχύτητα κύματος ή ρεύματος). Το νέο κριτήριο για την εκκίνηση της ροής στρώματος των Camemen και Larson (2006) βασίζεται στην εργασία των Chan et al. (1972) και είναι το εξής:

$$U_{w,crsf} = 8.35\sqrt{(s-1)g\sqrt{d_{50}\delta_w}}(1+r_w) \quad (4.45)$$

όπου

$U_{w,crsf}$  = κρίσιμη τιμή της ταχύτητας κύματος για την εκκίνηση της ροής του οριακού στρώματος.

$\delta_w$  = οριακό στρώμα Stokes που δίνεται από τη σχέση:

$$\delta_w = \sqrt{\nu T g / \pi} \quad (4.46)$$

$\nu$  = κινηματικό ιξώδες ( $10^{-6}$  m<sup>2</sup>/sec)

$r_w$  = σταθερά ασυμμετρίας του κύματος που δίνεται από τη σχέση:

$$r_w = u_{w,max} / U_w - 1 \quad (4.47)$$

όπου

$u_{w,max}$  = μέγιστη ταχύτητα κύματος

$U_w$  = παλινδρομική ταχύτητα κύματος

Εξαιρώντας την επίδραση της ασυμμετρίας ( $r_w=0$ ), η εξίσωση αυτή παίρνει μορφή

$$\text{παρόμοια με την αντίστοιχη εξίσωση των Chan et al. (1972)} \left\{ \Psi \left( \frac{d_{50}}{\delta_w} \right)^{0.8} \right\}_{crsf} = 43.6,$$

η οποία γράφεται ως εξής:

$$\left\{ \Psi \left( \frac{d_{50}}{\delta_w} \right)^{0.5} \right\}_{crsf} = 70 \quad (4.48)$$

όπου

$\Psi$  = αριθμός κινητικότητας (βλ. σχέση 3.20 παρ. 3.2.2)

Ο τύπος μεταφοράς ιζήματος που προτείνεται από τους Camenen and Larson (2005a, 2006a) είναι συνάρτηση της παραμέτρου Shields. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.6, στο πρώτο ήμισυ της περιόδου του κύματος η μεταφορά ιζήματος έχει κατεύθυνση προς την ακτή, ενώ στο δεύτερο προς τα ανοιχτά. Έτσι η παράμετρος Shields κατά το πρώτο ήμισυ της περιόδου  $T_c$  είναι  $\theta_{cw,onshore} > 0$ , ενώ κατά το δεύτερο  $T_t$  είναι  $\theta_{cw,offshore} < 0$ .

Οι χαρακτηριστικές αυτές τιμές των παραμέτρων  $\theta_{cw}$  αντιστοιχούν στη μέση τιμή των στιγμιαίων τιμών της παραμέτρου  $\theta_{cw}(t)$  και για τα δύο ημίσεια. Η στιγμιαία παράμετρος  $\theta_{cw}(t)$  δίνεται από τον τύπο:

$$\theta_{cw}(t) = \frac{1/2 f_{cw}}{(s-1)gd_{50}} (U_c \cos \varphi + u_w(t)) |U_c \cos \varphi + u_w(t)| \quad (4.49)$$

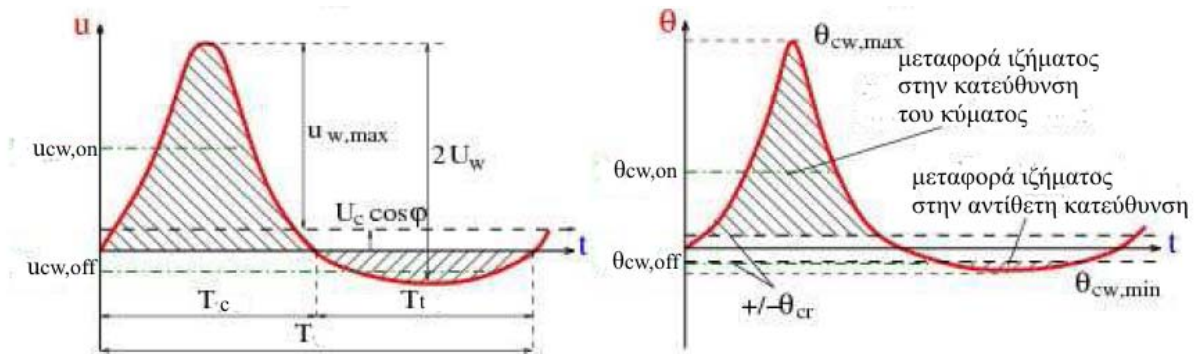
όπου

$\varphi$  = η γωνία που σχηματίζει το ρεύμα με το κύμα

Ενώ οι μέσες τιμές των παραμέτρων Shields:

$$\theta_{cw, onshore} = \frac{1}{T_{wc}} \int_0^{T_{wc}} \theta_{cw}(t) dt \quad (4.50)$$

$$\theta_{cw, offshore} = \frac{1}{T_{wt}} \int_{T_{wc}}^T \theta_{cw}(t) dt \quad (4.51)$$



Σχήμα 4.6: Σχηματική αναπαράσταση της στιγμιαίας ταχύτητας  $u$  και της παραμέτρου Shields  $\theta$  στη διάρκεια μίας περιόδου  $T$  ( $T = T_c + T_t$ ). Οι ταχύτητες  $u_{cw,on}$  και  $u_{cw,off}$  αντιστοιχούν στη μέση ταχύτητα με κατεύθυνση προς της ακτή (onshore) και προς τα ανοικτά (offshore). Επιπλέον οι τιμές  $\theta_{cw,on}$  και  $\theta_{cw,off}$  αντιστοιχούν στη μέση τιμή της παραμέτρου Shields κατά τα διαστήματα  $T_c$  και  $T_t$ .

Η τριβή  $f_{cw}$  υπολογίζεται με βάση τους Madsen και Grant (1976) λαμβάνοντας υπόψη την αλληλεπίδραση κύματος και ρεύματος και είναι γραμμικά εξαρτημένη τόσο από την τριβή του κύματος  $f_w$  όσο και από την τριβή του ρεύματος  $f_c$ :

$$f_{cw} = \frac{X_v f_c}{(1 - X_v) f_w} \quad (4.52)$$

όπου

$$X_v = |U_c| / (|U_c| + U_w)$$

Η καθαρή μεταφορά ιζήματος εξαρτάται από τον παράγοντα  $\theta_{cw,net}$  που είναι το άθροισμα των δύο επιμέρους  $\theta_{cw}$ :

$$\theta_{cw,net} = \theta_{cw,onshore} + \theta_{cw,offshore} \quad (4.53)$$

Έτσι, το φορτίο πυθμένα εκφράζεται ως εξής (Camemen and Larson, 2005a, 2006a):

$$\Phi_b = \begin{cases} \frac{q_{sb,w}}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} = a_w \sqrt{\theta_{cw,net}} \theta_{cw,m} \exp\left(-b \frac{\theta_{cr}}{\theta_{cw}}\right) \\ \frac{q_{sb,n}}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} = a_n \sqrt{\theta_{cn}} \theta_{cw,m} \exp\left(-b \frac{\theta_{cr}}{\theta_{cw}}\right) \end{cases} \quad (4.54)$$

όπου οι δείκτες w και n αντιστοιχούν στην κατεύθυνση του κύματος και στην κάθετη προς αυτή

$a_w, a_n, b$ = εμπειρικές σταθερές

$\theta_{cw,m}$ =μέσος όρος των παραμέτρων Shields, εξαιτίας της αλληλεπίδρασης κύματος και ρεύματος

$\theta_{cw}$ = μέγιστη παράμετρος Shields εξαιτίας της αλληλεπίδρασης κύματος και ρεύματος

$\theta_{cn}$ = παράμετρος Shields, η οποία οφείλεται αποκλειστικά στο ρεύμα

$\theta_{cr}$ = κρίσιμη παράμετρος Shields για την εκκίνηση της μεταφοράς ιζήματος

Η επίδραση της διαφοράς φάσης στον τύπο αυτό έχει σαν αποτέλεσμα να μειώνεται η ποσότητα που μεταφέρεται προς την κατεύθυνση της ακτής και να αυξάνεται η ποσότητα που παρασύρεται προς τα ανοιχτά. Η επίδραση αυτή βέβαια σημειώνεται όταν ξεπεραστεί το όριο της κρίσιμης ταχύτητας για την εκκίνηση της ροής λεπτού στρώματος. Η καθαρή παράμετρος Shields δίνεται από τον τύπο:

$$\theta_{cw,net} = (1 - a_{pl,b}) \theta_{cw,on} - (1 + a_{pl,b}) \theta_{cw,off} \quad (4.55)$$

όπου

$\theta_{cw,on}$ = μέση τιμή των στιγμιαίων παραμέτρων Shields στη διάρκεια του διαστήματος  $T_c$ , όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα 4.6.

$\theta_{cw,off}$ = μέση τιμή των στιγμιαίων παραμέτρων Shields στη διάρκεια του διαστήματος  $T_t$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 4.6 ( $T=T_c+T_t$ ). Το  $\phi$  στο σχήμα 4.6 είναι η γωνία που σχηματίζει το κύμα με το ρεύμα.

$$a_{pl} = a_{onshore} - a_{offshore} \quad (4.56)$$

$$a_j = \frac{v^{0.25} U_{wj}^{0.5}}{w_s T_j^{0.75}} \exp \left[ - \left( \frac{U_{w,crsf}}{U_{wj}} \right)^2 \right] \quad (4.57)$$

όπου

$j$ = δείκτης, ο οποίος υποδεικνύει την κατεύθυνση (onshore για την κατεύθυνση προς την ακτή ή offshore για την κατεύθυνση προς τα ανοιχτά και αντιστοιχεί στο πρώτο  $T_c$  ή το δεύτερο  $T_t$  ήμισυ της περιόδου) και αντικαθίσταται από το  $c$  ή  $t$ .

$U_{wj}$ = η μέση τετραγωνική τιμή (rms) της ταχύτητας (του συνδυασμού κύματος και ρεύματος) κατά τη διάρκεια του διαστήματος  $T_c$  ή  $T_t$ , ανάλογα με τον δείκτη  $j$  που χρησιμοποιείται.

Η επιρροή της κρίσιμης τιμής της ταχύτητας κύματος  $U_{w,crsf}$  είναι εκθετική συνάρτηση, έτσι ώστε να επιτρέπει ένα περιθώριο λάθους, χωρίς να επηρεάζει σημαντικά την τιμή της παραμέτρου  $a_j$ . Με άλλα λόγια μία μεταβολή στην τιμή της ταχύτητας αλλάζει την τιμή της παραμέτρου  $a_j$  κατά ελάχιστα. Η  $U_{w,crsf}$  υπολογίζεται με βάση την εργασία των Chan et al., (1972, βλ. εξ. 4.46)

Το αιωρούμενο ιζημα υπολογίζεται με βάση τους Camemen και Larson (Camemen και Larson, 2006b, 2007):

$$\begin{cases} q_{ss,w} = U_{cw,net} \frac{c_R \varepsilon}{w_s} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{w_s h}{\varepsilon} \right) \right] \\ q_{ss,n} = U_c \sin \varphi \frac{c_R \varepsilon}{w_s} \left[ 1 - \exp \left( - \frac{w_s h}{\varepsilon} \right) \right] \end{cases} \quad (4.58)$$

όπου

$c_R$ = συγκέντρωση αναφοράς στον πυθμένα

$\varepsilon$ = συντελεστής διάχυσης του ιζήματος (diffusivity)

$U_{cw,net}$ = μέση ταχύτητα ρεύματος ( $U_{cw,net}=U_c$  για ένα σταθερό ρεύμα)

Η συγκέντρωση αναφοράς δίνεται από την εξίσωση (με βάση την ανάλυση των Camemen et al.,2005 και των Camemen και Larson 2007):

$$c_R = 3.51^{-3} \exp(-0.3d_*) \theta_{cw,m} \exp\left(-4.5 \frac{\theta_{cr}}{\theta_{cw}}\right) \quad (4.59)$$

όπου

$d_*$  = αδιάστατο μέγεθος κόκκων που είναι ίσο με:

$$d_* = \sqrt[3]{(s-1)g/v^2 d_{50}}$$

Η διάχυση (diffusivity)  $\varepsilon$  του ιζήματος συνδέεται με τη συνολική απώλεια της ενέργειας, η οποία είναι το άθροισμα της απώλειας της ενέργειας λόγω θραύσης ( $D_b$ ) συν την απώλεια της ενέργειας εξαιτίας της τριβής πυθμένα που οφείλεται στην κίνηση ρεύματος ( $D_c$ ) και κύματος ( $D_w$ ):

$$\varepsilon = \left( \frac{k_c^3 D_c + k_w^3 D_w + k_b^3 D_b}{\rho} \right)^{1/3} h \quad (4.60)$$

όπου

$k_b$  = σταθερά που συνδέεται με την ποσότητα ενέργειας που διαχέεται λόγω θραύσης και παίρνει συνήθως την τιμή 0.01

$D_b = \bar{D}$  (βλ. σχέση 4.44)

Η απώλεια ενέργειας λόγω της τριβής, που αναπτύσσεται στον πυθμένα συνδέεται με τη διατμητική ταχύτητα με τους εξής τύπους:

$$D_c = \tau_c u_{*c} \quad (4.61)$$

$$D_w = \tau_w u_{*w} \quad (4.62)$$

όπου

$u_{*c}$  = διατμητική ταχύτητα που οφείλεται αποκλειστικά στην ύπαρξη του ρεύματος.

$u_{*w}$  = διατμητική ταχύτητα που οφείλεται αποκλειστικά στην ύπαρξη του κύματος.

Η σχέση 4.61 αναφέρεται στην απώλεια ενέργειας εξαιτίας της δράσης του ρεύματος, ενώ η σχέση 4.62 στην απώλεια ενέργειας λόγω του κύματος. Οι δύο εξισώσεις αποκλίνουν ελαφρώς από την τυπική εξίσωση που περιγράφει τη διάχυση της ενέργειας



λόγω του κύματος ή του ρεύματος. Έτσι με βάση την ευρέως διαδεδομένη θεωρία της ανάμιξης (mixing length theory) η απώλεια ενέργειας είναι ίση με το γινόμενο μίας δύναμης επί την ταχύτητα (μέση ταχύτητα του ρεύματος ή του κύματος). Ωστόσο, η χρήση της διατμητικής ταχύτητας (που οφείλεται στο ρεύμα ή στο κύμα) οδηγεί στο ίδιο περίπου αποτέλεσμα:

$$\varepsilon_c = k_c \left( \frac{D_c}{\rho} \right)^{1/3} \quad h = k_c \left( \frac{\tau_c u_{*c}}{\rho} \right)^{1/3} \quad h = k_c \cdot u_{*c} \cdot h \quad (4.63)$$

$$\varepsilon_w = k_w \left( \frac{D_w}{\rho} \right)^{1/3} \quad h = k_w \left( \frac{\tau_c u_{*c}}{\rho} \right)^{1/3} \quad h = k_w \cdot u_{*w} \cdot h \quad (4.64)$$

όπου

$\varepsilon_c$  και  $\varepsilon_w$  = συντελεστής διάχυσης ιζήματος που οφείλεται στο ρεύμα και στο κύμα αντίστοιχα

Οι σταθερές  $k_c$  και  $k_w$  συνδέονται με τον αριθμό Schmidt. Υποθέτοντας ότι ισχύει το παραβολικό προφίλ Rouse για την κάθετη διάχυση (diffusivity) ιζήματος οι μέσες τιμές κατά βάθος γράφονται:

$$k_i = \frac{C_i \sigma_i}{6} \kappa \quad (4.65)$$

$i$  = δείκτης ο οποίος αντικαθίσταται με το  $c$  ή το  $w$  ανάλογα με το αν αντιστοιχεί στο ρεύμα ή στο κύμα

$\sigma_i$  = αριθμός Schmidt που αντιστοιχεί στο ρεύμα ή στο κύμα και είναι ο λόγος της τυρβώδους διάχυσης (eddy diffusivity) προς τον συντελεστή του κάθετου τυρβώδους ιξώδους (eddy viscosity)  $\nu_v$ .

$\kappa$  = σταθερά von Karman

$C_i$  = είναι μία σταθερά που προκύπτει από τη χρονική ολοκλήρωση υποθέτοντας ότι το κύμα είναι ημιτονοειδές ( $C_c=1$  για ρεύμα και  $C_w=2/\pi$  για κύμα).

Ο αριθμός Schmidt  $\sigma_i$  δίνεται από τον τύπο:

$$\sigma_i = \begin{cases} A_1 + A_2 \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{w_s}{u_{*,cw}} \right), & \alpha v \frac{w_s}{u_{*,cw}} \leq 1 \\ 1 + (A_1 + A_2 - 1) \sin^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{u_{*,cw}}{w_s} \right), & \alpha v \frac{w_s}{u_{*,cw}} > 1 \end{cases} \quad (4.66)$$

όπου

$A_1=0.4, A_2=3.5$  στην περίπτωση που έχουμε μόνο σταθερό ρεύμα

$A_1=0.15, A_2=1.5$  στην περίπτωση που έχουμε μόνο κύμα

Στην περίπτωση που έχουμε αλληλεπίδραση ρεύματος κύματος χρησιμοποιείται ένας σταθμευμένος μέσος όρος για τον αριθμό Schmidt:

$$\sigma_{cw} = X_t \sigma_c + (1 - X_t) \sigma_w$$

όπου

$$X_t = \theta_c / (\theta_c + \theta_w)$$

$\theta_c$  = παράμετρος Shields για το ρεύμα

$\theta_w$  = παράμετρος Shields για το κύμα

Το καθαρό ρεύμα  $U_{cw,net}$  ορίζεται με τρόπο παρόμοιο όπως ο καθαρός αριθμός Shields  $\theta_{cw,net}$  ώστε να λαμβάνεται υπόψη η ασυμμετρία κύματος και η διαφορά φάσης στο αιωρούμενο ίζημα εξαιτίας της δράσης των αμμοκυματίων:

$$U_{cw,net} = (1 - a_{pl,s}) U_{cw,on} - (1 + a_{pl,s}) U_{cw,off} \quad (4.67)$$

όπου

$a_{pl,s}$  = σταθερά που περιγράφει την επιρροή της διαφοράς φάσης στο αιωρούμενο ίζημα

$U_{cw,j}$  = τιμή της ταχύτητας (ρεύμα + κύμα) κατά τη διάρκεια του διαστήματος  $T_c$  ή  $T_t$ , ανάλογα με τον δείκτη  $j$  που χρησιμοποιείται. Ο δείκτης αυτός αντικαθίσταται με onshore ή offshore ανάλογα με την κατεύθυνση

$$a_{pl,s} = a_{s,onshore} - a_{s,offshore}$$

$$a_{s,j} = 0.7 \left( \frac{U_{cw,j}}{w_s} \right)^{0.5} \left( \frac{\eta_r}{T_{wj} w_s} \right)^{0.25} \exp \left[ - \left( \frac{P_{WR,cr}}{P_{WR}} \right)^2 \right] \quad (4.68)$$

$$P_{WR} = \eta_r / d_{50}$$

$\eta_f$  = ύψος αμμοκυμάτιου (βλ. σχέσεις 3.21, 3.22, παρ. 3.2.2)

Το  $P_{WR}$  αποτελεί την παράμετρο τυρβώδους αιώρησης που έχει προταθεί από τους van der Werf και Ribberink (2004) για την πρόβλεψη της κατεύθυνσης της καθαρής μεταφοράς ιζήματος. Η κρίσιμη τιμή της παραμέτρου αυτής είναι  $P_{WR}=100$ .

Όλες οι παραπάνω εξισώσεις έχουν συγκριθεί με πειραματικά αποτελέσματα και έχει βρεθεί ότι τα αποτελέσματα τους είναι πολύ καλά (Camenen and Larson (2005a, b; 2006a, b; 2008) . Ωστόσο, παρουσιάζεται κάποια διασπορά στα αποτελέσματα, ενώ οι αβεβαιότητες που εισάγονται είναι σημαντικές (που αφορούν κυρίως στον ορισμό από τους διάφορους ερευνητές της έναρξης της κίνησης του οριακού στρώματος, δημιουργώντας έτσι ορισμένες ασάφειες για τα πειραματικά αποτελέσματα με τα οποία έγινε η σύγκριση). Εξάλλου, πρέπει να σημειωθεί ότι τα φαινόμενα που περιγράφουν (η έναρξη της ροής οριακού στρώματος και η επίδραση της διαφοράς φάσης) εμφανίζονται κάπως απότομα, γεγονός που δημιουργεί επιπλέον δυσκολίες κατά τη βαθμονόμηση ενός μοντέλου.

#### 4.4 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ

Οι προβλέψεις των μοντέλων μεταφοράς ιζήματος 1 (παρ. 4.3.1) και 2 (παρ. 4.3.2) συγκρίνονται με τα πειραματικά δεδομένα των Wang et al. (2002). Τα μοντέλα αυτά έχουν συνδυαστεί με το μοντέλο Boussinesq (βλ. κεφ. 3), το οποίο δίνει τις υδροδυναμικές πληροφορίες, που εισάγονται στα μοντέλα μεταφοράς ιζήματος

Τα πειράματα των Wang et al. (2002) αφορούν στην πρόσπτωση κυματισμών κατάδυσης (plunging breakers) και υπερχειλίσης (spilling breakers) πάνω σε μία ακτή, της οποίας το προφίλ ισορροπίας ορίζεται από την εξίσωση:

$$d=0.07 \cdot x^{2/3}$$

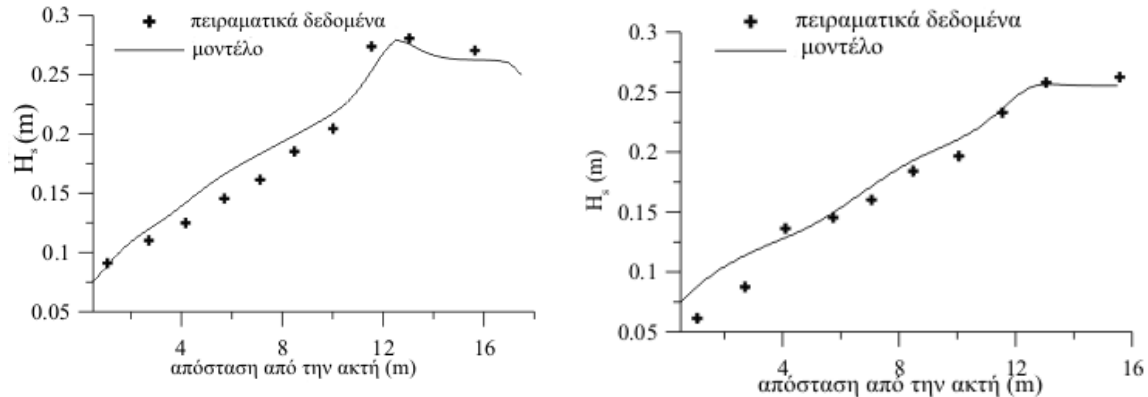
όπου

$x$ = οριζόντια απόσταση από την ακτή

Οι κυματικές συνθήκες και στις δύο περιπτώσεις αποτελούνται από μη μονοχρωματικά κύματα, που έχουν τη μορφή του φάσματος TMA με συντελεστή  $\gamma=3.3$ . Το φάσμα TMA βασίζεται στο φάσμα JONSWAP (βλ. παρ. 3.4.1) με τη διαφορά ότι το TMA αναφέρεται σε ρηχά νερά, ενώ το JONSWAP σε βαθιά νερά. Στην περίπτωση των κυματισμών κατάδυσης το σημαντικό ύψος και η περίοδος αιχμής είναι  $H_s=0.23\text{m}$  και  $T_p=3.0\text{s}$  αντίστοιχα, ενώ στην περίπτωση των κυματισμών υπερχειλίσης είναι  $H_s=0.25\text{m}$  και  $T_p=1.5\text{s}$ . Η ακτή που κατασκευάστηκε αποτελούνταν από ίζημα με χαρακτηριστική διάμετρο  $d_{50}=0.15\text{mm}$ , ενώ η πρόσπτωση των κυματισμών σε βάθος  $d=0.9\text{m}$  έγινε υπό γωνία  $10^\circ$ . Επίσης πρέπει να τονιστεί ότι αρχικά πριν ξεκινήσουν οι μετρήσεις, η ακτή εκτέθηκε στην επίδραση των κυματισμών, που προσέπιπταν κάθετα στην ακτή ( $\theta=0^\circ$ ) για ένα χρονικό διάστημα, ώσπου να επέλθει ισορροπία. Αυτό το προφίλ ισορροπίας χρησιμοποιήθηκε ως προφίλ εκκίνησης των μετρήσεων.

Στο σχήμα 4.7 φαίνεται η σύγκριση των σημαντικών υψών κύματος  $H_s$ , που προέκυψαν από το μοντέλο Boussinesq με τις πειραματικές τιμών των Wang et al. (2002). Για τους κυματισμούς κατάδυσης είναι πολύ καλή η προσομοίωση στη ζώνη αναρρίχησης, αλλά παρατηρείται μία μικρή απόκλιση στο εσωτερικό της ζώνης απόσβεσης (surf zone). Αντίθετα, για τους κυματισμούς υπερχειλίσης η προσομοίωση είναι πολύ καλή σε όλη

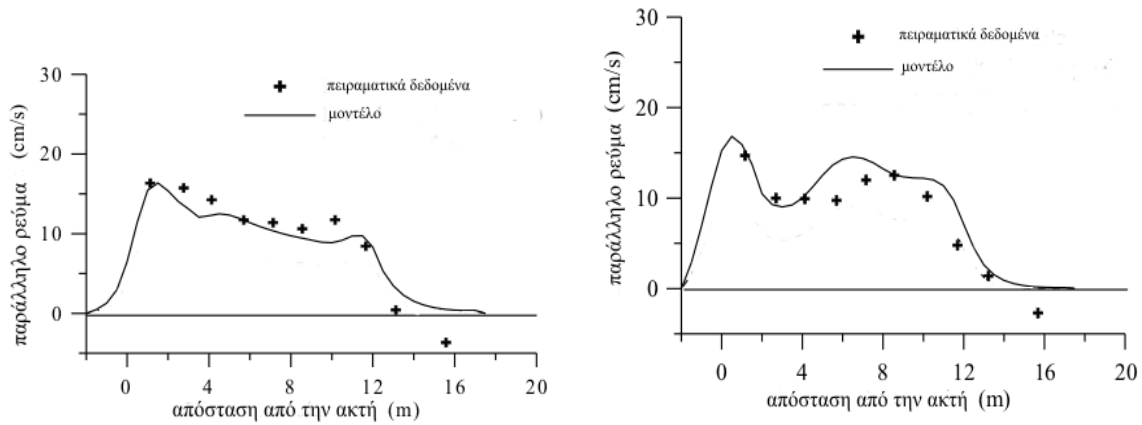
την περιοχή μελέτης, εκτός από τη ζώνη αναρρίχησης, όπου το μοντέλο υπερεκτιμά τα ύψη κύματος. Γενικά, πάντως τα αποτελέσματα του μοντέλου Boussinesq όσον αφορά τα σημαντικά ύψη κύματος είναι πολύ καλά.



Σχήμα 4.7: Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων των Wang et al. (2002) με τα αποτελέσματα του μοντέλου Boussinesq για τα σημαντικά ύψη κύματος. Στο αριστερό σχήμα γίνεται η σύγκριση για τους κυματισμούς κατάδυσης και στο δεξί σχήμα για τους κυματισμούς υπερχειλίσης

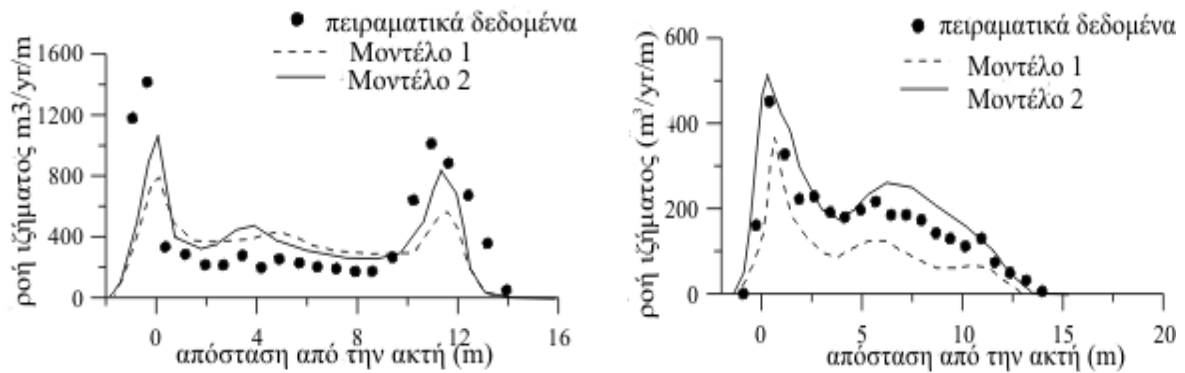
Στο σχήμα 4.8 απεικονίζονται οι συγκρίσεις των ταχυτήτων των ρευμάτων του πειράματος και του μοντέλου Boussinesq και για τις δύο περιπτώσεις (κυματισμούς κατάδυσης και υπερχειλίσης). Οι ταχύτητες των κυματογενών ρευμάτων προέκυψαν από την αριθμητική ολοκλήρωση των στιγμιαίων ταχυτήτων. Είναι φανερό ότι σύμφωνα με τα πειραματικά δεδομένα μέσα στη ζώνη αναρρίχησης παρατηρείται μία κορυφή (μεγιστοποίηση) στις ταχύτητες των ρευμάτων τόσο στην περίπτωση των κυματισμών κατάδυσης όσο και σε αυτήν των κυματισμών υπερχειλίσης, η οποία προσομοιώνεται πολύ καλά από τα μοντέλα. Επιπλέον, γενικότερα το μοντέλο περιγράφει ικανοποιητικά τις ταχύτητες των ρευμάτων, αν και στους κυματισμούς υπερχειλίσης εμφανίζει μεγαλύτερη απόκλιση. Ωστόσο, πρέπει να σημειωθεί ότι και στις δύο περιπτώσεις είναι πολύ καλή η περιγραφή του ρεύματος κυρίως στη ζώνη θραύσης και αναρρίχησης.

Στο σχήμα 4.9 φαίνεται η σύγκριση μεταξύ των πειραματικών δεδομένων και των αποτελεσμάτων των μοντέλων για τις παράλληλες ροές ιζήματος και για τα δύο μοντέλα. Τα μοντέλα (και ειδικά το Μοντέλο 2) προβλέπουν πολύ καλά τις ποσότητες των ιζημάτων που μεταφέρονται στην περίπτωση των κυματισμών υπερχειλίσης.



Σχήμα 4.8: Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων των Wang et al. (2002) με τα αποτελέσματα των μοντέλων για τις ταχύτητες των ρευμάτων. Στο αριστερό σχήμα γίνεται η σύγκριση για τους κυματισμούς κατάδυσης και στο δεξί σχήμα για τους κυματισμούς υπερχειλίσης

Στην περίπτωση των κυματισμών κατάδυσης, σημειώνεται απόκλιση κυρίως στη ζώνη αναρρίχησης. Εξαιτίας της ροής λεπτού οριακού στρώματος και της τύρβης που δημιουργείται στην καμπύλη της κορυφής του καταδυόμενου κύματος (βλ. παρ. 2.4), παρατηρείται στα πειράματα ένα μέγιστο της μεταφερόμενης ποσότητας ιζήματος πολύ κοντά στην ακτή (στη ζώνη αναρρίχησης). Με τα μοντέλα επιτυγχάνεται η ικανοποιητική πρόβλεψη του μέγιστου αυτού ως μέγεθος, αν και η απόσταση από την ακτή είναι ελαφρώς μεγαλύτερη στα αποτελέσματα των μοντέλων.



Σχήμα 4.9: Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων των Wang et al. (2002) με τα αποτελέσματα των μοντέλων για τις ροές ιζήματος. Στο σχήμα αριστερά γίνεται η σύγκριση για τους κυματισμούς κατάδυσης και στο σχήμα δεξιά για τους κυματισμούς υπερχειλίσης

Γενικότερα, εκείνο που παρατηρείται είναι ότι η ροή ιζήματος στους καταδυόμενους κυματισμούς είναι μεγαλύτερη σε σχέση με τους κυματισμούς υπερχειλίσης γεγονός το οποίο οφείλεται στην μεγαλύτερη διάρκεια της αναρρίχησης (για τους καταδυόμενους κυματισμούς).

Τέλος εκείνο που πρέπει να τονιστεί είναι ότι και στις δύο περιπτώσεις η περιγραφή της ροής του ιζήματος είναι ικανοποιητική, ιδιαίτερα από το Μοντέλο 2. Το Μοντέλο 2 επιτυγχάνει ορθή, ποιοτική και ποσοτική, πρόβλεψη στη ζώνη θραύσης και στη ζώνη αναρρίχησης, όπου συνήθως εμφανίζονται οι μεγαλύτερες αποκλίσεις.

Συνοπτικά από τις παραπάνω συγκρίσεις που πραγματοποιηθήκαν με τη χρήση των μοντέλων προκύπτουν τα εξής συμπεράσματα, :

- Η απώλεια του ύψους κύματος στη ζώνη θραύσης προσομοιώνεται ικανοποιητικά από το παρόν κυματικό μοντέλο Boussinesq
- Το μοντέλο Boussinesq επιτυγχάνει επίσης ικανοποιητική πρόβλεψη του κυματογενούς ρεύματος όχι μόνο στη ζώνη θραύσης αλλά και στη ζώνη αναρρίχησης.
- Στη στερεομεταφορά συνυπολογίζεται η ζώνη αναρρίχησης, σχετικά απλά χωρίς την ανάγκη υιοθέτησης διαφορετικών προσεγγίσεων.
- Τα μοντέλα (και ιδιαίτερα το Μοντέλο 2) επιτυγχάνουν την ικανοποιητική ποσοτική πρόβλεψη της ροής ιζήματος ειδικά και στις ζώνες θραύσης και αναρρίχησης.

Συνεπώς, στις παρακάτω εφαρμογές, για την εκτίμηση της στερεομεταφοράς στην παράκτια ζώνη, θα χρησιμοποιείται το Μοντέλο 2.

## **5 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΣΕ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ ΜΕ ΣΤΕΨΗ ΠΑΝΩ ΑΠΟ ΤΗ ΣΤΑΘΜΗ ΤΗΣ ΘΑΛΑΣΣΑΣ**

### **5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ**

Η χρήση των παράλληλων κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας (που ανήκουν στις ‘σκληρές μεθόδους’), για την προστασία της ακτής έχει παρατηρηθεί και μελετηθεί σε πολλές περιπτώσεις στο παρελθόν. Ιδιαίτερα στις ΗΠΑ (Dally & Pope, 1986; Pope & Dean, 1987; Rosati, 1990; Rosati, Gravens, & Chasten, 1992), αλλά και στη Ιαπωνία (Kaji, et. al., 1989; Uda, 1988) καθώς και στην Ευρώπη (Berenguer & Enriquez, 1988, Barber & Davies, 1985; Cooper et al., 1996, King et al., 1996) οι έρευνες και οι εφαρμογές των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας ως μέθοδοι προστασίας είναι αρκετές. Αντίθετα, οι βυθισμένοι κυματοθραύστες χρησιμοποιούνται κατά της διάβρωσης μόνο τα τελευταία χρόνια (βλ. παρ. 1.1.2). Για αυτό, η βιβλιογραφία, τα πειράματα και οι εφαρμογές τους είναι σχετικά περιορισμένα.

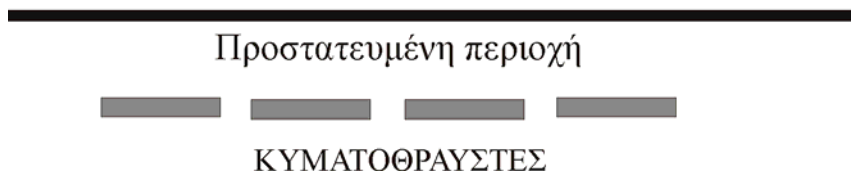
Τόσο οι βυθισμένοι όσο και οι κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας, που βρίσκονται σε απόσταση από την ακτή κατασκευάζονται με στόχο τη διάχυση της κυματικής ενέργειας που φτάνει στην ακτή και τη συσσώρευση ιζήματος στην προστατευμένη περιοχή πίσω από αυτούς. Οι κυματισμοί προσπίπτοντας στους κυματοθραύστες χάνουν σημαντικό μέρος της ενέργειάς τους. Οι διατάξεις που χρησιμοποιούνται είναι είτε ένας κυματοθραύστης ή πολλοί σε σειρά τοποθετημένοι παράλληλα στην ακτή όπως φαίνεται στο σχήμα 5.1. Φυσικά, στην περίπτωση των ΒΚ η ενέργεια που φτάνει τελικά στην ακτή είναι περισσότερη, λόγω της χαμηλής τους στέψης. Το γεγονός αυτό επηρεάζει την κυκλοφορία που σημειώνεται στην



Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

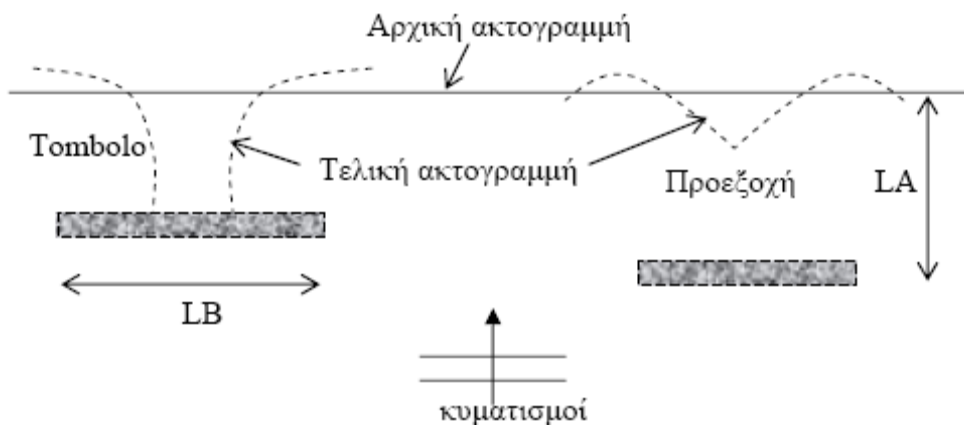
προστατευμένη περιοχή καθώς και τη μεταφορά του ιζήματος, η οποία διαφοροποιείται σε σχέση με τους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας.

## ΑΚΤΗ



Σχήμα 5.1: Κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας τοποθετημένοι παράλληλα προς την ακτή.

Όπως και οι ΒΚ, οι συμβατικοί κυματοθραύστες δημιουργούν στη 'σκιά' τους μια προστατευμένη περιοχή όπου παγιδεύεται ιζήμα και προκαλείται προσάμμωση, με αποτέλεσμα να σχηματιστεί μία προεξοχή (salient), για σχετικά μεγάλους λόγους  $LA/LB$  ( $LA$  = απόσταση από την ακτή,  $LB$  = μήκος κατασκευής) ή tombolo για μικρούς λόγους  $LA/LB$  (Σχήμα 5.2). Η διαφορά μεταξύ των δύο είναι ότι το tombolo είναι μία προεξοχή που εκτείνεται μέχρι τον κυματοθραύστη. Τα φαινόμενα αυτά σχετίζονται άμεσα με τη μορφή των κυματογενών ρευμάτων που δημιουργούνται.



Σχήμα 5.2: Δημιουργία προεξοχής (salient) ή tombolo (Καραθανάση, 2004)

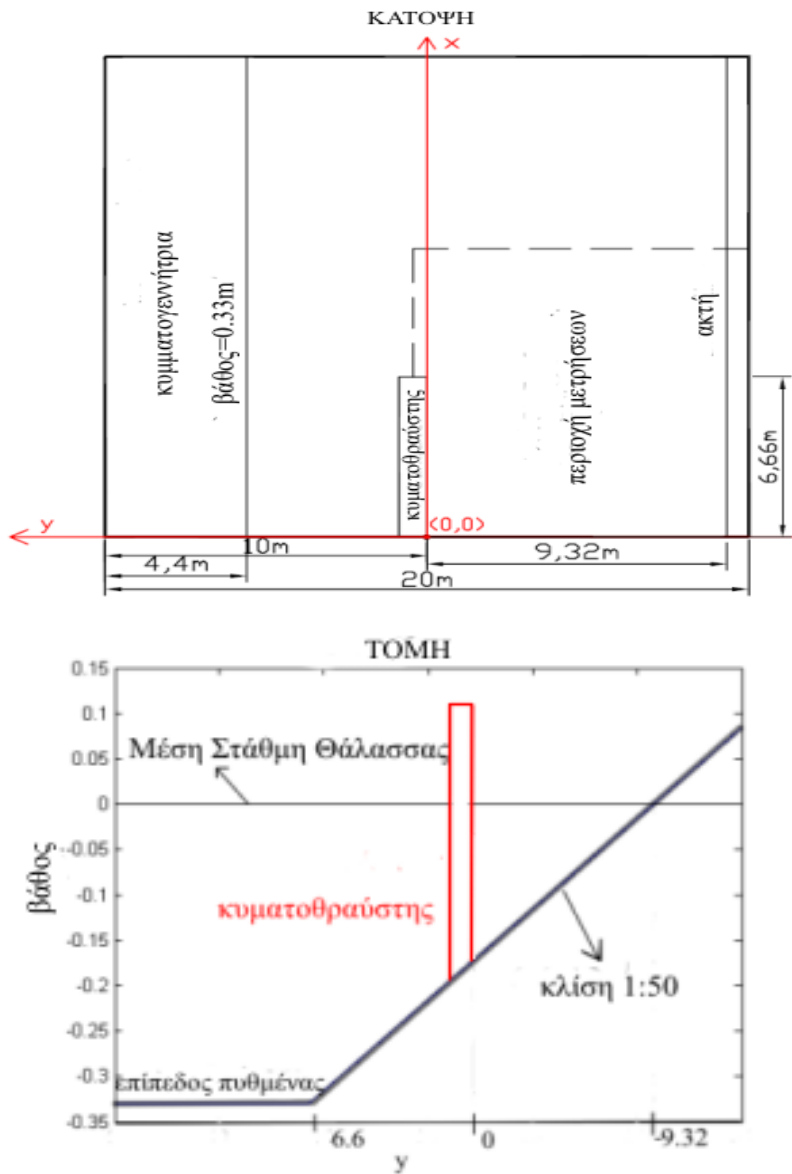
Εξαιτίας όλων των παραπάνω ομοιοτήτων καθώς και λόγω της έλλειψης πειραματικών δεδομένων που αφορούν τους ΒΚ, τα αποτελέσματα των αριθμητικών μοντέλων θα συγκριθούν καταρχήν με πειράματα με κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας. Έτσι για την πιστοποίηση των μοντέλων χρησιμοποιούνται:

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

- Δεδομένα, των Hamm και Mory (1995), που αφορούν υδροδυναμικές διεργασίες και
- Δεδομένα, των Ming και Chiew (2000), που αφορούν μορφοδυναμικές διεργασίες.

## 5.2 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ

Ο στόχος των Hamm και Mory (1995) ήταν να παρουσιάσουν πειραματικά δεδομένα που έχουν να κάνουν με υδροδυναμικές μετρήσεις, οι οποίες πραγματοποιήθηκαν σε μία τρισδιάστατη δεξαμενή.

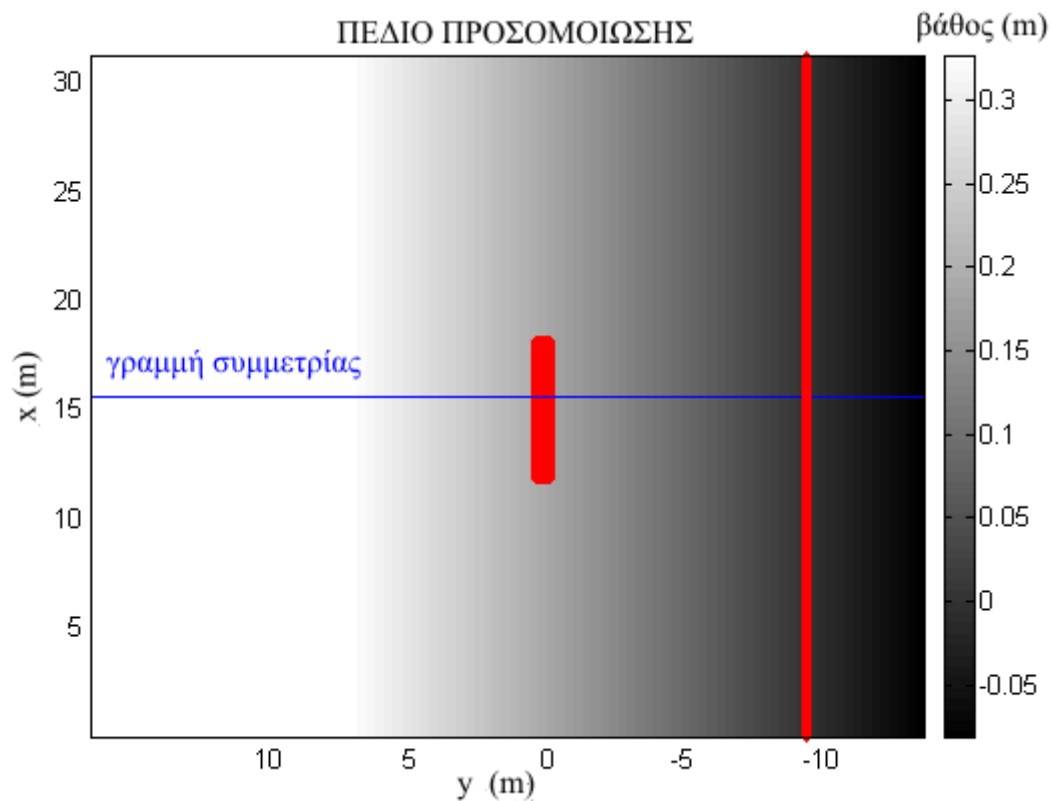


Σχήμα 5.3: Πειραματική διάταξη των Hamm και Mory σε κάτοψη (επάνω) και τομή (κάτω)

Η πειραματική διάταξη (σε κάτοψη και τομή) που χρησιμοποιήθηκε φαίνεται στο σχήμα 5.3. Περισσότερες λεπτομέρειες για το πείραμα και για τα δεδομένα που

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

συγκεντρώθηκαν βρίσκονται στις αναφορές που συντάχθηκαν στα πλαίσια του ερευνητικού προγράμματος ‘MAST II - G8 Coastal Morphodynamics’.



Σχήμα 5.4: Υπολογιστικός κάνναβος που χρησιμοποιήθηκε στο μοντέλο.

Η πειραματική διάταξη αποτελείται από έναν κυματοθραύστη παράλληλο προς την ακτή. Ουσιαστικά, η διάταξη περιλαμβάνει το μισό πεδίο (και το μισό κυματοθραύστη), θεωρώντας ότι το άλλο μισό είναι συμμετρικό. Αντίθετα, οι αριθμητικές προσομοιώσεις έγιναν θεωρώντας ολόκληρο το πεδίο (σχήμα 5.4). Ο κάνναβος που δημιουργήθηκε μπορεί να χωριστεί στα δύο από τη γραμμή συμμετρίας, η οποία είναι παράλληλη προς τον άξονα  $y$ . Ο άξονας ( $x$ ) στον κάνναβο έχει τοποθετηθεί με τον ίδιο τρόπο όπως και στο πείραμα (παράλληλα προς την ακτή), ενώ η περιοχή πάνω από τη γραμμή συμμετρίας ταυτίζεται με την περιοχή του πειράματος. Ο κυματοθραύστης και η ακτή είναι σημειωμένοι με κόκκινο στο σχήμα 5.4.

Στον πίνακα 5.1 συνοψίζονται οι παράμετροι των δύο μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν. Η κύρια διαφορά μεταξύ των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν βρίσκεται στην σχέση

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

που περιγράφει την τριβή του πυθμένα και παρουσιάζεται στην παράγραφο 3.2.2. Λόγω της ιδιαίτερης σημασίας της προσομοίωσης της τριβής πυθμένα στην ορθή εκτίμηση του παράκτιου κυματογενούς ρεύματος, οι σχέσεις των Karambas και Karathanassi (2004) (Μοντέλο 2-A) βελτιώθηκαν υιοθετώντας τις εκφράσεις των Kobayashi et al. (2007) (Μοντέλο 2-B).

Πίνακας 5.1: Παράμετροι των μοντέλων για την προσομοίωση του κυματοθραύστη με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

	<b>Μοντέλο 2-A</b> (Karambas and Karathanassi, 2004)	<b>Μοντέλο 2-B</b> (Kobayashi et al., 2007)
Χωρική διακριτοποίηση	$dx=dy=0.05m$	$dx=dy=0.05m$
Χρονική διακριτοποίηση	$dt=0.0025sec$	$dt=0.0025sec$
Θραύση	Kennedy et al. (2000), $\zeta_F=0.65 \sqrt{gd}$	Kennedy et al. (2000), $\zeta_F=0.65 \sqrt{gd}$
Τριβή πυθμένα	Karambas and Karathanassi, (2004)	Kobayashi et al.(2007)
Προσπίπτον κυματικό πεδίο	Μονοχρωματικά κύματα $H_o=0.08m, T=1.69 sec$	Μονοχρωματικά κύματα $H_o=0.08m, T=1.69 sec$

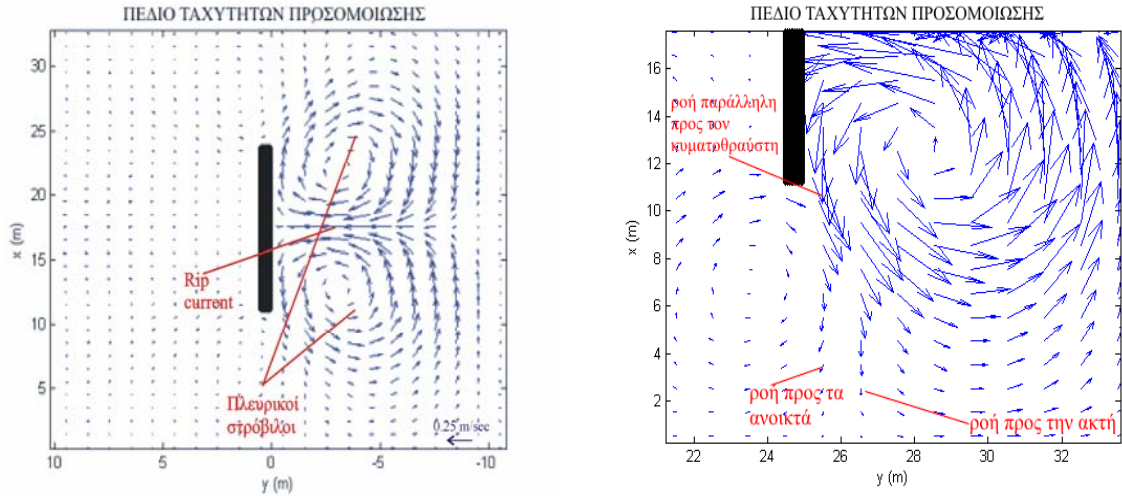
### 5.2.1 Ταχύτητες των ρευμάτων

Στο σχήμα 5.5 φαίνεται ότι το πεδίο ταχυτήτων, που προέκυψε από τις προσομοιώσεις, αποτελείται από ένα ρεύμα επιστροφής (tip current) στο κέντρο της προστατευμένης περιοχής και από 2 πλευρικούς στροβίλους. Πρόκειται δηλαδή για δύο ρεύματα παράλληλα προς την ακτή, που συναντώνται στο μέσο της προστατευμένης περιοχής (‘σκιάς’) σχηματίζοντας το ρεύμα επιστροφής, το οποίο κινείται με κατεύθυνση προς τα ανοικτά. Στη συνέχεια και πάλι η ροή διαχωρίζεται για να σχηματιστούν δύο ρεύματα παράλληλα προς τον κυματοθραύστη με κατεύθυνση έξω από την προστατευμένη περιοχή. Το πεδίο ταχυτήτων είναι συμμετρικό ως προς τη γραμμή συμμετρίας, που περνά από το κέντρο του κυματοθραύστη (βλ. σχήμα 5.4).

Τα πειράματα έγιναν σε μία δεξαμενή που αποτελούσε το ήμισυ του υπολογιστικού καννάβου, με αποτέλεσμα το πεδίο ταχυτήτων να έχει τη μορφή του σχήματος 5.6. Προφανώς οι μετρήσεις στο σχήμα 5.6 αναφέρονται στο κάτω ήμισυ του υπολογιστικού

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

πεδίου, το οποίο όμως είναι συμμετρικό με το επάνω κομμάτι (πάνω από τη γραμμή συμμετρίας), ενώ οι άξονες  $x$  και  $y$  έχουν διατηρηθεί ίδιοι με τον υπολογιστικό κάρναβο του σχήματος 5.4.



Σχήμα 5.5: Πεδίο ταχυτήτων που προέκυψε από τις προσομοιώσεις. Στο δεξί σχήμα εστιάζεται η περιοχή των πειραματικών μετρήσεων.

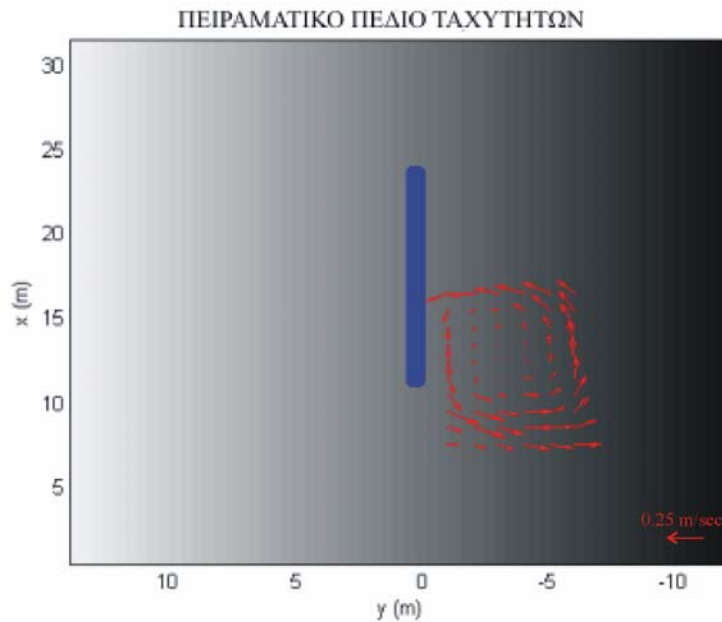
Είναι φανερό ότι ποιοτικά τα δύο πεδία (υπολογιστικό και πειραματικό) μοιάζουν κατά πολύ. Το υπολογιστικό πεδίο ταχυτήτων είναι επίσης ποιοτικά σύμφωνο με εκείνο που προέκυψε από τα πειράματα των Suh και Dalrymple (1987) καθώς και των Ming και Chiew (2000).

Η κύρια διαφορά, σε πρώτη εκτίμηση είναι ότι στο πειραματικό πεδίο των Hamm και Mory (HM) στο κέντρο του στρόβιλου οι ταχύτητες είναι πολύ μικρές, ενώ στο υπολογιστικό πεδίο είναι μεγαλύτερες. Για αυτό το ρεύμα επιστροφής είναι περιορισμένο σε μία στενή λωρίδα (στο πειραματικό πεδίο ταχυτήτων, βλ. σχήμα 5.6), ενώ υπάρχει μία περιοχή πίσω από τον κυματοθραύστη, όπου οι ταχύτητες των ρευμάτων είναι πρακτικά μηδενικές. Αντίθετα στις προσομοιώσεις οι στρόβιλοι που σχηματίζονται αριστερά και δεξιά από το ρεύμα επιστροφής καταλαμβάνουν όλο τον χώρο πίσω από τον κυματοθραύστη (βλ. σχήμα 5.5).

Μία άλλη παρατήρηση που αναφέρεται στις ταχύτητες που προέκυψαν από το μοντέλο είναι ότι στην άκρη του κυματοθραύστη (roundhead) το ρεύμα χωρίζεται και ένα μέρος

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

κατευθύνεται προς την ακτή δημιουργώντας το στρόβιλο, ενώ ένα άλλο μέρος κατευθύνεται προς τα ανοικτά (σχήμα 5.5 δεξιά). Η παρατήρηση αυτή έχει γίνει και από τους Suh και Dalrymple (1987), στα πρώτα πειράματα που πραγματοποιηθήκαν με κυματοθραύστες παράλληλους προς την ακτή. Στα πειράματα των Hamm και Mory δεν εμφανίζεται διότι η περιοχή μελέτης δε συμπεριλάμβανε και αυτό το κομμάτι του κυματοθραύστη (οι μετρήσεις τους αφορούσαν αποκλειστικά στην περιοχή μεταξύ του κυματοθραύστη και της ακτής).

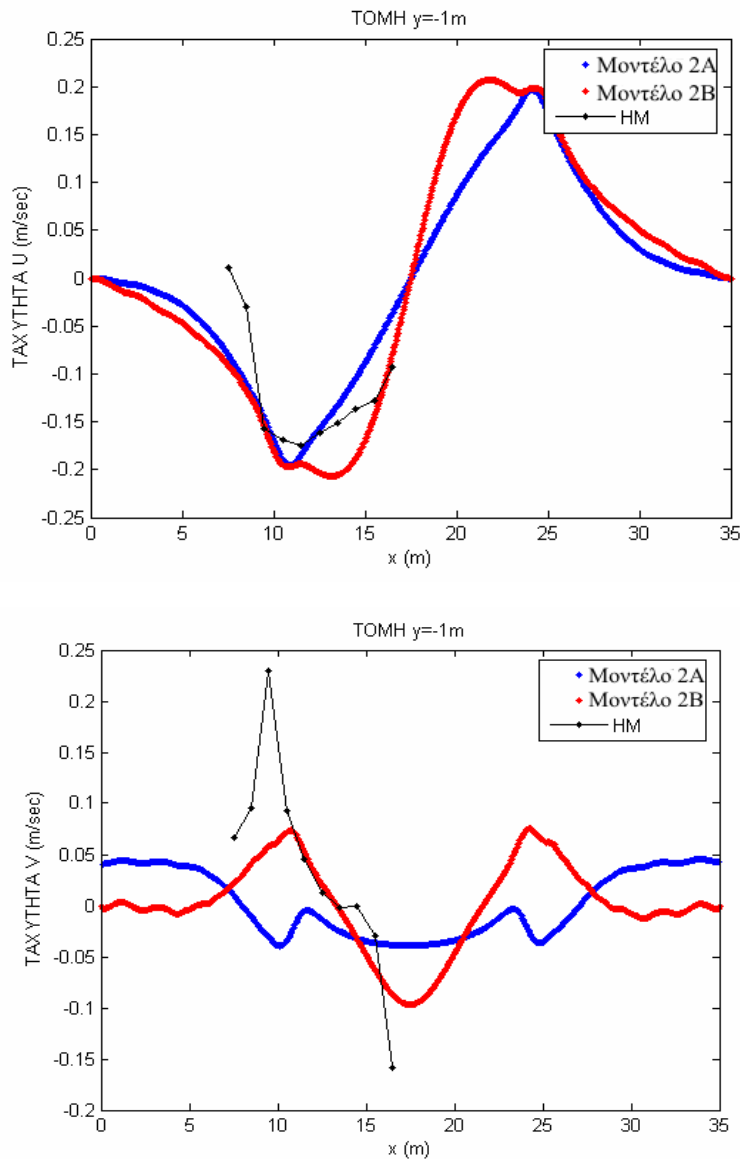


Σχήμα 5.6: Πεδίο ταχυτήτων που προέκυψε από τα πειράματα των Hamm Mory (HM)

Στα σχήματα 5.7-5.12 φαίνεται η ποσοτική σύγκριση των πειραματικών δεδομένων των HM με τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων. Η σύγκριση γίνεται ξεχωριστά για τις ταχύτητες παράλληλες προς την ακτή και τον κυματοθραύστη ( $u$ ) και για τις κάθετες ταχύτητες ( $v$ ) κατά μήκος διαφόρων τομών του πεδίου.

Οι τομές είναι παράλληλες προς τον άξονα  $x$  και επομένως παράλληλες και προς την ακτή. Ο άξονας  $y$  έχει τοποθετηθεί και αριθμηθεί με όμοιο τρόπο όπως στο πείραμα και στο μοντέλο (βλ. σχήματα 5.3-5.4). Η τομή  $y=-1$ m βρίσκεται πλησιέστερα στον κυματοθραύστη από ό,τι η τομή  $y=-6$ m, που βρίσκεται πιο κοντά στην ακτή. Σε όλα τα

σχήματα παρατηρείται η συμμετρία ως προς το κέντρο του άξονα x (από κει περνά η γραμμή συμμετρίας που φαίνεται στο σχήμα 5.4).

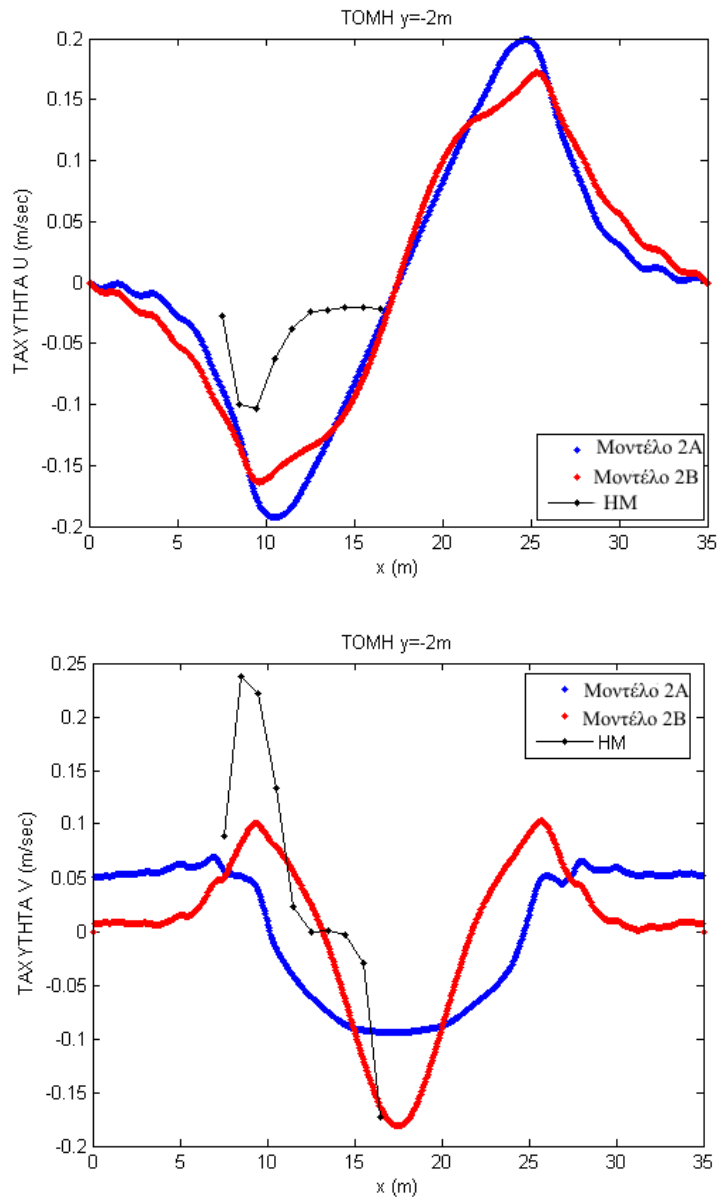


Σχήμα 5.7: Σύγκριση μεταξύ των ταχυτήτων των πειραματικών δεδομένων (HM) και των αποτελεσμάτων προσομοίωσης από τα δύο μοντέλα (Μοντέλα 2-A και 2-B) κατά μήκος της τομής  $y=-1\text{m}$

Η ταχύτητα ( $u$ ) που είναι παράλληλη προς την ακτή στις περισσότερες τομές παρουσιάζει μεγαλύτερες τιμές στο μοντέλο σε σχέση με το πείραμα. Το φαινόμενο είναι περισσότερο έντονο στην περιοχή που βρίσκεται πλησίον της γραμμής συμμετρίας ( $x=10-15\text{m}$ ), δηλαδή στα σημεία μέσα στην προστατευμένη περιοχή ('σκιά'). Πρέπει να

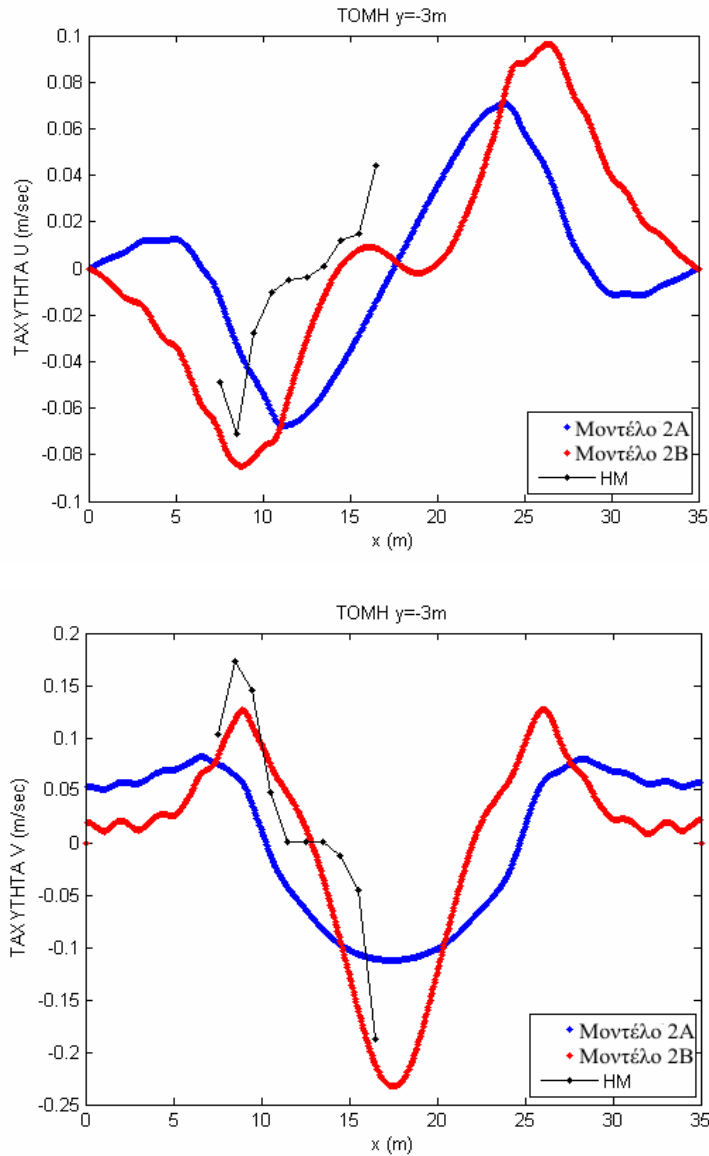


σημειωθεί όμως ότι δεν ισχύει το ίδιο στα σημεία ακριβώς πάνω στη γραμμή συμμετρίας. Η κάθετη ταχύτητα ( $v$ ) από την άλλη μεριά προβλέπεται με περισσότερη ακρίβεια από το μοντέλο ιδιαίτερα στο κέντρο του καννάβου. Στην περίπτωση αυτή το πρόβλημα εστιάζεται στην άκρη του καννάβου και επομένως εκτός της προστατευμένης ζώνης, όπου το πείραμα εμφανίζει μεγαλύτερες τιμές της ταχύτητας από το μοντέλο.



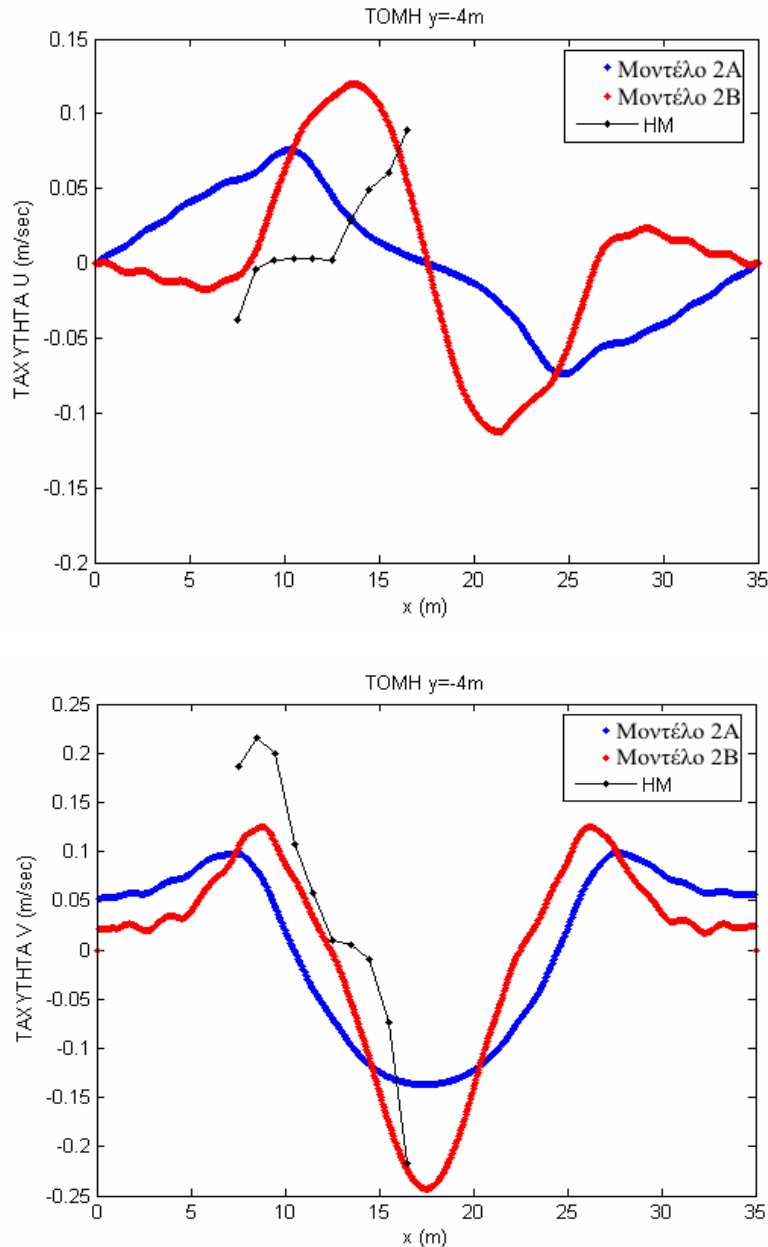
Σχήμα 5.8: Σύγκριση μεταξύ των ταχυτήτων των πειραματικών δεδομένων (HM) και των αποτελεσμάτων προσομοίωσης από τα δύο μοντέλα (Μοντέλα 2-A και 2-B) κατά μήκος της τομής  $y=-2m$

Όσον αφορά τις οριζόντιες ταχύτητες ( $u$ ) παρατηρείται ότι στις πρώτες τρεις τομές  $y=-1\text{m}$  έως  $y=-3\text{m}$ , οι μέγιστες τιμές τους βρίσκονται στον αρνητικό άξονα ενώ στις υπόλοιπες τρεις στον θετικό. Σε όλες τις περιπτώσεις όμως η μέγιστη τιμή παρουσιάζεται για  $x=10-15\text{m}$  (εκεί όπου εμφανίζονται και οι μεγαλύτερες αποκλίσεις μεταξύ μοντέλου και πειράματος). Μάλιστα καθώς οι τομές πλησιάζουν προς την ακτή η μέγιστη ταχύτητα  $u$  μετακινείται προς το κέντρο του καννάβου.



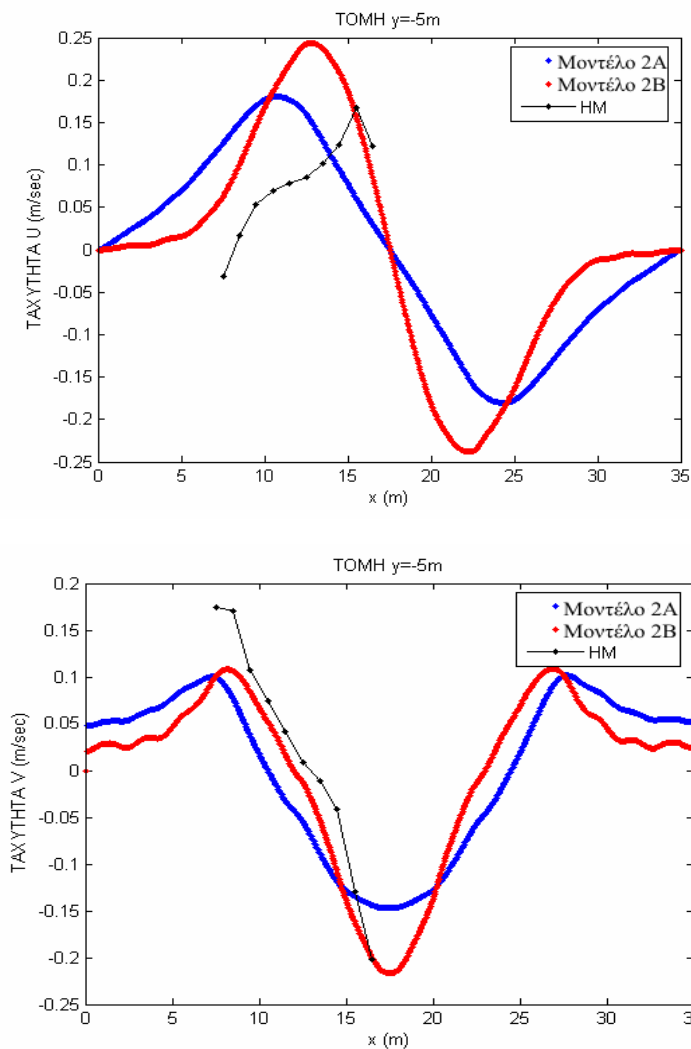
Σχήμα 5.9: Σύγκριση μεταξύ των ταχυτήτων των πειραματικών δεδομένων (HM) και των αποτελεσμάτων προσομοίωσης από τα δύο μοντέλα (Μοντέλα 2-A και 2-B) κατά μήκος της τομής  $y=-3\text{m}$

Οι ποσοτικές αυτές τάσεις των οριζόντιων ταχυτήτων εμφανίζονται τόσο στο πείραμα όσο και στο μοντέλο, πράγμα που σημαίνει ότι το μοντέλο είναι σε θέση να κάνει πολύ καλές ποσοτικές προβλέψεις της  $u$ , αν και δε μπορεί να εκτιμήσει με μεγάλη ακρίβεια τις μέγιστες τιμές.



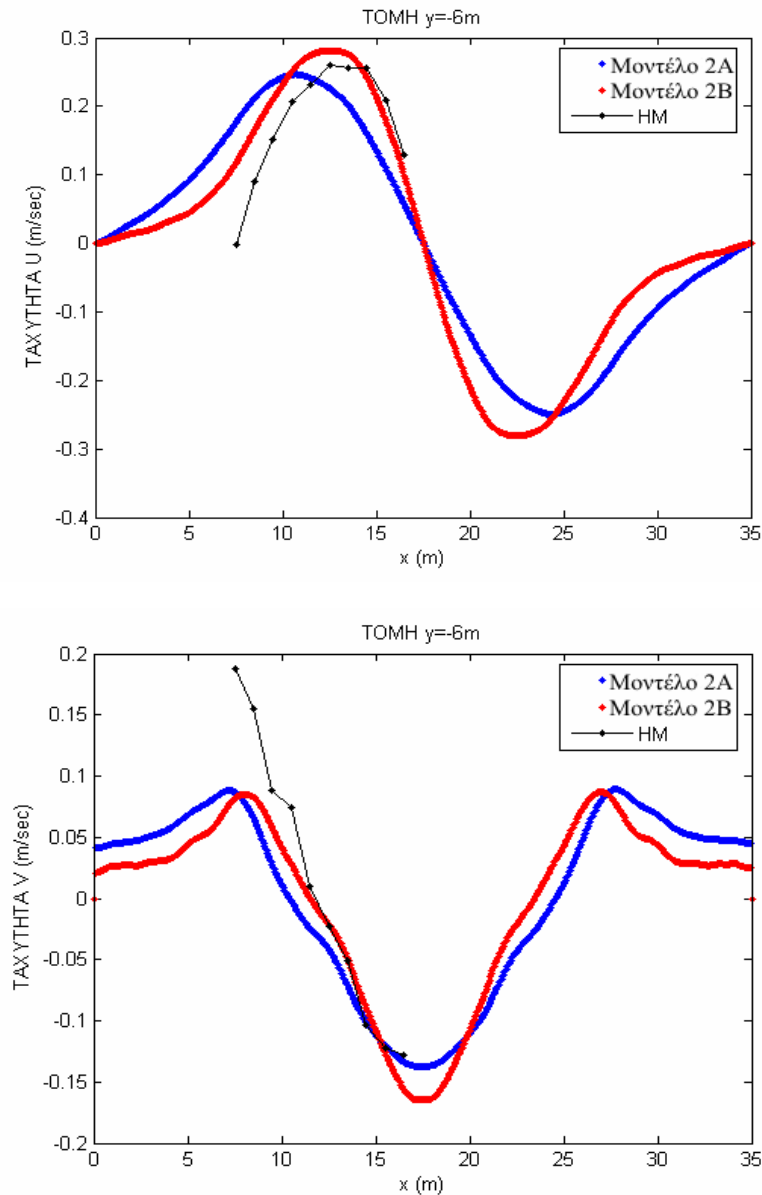
Σχήμα 5.10: Σύγκριση μεταξύ των ταχυτήτων των πειραματικών δεδομένων (HM) και των αποτελεσμάτων προσομοίωσης από τα δύο μοντέλα (Μοντέλα 2-A και 2-B) κατά μήκος της τομής  $y=-4m$

Η αρνητική μέγιστη εγκάρσια ταχύτητα ( $v$ ) παρατηρείται σε όλες τις τομές στο κέντρο ακριβώς του άξονα  $x$  (που σημαίνει ότι έχει φορά από την ακτή προς τον κυματοθραύστη). Το φαινόμενο αυτό συνδέεται άμεσα με το ρεύμα επιστροφής (rip current) και χαρακτηρίζει τόσο το πείραμα όσο και το μοντέλο. Ωστόσο στο πείραμα εμφανίζεται σε όλες τις τομές και μία πολύ μεγάλη θετική τιμή, γεγονός που δεν ισχύει για το μοντέλο. Επομένως, ποσοτικά το μοντέλο δεν είναι σε θέση να προβλέψει ικανοποιητικά το πολύ ισχυρό ρεύμα που σχηματίζεται εκτός της προστατευμένης ζώνης και έχει φορά προς την ακτή.



Σχήμα 5.11: Σύγκριση μεταξύ των ταχυτήτων των πειραματικών δεδομένων (HM) και των αποτελεσμάτων προσομοίωσης από τα δύο μοντέλα (Μοντέλα 2-A και 2-B) κατά μήκος της τομής  $y=-5m$

Γενικά, το Μοντέλο 2-B (με τους νέους τύπους των Kobayashi et al. (2007) για την τριβή του πυθμένα) έδωσε πολύ καλύτερα αποτελέσματα σε σύγκριση με το υφιστάμενο Μοντέλο 2-A. Η καλύτερη πρόβλεψη εμφανίζεται και στην τομή  $y=-6m$ , που βρίσκεται πολύ κοντά στην ακτή και συνδέεται με τα δύο ισχυρά παράλληλα ρεύματα που συγκλίνουν στη μέση για να τροφοδοτήσουν το ρεύμα επιστροφής (rip current).



Σχήμα 5.12: Σύγκριση μεταξύ των ταχυτήτων των πειραματικών δεδομένων (HM) και των αποτελεσμάτων προσομοίωσης από τα δύο μοντέλα (Μοντέλα 2-A και 2-B) κατά μήκος της τομής  $y=-6m$

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

Επιπλέον, η σύγκριση μεταξύ των τιμών και του πειράματος έγινε με βάση τη συνάρτηση λάθους, η οποία δίνεται από τη σχέση:

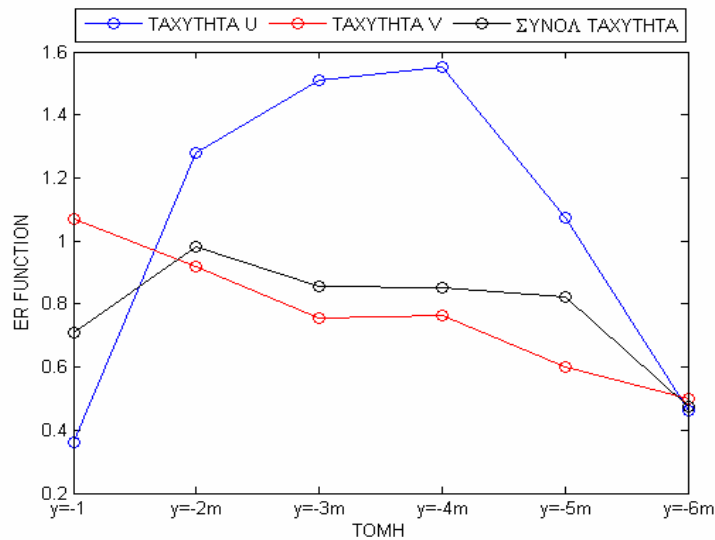
$$e = \left[ \frac{\sum_{i=1}^N (n_{μετρ_i} - n_{προβλ_i})^2}{\sum_{i=1}^N n_{μετρ_i}^2} \right]^{1/2}$$

όπου

$n_{μετρ_i}$  = ποσότητα που έχει μετρηθεί πειραματικά στο σημείο  $i$

$n_{προβλ_i}$  = ποσότητα που έχει προκύψει από τις προσομοιώσεις στο σημείο  $i$

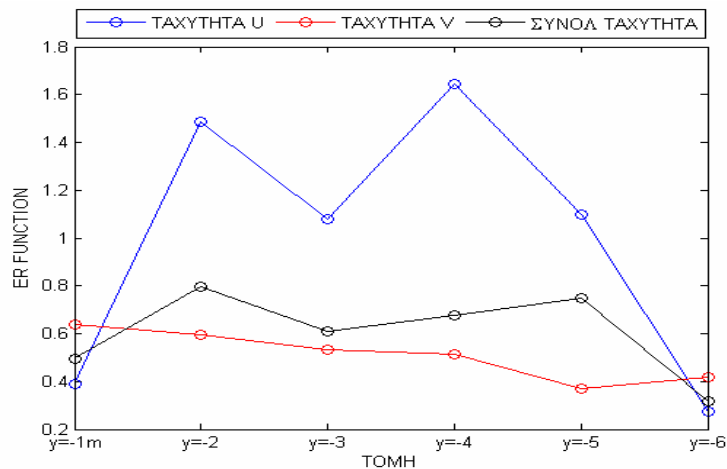
Η τιμή της συνάρτησης για τέλεια συμφωνία μεταξύ του πειράματος και του μοντέλου είναι 0.



Σχήμα 5.13: Τιμές της συνάρτησης λάθους για το Μοντέλο 2-A

Στο διάγραμμα των τιμών της συνάρτησης λάθους φαίνονται οι ποσοτικές τάσεις της απόκλισης που εμφανίζει το Μοντέλο 2-A και το Μοντέλο 2-B σε σχέση με το πείραμα, επιβεβαιώνοντας όσα έχουν αναφερθεί ως τώρα. Η γενική εικόνα (συνολική ταχύτητα,  $U_{total} = \sqrt{U^2 + V^2}$ ) είναι πολύ καλή ειδικά για το Μοντέλο 2-B, ενώ καθώς οι τομές μετακινούνται προς την ακτή βελτιώνεται ακόμη περισσότερο.

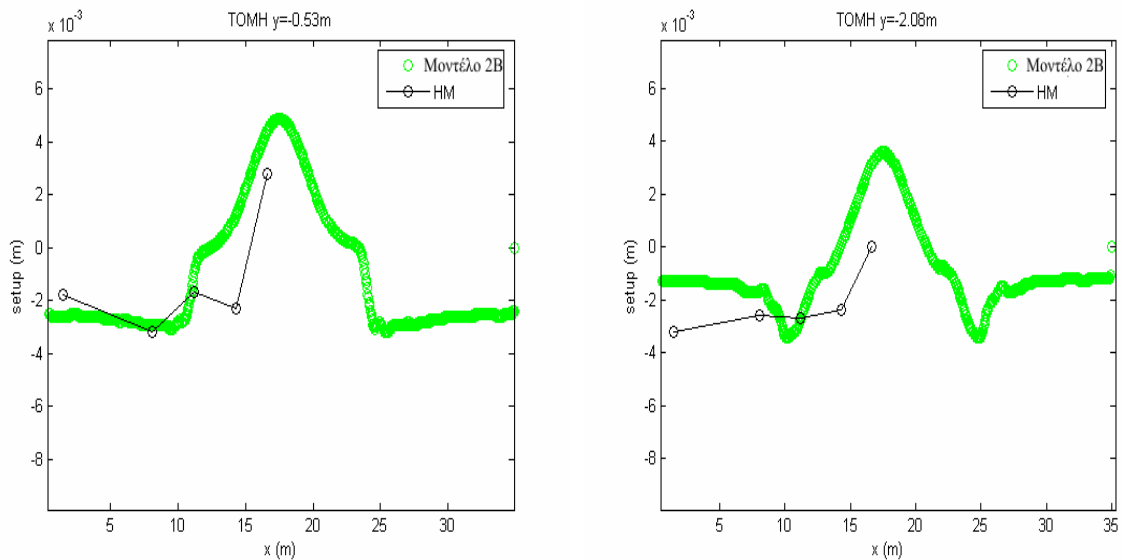
Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας



Σχήμα 5.14: Τιμές της συνάρτησης λάθους για το μοντέλο για το Μοντέλο 2-B.

### 5.2.2 Ανύψωση της Μέσης Στάθμης Θάλασσας

Στα επόμενα διαγράμματα παρουσιάζεται η ΜΣΘ (Μέση Στάθμη Θάλασσας) που μετρήθηκε στο πείραμα καθώς και εκείνη που προέκυψε από τις προσομοιώσεις. Οι μετρήσεις αυτές έγιναν σε διαφορετικά σημεία από τις μετρήσεις της ταχύτητας.

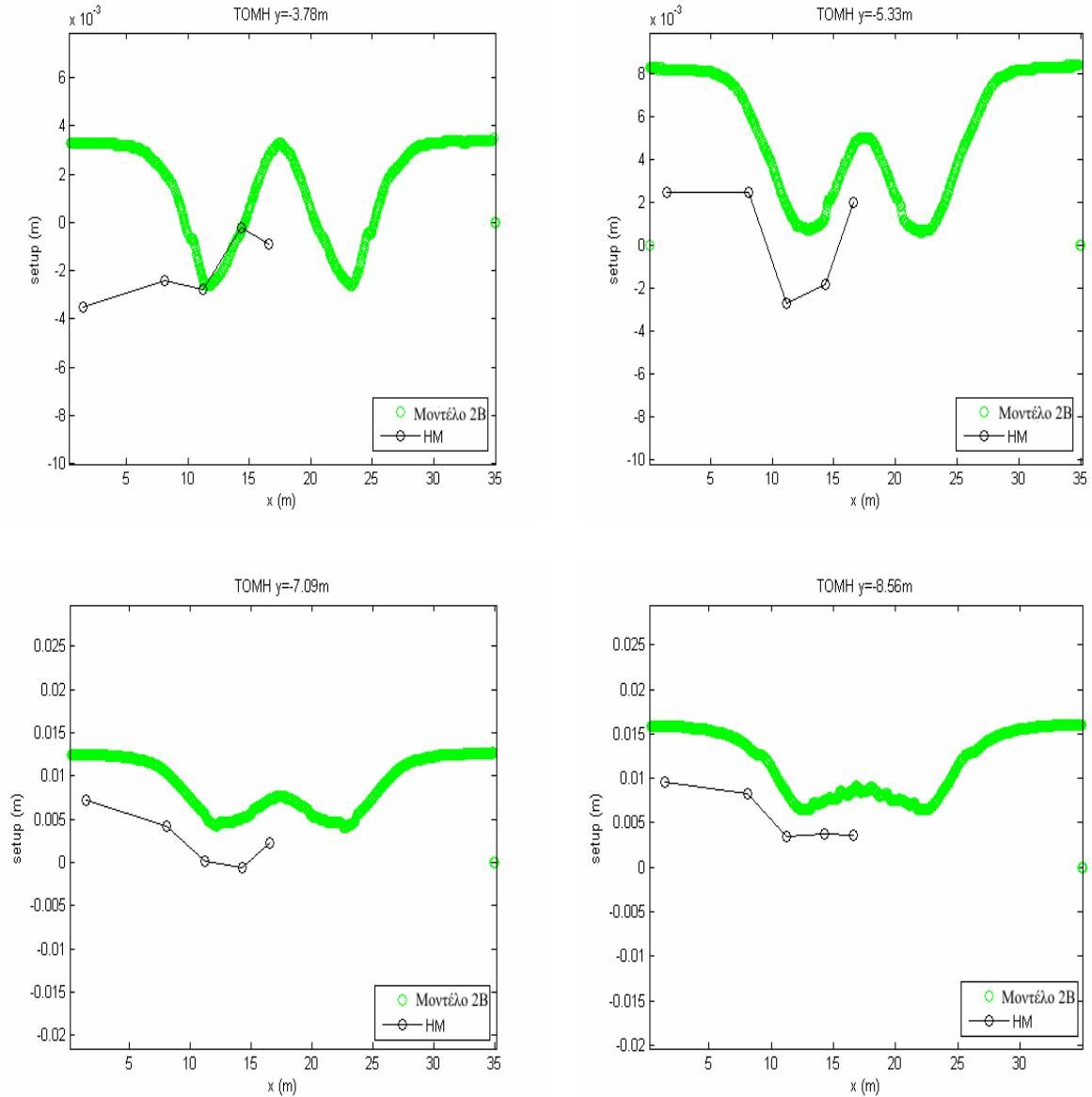


Σχήμα 5.15: Σύγκριση των τιμών της ΜΣΘ του πειράματος με τις τιμές του Μοντέλου 2-B σε διάφορες τομές κατά μήκος της ακτής.

Επιπλέον πρέπει να τονιστεί ότι στα διαγράμματα φαίνεται μόνο η ΜΣΘ που υπολογίστηκε με τη βοήθεια του Μοντέλου 2-B, διότι στα αποτελέσματα του Μοντέλου

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέγη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

2-A οι αποκλίσεις ήταν αρκετά μεγάλες και δυσκόλευαν την οπτικοποίηση της συνολικής εικόνας. Από το σημείο αυτό και στην υπόλοιπη εργασία όταν γίνεται αναφορά στο μοντέλο Boussinesq εννοείται το Μοντέλο 2-B.

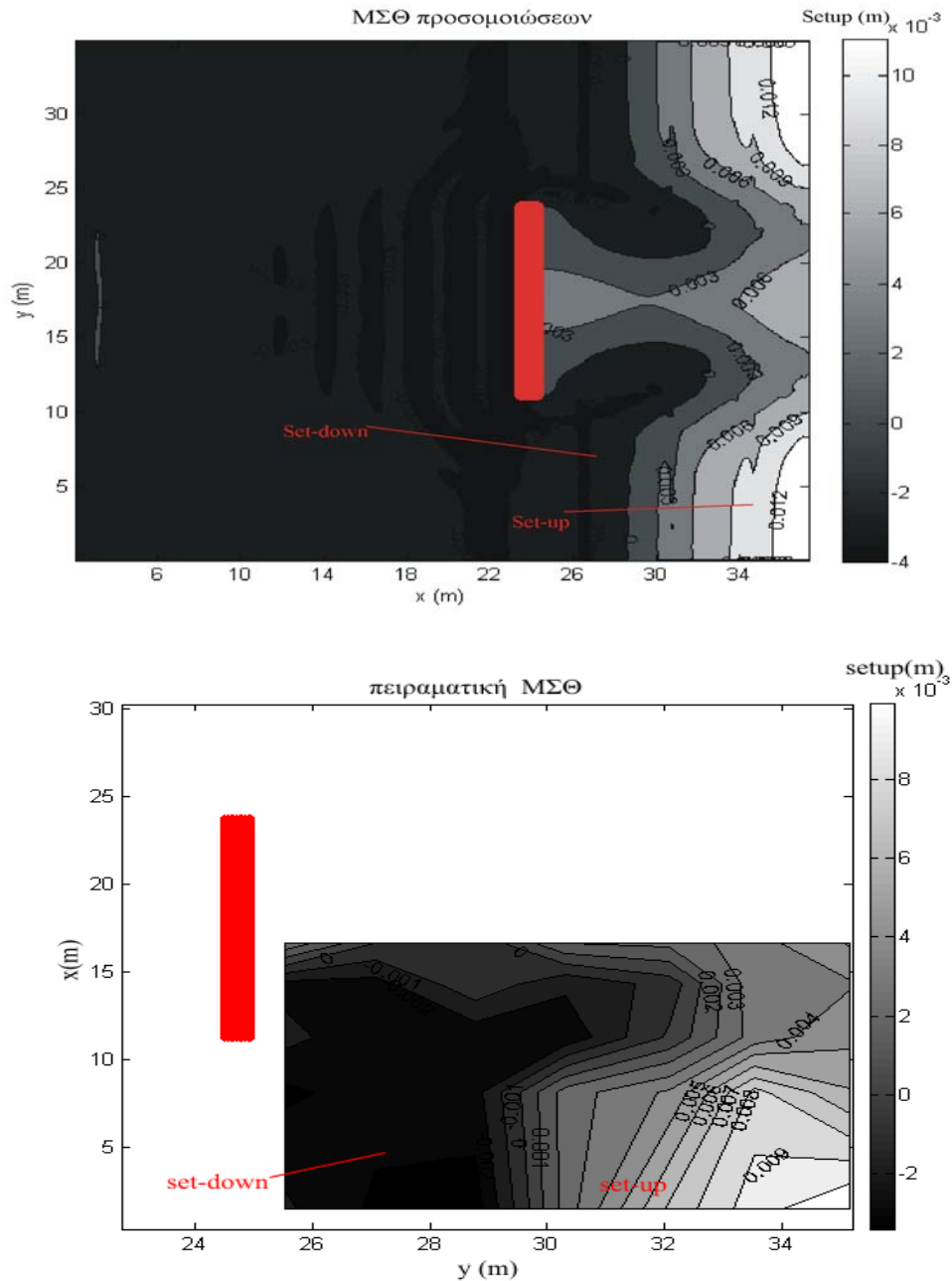


Σχήμα 5.16: Σύγκριση των τιμών της ΜΣΘ του πειράματος με τις τιμές του Μοντέλου 2-B σε διάφορες τομές κατά μήκος της ακτής.

Στα διαγράμματα φαίνεται ότι οι τιμές του μοντέλου είναι μεγαλύτερες από τις τιμές των πειραμάτων. Επιπλέον, καθώς οι τομές μετακινούνται προς την παραλία οι αποκλίσεις μεγαλώνουν.



Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας



Σχήμα 5.17: ΜΣΘ που προέκυψε από το Μοντέλο 2-B (επάνω) και από το πείραμα (κάτω). Για το επάνω σχήμα το βήμα είναι 0.003m και για το κάτω σχήμα το βήμα των ισοϋψών είναι 0.001m

Γενικά, το μοντέλο είναι σε θέση να κάνει ικανοποιητικές ποιοτικές εκτιμήσεις, γεγονός που φαίνεται και από το σχήμα 5.17. Τα υπολογιστικά και πειραματικά αποτελέσματα συμφωνούν εμφανίζοντας σε κάποιο σημείο εκτός της προστατευμένης ζώνης ταπεινώση

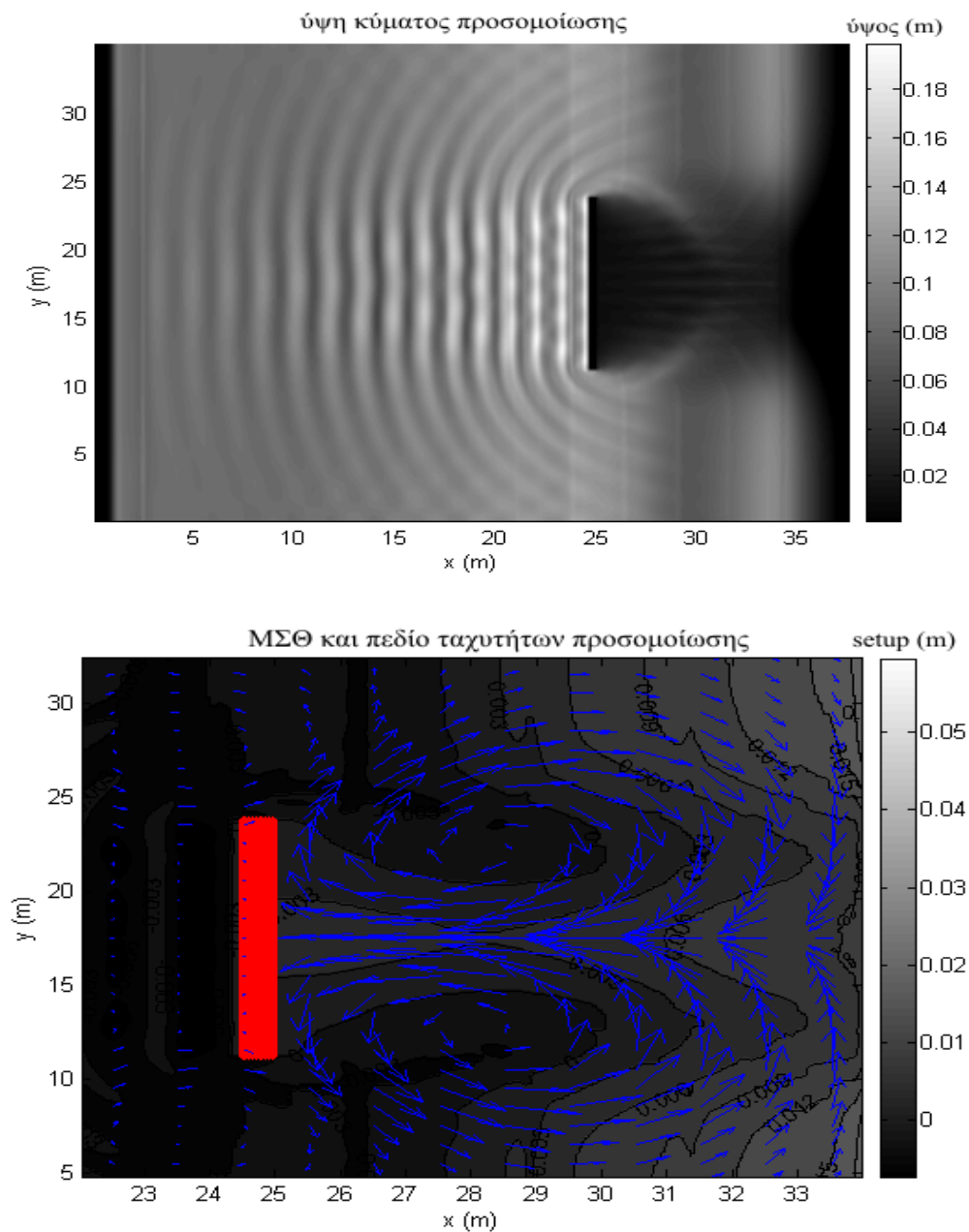
Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

στη ΜΣΘ. Αλλά, καθώς μετακινούμαστε προς την ακτή και παραμένοντας εκτός της σκιάς του κυματοθραύστη αρχίζει η ΜΣΘ να αυξάνεται. Η αύξηση αυτή είναι μεγαλύτερη από την αύξηση στην προστατευμένη ζώνη (γεγονός που ισχύει τόσο για το μοντέλο όσο και για το πείραμα). Το φαινόμενο αυτό οφείλεται προφανώς στη διαφορά του ύψους κύματος εντός και εκτός της προστατευμένης ζώνης του κυματοθραύστη.

Στο σχήμα 5.18 φαίνονται τα ύψη κύματος που έχουν προκύψει από την προσομοίωση, όπου είναι προφανές ότι στη σκιά του κυματοθραύστη το ύψος είναι μικρότερο. Στο ίδιο σχήμα, παρουσιάζεται το πεδίο ταχυτήτων ταυτόχρονα με τη ΜΣΘ. Παρατηρούμε ότι τα διανύσματα των ταχυτήτων κοντά στην ακτή και παράλληλα με αυτή σχετίζονται με βαθμίδες της ΜΣΘ. Η ΜΣΘ είναι μεγαλύτερη στην μη προστατευόμενη περιοχή από ότι στη 'σκιά' της κατασκευής. Η διαφορά αυτή είναι η αιτία δημιουργίας του παράκτιου κυματογενούς ρεύματος παράλληλα στην ακτή. Το ρεύμα αυτό συγκλίνει με το συμμετρικό του και τροφοδοτεί το ρεύμα επιστροφής (rip current), το οποίο, λόγω της παρουσίας της κατασκευής αλλάζει κατεύθυνση δημιουργώντας τον στρόβιλο.

Συμπερασματικά, φαίνεται ότι το βελτιωμένο (ως προς την προσομοίωση της τριβής πυθμένα) μαθηματικό μοντέλο Boussinesq δίνει ικανοποιητικές εκτιμήσεις των ταχυτήτων των ρευμάτων αλλά και της ΜΣΘ.

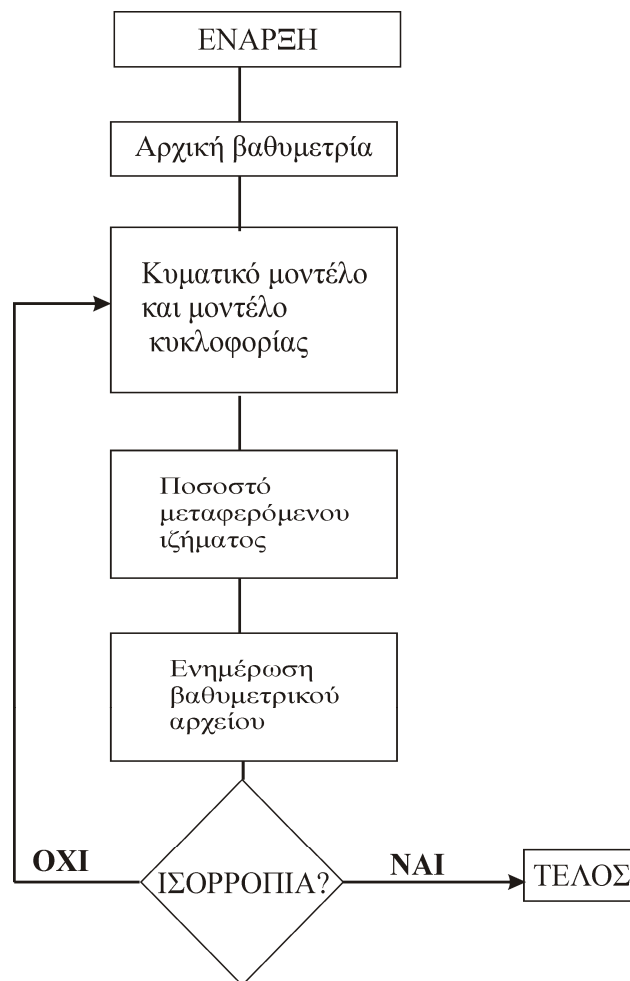
Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέγη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας



Σχήμα 5.18: Ύψη κύματος του μοντέλου (επάνω) και συνδυασμός της ΜΣΘ με τα διανύσματα των ταχυτήτων (κάτω σχήμα).

### 5.3 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ ΜΟΡΦΟΔΥΝΑΜΙΚΑ ΔΕΔΟΜΕΝΑ

Για την πιστοποίηση του μοντέλου όσον αφορά τις μορφοδυναμικές παράκτιες διεργασίες χρησιμοποιούνται οι πειραματικές μετρήσεις από τους Ming και Chiew (2000).



Σχήμα 5.19: Διάγραμμα ροής των μοντέλων που χρησιμοποιήθηκαν για τις προσομοιώσεις

Η προσομοίωση των πειραματικών συνθηκών έγινε με βάση το διάγραμμα ροής που φαίνεται στο παραπάνω σχήμα 5.19. Κατά την έναρξη της προσομοίωσης εισάγεται η αρχική βαθυμετρία στο μοντέλο Boussinesq, που αποτελεί ένα ενιαίο μοντέλο και υπολογίζει συγχρόνως το κυματικό πεδίο καθώς και το πεδίο ταχυτήτων των ρευμάτων (περισσότερες πληροφορίες για το μοντέλο βρίσκονται στο κεφάλαιο 3). Στη συνέχεια τα υδροδυναμικά δεδομένα (πεδίο ταχυτήτων, ύψος κύματος, κ.τ.λ.) εισάγονται στο

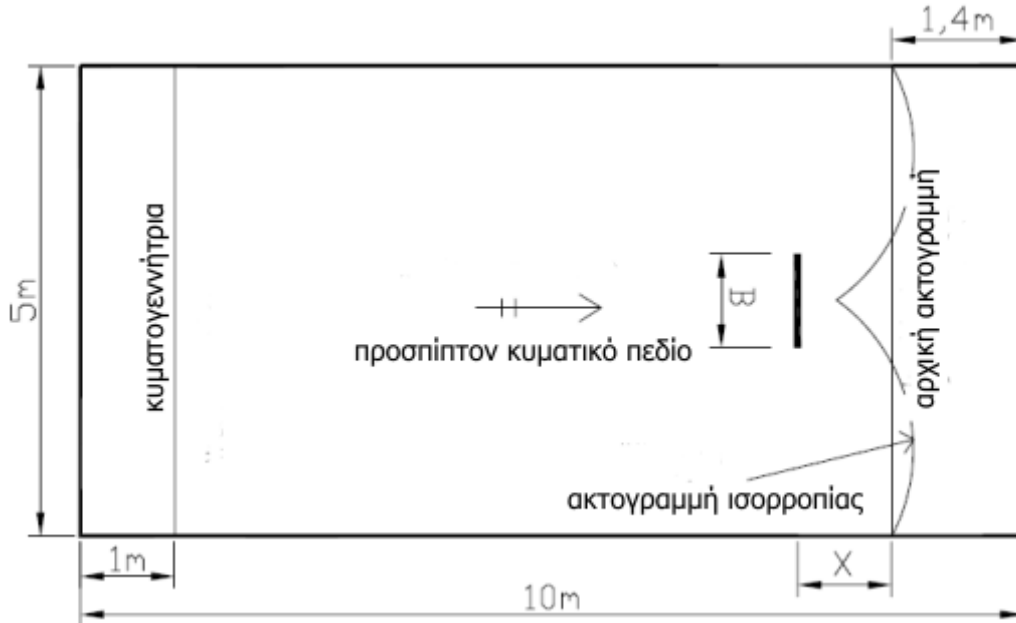
μοντέλο μεταφοράς ιζήματος για να υπολογιστεί η ποσότητα του μεταφερόμενου ιζήματος. Με βάση τις ποσότητες του μεταφερόμενου ιζήματος γίνεται η ενημέρωση του βαθυμετρικού αρχείου, το οποίο (νέο ενημερωμένο αρχείο) στη συνέχεια εισάγεται ξανά στο μοντέλο Boussinesq και έτσι οι υπολογισμοί ξεκινούν από την αρχή. Η διαδικασία αυτή των επαναλαμβανόμενων προσομοιώσεων λήγει στο σημείο εκείνο, όπου έχει επέλθει ισορροπία στο σύστημα, δηλαδή στο σημείο όπου τα δύο διαδοχικά βαθυμετρικά αρχεία που έχουν προκύψει δε διαφέρουν ουσιαστικά. Η ισορροπία σημαίνει ότι πλέον ο κυματοθραύστης δεν επηρεάζει τη βαθυμετρία της παράκτιας περιοχής και οι ποσότητες του ιζήματος που μεταφέρονται είναι πρακτικά μηδαμινές. Το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος που εφαρμόστηκε περιγράφεται στην παράγραφο 4.3.2 και βασίζεται στην έρευνα των Camenen και Larson (2006) (Μοντέλο 2-B). Ωστόσο η χρήση και του Μοντέλου 1 δεν έδωσε σημαντικές διαφορές.

Εδώ αξίζει να σημειωθεί ότι για την εκτέλεση των προσομοιώσεων, οι απαιτήσεις σε υπολογιστική ισχύ είναι πολύ μεγάλες. Για τον λόγο αυτό, η συνολική διαδικασία μπορεί να κρατήσει δύο βδομάδες ή και παραπάνω (βλ. παρ. 3.5).

Οι Ming και Chiew (2000) πραγματοποίησαν μία σειρά από πειράματα που αφορούσαν την μεταφορά ιζήματος στις περιοχές πίσω από μονούς κυματοθραύστες (single detached breakwaters) παράλληλους προς την ακτή. Η ακτή της πειραματικής τους διάταξης αποτελούνταν από ομοιόμορφα διαβαθμισμένη άμμο με μέση διάμετρο κόκκου  $D_{50} = 0.25$  mm. Στην ακτή προσέπιπταν κάθετα μονοχρωματικά κύματα που αντιστοιχούσαν σε θραυόμενους κυματισμούς κατάδυσης (plunging breakers). Η πειραματική διάταξη φαίνεται στο σχήμα 5.20. Πριν την εγκατάσταση της κατασκευής στη δεξαμενή, είχε εκτελεστεί ένα προκαταρκτικό πείραμα διάρκειας 5-12 ωρών. Αποτέλεσμα του πειράματος αυτού ήταν να μεταβληθεί το προφίλ της ακτής ακτογραμμής και να δημιουργηθεί το 'προφίλ ισορροπίας'. Η εγκατάσταση του κυματοθραύστη και η επίσημη έναρξη του πειράματος έγιναν μετά από την αποκατάσταση της ισορροπίας στην παραλία.

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

Ο στόχος της έρευνας των Ming και Chiew (2000) ήταν διερεύνηση της επίδρασης του μήκους  $B$  του κυματοθραύστη (βλ. σχήμα 5.20) και της απόστασης  $X$  (βλ. σχήμα 5.20) από την ακτή στην εξέλιξη της μορφολογίας της ακτής.



Σχήμα 5.20: Πειραματική διάταξη των Ming και Chiew (2000)

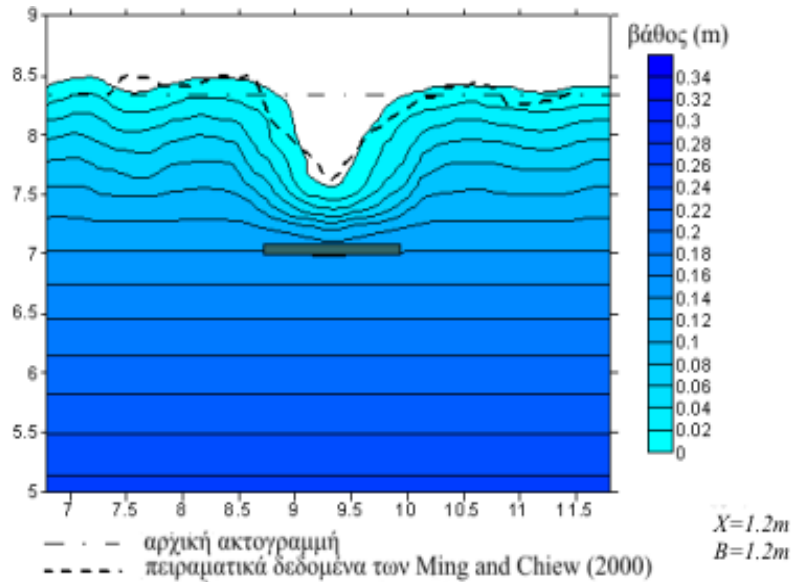
Στο αριθμητικό μοντέλο που εφαρμόστηκε για την προσομοίωση των πειραμάτων η πρόσπτωση των κυματισμών στην ακτή γινόταν κάθετα  $\theta=0^\circ$  με ύψος  $H_0=0.05\text{m}$  και περίοδο κύματος  $T=1.85\text{ sec}$  (μονοχρωματικά κύματα).

Η προεξοχή (salient) που σχηματίζεται πίσω από τον κυματοθραύστη εκτιμάται με ικανοποιητική ακρίβεια από το μοντέλο (βλ. σχήμα 5.21). Σύμφωνα με τους Ming και Chiew (2000) οι δύο μηχανισμοί που συνδέονται με τον σχηματισμό της προεξοχής είναι:

- το πεδίο των ρευμάτων, το οποίο μεταφέρει ίζημα από τα πλαϊνά του κυματοθραύστη προς το κέντρο και επομένως συμβάλλει στην ενίσχυση της προεξοχής, όπως έχει αναφερθεί στην προηγούμενη παράγραφο. Όπως είδαμε προηγουμένως, το παρόν μαθηματικό μοντέλο είναι σε θέση να προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια το πεδίο των ρευμάτων που δημιουργείται πίσω από τον κυματοθραύστη

Εφαρμογή των μοντέλων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας

- το κυματικό πεδίο που αναπτύσσεται στην προστατευμένη ζώνη εξαιτίας της περιθλάσεως και είναι κάθετο προς την ακτή.



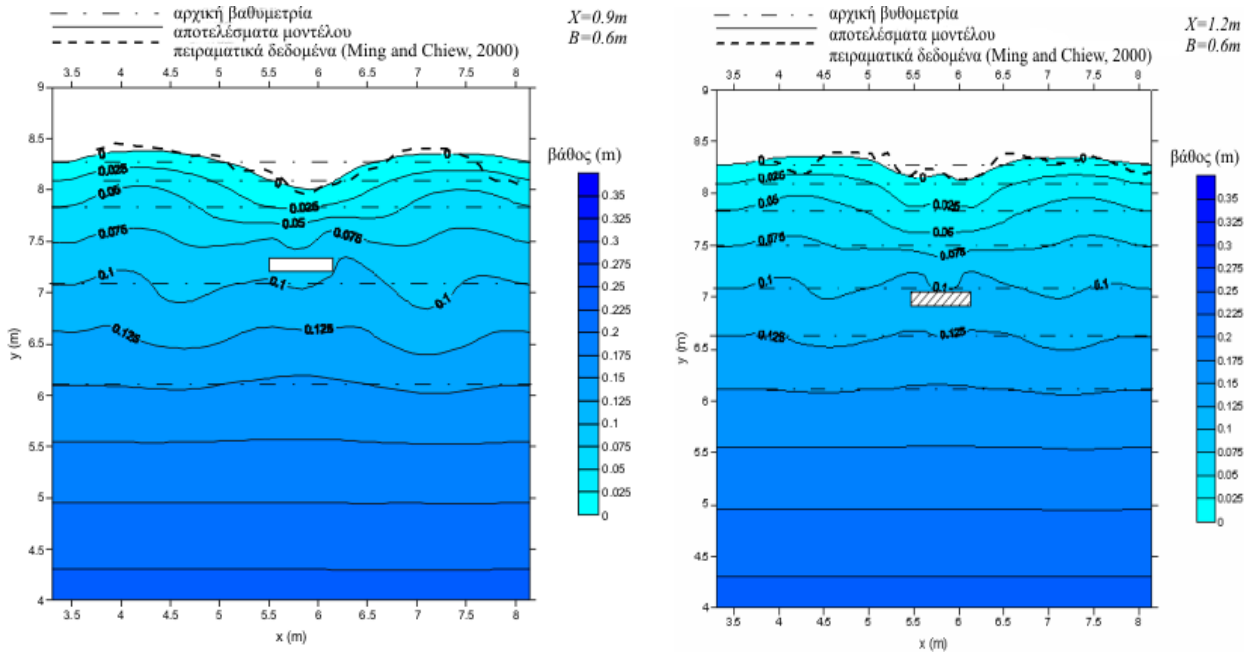
Σχήμα 5.21: Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων των Ming και Chiew (2000) με τα αριθμητικά αποτελέσματα για  $X=B=1.2m$ .

Η αλληλεπίδραση των δύο αυτών μηχανισμών έχει ως αποτέλεσμα να σχηματίζεται salient ή tombolo. Δηλαδή, όταν υπερισχύουν τα ρεύματα, τότε η προεξοχή μεγαλώνει σε έκταση και είναι δυνατό να φτάσει μέχρι τον κυματοθραύστη (tombolo). Αντίθετα, όταν υπερισχύει το κύμα η προεξοχή που σχηματίζεται είναι σχετικά μικρή. Οι παράμετροι που επηρεάζουν το φαινόμενο αυτό είναι πολλές, αλλά έχει αποδειχθεί ότι οι σημαντικότερες από αυτές είναι το μήκος  $B$  της κατασκευής και η απόσταση  $X$  από την ακτή.

Στην πρώτη περίπτωση, το μήκος του κυματοθραύστη και η απόσταση του από την ακτή είναι τέτοιες ( $X=B=1.2m$ ,  $X/B=1$ ), ώστε να μην αναπτύσσεται μία σημαντική προεξοχή, αλλά χωρίς να φτάνει μέχρι την κατασκευή.

Από το σχήμα 5.21 φαίνεται ότι η ποσότητα του ιζήματος που μετακινείται εκτιμάται με μεγάλη ακρίβεια από το μοντέλο, αν και η προεξοχή στο πείραμα είναι περισσότερο στενή στη μύτη και περισσότερο φαρδιά καθώς πλησιάζει στην ακτή. Ωστόσο, η απόσταση από τον κυματοθραύστη μέχρι τη μύτη της προεξοχής, που σχηματίζεται είναι

ίδια τόσο για το μοντέλο όσο και για το πείραμα των Ming και Chiew (2000).

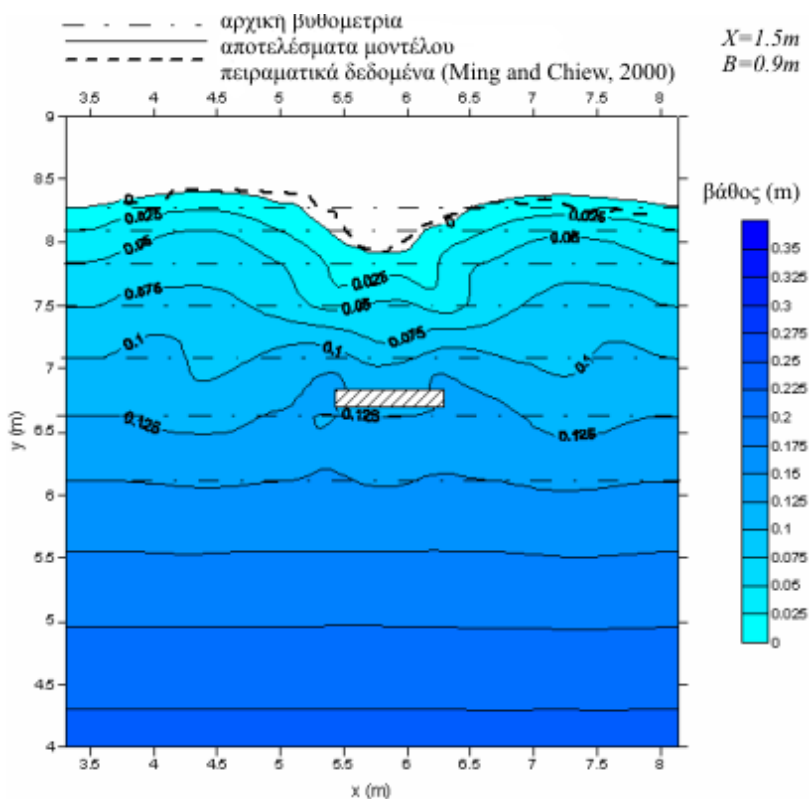


Σχήμα 5.22: Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων των Ming και Chiew (2000) με τα αριθμητικά αποτελέσματα για  $X=0.9\text{m}$  και  $B=0.6\text{m}$  (δεξιά) και  $X=1.2\text{m}$  και  $B=0.6\text{m}$  (αριστερά).

Στο σχήμα 5.22 φαίνεται η σύγκριση των αποτελεσμάτων για τις περιπτώσεις, όπου  $X=0.9\text{m}$ ,  $B=0.6\text{m}$  και  $X=1.2\text{m}$ ,  $B=0.6\text{m}$ . Παρατηρείται ότι καθώς ο λόγος  $X/B$  αυξάνεται, μικραίνει το μέγεθος της προεξοχής τόσο στο πείραμα όσο και στο μοντέλο. Το μοντέλο και σε αυτές τις περιπτώσεις προβλέπει πολύ καλά την απόσταση της προεξοχής από την ακτή καθώς και το σχήμα της. Τα μόνα σημεία, στα οποία εμφανίζεται μικρή απόκλιση είναι η πλευρική διάβρωση.

Στο τελευταίο σχήμα 5.23 εμφανίζεται η βαθυμετρική μεταβολή όταν  $X=1.5\text{m}$  και  $B=0.9\text{m}$ . Είναι φανερό ότι στην περίπτωση αυτή, που έχει μεγαλώσει η απόσταση από της ακτή και το μήκος του κυματοθραύστη σε σχέση με τις δύο προηγούμενες περιπτώσεις, η προεξοχή έχει αυξηθεί. Ωστόσο, η μεγαλύτερη προεξοχή έχει σημειωθεί στο πρώτο πείραμα όπου  $X=B$ , γεγονός που υποδεικνύει ότι στο σημείο αυτό εμφανίζεται το μέγιστο. Οι παρατηρήσεις αυτές ισχύουν τόσο για τα αριθμητικά όσο και για τα πειραματικά δεδομένα. Επιπλέον, όπως συμβαίνει και προηγουμένως η προσομοίωση από το μοντέλο της προεξοχής και της απόστασης από την ακτή είναι πολύ καλή.





Σχήμα 5.23: Σύγκριση των πειραματικών δεδομένων των Ming και Chiew (2000) με τα αριθμητικά αποτελέσματα για  $X=1.5m$  και  $B=0.9m$

Συμπερασματικά, η προσομοίωση των υδροδυναμικών και μορφοδυναμικών χαρακτηριστικών μίας περιοχής στην οποία κατασκευάζεται ένας κυματοθραύστης με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας είναι πολύ ικανοποιητική στο σύνολο της. Το μοντέλο προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια το κυματικό πεδίο, καθώς και τη μεταβολή της ΜΣΘ στην περιοχή, που είναι οι κυριότερες κινητήριες δυνάμεις των ρευμάτων και οι οποίες με τη σειρά τους οδηγούν στη μεταβολή του πυθμένα. Συνεπώς στη συνέχεια είναι σε θέση να εκτιμήσει με ακρίβεια το πεδίο των ταχυτήτων των ρευμάτων, καθώς και τις μορφολογικές μεταβολές που είναι το τελικό αποτέλεσμα της διαδικασίας αυτής.

## 6 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΤΩΝ ΜΟΝΤΕΛΩΝ ΣΕ ΒΥΘΙΣΜΕΝΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΘΡΑΥΣΤΕΣ

### 6.1 ΜΕΡΟΣ Α: ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΠΡΟΒΛΕΨΕΙΣ

#### 6.1.1 Εισαγωγή

Για την σωστή πρόβλεψη της μορφοδυναμικής αλλαγής, που οφείλεται στην κατασκευή ενός βυθισμένου κυματοθραύστη στην παράκτια ζώνη είναι απαραίτητη προϋπόθεση η ακρίβεια στις υδροδυναμικές προβλέψεις. Το κυματικό πεδίο καθώς και το πεδίο ρευμάτων που δημιουργείται στην περιοχή αποτελούν τις κινητήριες δυνάμεις της αλλαγής, που παρατηρείται στην μορφολογία του πυθμένα. Επομένως, το πρώτο βήμα για την βελτιστοποίηση των μοντέλων που χρησιμοποιούνται στη μελέτη των βυθισμένων κατασκευών είναι η ορθότερη πρόβλεψη των υδροδυναμικών δεδομένων. Για τον σκοπό αυτό, τα υδροδυναμικά αποτελέσματα των μοντέλων συγκρίνονται με πειραματικά δεδομένα, τα όποια έχουν προκύψει από το πρόγραμμα DELOS.

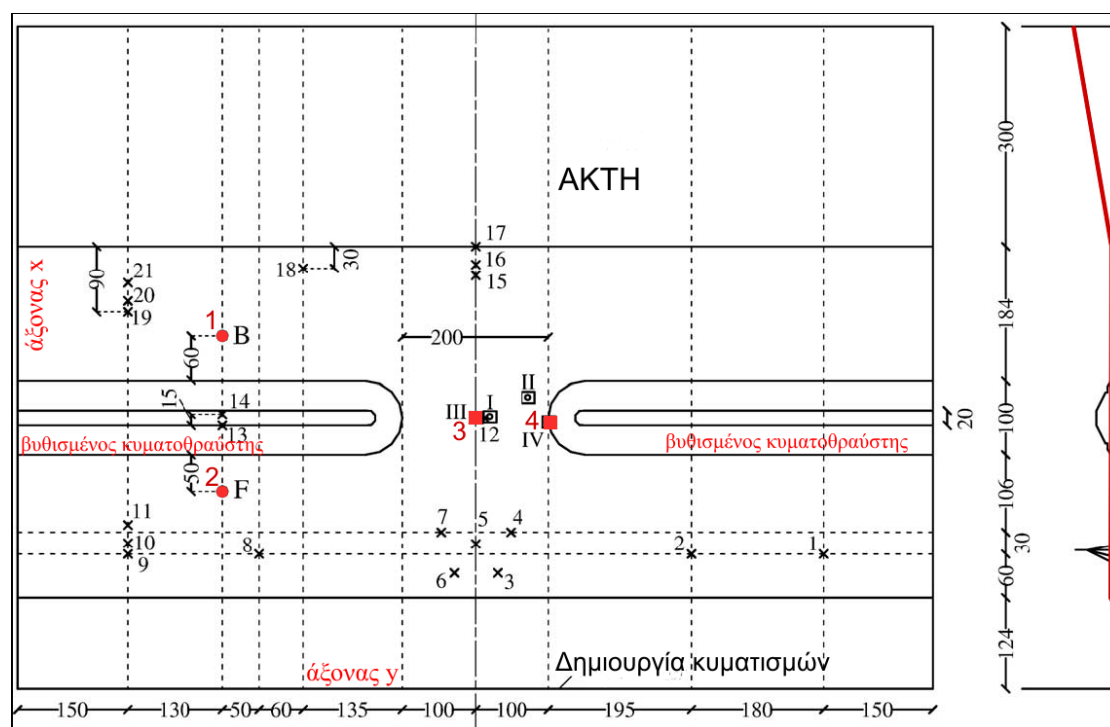
Στα πλαίσια του προγράμματος DELOS της Ευρωπαϊκής Ένωσης πραγματοποιήθηκαν διάφορα τρισδιάστατα πειράματα σε δεξαμενές του Πανεπιστημίου του Aalborg στη Δανία. Τα αποτελέσματα που αφορούν υδροδυναμικές μετρήσεις σε πειραματικές διατάξεις που συμπεριλαμβάνουν βυθισμένους κυματοθραύστες συγκρίνονται με τα αποτελέσματα των μοντέλων.

Στα σχήματα που ακολουθούν φαίνεται η πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στο Πανεπιστήμιο του Aalborg καθώς και το υπολογιστικό πεδίο που προσομοιώνει την διάταξη αυτή. Οι πειραματικές διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν ήταν δύο ειδών: μία με στενή στέψη (narrow berm) και μία με πλατιά (wide berm). Στο σχήμα 6.1 απεικονίζεται η διάταξη με τη στενή στέψη. Επιπλέον, στον πίνακα 6.1 φαίνονται οι κυματικές συνθήκες (μονοχρωματικά και μη μονοχρωματικά κύματα) που εφαρμόστηκαν στο εργαστήριο και στη συνέχεια προσομοιώθηκαν και στα μοντέλα.

Πίνακας 6.1: Κυματικές συνθήκες που προσομοιώθηκαν στα πειράματα DELOS

No Πειράματος	Διάταξη	Βύθισμα [m]	Κύματα	H(s) [m]	T(p) [s]
17	Στενή στέψη	-0.07	Μη μονοχρωματικά	0.1215	1.97
18	Στενή στέψη	-0.07	Μη μονοχρωματικά	0.1215	1.40
19	Στενή στέψη	-0.07	Μονοχρωματικά	0.1026	1.81
20	Στενή στέψη	-0.07	Μονοχρωματικά	0.1026	1.28
21	Στενή στέψη	-0.07	Μη μονοχρωματικά	0.054	1.32
22	Στενή στέψη	-0.07	Μη μονοχρωματικά	0.054	0.93
34	Πλατιά στέψη	-0.07	Μη μονοχρωματικά	0.1215	1.40
35	Πλατιά στέψη	-0.07	Μη μονοχρωματικά	0.054	1.32
37	Πλατιά στέψη	-0.07	Μονοχρωματικά </td <td>0.1026</td> <td>1.81</td>	0.1026	1.81

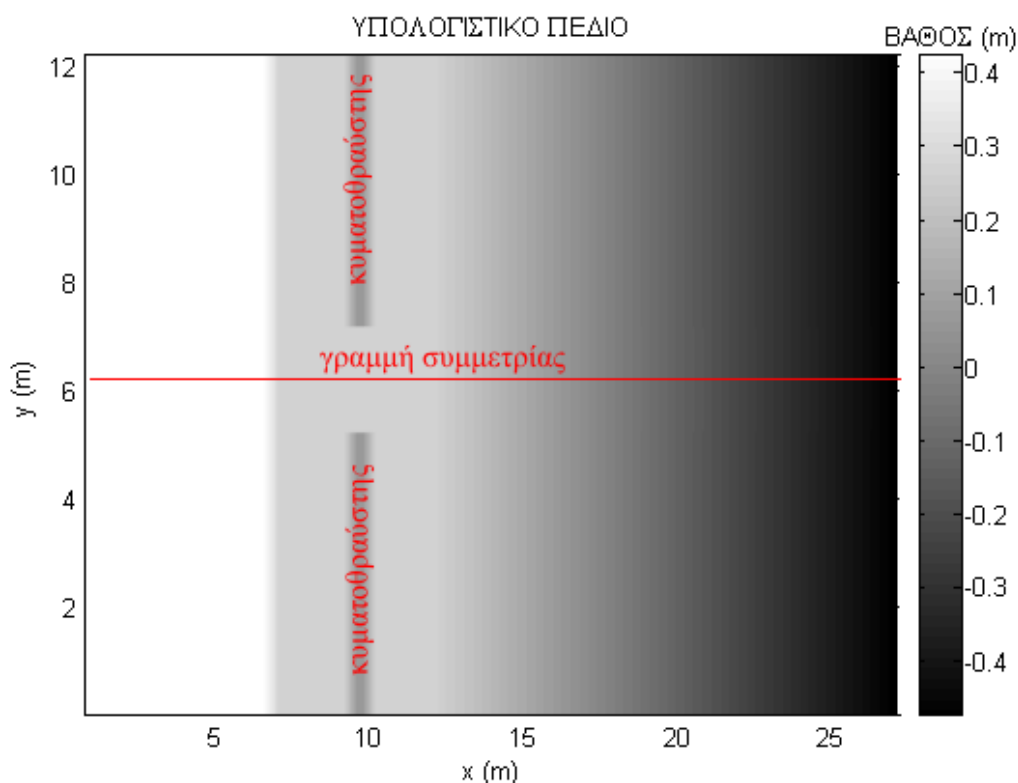
Οι αριθμοί των πειραμάτων (17-22 για την στενή στέψη και 34-37 για την πλατιά στέψη) έχουν παραμείνει ίδιοι με τους αριθμούς που χρησιμοποιούνται στις παραδοτέες αναφορές του προγράμματος DELOS. Περισσότερες πληροφορίες για τα πειράματα που διεξήχθησαν και τις διατάξεις που χρησιμοποιήθηκαν βρίσκονται στις ερευνητικές εργασίες των Kramer et al. (2005) και των Zannutigh and Lamberti (2006).



Σχήμα 6.1: Πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε από το πρόγραμμα DELOS (στενή στέψη). Οι αποστάσεις σημειώνονται σε cm

Το υπολογιστικό πεδίο (όπως επίσης και το πειραματικό) αποτελείται από 2 βυθισμένους κυματοθραύστες, που χωρίζονται μεταξύ τους με ένα κενό. Στο μοντέλο

οι βυθισμένοι κυματοθραύστες προσομοιώνονται ως μία μεταβολή στον πυθμένα (βλ. σχήμα 6.2). Οι δύο κατασκευές είναι συμμετρικές μεταξύ τους (η γραμμή συμμετρίας φαίνεται στο σχήμα 6.2). Επίσης στο σχήμα αυτό φαίνονται οι συντεταγμένες και η αρχή των αξόνων, που βρίσκεται εκεί όπου συναντώνται η κυματογεννήτρια με το ένα πλευρικό όριο. Τα σημεία στα οποία υπάρχουν μετρήσεις της ταχύτητας των ρευμάτων είναι τέσσερα: B, F, III και IV και έχουν σημειωθεί στο σχήμα 6.1 με κόκκινο. Πρέπει όμως να τονισθεί ότι στο δεύτερο κόκκινο σημείο (F) δεν υπάρχουν μετρήσεις της ταχύτητας που είναι παράλληλη προς την ακτή (ταχύτητα  $v$ ).



Σχήμα 6.2: Υπολογιστικό πεδίο που προσομοιώνει την πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στο πρόγραμμα DELOS

Τα υπόλοιπα (21) σημεία που εμφανίζονται στο σχήμα 6.1 αφορούν μετρήσεις της ανύψωσης της Μέσης Στάθμης της Θάλασσας (ΜΣΘ). Επίσης πρέπει να δοθεί έμφαση στο γεγονός ότι τα πλευρικά όρια της πειραματικής διάταξης είναι αδιαπέρατα μόνο από το ύψος της κυματογεννήτριας ως τους κυματοθραύστες, ενώ από κει και πέρα είναι απορροφητικά. Τέλος, η ακτή που δημιουργήθηκε στο εργαστήριο αποτελούνταν από χαλίκια, που σημαίνει ότι θα παρουσιάζει και αυτή κάποια απορροφητικότητα. Ωστόσο, στο πεδίο προσομοίωσης όλα τα πλευρικά όρια (καθώς και η ακτή) είναι αδιαπέρατα, γεγονός που σημαίνει ότι αναμένονται

ορισμένες αποκλίσεις στα αποτελέσματα των μοντέλων σε σχέση με τα πειραματικά δεδομένα.

Στον πίνακα 6.2, που ακολουθεί φαίνονται οι παράμετροι του διδιάστατου μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε. Η διάρκεια προσομοίωσης για κάθε πείραμα ήταν περίπου 1-2 ημέρες.

Η θραύση προσομοιώθηκε με βάση την εργασία των Kennedy et al (2000, βλ. παρ. 3.2.1), ενώ τα κριτήρια θραύσης που υιοθετήθηκαν είναι:

$$\zeta^I = 0.35\sqrt{gd}$$

$$\zeta^F = 0.15\sqrt{gd}$$

Ο συντελεστής τριβής πάνω από τους βυθισμένους κυματοθραύστες έλαβε την τιμή  $f_w=0.15$ , σύμφωνα με τις εργασίες των Van Gent (1995) και Makris and Memos (2007).

Πίνακας 6.2: Χαρακτηριστικές παράμετροι του μοντέλου που χρησιμοποιήθηκε στις προσομοιώσεις

	Μοντέλο
Χωρικό βήμα	$Dx=dy=0.05m$
Χρονικό βήμα	$Dt=0.0025sec$
Θραύση	Kennedy et al (2000)
$f_w$ (πάνω από τον BK)	0.15

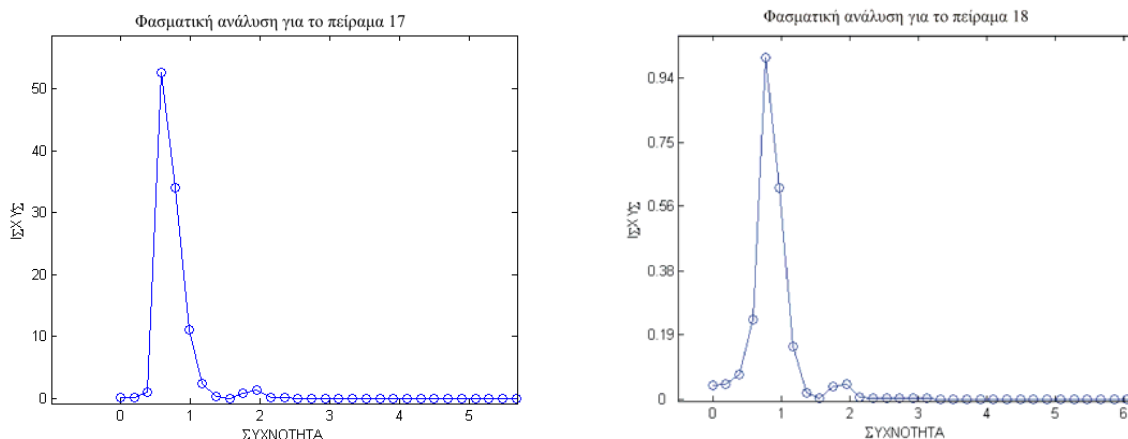
Η εισαγωγή των σύνθετων κυματικών διαταραχών (μη μονοχρωματικών κυμάτων) στο μοντέλο πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια της συνάρτησης πηγής (βλ. παρ. 3.4.1). Ουσιαστικά, με τη συνάρτησης πηγής έγινε εισαγωγή στην υπολογιστική περιοχή ενός φάσματος Jonswar με δεδομένα τις αντίστοιχες χαρακτηριστικές παραμέτρους κάθε πειράματος:

- την περίοδο μέγιστου πλάτους ( $T_p$ ) και
- το σημαντικό ύψος ( $H_s$ ).

Το φάσμα σε κάθε πείραμα μετατράπηκε σε μία χρονοσειρά ανύψωσης της στάθμης της θάλασσας που εισήχθη ως αρχική διαταραχή στο μοντέλο. Στο σχήμα 6.3 απεικονίζεται η ανάλυση με πεπερασμένες σειρές Fourier των σημάτων που χρησιμοποιήθηκαν στα πειράματα 17 και 18.

Είναι φανερό ότι τα σήματα αυτά στο πεδίο των συχνοτήτων μετατρέπονται σε

φάσματα Jonswarp με  $T_p=1.97$  sec ( $f_p=1/1.4=0.51$  Hz) και  $T_p=1.40$  sec ( $f_p=1/1.40=0.72$  Hz). Και στα δύο πειράματα 17 και 18 παρατηρείται ότι η συχνότητα έχει μεταφερθεί ελαφρώς προς το 1Hz. Πάντως, σε γενικές γραμμές η φασματική ανάλυση δείχνει ότι στο μοντέλο χρησιμοποιείται ένα σχετικά καθαρό σήμα που παράγεται με τη μέθοδο της συνάρτησης πηγής (βλ. παρ. 3.4.1).



Σχήμα 6.3: Φασματική ανάλυση των σημάτων που χρησιμοποιούνται στα πειράματα 17 (αριστερά) και 18 (δεξιά).

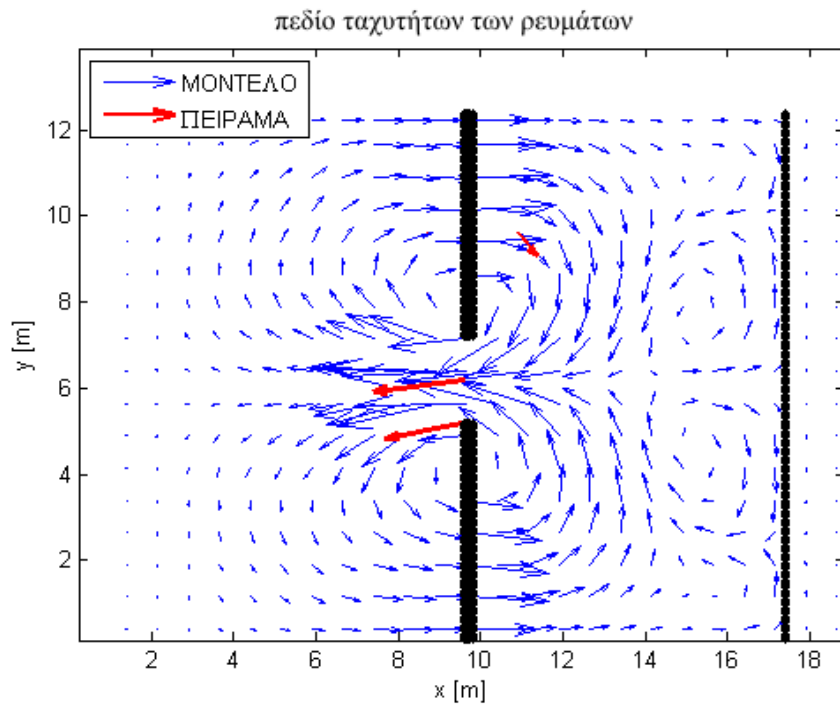
### 6.1.2 Ταχύτητες των ρευμάτων

Στο σχήμα 6.4 φαίνεται ένα χαρακτηριστικό πεδίο ταχυτήτων ρευμάτων όπως αυτό προκύπτει από τα μοντέλα, σε συνδυασμό με τις αντίστοιχες ταχύτητες που μετρήθηκαν πειραματικά. Οι κυματοθραύστες καθώς και η ακτογραμμή είναι σημειωμένοι με μαύρο. Τα σημεία στα οποία υπάρχουν πειραματικές μετρήσεις της συνολικής ταχύτητας είναι τρία, διότι όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως στο σημείο F δεν υπάρχει μέτρηση για την ταχύτητα που είναι παράλληλη προς την ακτή.

Γενικά, παρατηρείται ότι υπάρχει μία ροή πάνω από τους κυματοθραύστες με φορά προς την ακτή και ένα ρεύμα επιστροφής (rip current) που εμφανίζεται στο κενό (rip channel) ανάμεσα στις δύο συμμετρικές κατασκευές. Το πεδίο ταχυτήτων και γενικότερα τα αποτελέσματα της εφαρμογής του μοντέλου, όσον αφορά τη διάδοση του κυματισμού μετά το ΒΚ, είναι σχεδόν ταυτόσημα με αυτά των υφιστάμενων μοντέλων που ήδη παρουσιάστηκαν σε προηγούμενες εργασίες (Avgeris et al., 2002, Johnson et al., 2005, Zanutigh και Lamberti 2006, Kriezi and Karambas, 2009).

Εκτός από τον κύριο στρόβιλο πάνω στους κυματοθραύστες, παρατηρείται και ένας άλλος, μικρότερης έντασης, πλησίον της ακτής. Η δευτερεύουσα αυτή κυκλοφορία

έχει σημειωθεί και στα πειράματα που πραγματοποίησαν οι Haller et al. (2002), τα οποία αφορούσαν στην κυκλοφορία σε ακτές με υφάλους (bars). Εξάλλου, σύμφωνα με τον Bellotti (2004), τα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά των ακτών με υφάλους είναι παρόμοια με εκείνα των ακτών, στις οποίες κατασκευάζονται βυθισμένοι κυματοθραύστες παράλληλα προς την ακτή. Επίσης ίδια μορφή κυκλοφορίας παρουσιάζεται και στα αποτελέσματα των μοντέλων που χρησιμοποίησαν οι Avgeris et al. (2002), οι Johnson et al. (2005), καθώς και οι Kriezis and Karambas, 2009.



Σχήμα 6.4: Σύγκριση των πεδίων ταχυτήτων που προκύπτουν από το μοντέλο και το πείραμα

Στο σχήμα 6.4 φαίνεται ότι ποιοτικά οι μετρήσεις και οι προσομοιώσεις συμφωνούν. Στη συνέχεια, στα σχήματα 6.5-6.13 φαίνεται η ποσοτική σύγκριση μεταξύ των πειραμάτων και των προσομοιώσεων αναλυτικά για κάθε περίπτωση. Το πεδίο ταχυτήτων που σχηματίζεται σε κάθε περίπτωση δε διαφέρει κατά πολύ από αυτό του σχήματος 6.4. Η ταχύτητα που είναι κάθετη στην ακτή ( $u$ ) και η ταχύτητα που είναι παράλληλη προς της ακτή ( $v$ ) απεικονίζονται ξεχωριστά. Επιπλέον, για την ποσοτικοποίηση της συνολικής διαφοράς μεταξύ των αποτελεσμάτων του μοντέλου και των πειραματικών μετρήσεων (που αναφέρονται στα 3 ή στα τέσσερα σημεία, ανάλογα με το πόσα σημεία πειραματικών μετρήσεων υπάρχουν) έχει χρησιμοποιηθεί μία συνάρτηση λάθους  $\epsilon$  η οποία δίνεται από τη σχέση :

$$e = \left[ \frac{\sum_{i=1}^N (n_{μετρ_i} - n_{προβλ_i})^2}{\sum_{i=1}^N n_{μετρ_i}^2} \right]^{1/2}$$

όπου

$n_{μετρ_i}$  = ποσότητα που έχει μετρηθεί πειραματικά στο σημείο  $i$

$n_{προβλ_i}$  = ποσότητα που έχει προκύψει από τις προσομοιώσεις στο σημείο  $i$

Η συνάρτηση αυτή έχει χρησιμοποιηθεί και από τους Haller et al. (2002) καθώς επίσης και για τη σύγκριση των αποτελεσμάτων για κυματοθραύστη με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας (βλ. παρ. 5.2.1). Η τιμή της συνάρτησης για τέλεια συμφωνία μεταξύ του πειράματος και του μοντέλου είναι 0.

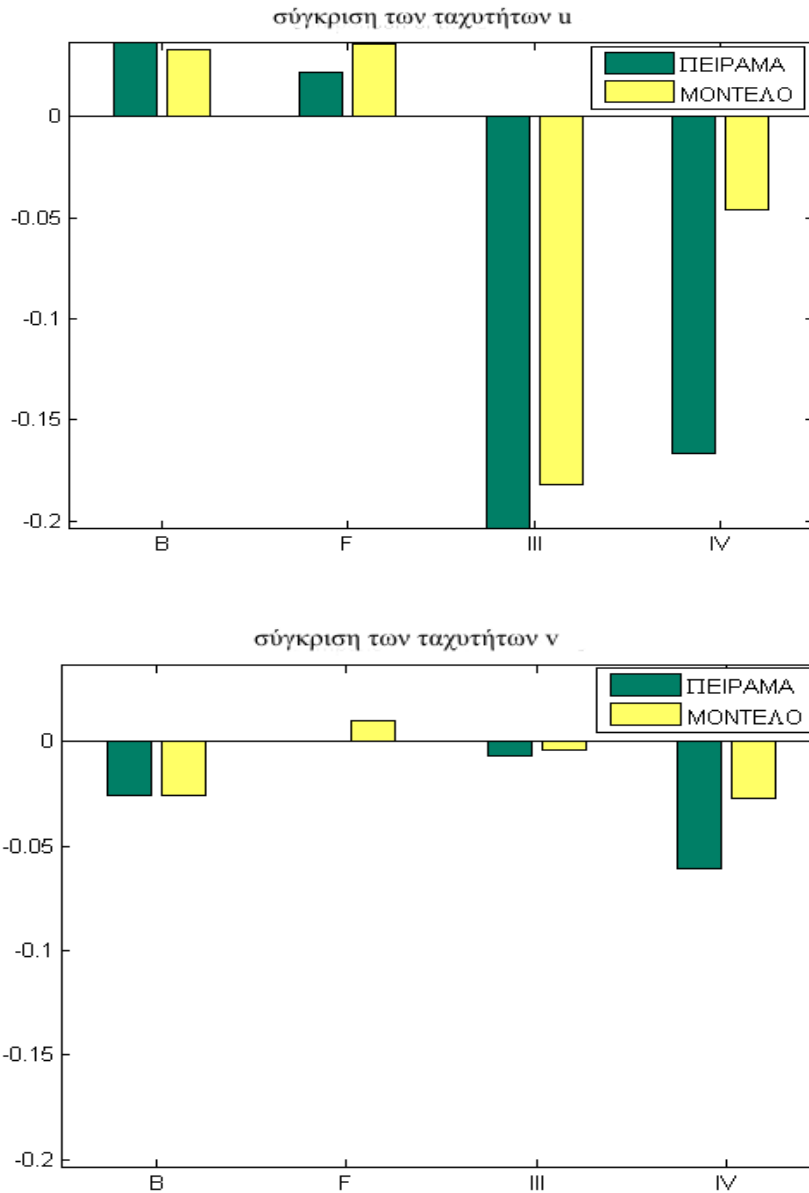
Από τη γενική εικόνα που δίνει η σύγκριση των αποτελεσμάτων, φαίνεται ότι υπάρχει καλή ποσοτική συμφωνία μεταξύ του πειράματος και των μοντέλων. Οι μεγαλύτερες διαφοροποιήσεις παρουσιάζονται στην περίπτωση του πειράματος No 22 ( $H_s=0.054$  m,  $T_s=0.93$  sec). Επιπλέον στην πλατιά στέψη παρατηρούνται μεγαλύτερες διαφορές σε σχέση με την στενή στέψη, όπου τα αποτελέσματα συμφωνούν σε μεγάλο ποσοστό.

Σε όλες τις περιπτώσεις η μεγαλύτερη ταχύτητα κάθετη στην ακτή (ταχύτητα  $u$ ) παρουσιάζεται στο σημείο III. Το φαινόμενο αυτό παρατηρείται τόσο στο πείραμα όσο και στο μοντέλο. Η ταχύτητα αυτή συνδέεται με το ρεύμα επιστροφής που εμφανίζεται στο σημείο III, το οποίο βρίσκεται στη μέση του κενού ανάμεσα στους δύο κυματοθραύστες (rip channel, βλ. σχήμα 6.1). Εξαίρεση στον κανόνα αυτό αποτελούν τα αποτελέσματα του πειράματος No 20 ( $H=0.1026$  m,  $T=1.28$  sec). Το μοντέλο ωστόσο δεν αποκλίνει σε καμία περίπτωση και παρουσιάζει σε όλες τις περιπτώσεις τη μέγιστη ταχύτητα  $u$  στο σημείο III.

Τη μέγιστη ταχύτητα παράλληλα προς την ακτή (ταχύτητα  $v$ ) παρουσιάζει το σημείο IV κατά κύριο λόγο. Το σημείο αυτό βρίσκεται πάνω στην άκρη (roundhead) του κυματοθραύστη και σε συνδυασμό με μία σχετικά μεγάλη κάθετη ταχύτητα ( $u$ ) συνιστούν τον στρόβιλο που ξεκινά πάνω από την κατασκευή. Με άλλα λόγια τα διανύσματα των ταχυτήτων των ρευμάτων αρχίζουν να αλλάζουν κατεύθυνση πάνω από την άκρη της κατασκευής, και δημιουργούν τον στρόβιλο πάνω από τον



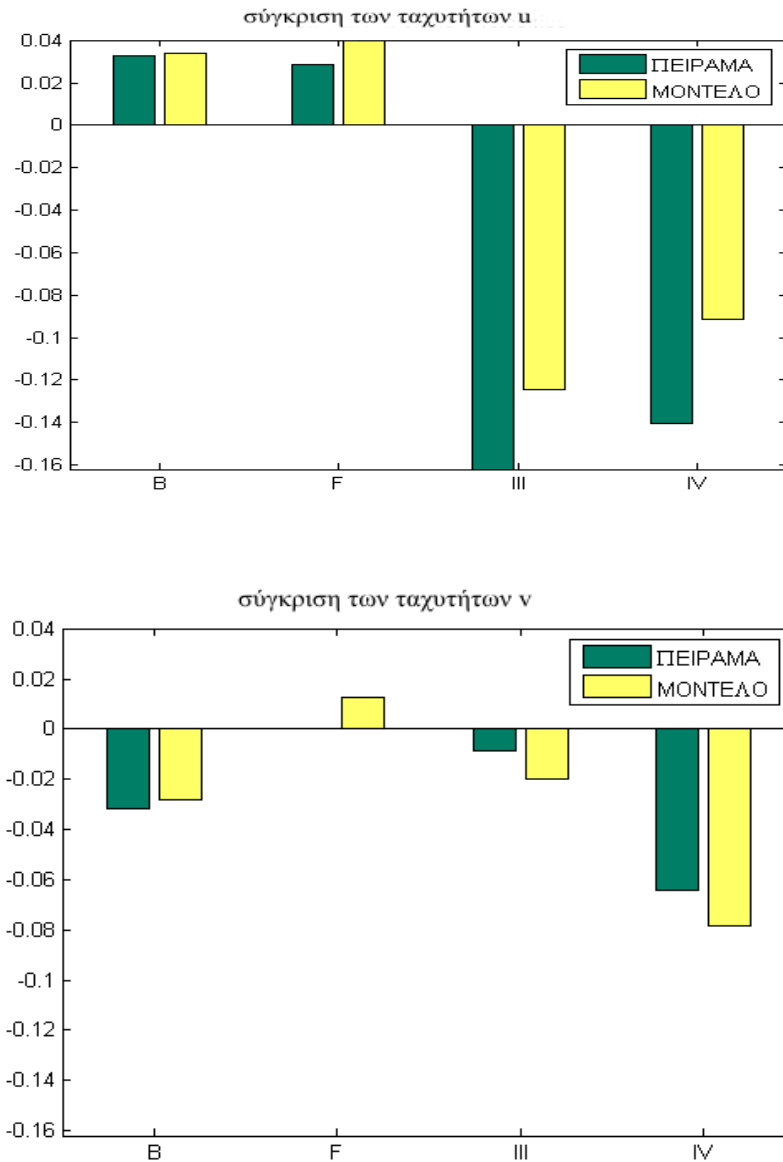
κυματοθραύστη (που είναι χαρακτηριστικό όλων των πεδίων ταχυτήτων για τις βυθισμένες κατασκευές). Η συμπεριφορά αυτή χαρακτηρίζει μόνο τη διάταξη με τη στενή στέψη, ενώ η πλατιά στέψη αλλάζει σημαντικά την παράλληλη ταχύτητα ( $v$ ).



Σχήμα 6.5: Σύγκριση των κάθετων ( $u$ ) και των παράλληλων ( $v$ ) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα Νο 17 (μη μονοχρωματικά κύματα).

Η πλατιά στέψη παρουσιάζει τη μέγιστη ταχύτητα  $v$  στο σημείο B όσον αφορά τα πειραματικά δεδομένα. Το σημείο αυτό βρίσκεται στην προστατευμένη περιοχή πίσω από τον κυματοθραύστη. Επομένως, τα πειραματικά δεδομένα υποδεικνύουν ότι με την αύξηση του πλάτους της κατασκευής ενισχύονται τα ρεύματα που τροφοδοτούν το ρεύμα επιστροφής. Ωστόσο, το μοντέλο δεν προσομοιώνει πολύ καλά την

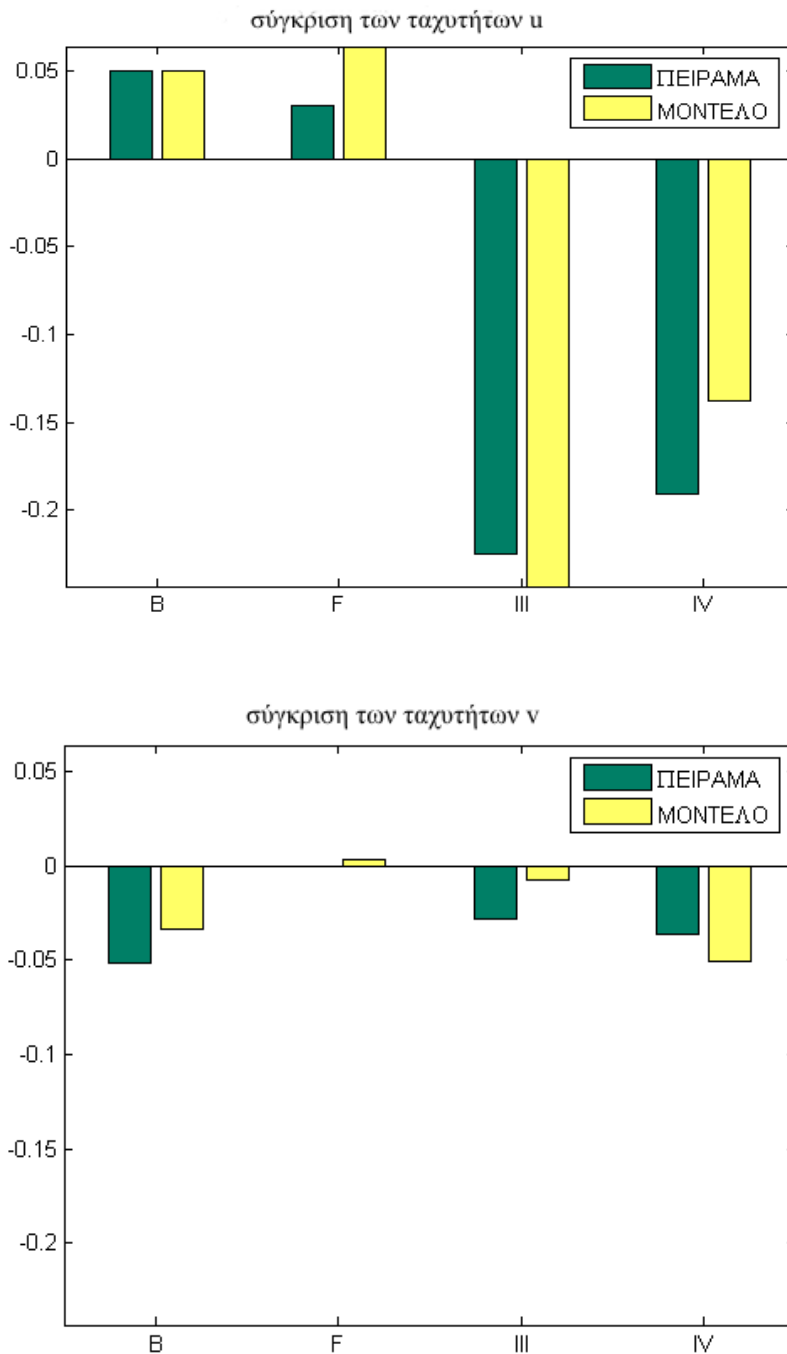
πειραματική συμπεριφορά των μονοχρωματικών κυμάτων, τα οποία παρουσιάζουν μέγιστο στο σημείο IV (πείραμα No 37 με  $H=0.1026\text{m}$ ,  $T=1.81\text{ sec}$ ).



Σχήμα 6.6: Σύγκριση των κάθετων (u) και των παράλληλων (v) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα No 18 (μη μονοχρωματικά κύματα).

Τα πειράματα 17 και 18, που αφορούν μη μονοχρωματικά κύματα με  $H_s=0.1215\text{m}$ ,  $T_p=1.97\text{sec}$  και  $H_s=0.1215\text{m}$ ,  $T_p=1.40\text{sec}$  αντίστοιχα απεικονίζονται στα σχήματα 6.5-6.6. Είναι φανερό ότι το μοντέλο βρίσκεται σε συμφωνία με το πείραμα και έτσι οι τιμές της κάθετης ταχύτητας u στο σημείο III (rip current) μειώνονται με την μείωση της περιόδου  $T_p$ , ενώ αντίθετα οι κάθετες και οριζόντιες ταχύτητες στα σημεία B και F δεν επηρεάζονται από τη μείωση της περιόδου. Η μεγαλύτερη

ασυμφωνία τόσο για τις οριζόντιες όσο και για τις κάθετες ταχύτητες παρατηρείται στο σημείο IV, που βρίσκεται πάνω στην άκρη της κατασκευής.



Σχήμα 6.7: Σύγκριση των κάθετων (u) και των παράλληλων (v) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα Νο 19 (μονοχρωματικά κύματα).

Τα πειράματα 19 και 20 (σχήματα 6.7-6.8) αφορούν μονοχρωματικά κύματα με  $H=0.1026m$ ,  $T=1.81sec$  και  $H=0.1026m$ ,  $T=1.28sec$  αντίστοιχα. Από τις πειραματικές μετρήσεις συμπεραίνεται ότι η επιρροή της μείωσης της περιόδου είναι πολύ μικρή

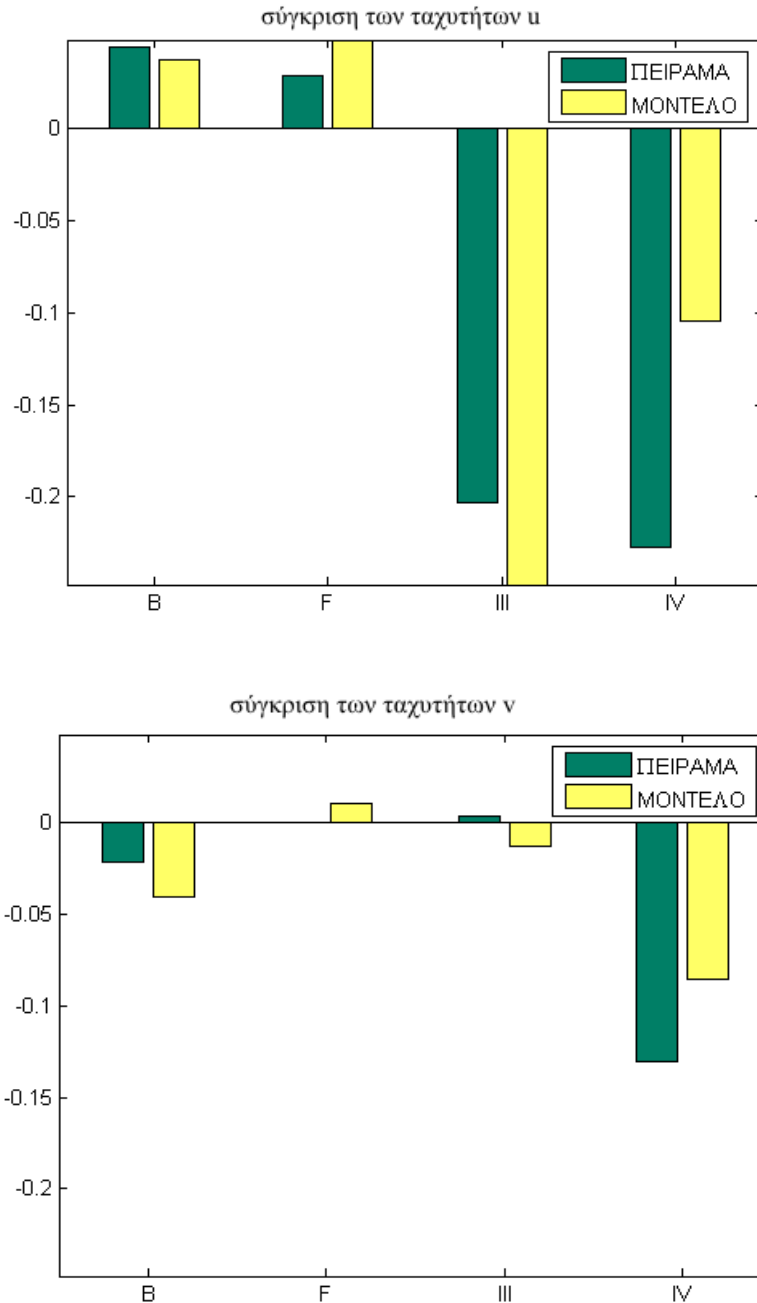
στην ταχύτητα  $u$ , γεγονός στο οποίο συμφωνούν και τα αποτελέσματα των μοντέλων. Αλλά δεν ισχύει το ίδιο και για τις ταχύτητες  $v$ . Στο σημείο IV σημειώνεται σημαντική αύξηση στην οριζόντια πειραματική ταχύτητα  $v$ . Το σημείο αυτό βρίσκεται στην άκρη της κατασκευής, πράγμα που σημαίνει ότι η μείωση της περιόδου προκαλεί ενίσχυση του στροβίλου που δημιουργείται πάνω από τον κυματοθραύστη. Το ίδιο παρατηρείται και στα αποτελέσματα του μοντέλου. Όπως και στα προηγούμενα πειράματα η μεγαλύτερη ασυμφωνία προκύπτει για το σημείο IV.

Τα πειράματα 21-22 (σχήματα 6.9-6.10) έχουν να κάνουν με μη μονοχρωματικά κύματα με  $H_s=0.054\text{m}$ ,  $T_p=1.32\text{sec}$  και  $H_s=0.054\text{m}$ ,  $T_p=0.93\text{sec}$  αντίστοιχα. Εκείνο το οποίο είναι φανερό καταρχάς είναι ότι υπάρχει μία σαφής μείωση των ταχυτήτων  $u$  και  $v$  των ρευμάτων σε σχέση με όλες τις προηγούμενες περιπτώσεις (17-20). Η πιο έντονη μείωση σημειώνεται στην ταχύτητα του ρεύματος επιστροφής (rip current) που είναι η ταχύτητα  $u$  στο σημείο III. Το γεγονός αυτό όταν δηλαδή οι κυματικές συνθήκες είναι ήπιες (μικρότερο ύψος κύματος) οι ταχύτητες των ρευμάτων επιστροφής είναι επίσης μικρές είναι μία παρατήρηση που έχει γίνει και από τον McKenzie (1958), που κατέγραψε τα διάφορα ρεύματα σε αμμώδεις ακτές της Αυστραλίας, καθώς και από τους Haller et al. (2002). Καθώς τα ύψη κύματος αυξάνονται, αυξάνεται και ο όγκος του νερού που μετακινείται προς την ακτή και συγκεντρώνεται εκεί, που αποτελεί την αιτία και κινητήρια δύναμη του ρεύματος επιστροφής.

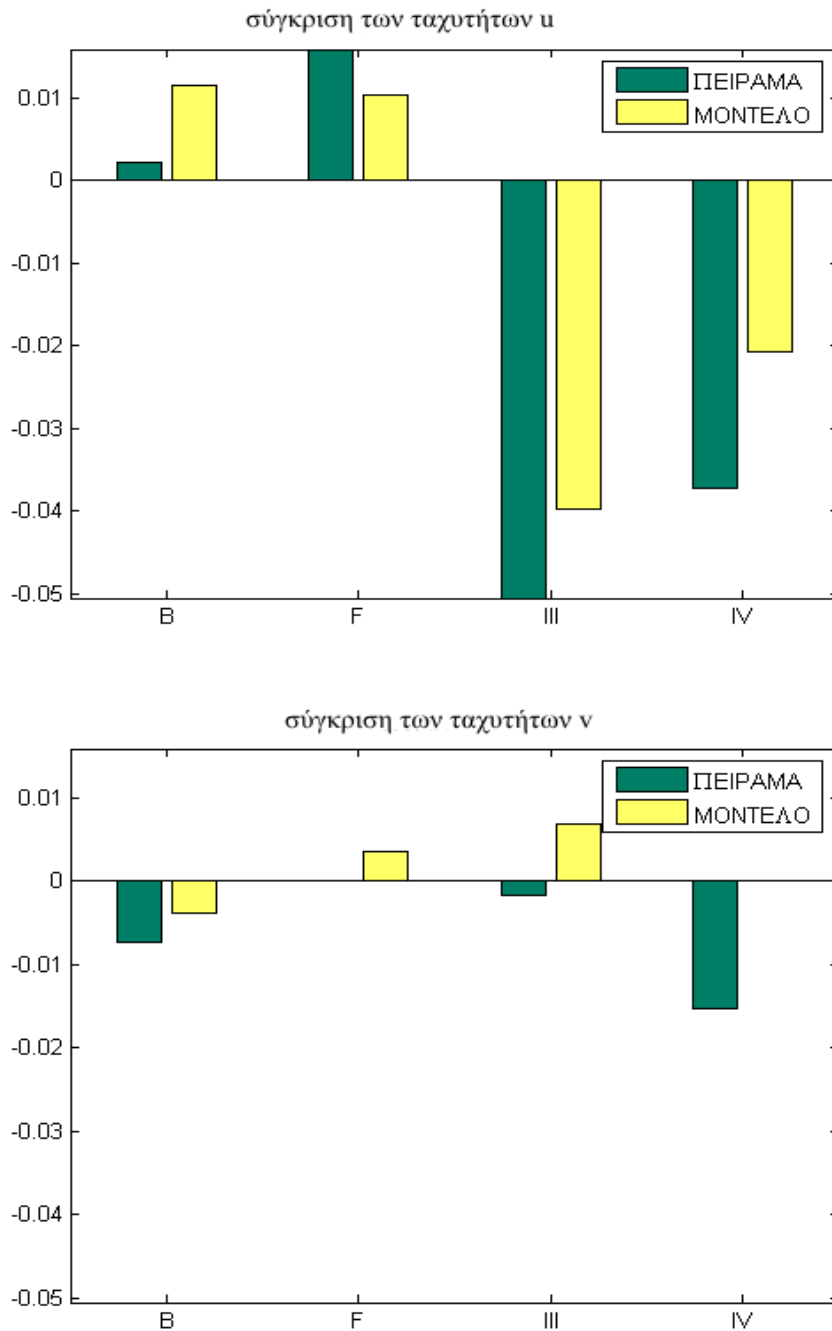
Το φαινόμενο αυτό της επιρροής του προσπίπτοντος κυματικού πεδίου στο ρεύμα επιστροφής και γενικότερα στις ταχύτητες των ρευμάτων στα πειράματα No 21-22 προσομοιώνεται πολύ καλά από το μοντέλο. Αλλά, οι πειραματικές μετρήσεις καταδεικνύουν ότι υπάρχει μία επιπλέον μείωση στο ρεύμα επιστροφής καθώς και στις ταχύτητες των λοιπών σημείων, εξαιτίας της μείωσης της περιόδου στο πείραμα No 22 (σε σχέση με το No 21), η οποία δεν εμφανίζεται στα αποτελέσματα του μοντέλου. Γενικότερα για το πείραμα αυτό (No 22) τα αποτελέσματα δεν είναι τόσο καλά, εφόσον οι ταχύτητες του μοντέλου είναι μεγαλύτερες από τις πειραματικές.

Τα πειράματα No 18 (στενή στέψη) και 34 (πλατιά στέψη) αναφέρονται στις ίδιες κυματικές συνθήκες (μη μονοχρωματικά κύματα με  $H_s=0.1215\text{ m}$ ,  $T_p=1.40\text{ sec}$ ). Η αλλαγή στο πλάτος της κατασκευής δε φαίνεται να έχει σημαντική επίδραση στις

ταχύτητες των ρευμάτων που παρατηρήθηκαν στο εργαστήριο. Εξαίρεση αποτελεί η οριζόντια ταχύτητα ( $v$ ) στο σημείο IV, η οποία παρουσιάζει σημαντική μείωση με την αύξηση του πλάτους της κατασκευής. Το μοντέλο όπως φαίνεται στα σχήματα 6.6 και 6.11 αναπαράγει πολύ καλά το πείραμα, αν και η μείωση της ταχύτητας στο σημείο IV στο μοντέλο δεν είναι τόσο μεγάλη όσο το πείραμα.



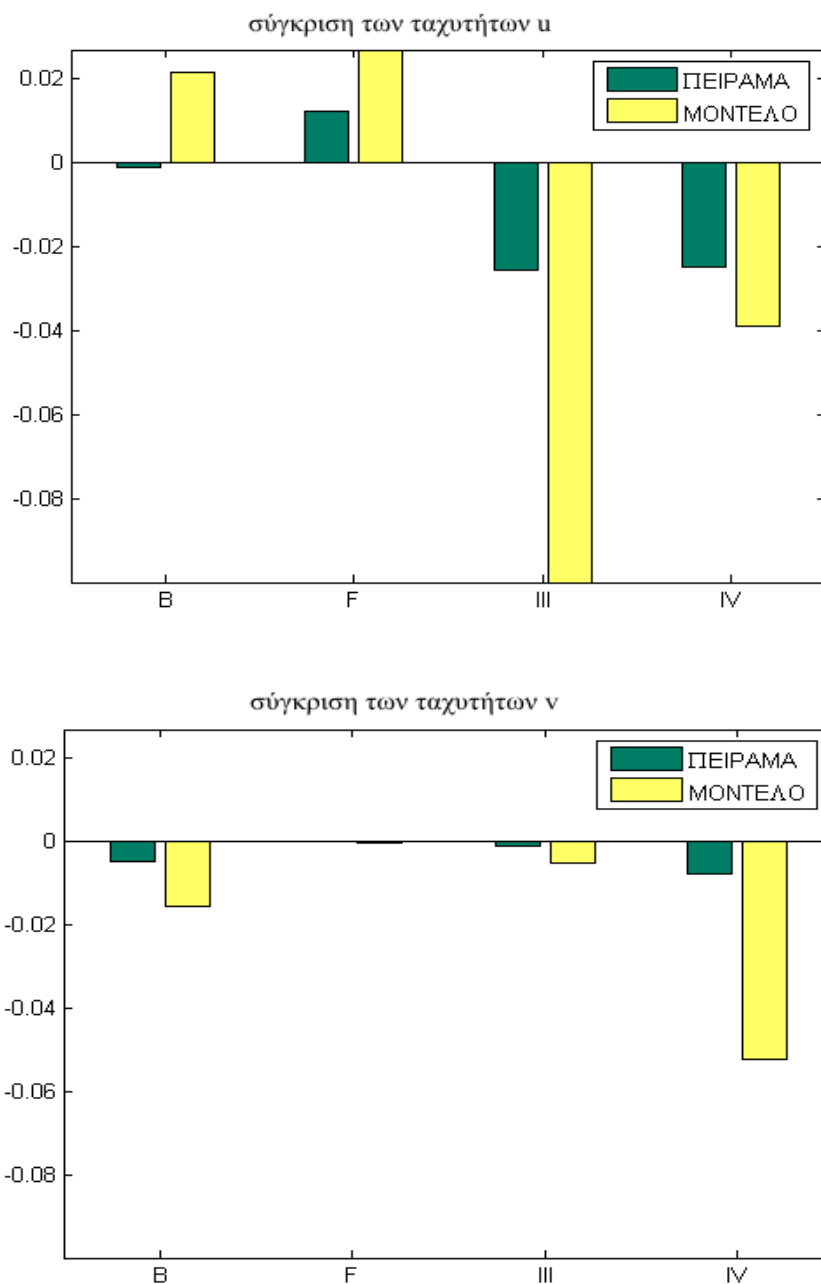
Σχήμα 6.8: Σύγκριση των κάθετων ( $u$ ) και των παράλληλων ( $v$ ) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα Νο 20 (μονοχρωματικά κύματα).



Σχήμα 6.9: Σύγκριση των κάθετων (u) και των παράλληλων (v) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα Νο 21 (μη μονοχρωματικά κύματα).

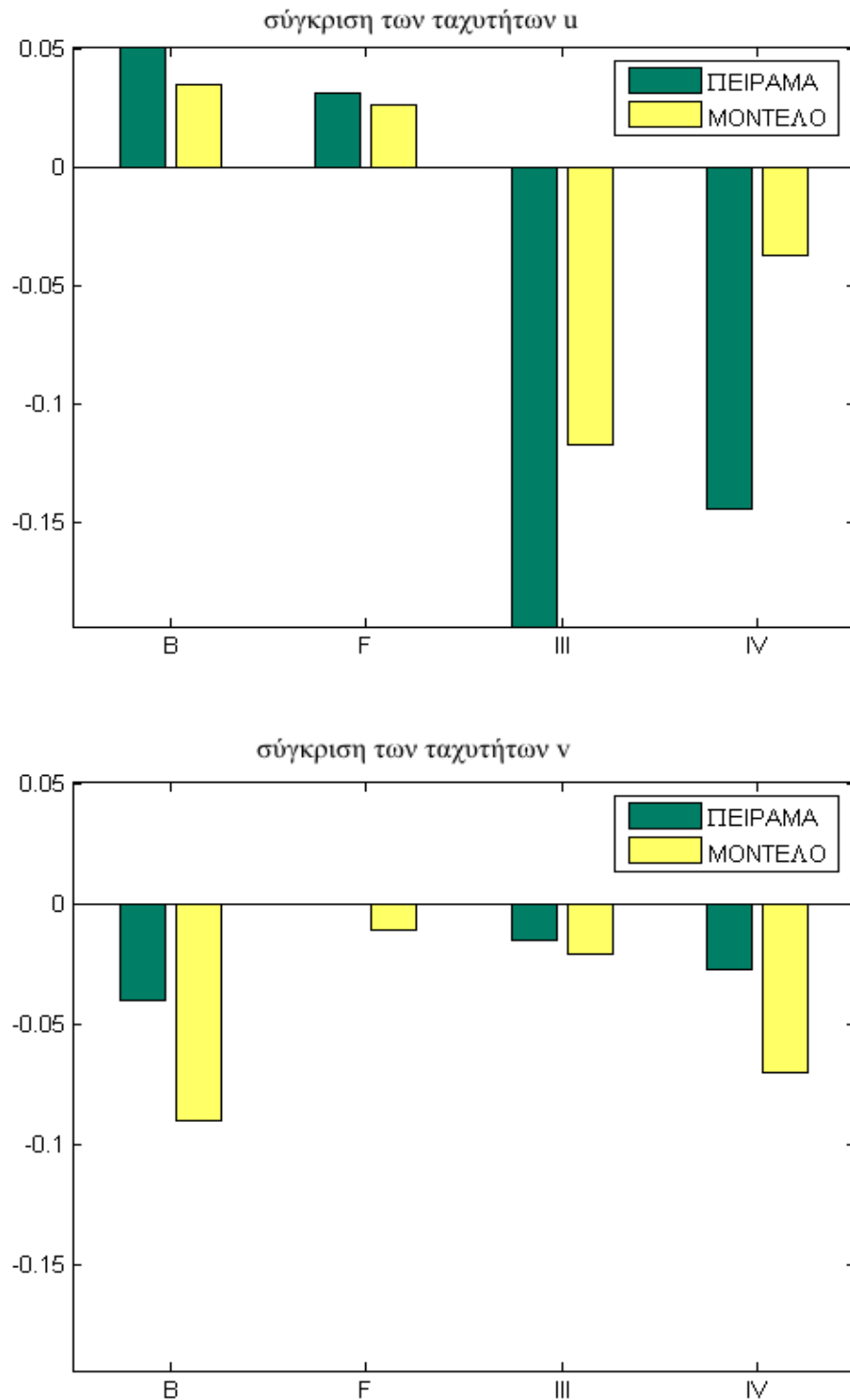
Τα πειράματα Νο 21(στενή στέψη) και 35 (πλατιά στέψη) αναφέρονται στις ίδιες κυματικές συνθήκες (μη μονοχρωματικά κύματα με  $H_s=0.054$  m,  $T_p=1.32$  sec). Η επίδραση της αύξησης του πλάτους της κατασκευής είναι η σχετικά μικρή αύξηση των ταχυτήτων στο εργαστήριο σε όλα τα σημεία εκτός από την οριζόντια ταχύτητα

(v) το σημείο IV, όπου σημειώνεται μείωση. Η μεγαλύτερη αύξηση σημειώνεται στο σημείο B, στα ανοιχτά. Το μοντέλο προβλέπει σωστά την αύξηση αυτή στις ταχύτητες, αλλά δε συμφωνεί με τη μείωση στο σημείο IV. Αντίθετα στο σημείο εκείνο προβλέπει σημαντική αύξηση. Πάντως και στις δύο διατάξεις (στενή και πλατιά στέψη) οι ταχύτητες είναι μικρές, όταν οι κυματικές συνθήκες είναι ήπιες. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνεται, όπως προαναφέρθηκε, από τον McKenzie (1958) και τους Haller et al. (2002).



Σχήμα 6.10: Σύγκριση των κάθετων (u) και των παράλληλων (v) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα Νο 22 (μη μονοχρωματικά κύματα).

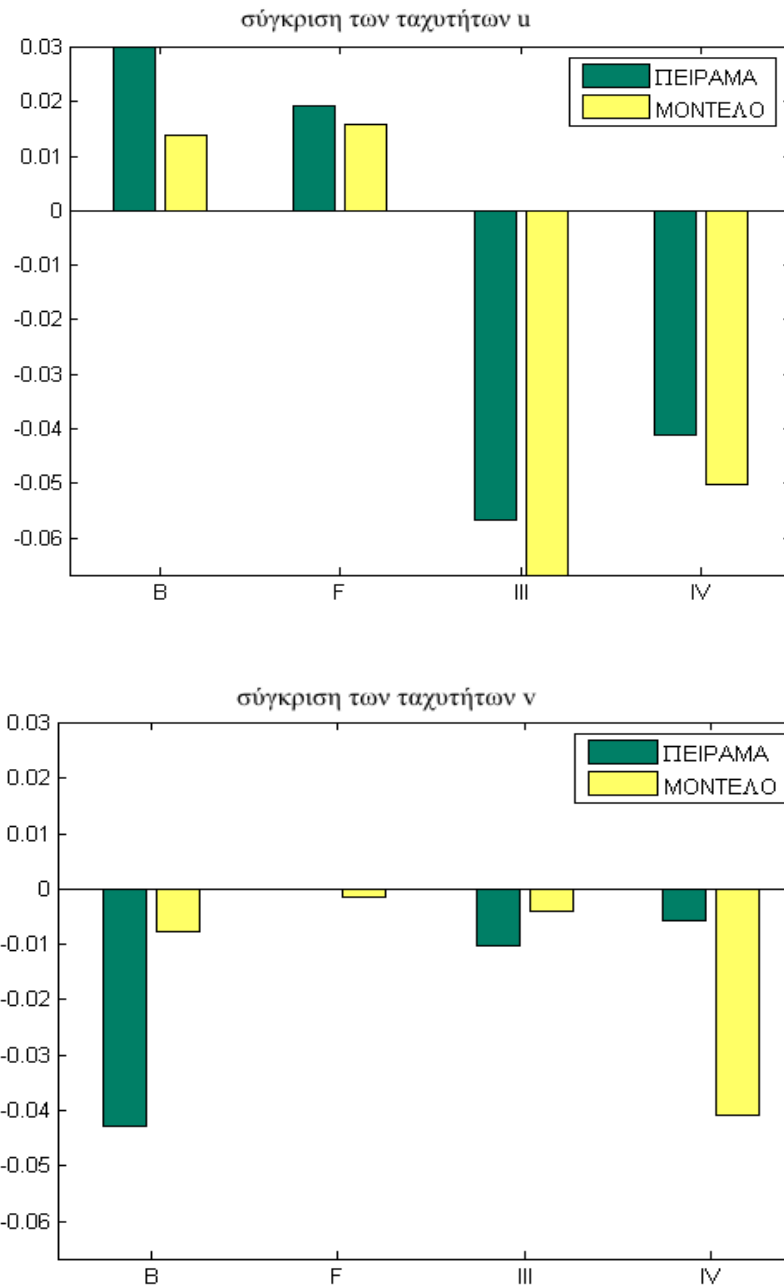
## Εφαρμογή των μοντέλων σε βυθισμένους κυματοθραύστες



Σχήμα 6.11: Σύγκριση των κάθετων ( $u$ ) και των παράλληλων ( $v$ ) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα Νο 34 (μη μονοχρωματικά κύματα).



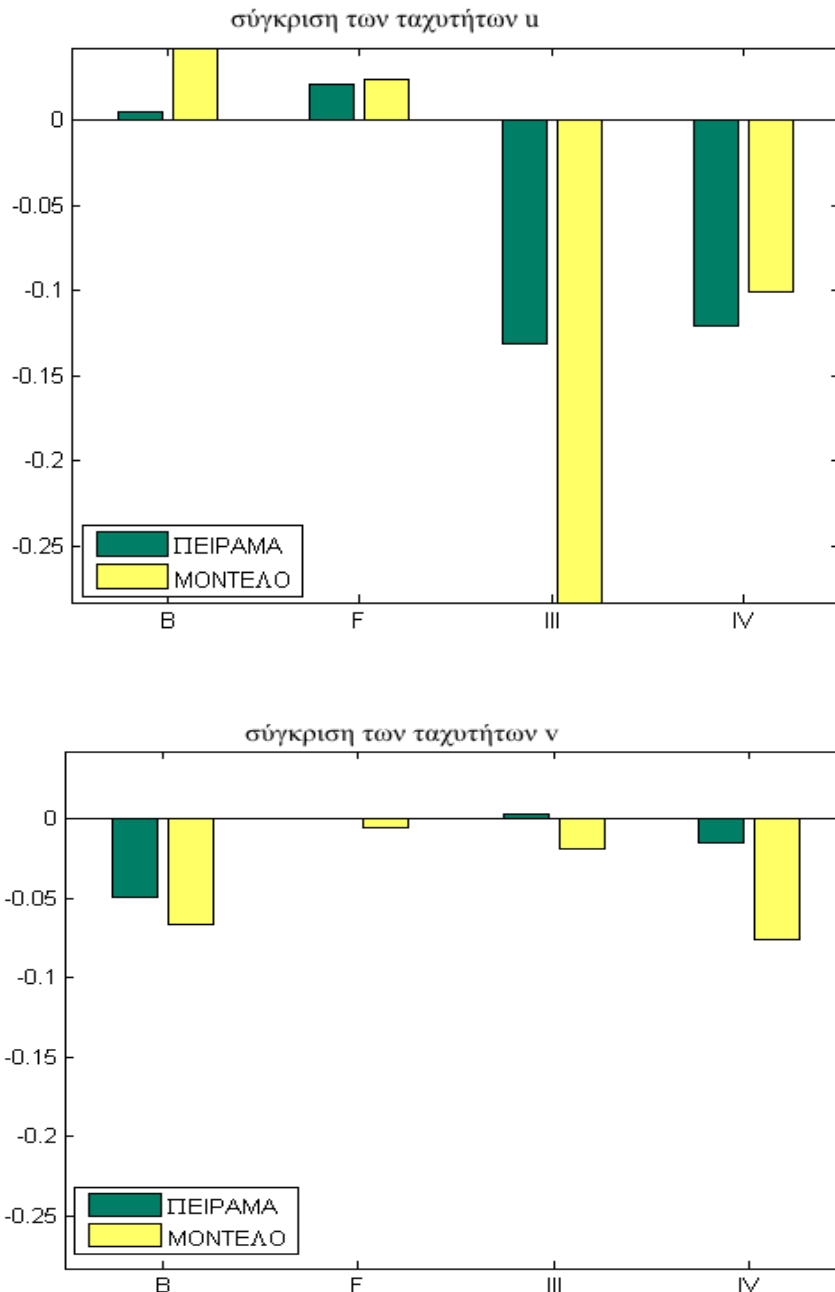
## Εφαρμογή των μοντέλων σε βυθισμένους κυματοθραύστες



Σχήμα 6.12: Σύγκριση των κάθετων (u) και των παράλληλων (v) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα Νο 35 (μη μονοχρωματικά κύματα).

Τα πειράματα Νο 19 (στενή στέψη) και 37 (πλατιά στέψη) αναπαράγουν μονοχρωματικά κύματα με  $H_s=0.1026$  m,  $T_p=1.81$  sec. Η αύξηση του πλάτους έχει ως αποτέλεσμα να μειώνονται οι οριζόντιες ταχύτητες (v) στις πειραματικές μετρήσεις καθώς και στα δεδομένα που προκύπτουν από τα μοντέλα. Όσον αφορά τις κάθετες πειραματικές ταχύτητες επέρχεται μείωση μόνο στα σημεία III (rip current) και IV (roundhead), ενώ στα ανοιχτά δεν παρατηρείται κάποια αξιοσημείωτη αλλαγή.

Το μοντέλο αναπαράγει ορθά τις ταχύτητες στα ανοιχτά (B και F), αλλά παρουσιάζει απόκλιση στα υπόλοιπα σημεία III και IV. Ειδικά για το ρεύμα επιστροφής η απόκλιση είναι μεγάλη για την πλατιά στέψη, εφόσον το μοντέλο προβλέπει τη μέγιστη ταχύτητα (σε σχέση με όλα τα πειράματα που πραγματοποιήθηκαν), η οποία όμως δεν συμφωνεί με το πείραμα.



Σχήμα 6.13: Σύγκριση των κάθετων (u) και των παράλληλων (v) ταχυτήτων (m/sec) στα διάφορα σημεία του πεδίου για το πείραμα No 37 (μονοχρωματικά κύματα).

Γενικά, μπορεί να πει κανείς ότι σε όλα τα πειράματα που έχουν κάνουν με την

πλατιά στέψη, παρατηρείται μείωση της οριζόντιας ταχύτητας στο σημείο IV που βρίσκεται πάνω στην άκρη της κατασκευής (roundhead).

#### 6.1.2.1 Εκτίμηση του συνολικού σφάλματος

Η συνάρτηση λάθους (βλ. σχήμα 6.14) απεικονίζεται ξεχωριστά για τις οριζόντιες ( $v$ ) και τις κάθετες ταχύτητες ( $u$ ). Από το σχήμα 6.14 απουσιάζει το πείραμα No 22 (στενή στέψη), όπου παρουσιάζεται το μεγαλύτερο σφάλμα ( $er\_function=2$  για τις ταχύτητες  $u$  και  $er\_function=4.8$  για τις  $v$ ) και το οποίο προσομοιώνει μη μονοχρωματικά κύματα με  $H_s=0.054$  m και  $T_p=0.93$  sec.

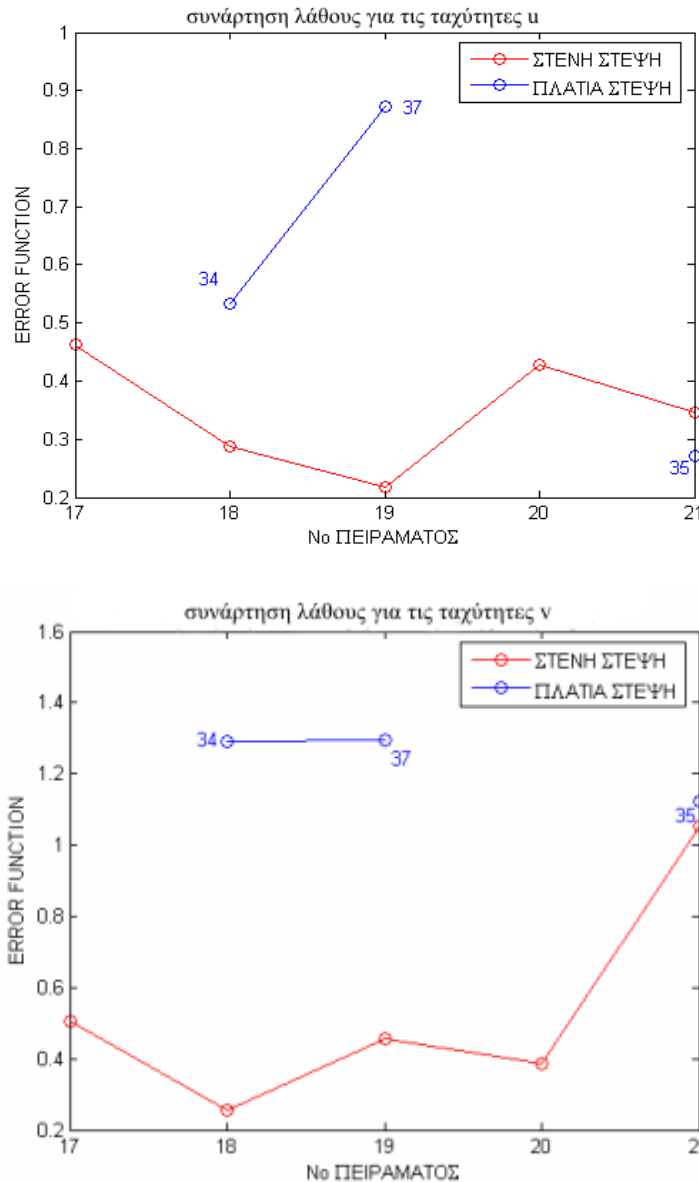
Σημειώνεται ότι εκείνο που διακρίνει το πείραμα αυτό (No 22) ανάμεσα στα υπόλοιπα είναι η πολύ μικρή περίοδος που χρησιμοποιείται (μικρότερη από κάθε άλλη περίπτωση), πράγμα που υποδεικνύει ότι το μοντέλο δεν είναι ακόμη σε θέση να προβλέψει με μεγάλη ακρίβεια τι συμβαίνει σε τέτοιες περιπτώσεις. Επιπλέον αξίζει να δοθεί προσοχή στο γεγονός ότι οι τιμές που προκύπτουν από τα μοντέλα είναι σε όλα τα σημεία μεγαλύτερες από τις πειραματικές τιμές, ιδιαίτερα στα σημεία III και IV (βλ. σχήμα 6.10). Πρακτικά οι εργαστηριακές μετρήσεις δείχνουν ότι στην περίπτωση αυτή η κυκλοφορία του νερού είναι ανύπαρκτη.

Στο σχήμα 6.14 βρίσκονται επίσης και οι τιμές της συνάρτησης λάθους για την διάταξη με την πλατιά στέψη σε αντιδιαστολή με τις αντίστοιχες περιπτώσεις με τη στενή στέψη.

Είναι φανερό ότι η πλατιά στέψη παρουσιάζει μεγαλύτερες διαφορές από ό,τι η στενή στέψη με εξαίρεση το πείραμα No 35, το οποίο προσομοιώνει ήπιες κυματικές συνθήκες. Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στη δυσκολία που παρουσιάζουν οι αριθμητικές λύσεις στην ορθή πρόβλεψη της διάδοσης του κύματος πάνω από τον κυματοθραύστη. Δηλαδή το βαθυμετρικό προφίλ με την ύπαρξη της κατασκευής αλλάζει απότομα, που σημαίνει ότι τα κύματα πολύ γρήγορα πρέπει να προσαρμοστούν σε ένα πολύ μικρό βάθος.

Επιπλέον, όσο πιο μεγάλη είναι η στέψη τόσο πιο μεγάλη είναι αυτή η αλλαγή που υφίστανται. Αλλά όταν το ύψος του κύματος δεν είναι τόσο μεγάλο (όπως συμβαίνει στο πείραμα No 35) η επίδραση της κατασκευής και επομένως και η θραύση πάνω από τον κυματοθραύστη δεν είναι τόσο έντονη (βλ. σχήμα 6.15). Τέλος, πρέπει να τονιστεί ότι για τα τρεξίματα της διάταξης με την πλατιά στέψη το χρονικό βήμα

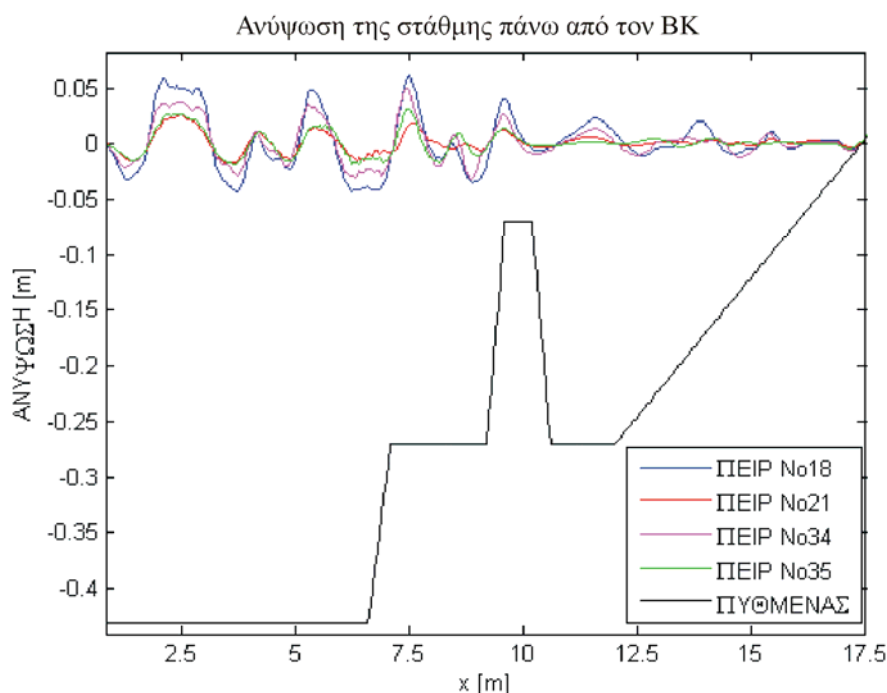
μειώθηκε κατά το ήμισυ ( $dt=0.00125$  sec), σε σχέση με τη στενή στέψη, έτσι ώστε να είναι κάπως πιο ομαλές οι μεταβολές που υφίστανται τα κύματα και η μετάβαση από την μία χρονική στιγμή στην άλλη.



Σχήμα 6.14: Συνάρτηση λάθους για τις κάθετες (u) και τις οριζόντιες (v) ταχύτητες

Σε γενικές γραμμές πάντως το μοντέλο περιγράφει ικανοποιητικά τις εργαστηριακές ταχύτητες, οι οποίες συμφωνούν με τις ταχύτητες που προκύπτουν από την προσομοίωση ποιοτικά και ποσοτικά. Εξάιρεση αποτελεί μόνο το πείραμα Νο 22, στο οποίο παρουσιάζονται ποσοτικές διαφορές. Το γεγονός αυτό επιβεβαιώνεται και από τις τιμές της συνάρτησης λάθους, οι οποίες είναι πολύ καλές σε σχέση με τις τιμές που έχουν προκύψει από τη εφαρμογή διάφορων μοντέλων από τους Johnson et al.

(2005). Οι τιμές της συνάρτησης λάθους των μοντέλων των Johnson et al. (2005) απεικονίζονται στον πίνακα 6.3.



Σχήμα 6.15: Η διάδοση του κύματος πάνω από τον ΒΚ, έτσι όπως προκύπτει από το μοντέλο, για διάφορα πειράματα.

Τα δύο πρώτα μοντέλα LIM (Sanchez-Arcilla et al., 2004) και Mike21 (Abbott et al., 1974) είναι μοντέλα στα οποία οι εξισώσεις που λύνονται είναι ολοκληρωμένες ως προς τα βάθος αλλά και ως προς τον χρόνο (phase averaged models). Το τρίτο μοντέλο είναι το υφιστάμενο μοντέλο Boussinesq χωρίς τις παρούσες βελτιώσεις. Επίσης στην εργασία αυτή δε χρησιμοποιούνται οι όροι της ροής μέσα από πορώδες μέσο. Οι υπόλοιπες διαφορές και λεπτομέρειες για τα μοντέλα Boussinesq αναφέρονται στο κεφάλαιο 3.

Πίνακας 6.3: Τιμές της συνάρτησης λάθους για διάφορα μοντέλα

No Πειράματος	LIM	Mike21	Boussinesq (Johnson et al.)	Παρόν μοντέλο
19	0.83	1.06	0.76	0.23
21	0.59	0.95	1.14	0.43
35	0.44	1.05	1.96	0.6
37	0.37	0.86	0.62	0.91

Η βελτίωση σε σχέση με το προηγούμενο μοντέλο Boussinesq είναι εντυπωσιακή, που σημαίνει ότι οι εξισώσεις αυτές μπορούν να δώσουν πολύ καλά αποτελέσματα

και να οδηγήσουν σε ακόμη καλύτερες προβλέψεις.

### **6.1.3 Ανύψωση της Μέσης Στάθμης Θάλασσας**

Στην παράγραφο αυτή θα παρουσιαστούν συγκρίσεις που αφορούν στη Μέση Στάθμη της Θάλασσας (ΜΣΘ). Από τα 21 σημεία πειραματικών μετρήσεων (βλ. σχήμα 6.1) τα 1-11 βρίσκονται στα ανοιχτά, ενώ τα υπόλοιπα βρίσκονται στην περιοχή ανάμεσα στους κυματοθραύστες και στην ακτή. Το μοντέλο προβλέπει ότι στα ανοιχτά επέρχεται ταπείνωση της ΜΣΘ (set-down), ενώ προς την ακτή αύξηση της ΜΣΘ (set-up). Στο εργαστήριο έχει παρατηρηθεί το set-down στα ανοιχτά των δύο κατασκευών (στο οποίο συμφωνεί με το μοντέλο) και μία μικρή σχετικά τάση για αύξηση της ΜΣΘ στα σημεία 18-21.

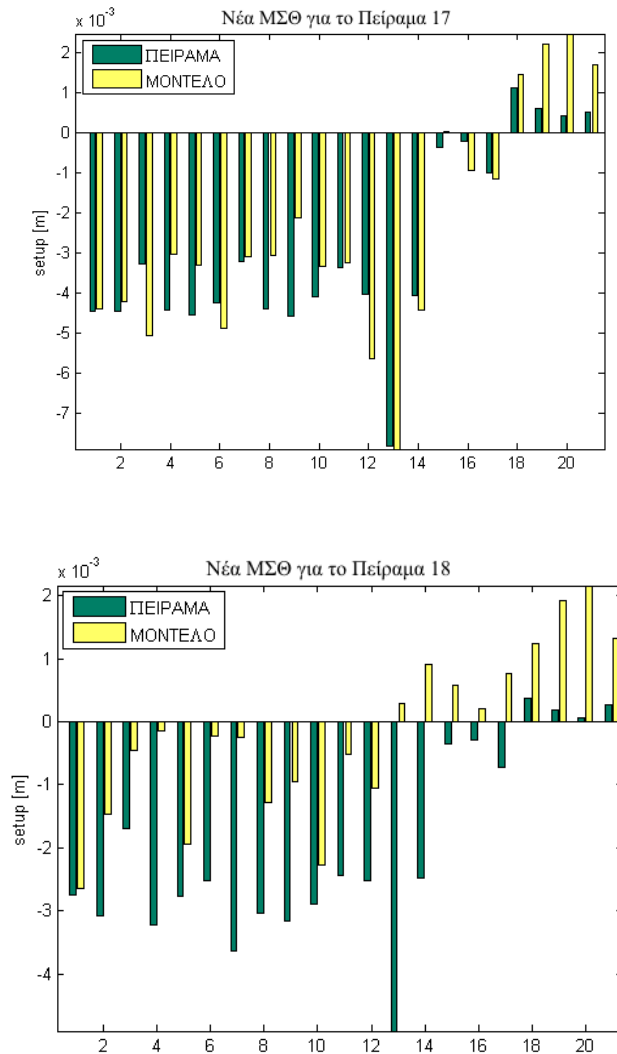
Στα σχήματα 6.16-6.18 γίνεται η ενδεικτική σύγκριση μεταξύ των πειραματικών τιμών και των τιμών του μοντέλου της Μέσης Στάθμης της Θάλασσας (ΜΣΘ) για τα πειράματα 17-19 και 21 για τη στενή στέψη και 35 και 37 για την πλατιά στέψη. Η σύγκριση των αποτελεσμάτων οδηγεί στο συμπέρασμα ότι ποιοτικά το μοντέλο μπορεί να προβλέψει τη μεταβολή στη ΜΣΘ. Ωστόσο, σημειώνεται ποσοτική απόκλιση του μοντέλου από το πείραμα, γεγονός που παρατηρήθηκε και στα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν από τους Johnson et al. (2005). Σημειώνεται επίσης ότι η μεγαλύτερη απόκλιση παρουσιάζεται στα σημεία που βρίσκονται προς την ακτή.

Την ίδια τάση με το μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε στη συγκεκριμένη εργασία παρουσιάζουν και τα μοντέλα (LIM και Mike 21) στην έρευνα των Johnson et al. (2005). Το Boussinesq μοντέλο των Johnson et al. (2005) δεν παρουσίασε στη ζώνη ανάμεσα στον κυματοθραύστη και την ακτή αύξηση της ΜΣΘ, αλλά αντίθετα σημαντική μείωση (set-down).

Το γεγονός αυτό της μείωσης της ΜΣΘ στο μοντέλο Boussinesq που χρησιμοποιείται στην εργασία των Johnson et al. (2005) οφείλεται στο απορροφητικό όριο που χρησιμοποιήθηκε στη ακτή, το οποίο δεν επέτρεπε τη συγκέντρωση νερού στη ζώνη αυτή. Στη συγκεκριμένη εργασία όμως, δε χρησιμοποιήθηκε απορροφητικό όριο στην ακτή, ενώ παράλληλα βελτιώθηκε η προσομοίωση της ζώνης αναρρίχησης των κυμάτων, με αποτέλεσμα να παρουσιάζεται αύξηση της ΜΣΘ.

Ο λόγος για τον οποίο εμφανίζεται η ποσοτική απόκλιση στο μοντέλο της συγκεκριμένης εργασίας είναι το γεγονός ότι τα πλευρικά όρια του υπολογιστικού

πεδίου είναι αδιαπέρατα, όπως επίσης και ο κυματοθραύστης. Αντίθετα, στο εργαστήριο στη ζώνη που βρίσκεται μεταξύ των δύο κατασκευών και της ακτής, τα πλευρικά όρια είναι απορροφητικά, εφόσον αποτελούνται από κιβώτια που έχουν πληρωθεί με πέτρες από τη θάλασσα. Έτσι η τάση για ανύψωση της ΜΣΘ στη ζώνη αυτή εξισορροπείται εν μέρει από τη ροή μέσα από τα κιβώτια. Η διαφορά δηλαδή βρίσκεται ουσιαστικά στις οριακές συνθήκες

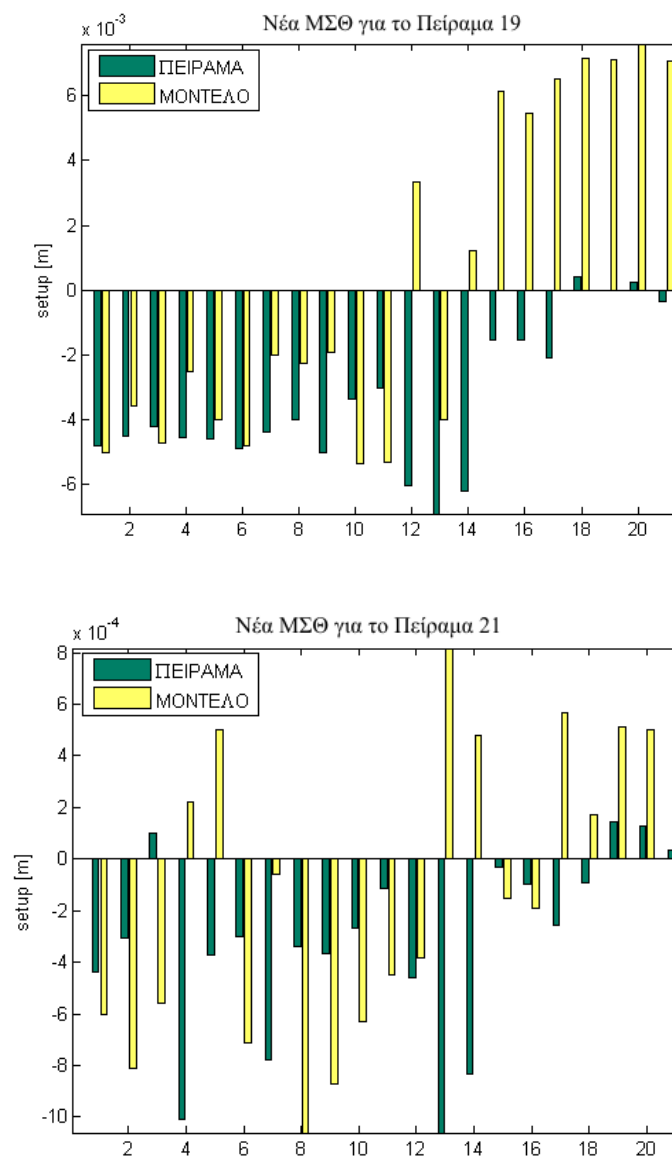


Σχήμα 6.16: Νέα Μέση Στάθμη της Θάλασσας (ΜΣΘ) για το πειράματα Νο17 και Νο 18 (μονοχρωματικά κύματα), η οποία προέκυψε με τη χρήση δεξαμενών κατά μήκος των πλευρικών ορίων του υπολογιστικού καννάβου.

Για να διαπιστωθεί ο ρόλος των οριακών συνθηκών στον προσδιορισμό των υδροδυναμικών χαρακτηριστικών που προκύπτουν από το μοντέλο πραγματοποιήθηκε μία ανάλυση ευαισθησίας.

Έτσι παρατηρήθηκε ότι με την αύξηση της τριβής τυθμένα στα όρια της

υπολογιστικής περιοχής μεταξύ των κυματοθραυστών και της ακτής δεν υπήρξε καμία σημαντική επίπτωση στο πεδίο ταχυτήτων ή στη Μέση Στάθμη Θάλασσας (ΜΣΘ). Εκείνο το οποίο οδήγησε σε μικρή μείωση της ΜΣΘ ήταν η χρήση δεξαμενών κατά μήκος των πλευρικών ορίων, από όπου αφαιρούνταν νερό, όπως ακριβώς και στο πείραμα, αλλά και στην εργασία των Johnson et al. (2005). Χαρακτηριστικά παραδείγματα αυτής της βελτίωσης στις τιμές της ΜΣΘ φαίνονται στα σχήματα 6.16-6.18.



Σχήμα 6.17: Νέα Μέση Στάθμη της Θάλασσας (ΜΣΘ) για το πειράματα Νο19 (μονοχρωματικά κύματα) και Νο 21 (μη μονοχρωματικά κύματα), η οποία προέκυψε με τη χρήση δεξαμενών κατά μήκος των πλευρικών ορίων του υπολογιστικού καννάβου.

Ειδικότερα, όσον αφορά τα πειράματα που αντιπροσωπεύουν τη στενή στέψη (No 17-

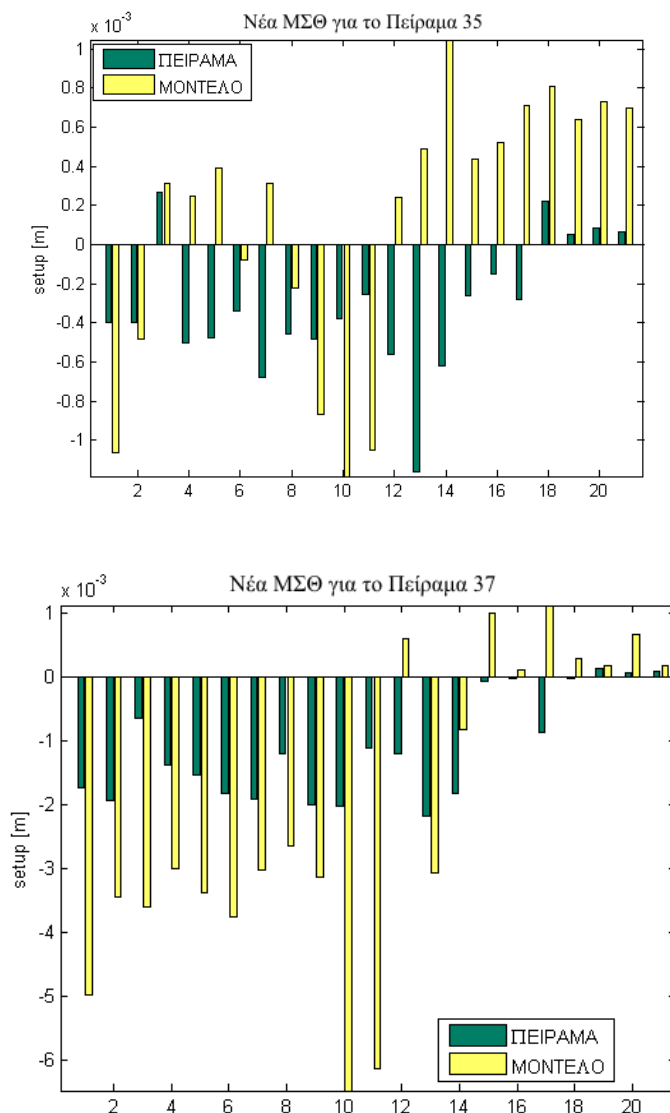


22), η ταπείνωση της ΜΣΘ πριν τις δύο συμμετρικές κατασκευές είναι κατά κανόνα μεγαλύτερη στο εργαστήριο. Εξαίρεση και πάλι (όπως και στην περίπτωση των ταχυτήτων) αποτελεί το πείραμα Νο22, στο οποίο στο εργαστήριο δεν παρατηρείται καμία σημαντική αλλαγή στη ΜΣΘ. Όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως για τις ταχύτητες των ρευμάτων, στο εργαστήριο ουσιαστικά η ακτή παραμένει ανεπηρέαστη και δε συμβαίνει καμία μεταβολή στην περίπτωση αυτή, με αποτέλεσμα να εμφανίζεται σημαντική απόκλιση από το μοντέλο. Οπότε η ανάλυση των αποτελεσμάτων από δω και κάτω δε συμπεριλαμβάνει το πείραμα 22. Τα καλύτερα αποτελέσματα προέκυψαν για το Πείραμα Νο17, όπου όπως φαίνεται και από το σχήμα 6.16, το μοντέλο περιγράφει πολύ καλά ποιοτικά και ποσοτικά την πτώση της ΜΣΘ στα ανοιχτά των κατασκευών και την μικρή άνοδο της πίσω από τους κυματοθραύστες.

Τα πειράματα με την πλατιά στέψη παρουσιάζουν κάποιες ιδιομορφίες, οι οποίες έχουν διαπιστωθεί και στις συγκρίσεις των ταχυτήτων. Για το πείραμα Νο35 (βλ. σχήμα 6.18) εκείνο που παρατηρείται είναι ότι ενώ ποσοτικά η πρόβλεψη είναι καλή, σε κάποια σημεία, από το μοντέλο προβλέπεται αύξηση στη ΜΣΘ σε αντίθεση με τις πειραματικές τιμές που υποδεικνύουν ταπείνωση.

Για το Πείραμα Νο37 το μοντέλο δίνει ικανοποιητικές προβλέψεις για τα σημεία από 18-21, όπου η αύξηση στη ΜΣΘ που προβλέπει είναι πολύ μικρή όπως εκείνη στο εργαστήριο. Αλλά, στα σημεία 1-11 που βρίσκονται στα ανοιχτά παρατηρούνται ορισμένες αποκλίσεις. Παρόλα αυτά, τόσο στις εργαστηριακές μετρήσεις όσο και στα αποτελέσματα του μοντέλου παρατηρείται σημαντική μείωση στη μεταβολή της ΜΣΘ σε σχέση με το αντίστοιχο πείραμα (Νο19) με τη στενή στέψη. Επομένως, το μοντέλο προσομοιώνει ικανοποιητικά την επίδραση της αύξησης του πλάτους στέψης στη μεταβολή της ΜΣΘ.

Τέλος, τονίζεται ότι αυτού του είδους οι οριακές συνθήκες (απορροφητικά όρια) δεν απαντώνται στη φύση και έχουν να κάνουν αποκλειστικά με την εργαστηριακή διάταξη. Για αυτόν τον λόγο είναι απαραίτητη η σύγκριση και με μετρήσεις πεδίου, πέρα από τις εργαστηριακές μετρήσεις για την περαιτέρω βελτίωση του μοντέλου.



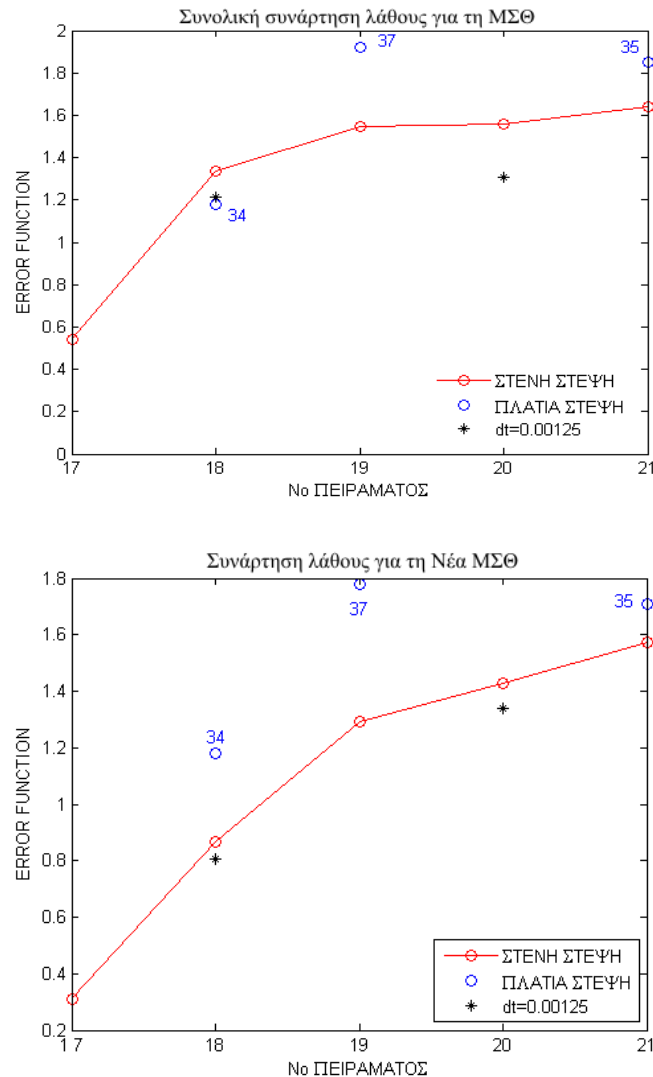
Σχήμα 6.18: Νέα Μέση Στάθμη της Θάλασσας (ΜΣΘ) για το πειράματα Νο35 και Νο37 (πλατιά στέψη), η οποία προέκυψε με τη χρήση δεξαμενών κατά μήκος των πλευρικών ορίων του υπολογιστικού καννάβου.

### 6.1.3.1 Εκτίμηση του συνολικού σφάλματος

Γενικά, το μοντέλο προβλέπει με ικανοποιητική ακρίβεια τη ΜΣΘ για τα πειράματα με στενή στέψη, πράγμα που φαίνεται και από τις τιμές της συνάρτησης λάθους στο σχήμα 6.22. Η καλύτερη προσομοίωση παρατηρείται όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως για το πείραμα Νο17.

Επιπλέον για το πείραμα Νο34 (πλατιά στέψη), τα αποτελέσματα του μοντέλου είναι ικανοποιητικά. Οι μεγαλύτερες τιμές της συνάρτησης αφορούν τα πειράματα Νο35 και 37 και οφείλονται κυρίως στην υπερεκτίμηση της μεταβολής της ΜΣΘ από το

μοντέλο.



Σχήμα 6.19: Τιμές της συνάρτησης λάθους για τη ΜΣΘ. Με \* σημειώνεται η τιμή της συνάρτησης για χρονικό βήμα  $dt=0.00125$  sec

Οι τιμές για τη συνολική ΜΣΘ είναι μεγαλύτερες από ό,τι οι αντίστοιχες για τις ταχύτητες (βλ σχήμα 6.14). Το γεγονός αυτό έχει παρατηρηθεί και στα μοντέλα της εργασίας των Johnson et al. (2005), που είναι το Mike 21 και το LIM.

Επιπλέον, στο σχήμα 6.19 είναι εμφανές ότι υπάρχει αύξηση στην απόκλιση μεταξύ των πειραματικών τιμών και των τιμών του μοντέλου, όταν η περίοδος μικραίνει. Έτσι η τιμή της συνάρτησης είναι μικρότερη για τα πειράματα 17 ( $T_p=1.97$  sec) και 19 ( $T_p=1.81$  sec) σε σχέση με τα αντίστοιχα 18 ( $T_p=1.40$  sec) και 21 ( $T_p=1.28$  sec). Για τον σκοπό αυτό, μειώθηκε η τιμή του χρονικού βήματος κατά το ήμισυ ( $dt=0.00125$  sec) στα πειράματα No 18 και 20, με αποτέλεσμα να βελτιωθούν κάπως

τα αποτελέσματα.

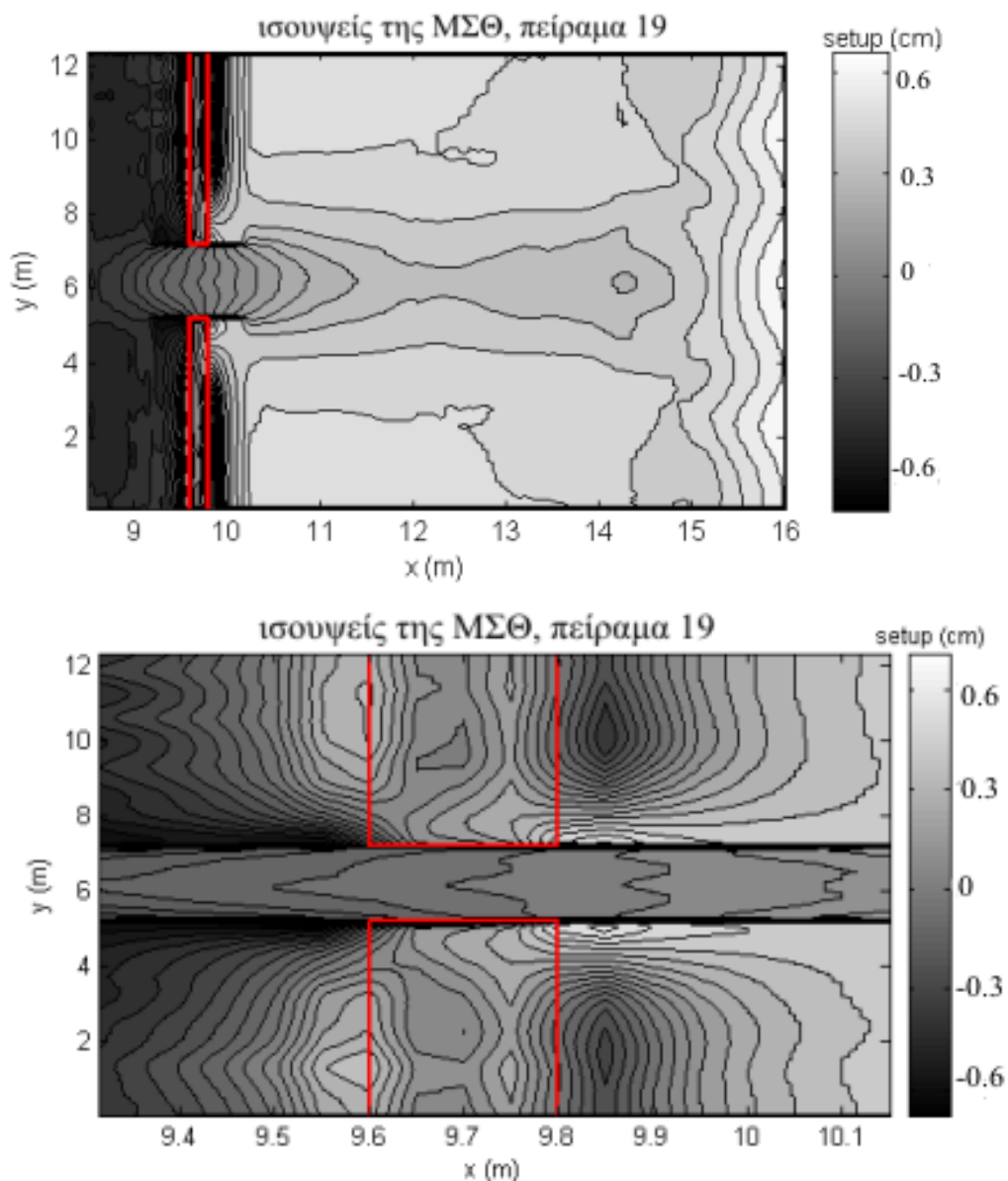
Στον πίνακα 6.4 φαίνονται οι βελτιωμένες τιμές της συνάρτησης λάθους για τη ΜΣΘ σε αντιπαράθεση με τις τιμές που υπολογίστηκαν για τα μοντέλα των Johnson et al. (2005). Το μοντέλο της συγκεκριμένης εργασίας δίνει καλά αποτελέσματα για τα πειράματα Νο19 και 21, αλλά στα πειράματα Νο35 και 37 εμφανίζονται μεγαλύτερες αποκλίσεις.

Πίνακας 6.4: Τιμές της συνάρτησης λάθους (ΜΣΘ) για διάφορα μοντέλα

No Πειράματος	LIM	Mike21	Boussinesq (Johnson et al.)	Boussinesq
19	0.68	1.70	1.44	1.29
21	4.72	0.82	3.24	1.42
35	4.08	1.25	4.52	1.65
37	3.53	1.48	2.01	1.77

Στο σχήμα 6.20 απεικονίζεται η ΜΣΘ έτσι όπως προέκυψε από το μοντέλο, για το πείραμα 19. Η εικόνα αυτή μοιάζει πολύ με εκείνη που προέκυψε από τις εργαστηριακές μετρήσεις των Haller et al. (2002), που έχουν πραγματοποιηθεί σε ακτές με αμμώδεις υφάλους και κανάλια ρεύματος επαναφοράς (rip channels), των οποίων η βαθυμετρία και η πειραματική διάταξη είναι παρόμοια με εκείνη των πειραμάτων του DELOS. Τα πειράματα αυτά αφορούσαν κυρίως μονοχρωματικά κύματα που προσέπιπταν κάθετα προς την ακτή. Έτσι στην εργασία των Haller et al. (2002), παρουσιάζεται έντονο set-up μπροστά από τους υφάλους (προς την ακτή) καθώς και set-down στην περιοχή ανοιχτά των υφάλων. Η τάξη μεγέθους στην αύξηση και στη μείωση της ΜΣΘ, που παρουσιάζει το μοντέλο πλησιάζει την αντίστοιχη των πειραμάτων, αν και το μοντέλο εμφανίζει κάπως αυξημένες τιμές.

Στο σχήμα που εστιάζει στην περιοχή πάνω από τον κυματοθραύστη, φαίνεται ότι το set-down που παρατηρείται προς τα ανοιχτά της κατασκευής είναι μεγαλύτερο στο κενό ανάμεσα στους δύο κυματοθραύστες, όπου εμφανίζεται το ρεύμα επαναφοράς (rip current). Ενώ στην ζώνη πίσω από τις κατασκευές το set-up είναι μεγαλύτερο στην προστατευμένη ζώνη σε σχέση με το κανάλι ρεύματος επαναφοράς (rip channel).

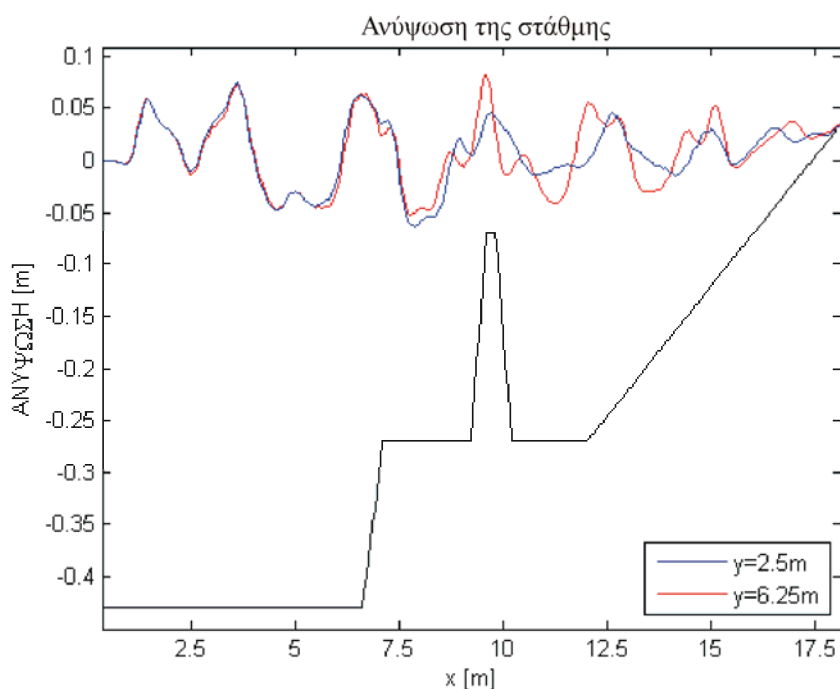


Σχήμα 6.20: Ισοϋψείς της ΜΣΘ για το πείραμα 19, όπως έχουν προκύψει από το μοντέλο. Το χωρικό διάστημα ανάμεσα στις ισοϋψείς αντιστοιχεί σε 0.01 cm

Το φαινόμενο αυτό οφείλεται στα μεγαλύτερα ύψη κύματος που εμφανίζονται στο κενό ανάμεσα στις δύο κατασκευές (tip channel) καθώς και την εντονότερη θραύση που υφίστανται τα κύματα πάνω στον κυματοθραύστη (σε σχέση με το κανάλι ρεύματος επαναφοράς). Επιπλέον, είναι ένα φαινόμενο που έχει παρατηρηθεί και στις εργαστηριακές μετρήσεις των Haller et al. (2002). Όπως φαίνεται και στο σχήμα 6.21, στην προστατευμένη περιοχή (τομή  $y=2.5\text{m}$ ) τα ύψη κύματος (η στιγμιαία ανύψωση της στάθμης) είναι μικρότερα σε σχέση με το κανάλι ρεύματος επαναφοράς (τομή  $y=6.25\text{m}$ ), εξαιτίας της εντονότατης θραύσης. Για αυτό, η ανύψωση στη ΜΣΘ είναι μεγαλύτερη στην προστατευμένη ζώνη, με αποτέλεσμα να δημιουργούνται βαθμίδες

στη ΜΣΘ σε όλη την περιοχή μέχρι την ακτή. Οι βαθμίδες αυτές προκαλούν βαθμίδες πίεσης κατά μήκος της ακτής και επομένως είναι οι κινητήριες δυνάμεις των ρευμάτων στην περιοχή. Όταν τα κύματα προσπίπτουν κάθετα στην ακτή, οι βαθμίδες πίεσης είναι η μοναδική κινητήρια δύναμη των ρευμάτων που ρέουν παράλληλα προς την ακτή, τα οποία συγκλίνουν στο κενό ανάμεσα στις δύο κατασκευές (rip channel) για να δημιουργήσουν το κάθετο ρεύμα επαναφοράς προς τα ανοιχτά (Haller et al. 2002).

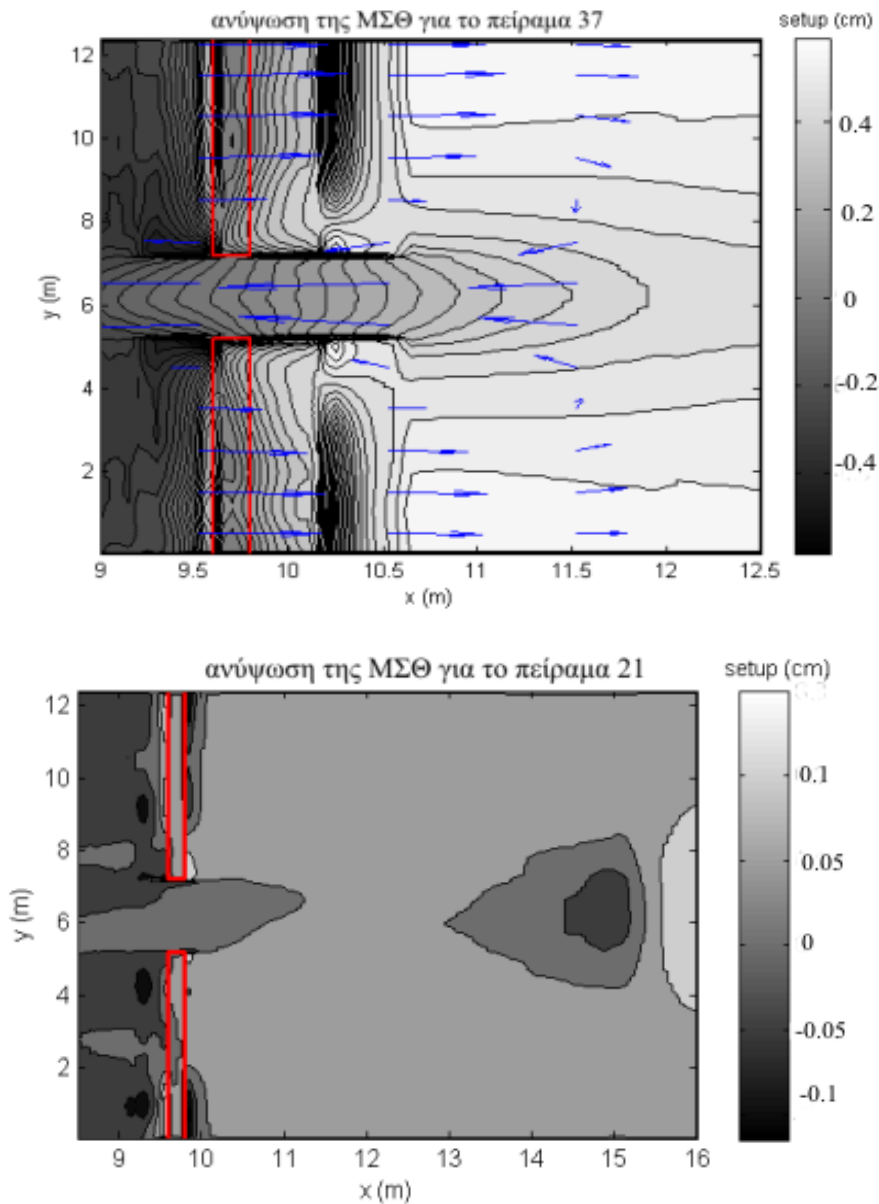
Στο σχήμα 6.21, φαίνεται ότι κοντά στην ακτή τα μεγαλύτερα κύματα τα οποία διαδίδονται στο κενό ανάμεσα στις δύο κατασκευές (τομή  $y=6.25\text{m}$ ) υφίστανται εντονότερη θραύση στην ακτή. Η θραύση αυτή θεωρείται ότι δημιουργεί τη δευτερεύουσα τύρβη (μικρότερη από εκείνη πάνω από τις κατασκευές) που παρατηρείται κοντά στην ακτή (βλ. σχήμα 6.3). Τα κύματα που θραύονται κοντά στην ακτή προκαλούν ρεύματα που έχουν κατεύθυνση προς τις άκρες του υπολογιστικού πεδίου και μακριά από το ρεύμα επαναφοράς.



Σχήμα 6.21: Διάδοση του κύματος σε τομή (κάθετη προς την ακτή,  $y=2.5\text{m}$ ) πάνω από τον κυματοθραύστη και σε τομή (κάθετη προς την ακτή,  $y=6.25\text{m}$ ) στο κενό ανάμεσα στις δύο κατασκευές.

Στο σχήμα 6.22, φαίνονται οι διαβαθμίσεις της ΜΣΘ για τα πειράματα 37 και 21, έτσι όπως προέκυψαν από το μοντέλο. Επιπλέον για το πείραμα 37 απεικονίζεται και το πεδίο ταχυτήτων στην περιοχή κοντά στους κυματοθραύστες. Είναι φανερό ότι οι

βέκτορες των διανυσμάτων των ταχυτήτων προσανατολίζονται κατά μήκος των βαθμίδων της ΜΣΘ, γεγονός που υποδεικνύει επίσης ότι είναι ακριβώς οι βαθμίδες αυτές το κύριο αίτιο της κυκλοφορίας στην παράκτια περιοχή. Το φαινόμενο αυτό έχει παρατηρηθεί και από τους Haller et al (2002).



Σχήμα 6.22: Ισοϋψείς της ΜΣΘ των πειραμάτων 37 (πλατιά στέψη) και 21 (στενή στέψη), που έχουν προκύψει από το μοντέλο. Το χωρικό διάστημα ανάμεσα στις ισοϋψείς αντιστοιχεί σε 0.01 cm. Στο επάνω σχήμα απεικονίζονται και τα διανύσματα των ταχυτήτων των ρευμάτων στην περιοχή

Η ΜΣΘ για το πείραμα 21 παρουσιάζει μικρές σχετικά τιμές (μικρότερες από τις λοιπές περιπτώσεις). Εκείνο το οποίο χαρακτηρίζει το πείραμα αυτό ανάμεσα στα υπόλοιπα είναι το μικρό ύψος κύματος ( $H_s=0.054\text{m}$ ). Όπως έχει σημειωθεί και

προηγουμένως στην ανάλυση των ταχυτήτων των ρευμάτων, το ύψος κύματος επηρεάζει σημαντικά τόσο το πεδίο ταχυτήτων (και ειδικότερα το ρεύμα επιστροφής) όσο και τη ΜΣΘ. Η σχέση τους όμως δε φαίνεται να είναι γραμμική. Στο σημείο αυτό τα αποτελέσματα του μοντέλου συμφωνούν απόλυτα με τους Haller et al. (2002) και τους Johnson et al. (2005).

Το τελικό συμπέρασμα είναι ότι η συμπεριφορά του μοντέλου ακόμη και στα σημεία εκείνα που αποκλίνουν από τις εργαστηριακές μετρήσεις που έγιναν στα πλαίσια του προγράμματος DELOS δίνουν ικανοποιητικά αποτελέσματα. Η μοναδική περίπτωση που δεν προσομοιώνεται καλά από το μοντέλο είναι το πείραμα 22 (στενή στέψη) που αφορά μη μονοχρωματικά κύματα με  $H_s=0.054$  m και  $T_p=0.93$  sec.

Ασφαλώς, το μοντέλο δε δίνει υπό όλες τις συνθήκες το ίδιο καλά αποτελέσματα. Αντίθετα, όταν το πλάτος της στέψης μεγαλώνει αντιμετωπίζει δυσκολίες στην προσομοίωση της διάδοσης των κυμάτων πάνω από την κατασκευή για αυτό απαιτείται μείωση στο χρονικό βήμα. Το ίδιο ισχύει και όταν η περίοδος μικραίνει. Ωστόσο, προσομοιώνει πολύ καλά ποιοτικά τις βαθμίδες στη ΜΣΘ, που δημιουργούνται στην περιοχή που βρίσκονται οι κυματοθραύστες και αποτελούν την κυριότερη αιτία της κυκλοφορίας. Επίσης προσομοιώνει πολύ καλά τη σχέση μεταξύ του ύψους των κυμάτων (τα οποία είναι οι κινητήριες δυνάμεις της κυκλοφορίας) που προσπίπτουν στην ακτή και της έντασης των ρευμάτων. Γενικά, η κυκλοφορία που αποτελεί τη βάση για τους μορφοδυναμικούς υπολογισμούς εκτιμάται με ικανοποιητική ακρίβεια (ποιοτικά και ποσοτικά), με αποτέλεσμα να δημιουργούνται οι προϋποθέσεις για μία ακριβέστερη εκτίμηση της μορφοδυναμικής αλλαγής που προκαλείται εξαιτίας της κατασκευής βυθισμένων κυματοθραυστών στην παράκτια περιοχή. Τέλος αξίζει να σημειωθεί ότι η κύρια είσοδος στο μορφοδυναμικό μοντέλο που υπολογίζει τη μορφολογική μεταβολή είναι η κυκλοφορία, για αυτόν τον λόγο είναι πολύ σημαντική η ακρίβεια στους υπολογισμούς των ταχυτήτων των ρευμάτων.



## 6.2 ΜΕΡΟΣ Β: ΜΟΡΦΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΠΡΟΒΛΕΨΕΙΣ

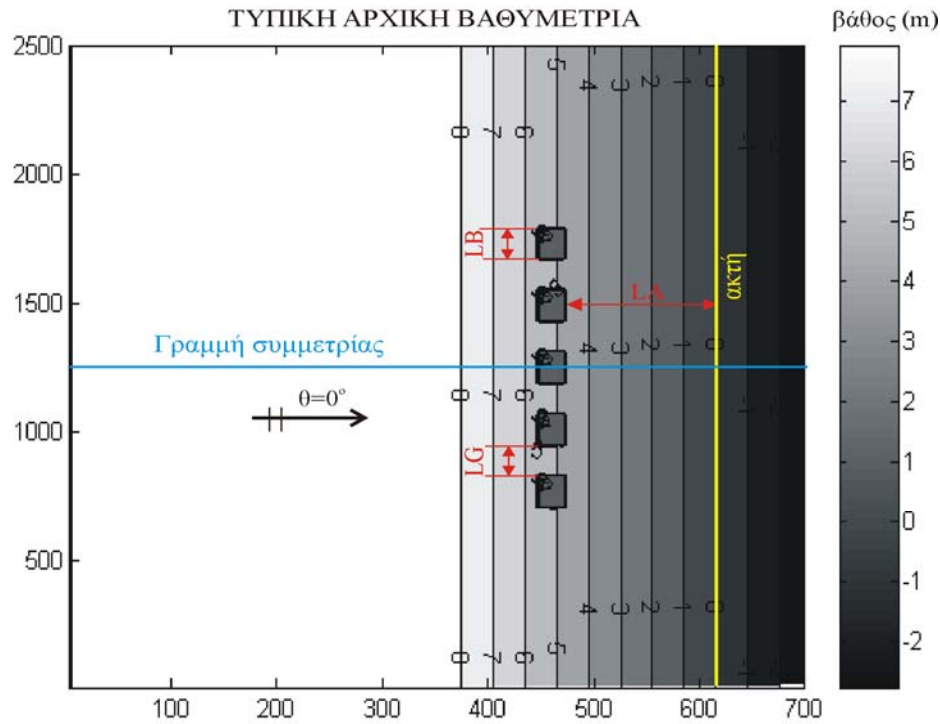
### 6.2.1 Εισαγωγή

Η μορφολογική εξέλιξη μίας ακτής, στην οποία έχει κατασκευαστεί ένας βυθισμένος κυματοθραύστης (ΒΚ) ή μία σειρά ΒΚ, προβλέπεται συνήθως με τη χρήση αριθμητικών μοντέλων. Το μοντέλο (Μοντέλο 2-Β των προηγούμενων παραγράφων) που χρησιμοποιείται στην εργασία αυτή αποτελείται από:

- ένα υπο-μοντέλο (Boussinesq) για την πρόβλεψη των υδροδυναμικών παραμέτρων
- ένα υπο-μοντέλο μεταφοράς ιζήματος για την πρόβλεψη της μορφολογικής αλλαγής

Το υδροδυναμικό μοντέλο, που υπολογίζει το κυματικό πεδίο καθώς και το πεδίο των ρευμάτων, όπως έχει ήδη αναλυθεί στο προηγούμενο κεφάλαιο, πιστοποιήθηκε με τα πειραματικά δεδομένα που προέκυψαν από το DELOS. Τα αποτελέσματα από το υδροδυναμικό μοντέλο εισάγονται στο μοντέλο μεταφοράς ιζήματος, το οποίο υπολογίζει το ποσοστό μεταφερόμενου ιζήματος. Η διαδικασία που ακολουθείται είναι η ίδια με εκείνη που εφαρμόστηκε για τους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας και επομένως και το διάγραμμα ροής είναι το ίδιο (βλ. παρ. 5.3). Έτσι, η έναρξη των προσομοιώσεων γίνεται με την εισαγωγή του αρχικού βαθυμετρικού αρχείου στο υδροδυναμικό μοντέλο, το οποίο στη συνέχεια τροποποιείται από το μοντέλο μεταφοράς ιζήματος, ενώ το νέο τροποποιημένο βαθυμετρικό αρχείο εισάγεται ξανά στο υδροδυναμικό μοντέλο για να αρχίσουν και πάλι οι υπολογισμοί. Τέλος, οι προσομοιώσεις σταματούν όταν στο παράκτιο σύστημα, που προσομοιώνεται αποκαθίσταται ισορροπία.

Στο σχήμα 6.26 απεικονίζεται ένα τυπικό βαθυμετρικό αρχείο που χρησιμοποιείται από το μοντέλο κατά την έναρξη των προσομοιώσεων. Το LA είναι η αρχική απόσταση της βυθισμένης κατασκευής από την ακτή, το LB είναι το μήκος του κυματοθραύστη και το LG είναι το μήκος των κενών μεταξύ των διαδοχικών κατασκευών (όπου υπάρχουν φυσικά). Το πεδίο είναι συμμετρικό ως προς τη γραμμή συμμετρίας που σημειώνεται στο σχήμα με μπλε, ενώ η αρχική ακτή σημειώνεται με κίτρινο. Επιπλέον, στο σχήμα αυτό εμφανίζονται οι ισοβαθείς με βήμα 1m, στις οποίες οι αρνητικές τιμές αντιστοιχούν στην ξηρά και οι θετικές στη θάλασσα.



Σχήμα 6.26: Τυπική βαθυμετρία που χρησιμοποιείται ως είσοδος στα μοντέλα κατά την έναρξη των προσομοιώσεων.

Στον πίνακα 6.5, που ακολουθεί φαίνονται τα αριθμητικά πειράματα, που πραγματοποιήθηκαν με τη βοήθεια των μοντέλων, με σκοπό τη διερεύνηση της επιρροής των ΒΚ στην υδροδυναμική κατάσταση της περιοχής και στην παράκτια μορφολογία, καθώς και οι χαρακτηριστικές τους παράμετροι. Στον πίνακα αυτό, οι παράμετροι  $R_c$  και  $B$  αντιστοιχούν στο βύθισμα και στο πλάτος στέψης των κατασκευών, που μεταβλήθηκαν στα πειράματα K02-03-04-05-06-08 για την προσομοίωση των διαφόρων συντελεστών διάδοσης.

Σε όλα τα αριθμητικά πειράματα οι κυματισμοί (μονοχρωματικά κύματα με  $H_0=1.5m$ ,  $T=8sec$ ) θεωρείται ότι προσπίπτουν κάθετα στην ακτή. Το κυματικό ύψος που επιλέχθηκε ( $H_0=1.5m$ ) είναι μία μέση τιμή, έτσι ώστε να πραγματοποιηθούν με τη βοήθεια των μοντέλων μεσοπρόθεσμες προβλέψεις. Τα μεγάλα ύψη κύματος (μεγαλύτερα από 1.5m), που εμφανίζονται συνήθως κατά τη διάρκεια θύελλας οδηγούν στην απώλεια ιζήματος και στον σχηματισμό του χειμερινού προφίλ. Αντίθετα, η ήπια κυματική δραστηριότητα που εμφανίζεται κυρίως το καλοκαίρι (ύψη κύματος μικρότερα από 1.5m) οδηγεί στην

πρόσχωση της παραλίας. Στη συγκεκριμένη εργασία το κύριο ενδιαφέρον δεν είναι ο σχηματισμός του χειμερινού και του θερινού προφίλ, αλλά οι προβλέψεις τη μορφολογίας σε μεγαλύτερο βάθος χρόνου. Για τον λόγο αυτό επιλέγεται ένα μέσο ύψος κύματος, που αντιστοιχεί σε έναν τυπικό ισοδύναμο κυματισμό των ελληνικών θαλασσών (ο ισοδύναμος κυματισμός, που χρησιμοποιείται στις Ακτομηχανικές μελέτες, είναι ο θεωρητικός κυματισμός που εμφανίζεται με συχνότητα, τη συχνότητα κάθε διεύθυνσης πνοής και έχει το ίδιο ενεργειακό περιεχόμενο με το σύνολο των κυματισμών των διαφόρων εντάσεων του σχετικού τομέα, Borah and Balloffet, 1985)

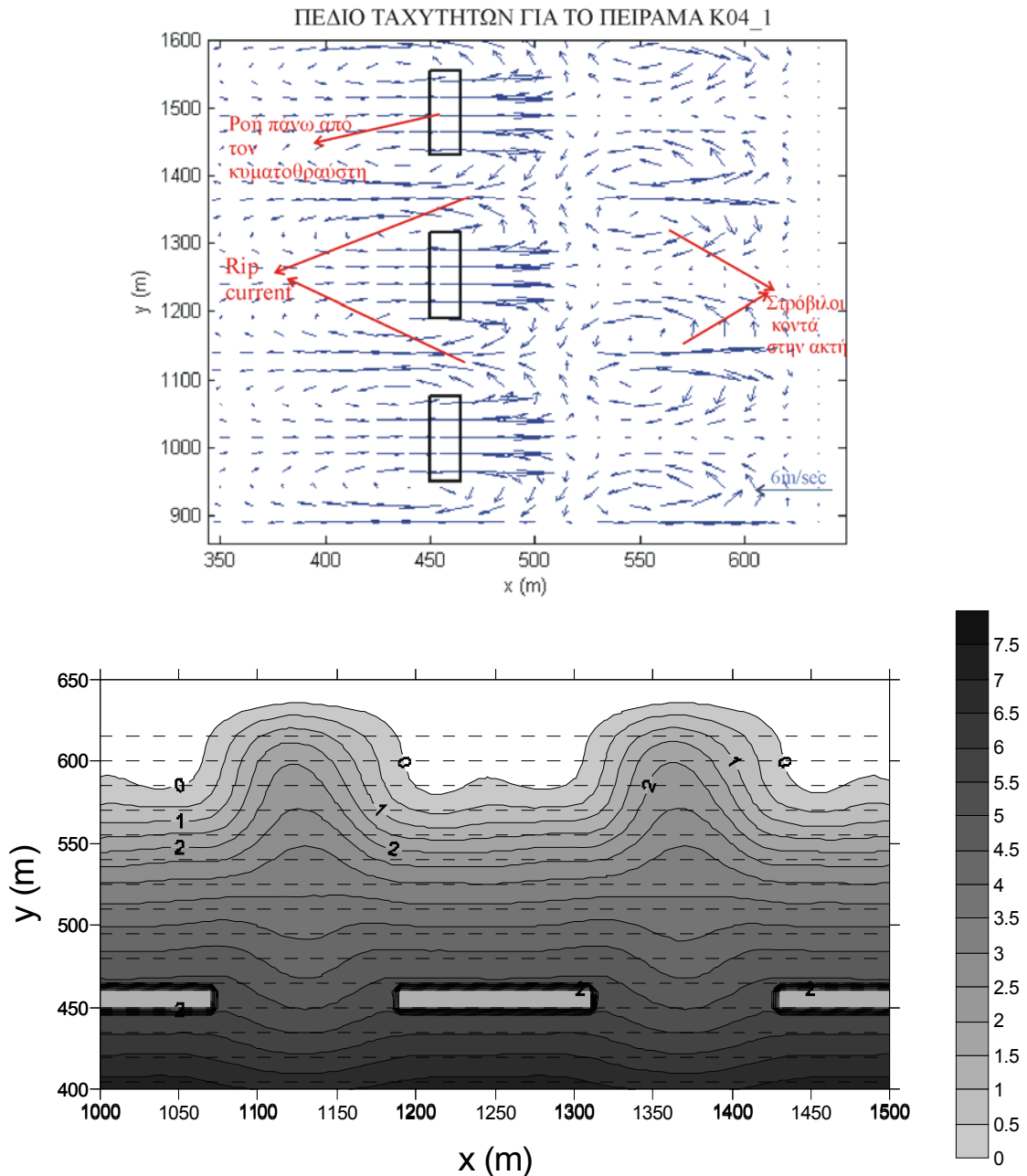
Πίνακας 6.5: Χαρακτηριστικές παράμετροι των αριθμητικών πειραμάτων

ΠΕΙΡΑΜΑ	$K_t$	LB (m)	LA (m)	LG (m)	$R_c$ (m)	B(m)
K02	0.2	120	150	120	-0.3	35
K03	0.3	120	150	120	-0.3	20
K05	0.5	120	150	120	-0.5	10
K06	0.6	120	150	120	-0.5	5
K08	0.8	120	150	120	-1	5
K04_1	0.4	120	150	120	-0.3	10
K04_1i	0.4	120	150	-	-0.3	10
K04e	0 (στέψη πάνω από τη ΜΣΘ)	120	150	120	-	10
K04_2	0.4	120	150	180	-0.3	10
K04_3	0.4	120	150	60	-0.3	10
K04_4	0.4	200	150	120	-0.3	10
K04_5	0.4	120	120	120	-0.3	10
K04_6	0.4	120	80	120	-0.3	10
K04_7	0.4	120	45	120	-0.3	10
K04_8	0.4 $R_c=-2.0$ m	120	80	120	-0.3	10

Σύμφωνα με τον Pilarczyk (2003) και τους Hanson και Kraus (1990, 1991) είναι πάρα πολλές οι παράμετροι που επηρεάζουν την μορφολογική μεταβολή σε ένα παράκτιο σύστημα εξαιτίας ενός ΒΚ (βλ. παρ 1.2.4). Από αυτές, οι σημαντικότερες είναι ο συντελεστής διάδοσης ( $K_t$ ) και η διάταξη του κυματοθραύστη (τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά της κατασκευής). Οπότε, τα αριθμητικά πειράματα, που έγιναν με βάση τις παρατηρήσεις αυτές, εξετάζουν την επίδραση των παρακάτω παραμέτρων στη μορφολογική μεταβολή του πυθμένα:

## Εφαρμογή των μοντέλων σε βυθισμένους κυματοθραύστες

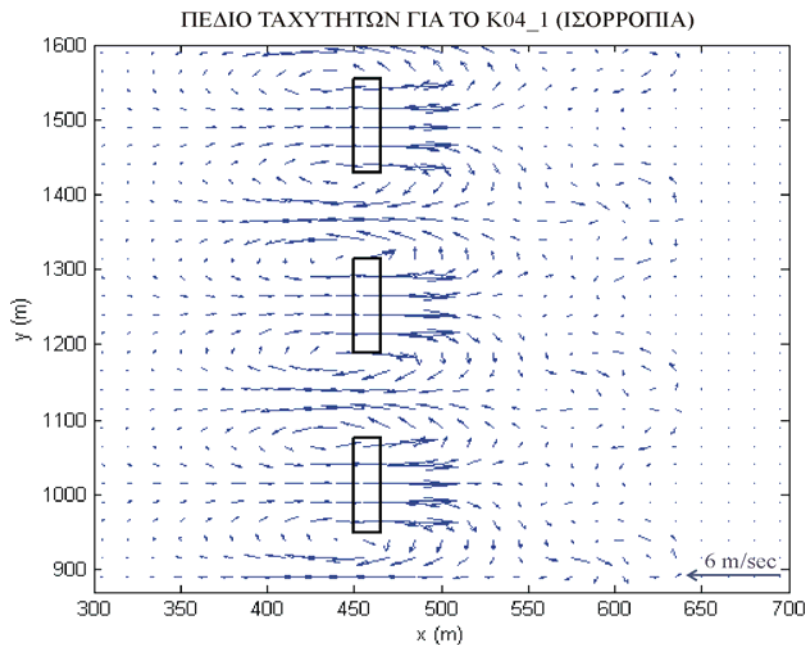
- του συντελεστή διάδοσης  $K_t$
- του μήκους του κυματοθραύστη (LB)
- της απόστασης από την ακτή(LA)
- του μήκους των κενών (LG)



Σχήμα 6.27: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα K04\_1. Με διακεκομμένες γραμμές είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με αποχρώσεις του γκρι η τελική βαθυμετρία. Το βήμα και στις δύο περιπτώσεις είναι 1m

Τα αποτελέσματα από τα μοντέλα για όλα τα αριθμητικά πειράματα φαίνονται στα σχήματα 6.27-6.41. Οι μηχανισμοί με τους οποίους μεταφέρεται το ίζημα (βλ. παρ. 2.2) στην παράκτια ζώνη είναι πολύπλοκοι και ο τρόπος αλληλεπίδρασης της κατασκευής με τους μηχανισμούς αυτούς είναι επίσης εξαιρετικά σύνθετος. Ωστόσο, υπάρχει μία σημαντική σχέση μεταξύ του πεδίου των ρευμάτων που σχηματίζεται στην περιοχή που μελετάται και στη μορφολογική μεταβολή που σημειώνεται (κυρίως η διάβρωση, Zyserman et al., 2005, Caceres et al., 2005), εφόσον τα ρεύματα μαζί με τα κύματα αποτελούν τα κύρια μέσα μεταφοράς ιζήματος. Για αυτούς τους λόγους για κάθε πείραμα απεικονίζεται το πεδίο ταχυτήτων που προκύπτει και η αλλαγή στη βαθυμετρία της παράκτιας περιοχής που προσομοιώνεται.

Στο σχήμα 6.27 απεικονίζεται το πεδίο ταχυτήτων για το πείραμα K04\_1 ( $Kt=0.4$ ,  $LB=120m$ ,  $LA=150m$ ,  $LG=120m$ ) και η αλλαγή στη βαθυμετρία του πυθμένα. Το πεδίο ταχυτήτων είναι παρόμοιο με εκείνο που προέκυψε και από τα πειράματα του DELOS (βλ. παρ. 6.1.2). Στην προστατευμένη ζώνη ('σκιά') κάθε κυματοθραύστη σχηματίζεται μία προεξοχή (salient) με διπλή κορυφή, η οποία πλευρικά συνορεύει με δύο περιοχές στις οποίες έχει σημειωθεί διάβρωση και υποχώρηση της αρχικής ακτογραμμής.



Σχήμα 6.28: Πεδίο ταχυτήτων, που έχει προκύψει μετά από ισορροπία στο σύστημα, για το πείραμα K04\_1.

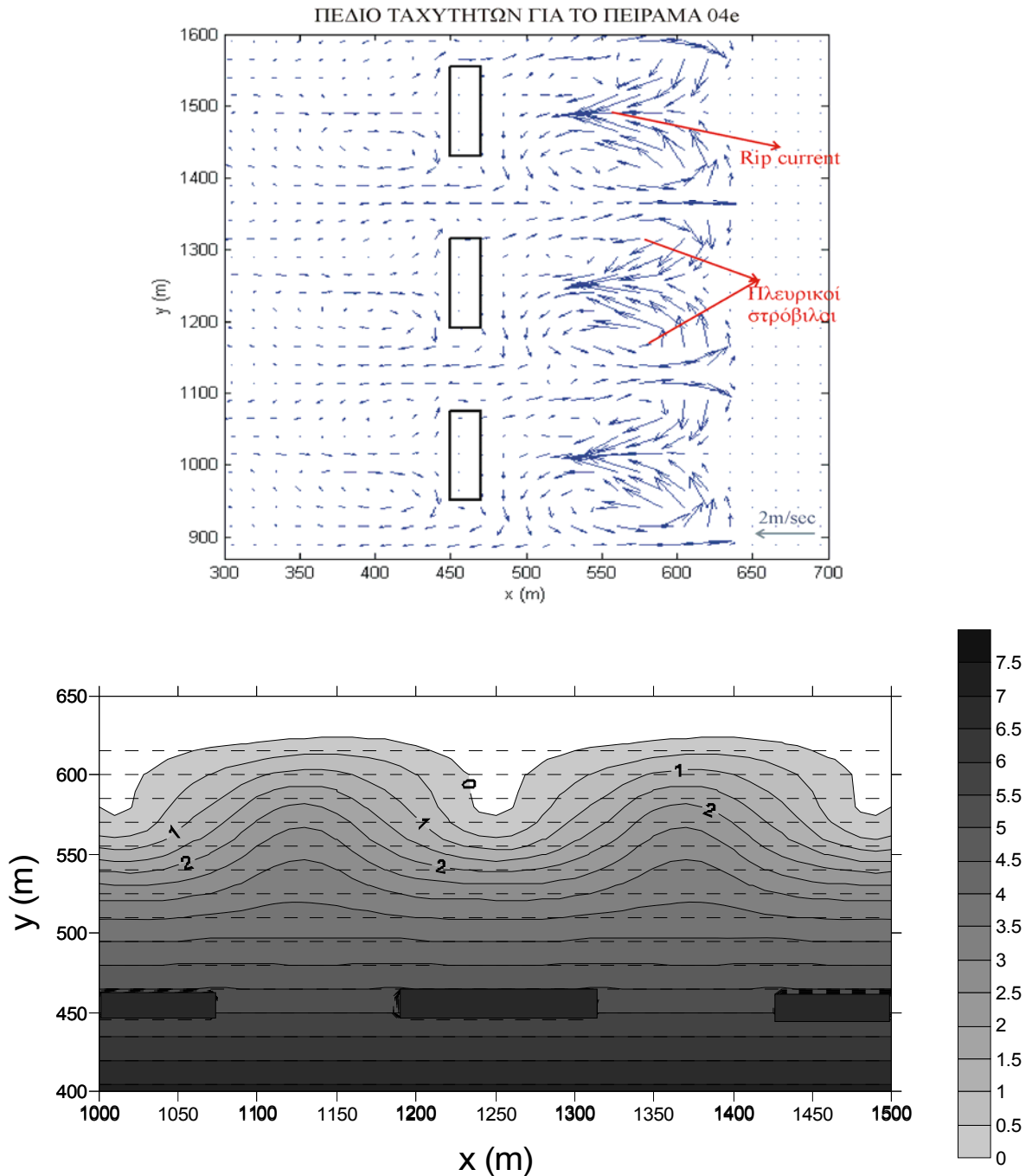
Στο σχήμα 6.28 φαίνεται το πεδίο ταχυτήτων που έχει προκύψει, εφόσον έχει αποκατασταθεί η ισορροπία στην παράκτια περιοχή. Η κύρια διαφοροποίηση σε σχέση με το σχήμα 6.27 σημειώνεται στο πεδίο ταχυτήτων (στρόβιλοι) που εμφανίζεται κοντά στην ακτή. Με την αποκατάσταση της ισορροπίας στην περιοχή επέρχεται μία σαφής ποσοτική μείωση στις ταχύτητες των ρευμάτων κοντά στην ακτή, ενώ η κυκλοφορία πάνω από την κατασκευή παραμένει σχεδόν ανεπηρέαστη. Το φαινόμενο αυτό αποδεικνύει ότι τα μοντέλα μπορούν να προσομοιώσουν ικανοποιητικά την αλλαγή της βυθομετρίας ως αποτέλεσμα της κατασκευής των ΒΚ, η οποία σταματά όταν αποκατασταθεί η ισορροπία στο παράκτιο σύστημα. Στο σημείο αυτό (της ισορροπίας) δε σημαίνει ότι παύει να υπάρχει κυκλοφορία, αλλά ότι η κυκλοφορία κοντά στην ακτή πρακτικά μηδενίζεται, με συνέπεια να μη δημιουργούνται επιπλέον σημαντικές προσχώσεις και διαβρώσεις.

### **6.2.2 Σύγκριση βυθισμένων κυματοθραυστών με κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας**

Στο σχήμα 6.29 φαίνεται το πεδίο ταχυτήτων και η μορφολογική αλλαγή που προκαλείται εξαιτίας της κατασκευής μίας σειράς από κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας με τα ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά με το πείραμα K04\_1 ( $K_t=0$ ,  $L_B=120\text{m}$ ,  $L_A=150\text{m}$ ,  $L_G=120\text{m}$ ).

Είναι φανερό ότι υπάρχει σαφής διαφοροποίηση καταρχήν στα πεδία των ρευμάτων σε σχέση με τους αντίστοιχους ΒΚ (βλ. σχήμα 6.27) και κατά συνέπεια και στις προεξοχές που σχηματίζονται στη σκιά των κυματοθραυστών.

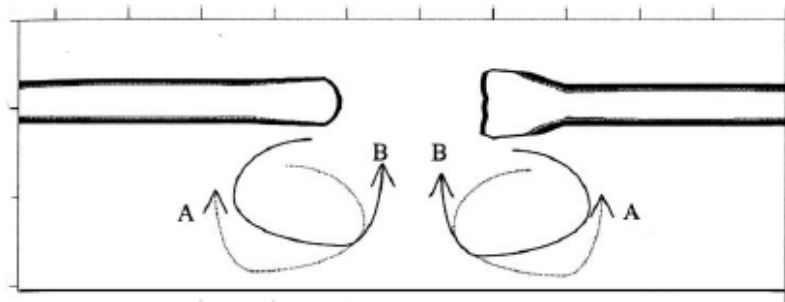
Στο σχήμα 6.30 απεικονίζεται σχηματικά η διαφορά στα πεδία των ρευμάτων, έτσι όπως παρουσιάστηκε από τους Loveless και MacLeod (1999). Αλλά εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι οι διαφορές αυτές αφορούν την κύρια κυκλοφορία, δηλαδή στην περίπτωση των ΒΚ (κυκλοφορία Β), τον μεγάλο στρόβιλο που δημιουργείται πάνω από τον κυματοθραύστη και αποτελείται από τη ροή προς την ακτή πάνω από την κατασκευή, καθώς και το ρεύμα επιστροφής (rip current) στο κενό. Στην περίπτωση των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας (κυκλοφορία Α) η κύρια κυκλοφορία αφορά στο rip current στη μέση της προστατευμένης ζώνης και στα δύο πλευρικές δίνες.



Σχήμα 6.29: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα K04e (κυματοθραύστης με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας). Με διακεκομμένες γραμμές είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με αποχρώσεις του γκρι η τελική βαθυμετρία. Το βήμα και στις δύο περιπτώσεις είναι 1m

Ωστόσο, στους ΒΚ υπάρχουν επιπλέον και δύο άλλοι στρόβιλοι κοντά στην ακτή, οι οποίοι συμβάλλουν στον σχηματισμό του salient. Οι στρόβιλοι αυτοί είναι παρόμοιοι με αυτούς των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ, αλλά μικρότερης έκτασης και έντασης.

Λόγω του γεγονότος ότι οι δύο αυτοί στρόβιλοι βρίσκονται σε σχετική απόσταση ο ένας από τον άλλο, η προεξοχή στους ΒΚ παίρνει αυτή τη μορφή με τη διπλή κορυφή (σχ. 6.27), σε αντίθεση με του κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας, όπου η προεξοχή είναι πιο στενή και διαθέτει μία κορυφή. Αυτός είναι και ο λόγος για τον οποίο το μήκος πρόσχωσης και επομένως και η ακτή που δημιουργείται στην προστατευμένη ζώνη των ΒΚ είναι μεγαλύτερη. Επιπλέον, η διάβρωση, που παρατηρείται μεταξύ των προεξοχών, στην περίπτωση των ΒΚ είναι περισσότερο έντονη, αν και η περιοχή στην οποία παρατηρείται είναι πιο πλατιά στις κατασκευές που εξέχουν από τη στάθμη της θάλασσας.



Σχήμα 6.30: Σχηματική αναπαράσταση των διαφορών μεταξύ του πεδίου ταχυτήτων σε κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας (A) και σε βυθισμένους (B) κυματοθραύστες (Loveless and MacLeod, 1999)

Γενικά, η επίδραση της κατασκευής στον παράκτιο χώρο είναι πολύ πιο έντονη στην περίπτωση των ΒΚ, γεγονός που οφείλεται στην μεγαλύτερη ποσότητα ενέργειας που καταφτάνει στην προστατευμένη περιοχή, λόγω της χαμηλής στέψης (Bricio et al., 2008). Όπως φαίνεται και στο σχ. 6.27 το ρεύμα που κατευθύνεται πάνω από τον ΒΚ προς την ακτή αναπτύσσει πολύ μεγάλες ταχύτητες (της τάξης 6m/sec), μεγαλύτερες από τις ταχύτητες των ρευμάτων (της τάξης 2m/sec), που αναπτύσσονται στην περίπτωση των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας. Το ίδιο ισχύει και για το ρεύμα επαναφοράς που σχηματίζεται στο κενό μεταξύ των κατασκευών. Το φαινόμενο αυτό έχει παρατηρηθεί και από τους Martinelli et al. (2006) και οφείλεται στο υψηλό ποσοστό υπερπήδησης, που έχει ως αποτέλεσμα να συσσωρεύεται σημαντική ποσότητα νερού πίσω από τον κυματοθραύστη, στην προστατευμένη ζώνη. Έτσι το ρεύμα επαναφοράς ουσιαστικά είναι ένα μέσο, με το οποίο όλη αυτή η ποσότητα του νερού, που



έχει μεταφερθεί στην προστατευμένη ζώνη, επιστρέφει στα ανοικτά (Zyserman et al., 2005).

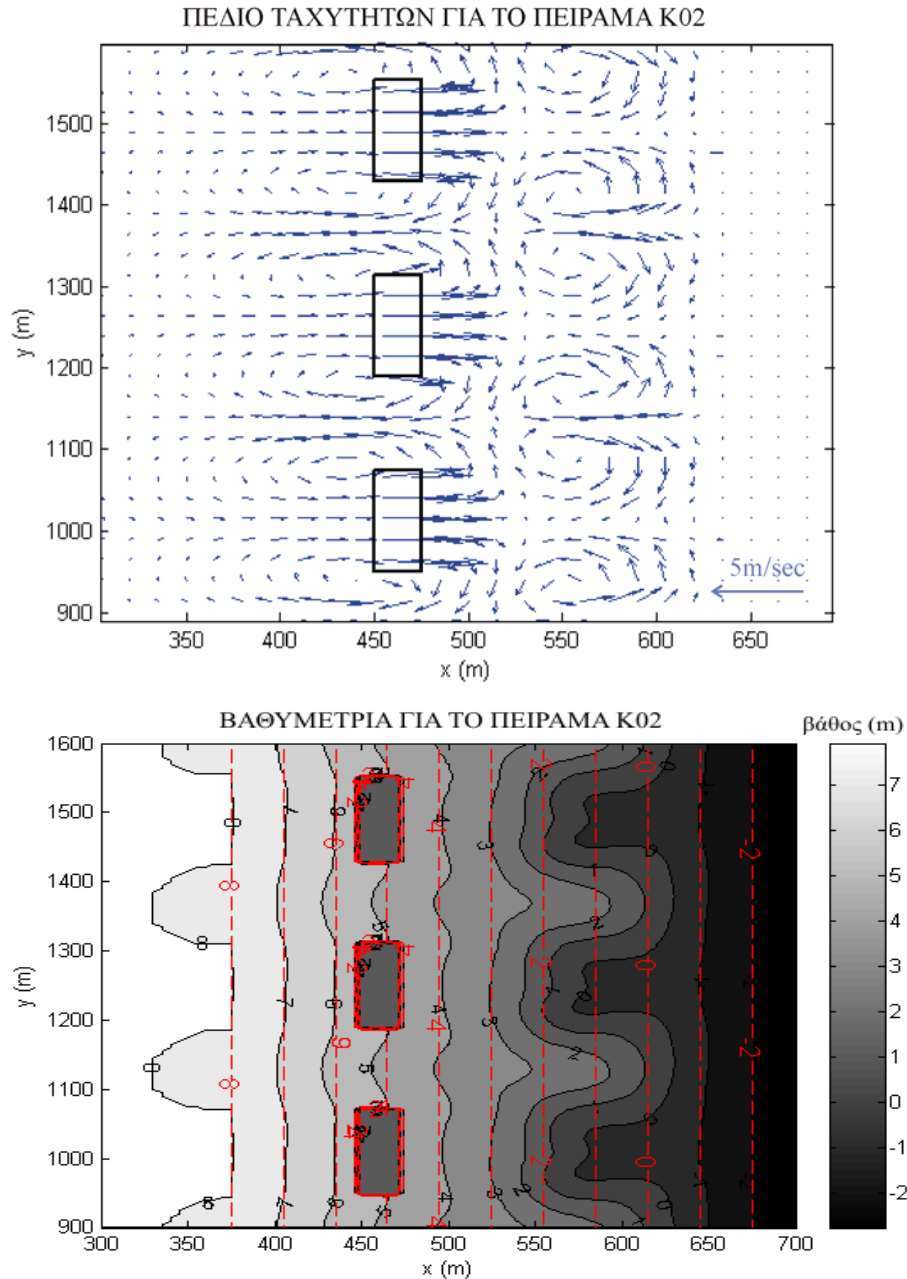
Το ρεύμα επιστροφής, που είναι κομμάτι του στροβίλου που αναπτύσσεται πάνω από τον κυματοθραύστη είναι η αιτία της περιορισμένης διάβρωσης που παρατηρείται στην περιοχή γύρω από τον ΒΚ. Στην περίπτωση των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας, η περιοχή γύρω από την κατασκευή παραμένει σχετικά ανεπηρέαστη, διότι η κύρια κυκλοφορία λαμβάνει χώρα κοντά στην ακτή κι όχι στην περιοχή πλησίον της κατασκευής.

Παρόλες όμως τις διαφορές τους οι ΒΚ και οι κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας προκαλούν παρόμοιες μεταβολές στον πυθμένα της περιοχής, όπου κατασκευάζονται. Ενώ γενικά το κυματογενές πεδίο ταχυτήτων φαίνεται διαφορετικό, εντούτοις η ύπαρξη του ρεύματος που δημιουργείται παράλληλα και κοντά στην ακτή, είναι παρόμοιο και στις δύο περιπτώσεις και συνεπώς οδηγεί σε μια παρόμοια εξέλιξη βαθυμετρίας με μεγαλύτερο όμως μήκος ακτής λόγω πρόσχωσης στους ΒΚ. Και στις δύο περιπτώσεις δημιουργούνται στη 'σκιά' τους προεξοχές (salients), και συγχρόνως ενδιάμεσα από αυτές, περιοχές διάβρωσης. Τα φερτά υλικά μεταφέρονται από τα κυματογενή ρεύματα από τα πλάγια (όπου και δημιουργείται διάβρωση) προς το κέντρο (όπου έχουμε πρόσχωση). Στις συγκεκριμένες εφαρμογές όμως δε φαίνεται να δημιουργούνται σημαντικά προβλήματα διάβρωσης.

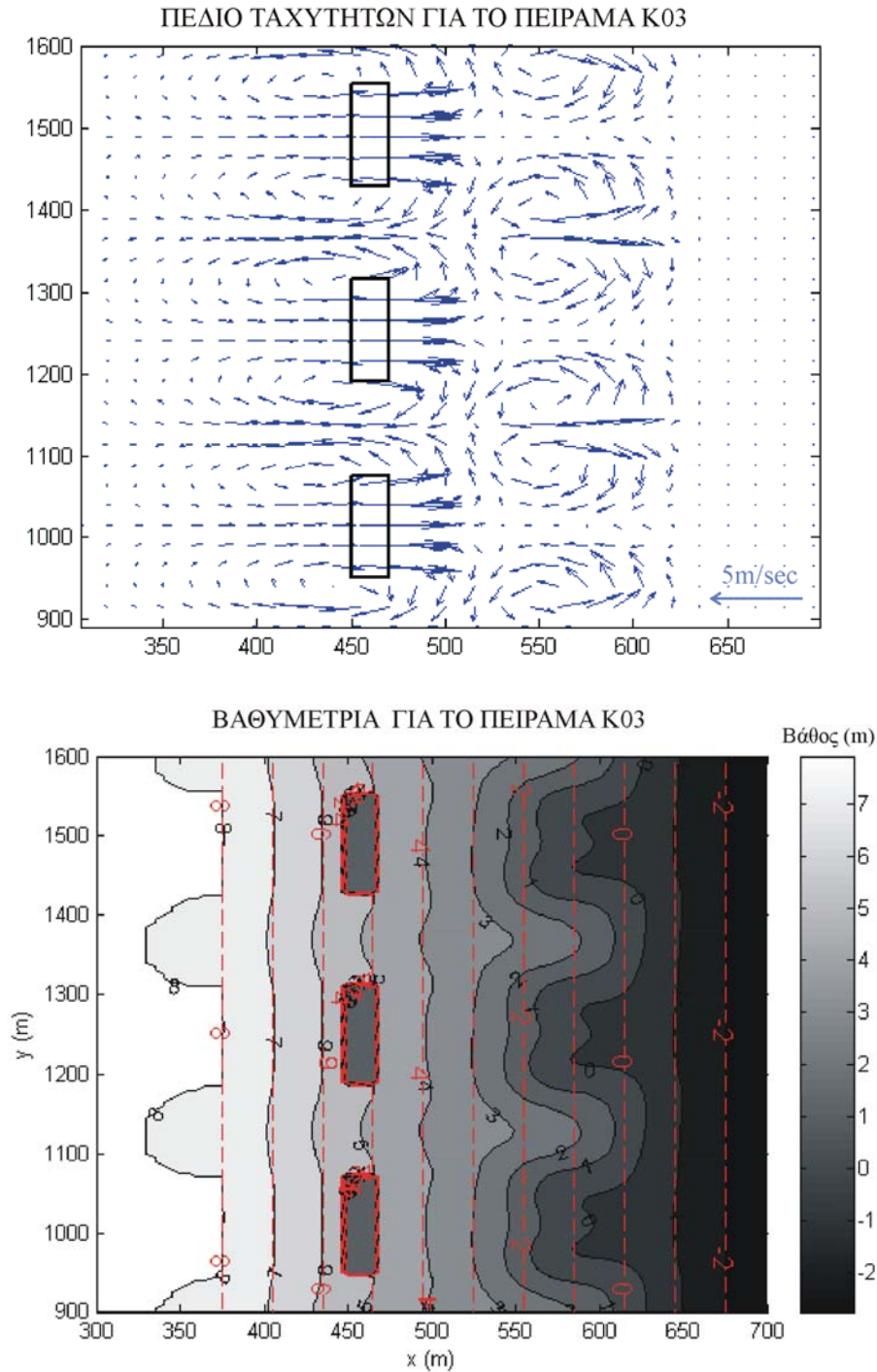
### **6.2.3 Επίδραση του συντελεστή διάδοσης στη μορφολογία**

Στα σχήματα 6.31-6.35 απεικονίζονται τα πεδία ταχύτητας και οι βαθυμετρικές αλλαγές για τα πειράματα K02, K03, K05, K06 και K08 αντίστοιχα. Στα πειράματα αυτά έχουν παραμείνει ίδια τα γεωμετρικά στοιχεία με το πείραμα K04\_1 (LB=120m, LA=150m, LG=120m) και έχει μεταβληθεί μόνο ο συντελεστής διάδοσης ( $K_t=0.2$  στο K02,  $K_t=0.3$  στο K03,  $K_t=0.5$  στο K05,  $K_t=0.6$  στο K06 και  $K_t=0.8$  στο K08). Ουσιαστικά ακόμη και το πείραμα με τον κυματοθραύστη με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ είναι ένα πείραμα, στο οποίο έχει μεταβληθεί ο συντελεστής διάδοσης ( $K_t=0$ ). Ο συντελεστής διάδοσης έχει σχέση με το ποσοστό υπερπήδησης και την ενέργεια που φτάνει στην ακτή πίσω από τον κυματοθραύστη (van der Meer et al., 2005), ενώ επηρεάζει άμεσα την περίθλαση των

κυμάτων γύρω από την κατασκευή (Hanson και Kraus, 1991). Για όλους αυτούς τους λόγους θεωρείται ένα από τα σημαντικότερα στοιχεία στην μελέτη της μορφολογικής επίδρασης των κυματοθραυστών και ειδικά στην περίπτωση όπου η στέψη είναι χαμηλή (Pilarczyk, 2003, Caceres et al., 2003).



Σχήμα 6.31: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ02. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με αποχρώσεις του γκρι η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m



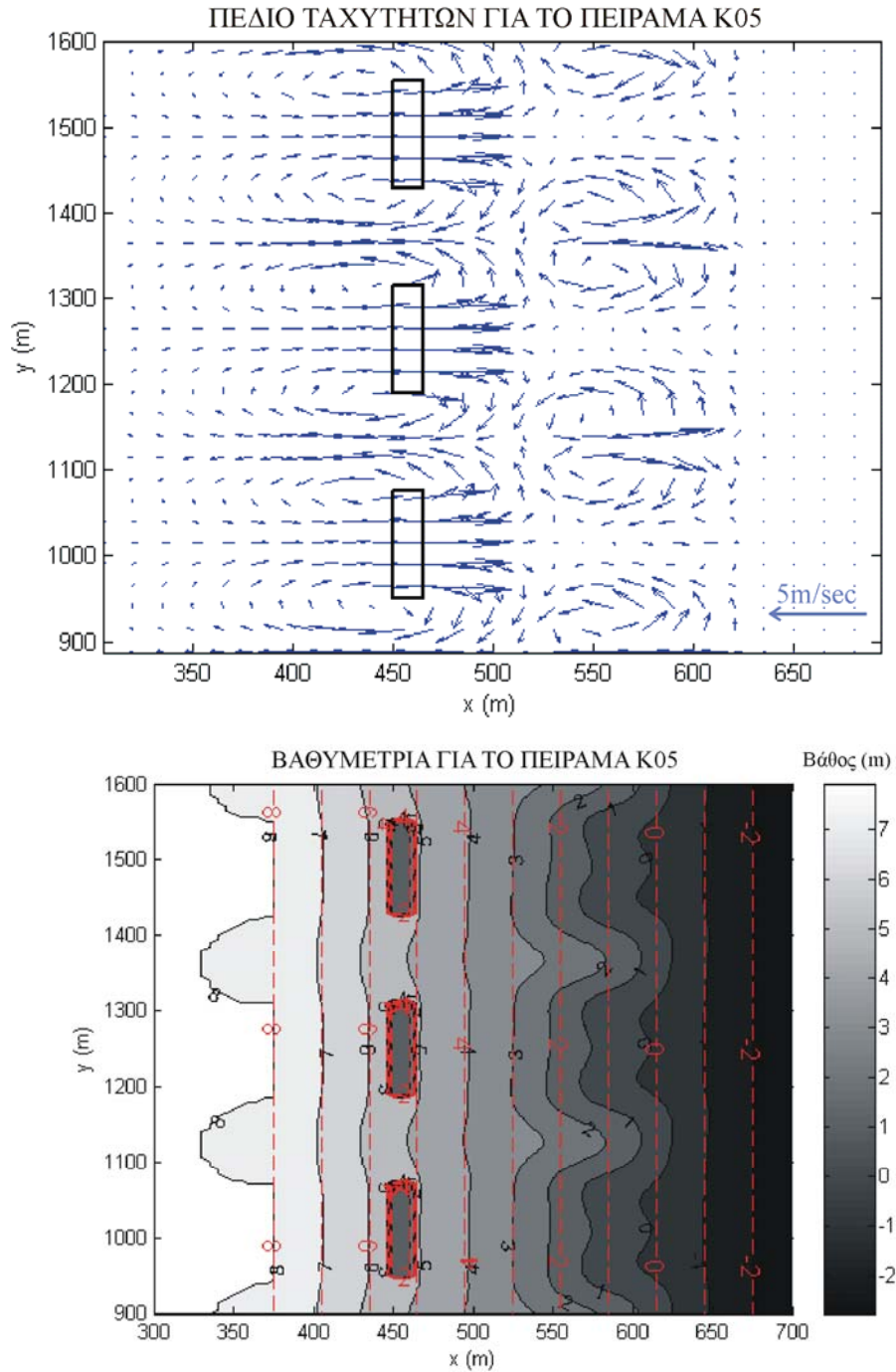
Σχήμα 6.32: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ03. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με αποχρώσεις του γκρι η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Από τα σχήματα είναι φανερό ότι η μείωση του συντελεστή διάδοσης στο πείραμα Κ02 δίνει ένα πεδίο ταχυτήτων, που είναι συνδυασμός του πεδίου για τους κυματοθραύστες με

στέψη πάνω από τη ΜΣΘ (οι στρόβιλοι κοντά στην ακτή πλησιάζουν μεταξύ τους σε αντίθεση με τους ΒΚ, όπου βρίσκονται σε μεγαλύτερη απόσταση) καθώς και του πεδίου για τους ΒΚ, που ο στρόβιλος βρίσκεται πάνω από τη βυθισμένη κατασκευή. Δηλαδή, το πεδίο ταχυτήτων παίρνει μία ενδιάμεση μορφή ανάμεσα σε εκείνο του πειράματος Κ04\_1 και του Κ04ε. Αντίθετα, όταν ο συντελεστής  $K_t$  αυξάνει στο πείραμα Κ08, η κυκλοφορία κοντά στην ακτή μειώνεται σημαντικά και παραμένει μόνο η κυκλοφορία πάνω από τους ΒΚ, όπου επίσης παρατηρείται μία μείωση στα μέτρα των ταχυτήτων.

Στο σχήμα 6.32, που απεικονίζεται το πεδίο ταχυτήτων του πειράματος Κ03, τα μέτρα των ταχυτήτων έχουν μειωθεί σε σχέση με το πείραμα Κ04\_1, ειδικά στην περιοχή κοντά στην ακτή. Στη συνέχεια στο πείραμα Κ02 οι ταχύτητες μειώνονται ακόμη περισσότερο, τόσο κοντά στην ακτή όσο και πλησίον των κατασκευών. Καθώς ο συντελεστής κινείται προς το 1, και παίρνει τιμές 0.5 και 0.6 στα πειράματα Κ05 και Κ06 αντίστοιχα, παρατηρείται μείωση στα μέτρα των ταχυτήτων, η οποία είναι μεγαλύτερη από τη μείωση των ταχυτήτων στα πειράματα Κ03 και Κ02. Ωστόσο, η κύρια διαφορά στα πεδία ταχυτήτων που προκύπτουν καθώς ο συντελεστής τείνει προς το 1 είναι ότι οι δύο στρόβιλοι, που δημιουργούνται κοντά στην ακτή βρίσκονται σε μεγαλύτερη απόσταση, γεγονός που χαρακτηρίζει τα πεδία βυθισμένων κυματοθραυστών. Στην ακόμη πιο ακραία περίπτωση, όπου ο συντελεστής παίρνει την τιμή  $K_t=0.8$ , η κυκλοφορία κοντά στην ακτή πρακτικά μηδενίζεται, ενώ παραμένει μόνο η κυκλοφορία πάνω από τους κυματοθραύστες.

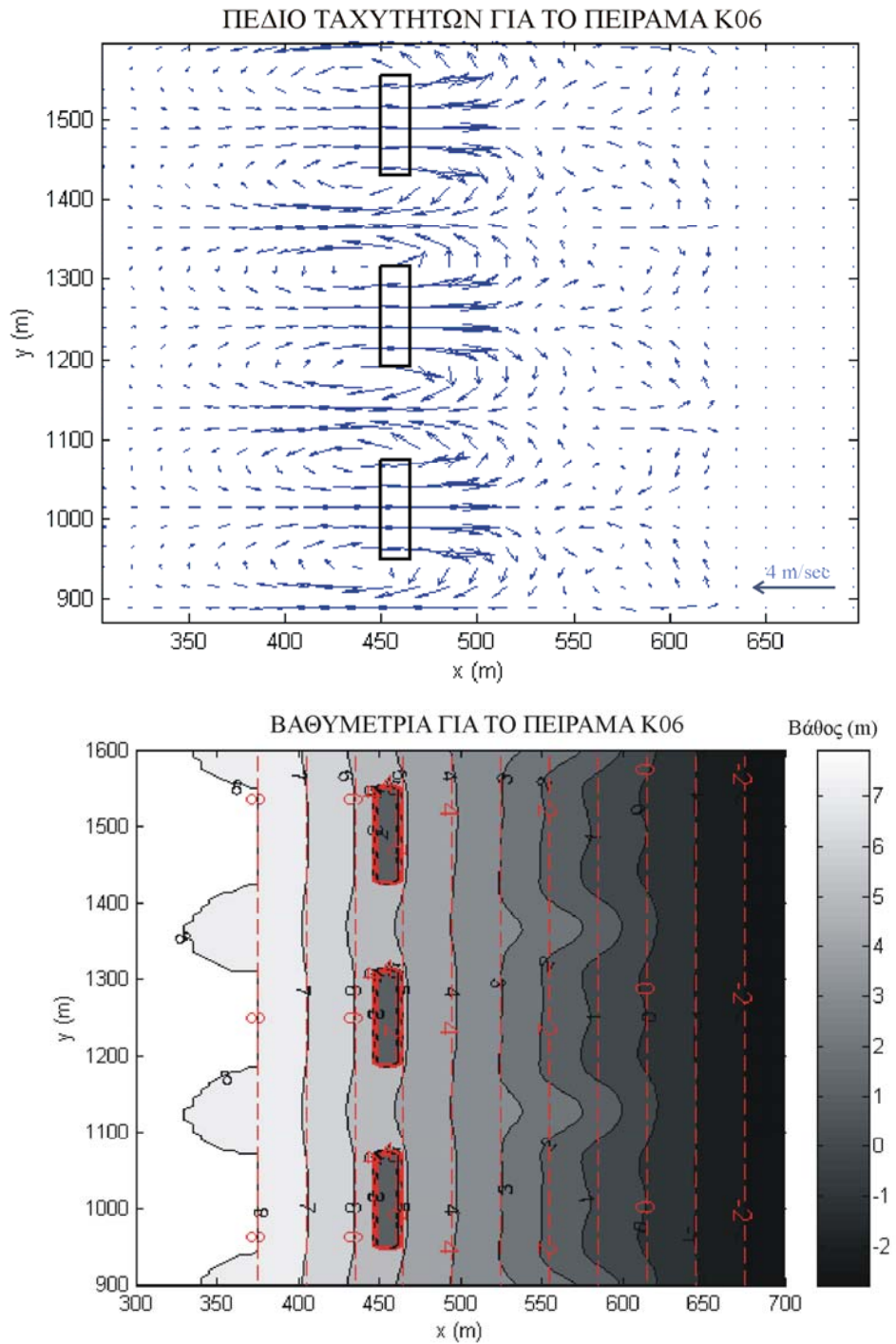
Η βαθυμετρία που προκύπτει στο πείραμα Κ02 προσομοιάζει σε κάποιο βαθμό τη βαθυμετρία του πειράματος Κ04ε (κυματοθραύστης με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ) διατηρώντας παράλληλα και τα χαρακτηριστικά του ΒΚ. Έτσι, η προεξοχή που σχηματίζεται (salient) είναι πιο στενή από ό,τι στο πείραμα Κ04\_1, αλλά διατηρεί τις δύο κορυφές (όπως στο Κ04\_1), ενώ παράλληλα οι περιοχές της διάβρωσης που συνορεύουν με τις προεξοχές είναι περισσότερο ευρείες (γεγονός που παρατηρείται στους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ σχ. 6.29). Σημειώνεται ότι το γεγονός ότι οι περιοχές διάβρωσης είναι περισσότερο ευρείες, δε σημαίνει ότι ποσοτικά η διάβρωση είναι πιο εκτεταμένη. Η διαφορά έγκειται στο σχήμα κι όχι στην ποσότητα ιζήματος που μετακινείται από την παραλία.



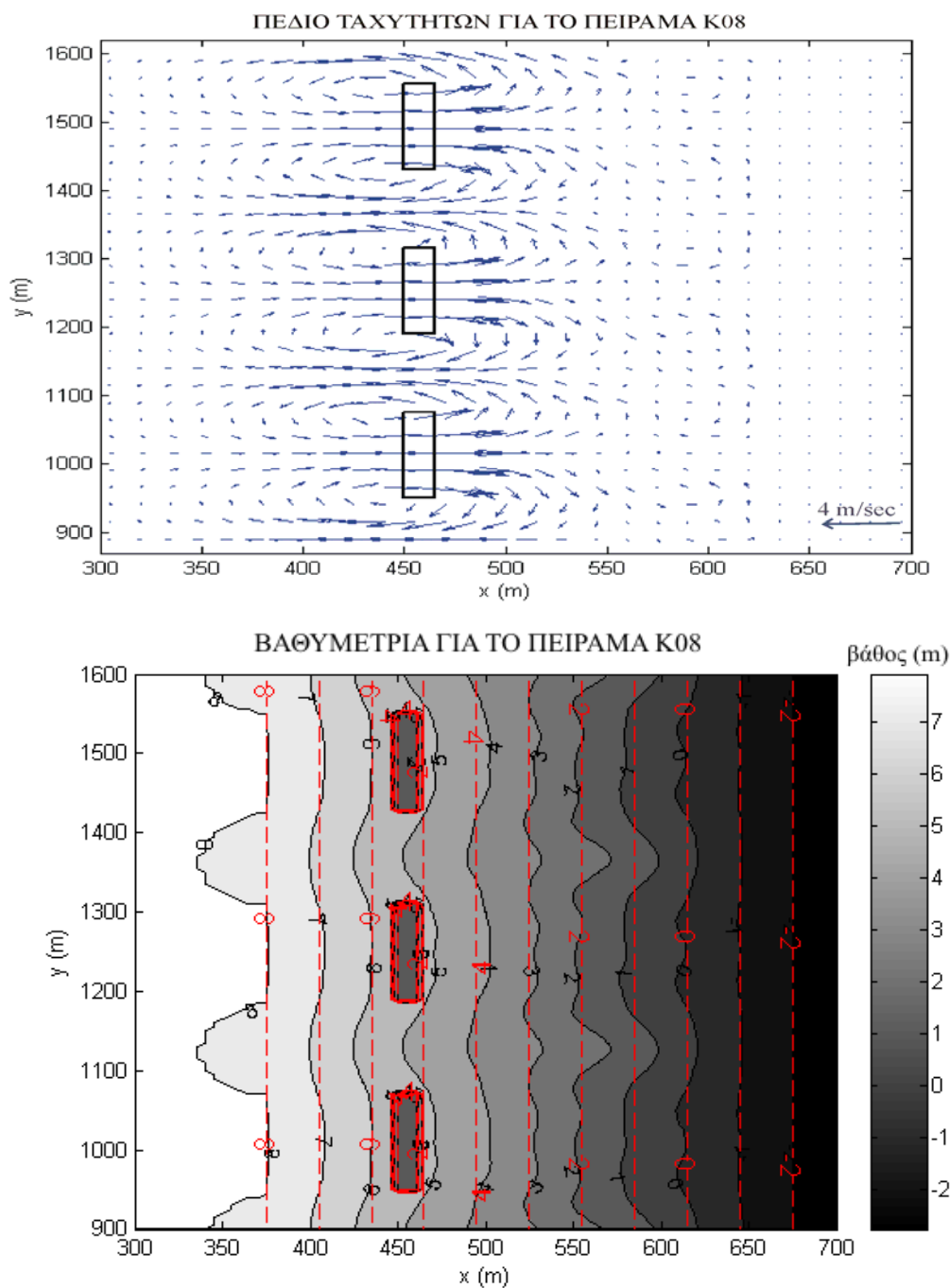
Σχήμα 6.33: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ05. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Επιπλέον, η περιοχή πλησίον του ΒΚ δεν έχει υποστεί η διάβρωση όπως στην περίπτωση του πειράματος Κ04\_1, αλλά έχει μεταφερθεί μέσω του rip current, που σχηματίζεται στα

κενά μεταξύ των διαδοχικών κατασκευών, στα ανοιχτά μία περιορισμένη ποσότητα ιζήματος από την προστατευμένη περιοχή.



Σχήμα 6.34: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ06. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με αποχρώσεις του γκρι η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m



Σχήμα 6.35: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ08. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με αποχρώσεις του γκρι η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Τα ίδια ισχύουν και για τη βαθυμετρία που έχει προκύψει από το πείραμα Κ03, με τη διαφορά ότι το μήκος πρόσχωσης είναι μικρότερο τόσο από το Κ04\_1, όσο και από το

K02. Έτσι, οι προεξοχές που σχηματίζονται στο K03 είναι πιο στενές από τις αντίστοιχες στο K04\_1 και οι περιοχές διάβρωσης περισσότερο ευρείες, όπως άλλωστε και στο K02. Αλλά η ποσότητα ιζήματος που έχει μεταφερθεί προς το κέντρο είναι μικρότερη στο K03 από ό,τι στο K02. Γενικά πάντως σε όλες τις περιπτώσεις (K04\_1, K03 και K02) η επίδραση στη μορφολογία της περιοχής είναι αποδεκτή, αν και το μεγαλύτερο μήκος πρόσχωσης παρουσιάζεται στο K04\_1.

Καθώς ο συντελεστής τείνει προς το 1 (στα σχ. 6.33-6.35), το μήκος πρόσχωσης συνεχώς μειώνεται σε σχέση με το K04\_1, καθώς και η γενικότερη επίδραση στη μορφολογία της περιοχής. Έτσι, η βαθυμετρική αλλαγή που έχει προκύψει από το πείραμα K08 είναι σχεδόν αμελητέα.

Συνολικά, παρατηρείται ότι από ένα σημείο και πέρα καθώς ο συντελεστής διάδοσης αυξάνεται (και επομένως αυξάνεται το ποσοστό της ενέργειας που διαπερνά το σύστημα των κυματοθραυστών και φτάνει στην ακτή), η επίδραση της περίθλασης μειώνεται. Αποτέλεσμα της μειωμένης επίδρασης της περίθλασης είναι να εξαλείφονται οι διαφορές στα ύψη κύματος και στις ΜΣΘ εντός και εκτός της προστατευμένης περιοχής (πίσω από τον BK), πράγμα που οδηγεί στη μείωση της ποσότητας του ιζήματος που μεταφέρεται στην περιοχή αυτή. Η επίδραση αυτή του συντελεστή διάδοσης έχει σημειωθεί και από τους Hanson and Kraus (1991), Pilarczyk (2003) και από τους Bricio et al. (2008).

Τελικά, καθώς ο συντελεστής διάδοσης μεταβάλλεται λαμβάνοντας τιμές  $0 < K_t < 1$  παρατηρούνται τα εξής:

- Όταν πλησιάζει στο 0 ( $K_t=0.2$ ), η αλλαγή στη βαθυμετρία προσομοιάζει την περίπτωση του κυματοθραύστη με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας με στενές προεξοχές και ευρείες περιοχές διάβρωσης.
- Όταν πλησιάζει στο 1, το μέγεθος της προεξοχής αρχίζει να μικραίνει. Η βαθυμετρική αλλαγή τείνει προς την περίπτωση, όπου δεν υπάρχει κυματοθραύστης. Έτσι, όταν το  $K_t=0.8$  η περιοχή βρίσκεται σε ισορροπία και ο πυθμένας δεν υφίσταται σχεδόν καμία μεταβολή με την επίδραση της κατασκευής.
- Στις ενδιάμεσες περιοχές, όταν το  $K_t=0.3$ , το μήκος πρόσχωσης μειώνεται σε σχέση με την περίπτωση όπου  $K_t=0.2$ , αλλά διατηρούνται οι στενές προεξοχές και οι



ευρείες περιοχές διάβρωσης. Αντίθετα, όταν το  $K_t$  αυξάνεται, το μήκος πρόσχωσης και οι προεξοχές γίνονται πιο ευρείες, ενώ οι περιοχές διάβρωσης πιο στενές.

- Ο συντελεστής  $K_t=0.4$  φαίνεται να είναι ο βέλτιστος εφόσον προκαλεί το μεγαλύτερο μήκος πρόσχωσης στην ακτή. Αλλά, γενικότερα όταν  $K_t \leq 0.4$ , η επίδραση στη βαθυμετρία είναι αρκετά ικανοποιητική, εφόσον οι ΒΚ χρησιμοποιούνται για την προστασία της ακτής από τη διάβρωση. Τονίζεται όμως το γεγονός ότι για τη μείωση του συντελεστή διάδοσης στα πειράματα K03 και K02, έχει αυξηθεί το πλάτος στέψης της κατασκευής, που σημαίνει ότι αυξάνεται και το κόστος, ή έχει μειωθεί το βύθισμα, με αμφίβολα περιβαλλοντικά οφέλη. Αντίθετα συντελεστές διάδοσης  $K_t$  κοντά στο 0.4 μπορούν να επιτευχθούν με πλάτη στέψης 5-10 m και αντίστοιχα βυθίσματα 0.2-0.5 m. Τα χαρακτηριστικά αυτά είναι ικανοποιητικά από πλευράς κόστους και περιβαλλοντικού σχεδιασμού.

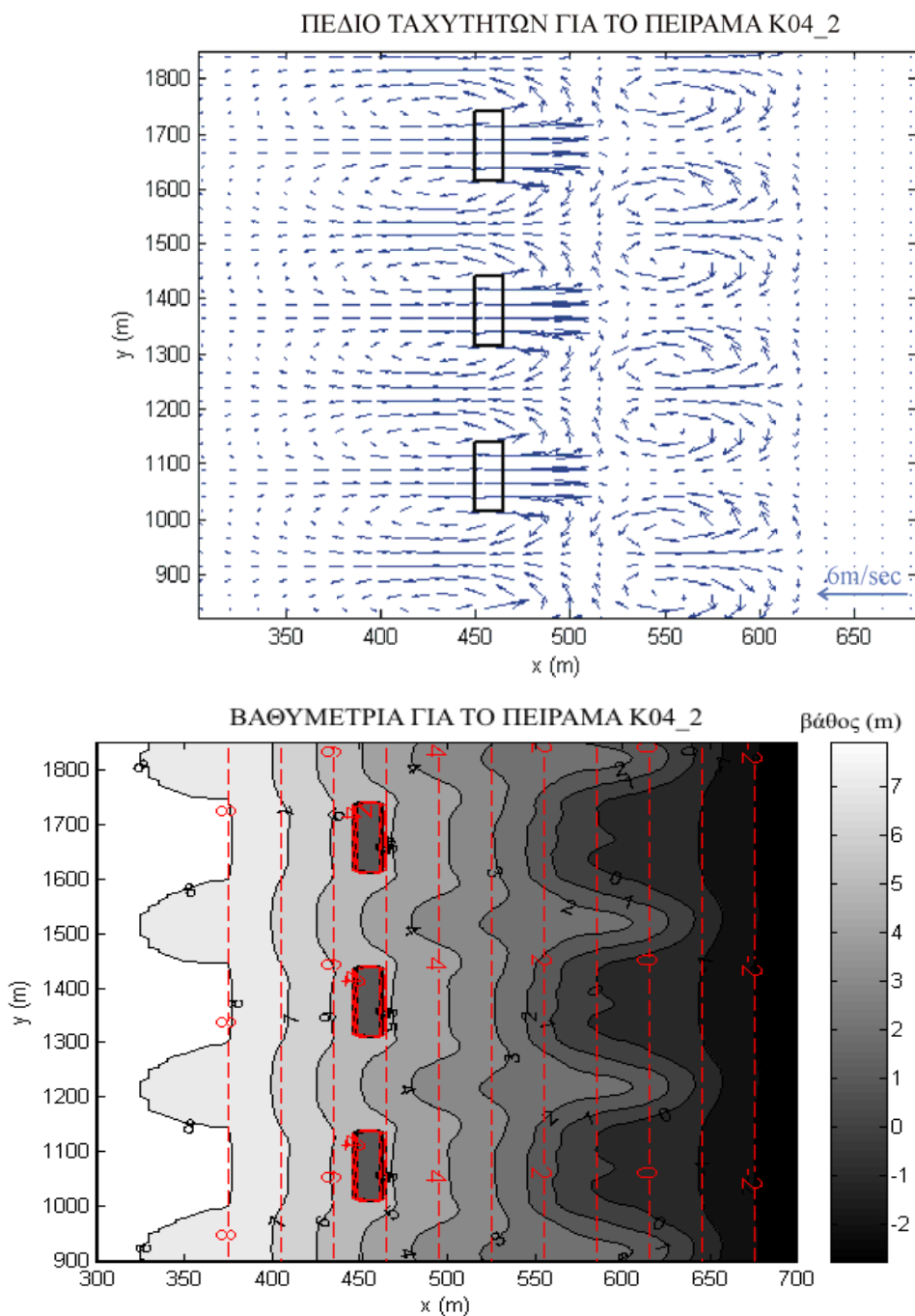
#### **6.2.4 Επίδραση της απόστασης του κενού μεταξύ των κατασκευών στη μορφολογία**

Στα σχήματα 6.36-6.37 φαίνεται η επιρροή της απόστασης μεταξύ των κενών (LG), μέσα από τα αριθμητικά πειράματα K04\_2 και K04\_3, όπου τα λοιπά χαρακτηριστικά παραμένουν ίδια με το πείραμα K04\_1 ( $K_t=0.4$ ,  $LB=120m$ ,  $LA=150m$ ,  $LG=120m$ ), ενώ  $LG=180m$  και  $LG=60m$  αντίστοιχα.

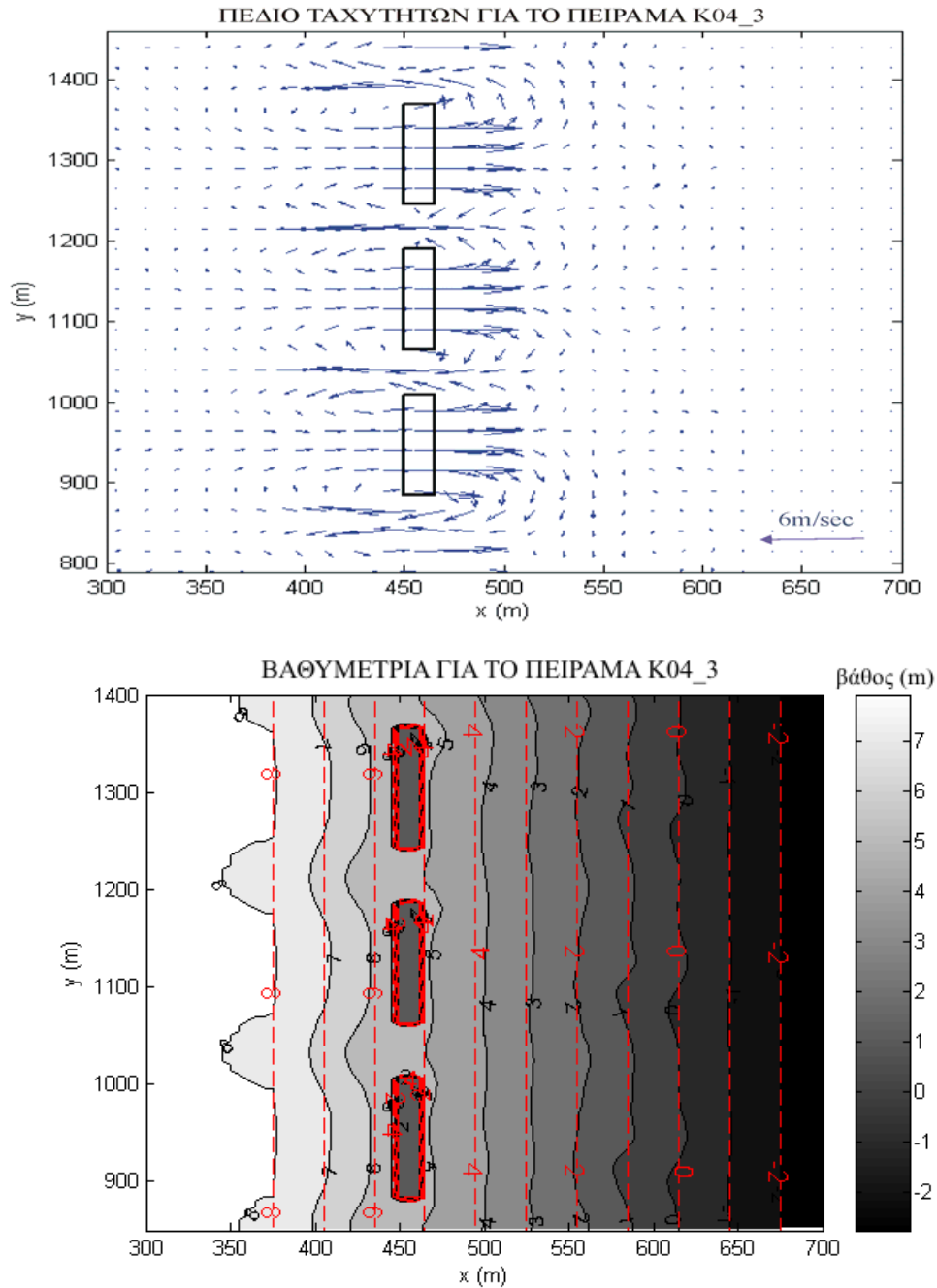
Σημειώνεται ότι σε όλα τα αριθμητικά πειράματα το μήκος κύματος στην περιοχή των κατασκευών είναι  $L=55m$ . Επομένως στο πείραμα K04\_1 ισχύει  $LG \approx 2*L$ , στο πείραμα K04\_2  $LG \gg 2*L$  και στο K04\_3  $LG \approx 1*L$

Είναι φανερό ότι όσο μικραίνει το κενό, το ρεύμα επαναφοράς (βλ. σχήμα 6.37) που σχηματίζεται ανάμεσα στις κατασκευές αυξάνει, ενώ όσο το κενό μεγαλώνει (βλ. σχήμα 6.36) το ρεύμα επιστροφής μικραίνει, γεγονός που έχει σημειωθεί και από τους Zyserman et al. (2005) και Martinelli et al. (2006). Επειδή όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως, το ρεύμα επαναφοράς είναι το μέσο με το οποίο επιστρέφει στα ανοιχτά η ποσότητα του νερού που έχει συγκεντρωθεί πίσω από τους κυματοθραύστες, όσο πιο στενό είναι το άνοιγμα που επιτρέπει τη διέλευση του νερού τόσο πιο δύσκολο είναι το μονοπάτι (path) που πρέπει να ακολουθήσει, με αποτέλεσμα να αναπτύσσει μεγάλες ταχύτητες. Οι μεγάλες ταχύτητες έχουν ως αποτέλεσμα να εντείνεται η διάβρωση γύρω από τον κυματοθραύστη (roundhead) ειδικά στην αρχή και στο τέλος της σειράς των κυματοθραυστών, γεγονός που φαίνεται και στο σχήμα 6.37. Η σύνδεση μεταξύ των εκτεταμένων περιοχών διάβρωσης

γύρω από τους ΒΚ και των ρευμάτων επιστροφής που σχηματίζονται έχει γίνει και στην ερευνητική εργασία των Zyserman et al., (2005).



Σχήμα 6.36: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα K04\_2. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

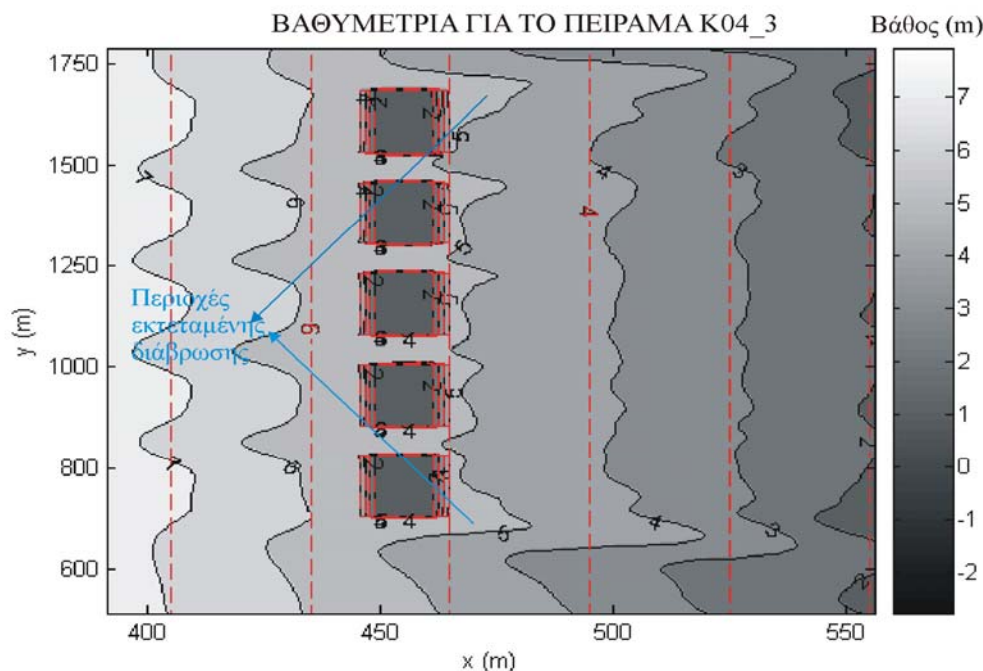


Σχήμα 6.37: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα K04\_3. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Μία άλλη παρατήρηση σχετικά με τα αποτελέσματα από το πείραμα K04\_2 είναι ότι η κυκλοφορία κοντά στην ακτή μειώνεται κατά πολύ μικρό ποσοστό όταν το κενό αυξάνεται (γίνεται πολύ μεγαλύτερο από  $2*L$ =μήκος κύματος). Επίσης, στο πείραμα K04\_2

σημειώνεται μικρή μείωση στο μήκος της πρόσκωσης που δημιουργείται και μικρή αύξηση της διάβρωσης στην περιοχή των κενών. Παρόλα αυτά, η συνολική επιρροή στη βαθυμετρία της περιοχής είναι αποδεκτή, εφόσον δημιουργούνται προεξοχές στις προστατευμένες περιοχές και περιορισμένες περιοχές διάβρωσης στα κενά.

Επιπλέον, όταν το κενό μειώνεται ( $LG \approx 1 * L$ ) στο πείραμα K04\_3 η κυκλοφορία σχεδόν μηδενίζεται, φαινόμενο που έχει σημειωθεί και από το Ιαπωνικό Εγχειρίδιο (Japanese Manual, 1988) και από τους Yoshioka et al., (1993). Σύμφωνα με τους Yoshioka et al., (1993) υπάρχουν τέσσερα κύρια είδη κυκλοφορίας που είναι δυνατό να παρατηρηθούν στην περιοχή γύρω από ΒΚ με μεγάλο πλάτος (artificial reefs, βλ.παρ. 1.2.6). Ένα από αυτά είναι παρόμοιο με το πεδίο ρευμάτων του πειράματος K04\_3 και προκύπτει σύμφωνα με τους ερευνητές όταν το κενό μεταξύ των ΒΚ είναι μικρό σχετικά με το μήκος της κατασκευής, όπως συμβαίνει άλλωστε και στο πείραμα K04\_3 (το  $LG=LB/2 \approx L$ ). Έτσι τα κυματογενή ρεύματα που σχηματίζονται κοντά στην ακτή δεν είναι αρκετά ισχυρά, ώστε να μεταφέρουν ίζημα προς το κέντρο της προστατευμένης περιοχής και για αυτόν τον λόγο δε σχηματίζεται προεξοχή (salient).



Σχήμα 6.38: Βαθυμετρία για το πείραμα K04\_3 εστιασμένη στην περιοχή γύρω από τους κυματοθραύστες. Με κόκκινο σημειώνεται η αρχική βαθυμετρία και με αποχρώσεις του γκρι η τελική

Τα συμπεράσματα που εξάγονται από τις εφαρμογές K04\_1, K04\_2 και K04\_3 είναι:

- Η μικρή απόσταση μεταξύ των ΒΚ έχει ως αποτέλεσμα την ενίσχυση των ρευμάτων επιστροφής (rip currents) και μείωση της κυκλοφορίας κοντά στην ακτή.
- Ισχύει ο γενικός κανόνας των συμβατικών κυματοθραυστών (Κουτίτας, 1994, σελ. 128), σύμφωνα με τον οποίο η απόσταση μεταξύ τους συνιστάται να είναι μεγαλύτερη από δυο φορές του μήκους κύματος  $L$ . Η απόσταση αυτή ( $LG$ ) είναι μεγαλύτερη από το  $2*L$  στις εφαρμογές K04\_1 και K04\_2, στις οποίες σχηματίζονται προεξοχές στη ‘σκιά’ των κυματοθραυστών επεκτείνοντας την παραλία, χωρίς όμως να παρατηρούνται σημαντικές διαβρώσεις πλευρικά.

### **6.2.5 Επίδραση του μήκους της κατασκευής στη μορφολογία**

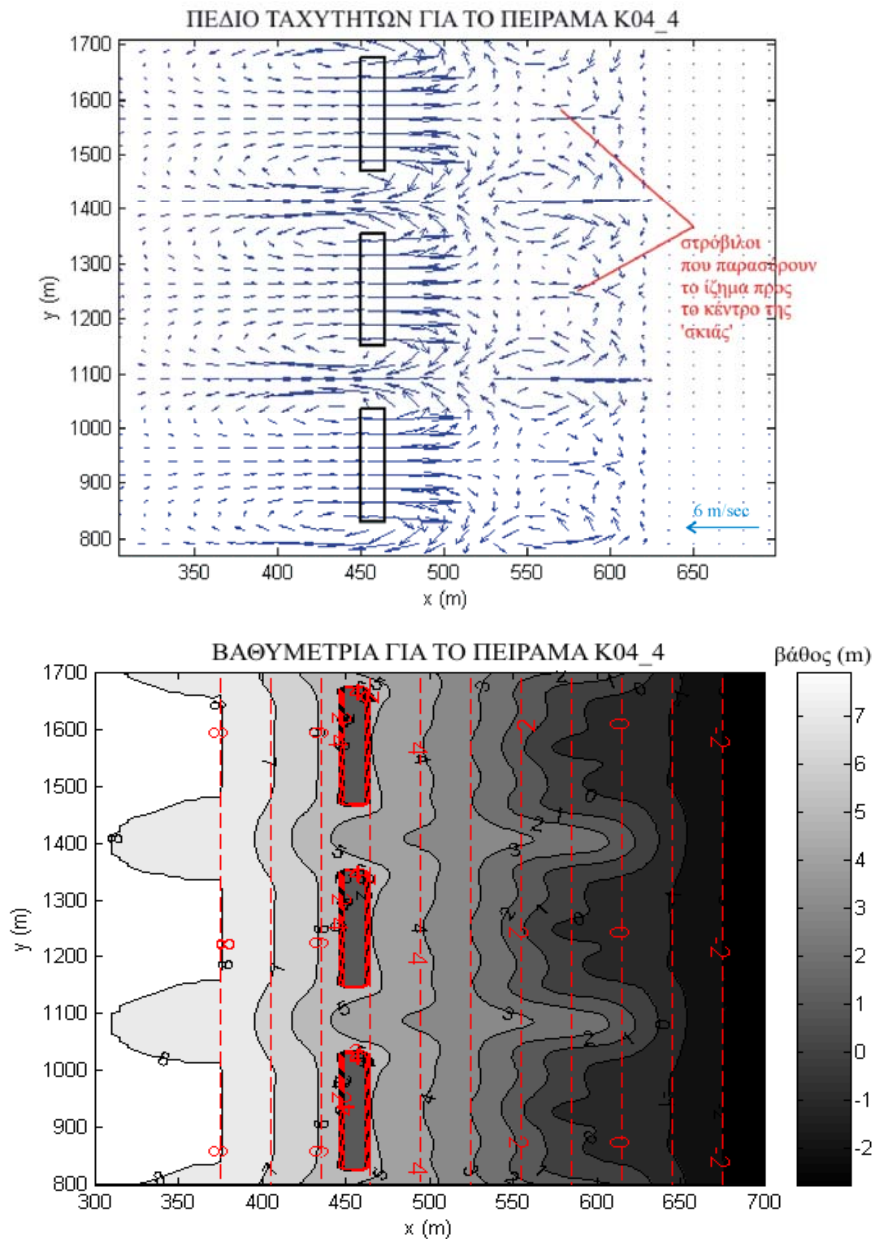
Στο σχήμα 6.39 φαίνεται η επίδραση του μήκους της κατασκευής στο πεδίο των ρευμάτων που σχηματίζεται και στη βυθομετρία. Για τον σκοπό αυτό στο πείραμα K04\_4, διατηρήθηκαν όλα τα άλλα χαρακτηριστικά ίδια με το πείραμα K04\_1 ( $Kt=0.4$ ,  $LA=150m$ ,  $LG=120m$ ) εκτός από το μήκος της βυθισμένης κατασκευής που αυξήθηκε  $LB=200m$ .

Είναι φανερό ότι με την αύξηση του μήκους  $LB$  μειώνεται η κυκλοφορία κοντά στην ακτή. Επιπλέον σημειώνεται ότι το μεγάλο μήκος κατασκευής έχει ως αποτέλεσμα να απομακρύνονται μεταξύ τους οι στρόβιλοι που παρατηρούνται κοντά στην ακτή, γεγονός που έχει σημειωθεί και από τους Ming and Chiew (2000) και από τους Bricio et al. (2008) για τους κυματοθραύστες με στάθμη πάνω από τη ΜΣΘ. Αλλά επιπλέον δημιουργούνται και δύο ρεύματα στο κέντρο της προστατευμένης ζώνης, που οδηγούν στο σχηματισμό μίας τρίτης κορυφής στο κέντρο της προεξοχής. Έτσι η πρόσχωση είναι μεγαλύτερη στην περίπτωση αυτή, ενώ το σχήμα της προεξοχής διαθέτει πλέον τρεις κορυφές.

Μία άλλη παρατήρηση είναι ότι εκτός από την κυκλοφορία στην ακτή ενισχύονται και τα ρεύματα επιστροφής, γεγονός που έχει σημειωθεί και από τους Martinelli et al. (2006). Αυτή είναι η αιτία της μεγαλύτερης (ελαφρώς) διάβρωσης που παρουσιάζεται γύρω από τους κυματοθραύστες (gaps and roundheads) και της μεγαλύτερης ποσότητας ιζήματος που μεταφέρεται στα ανοιχτά..

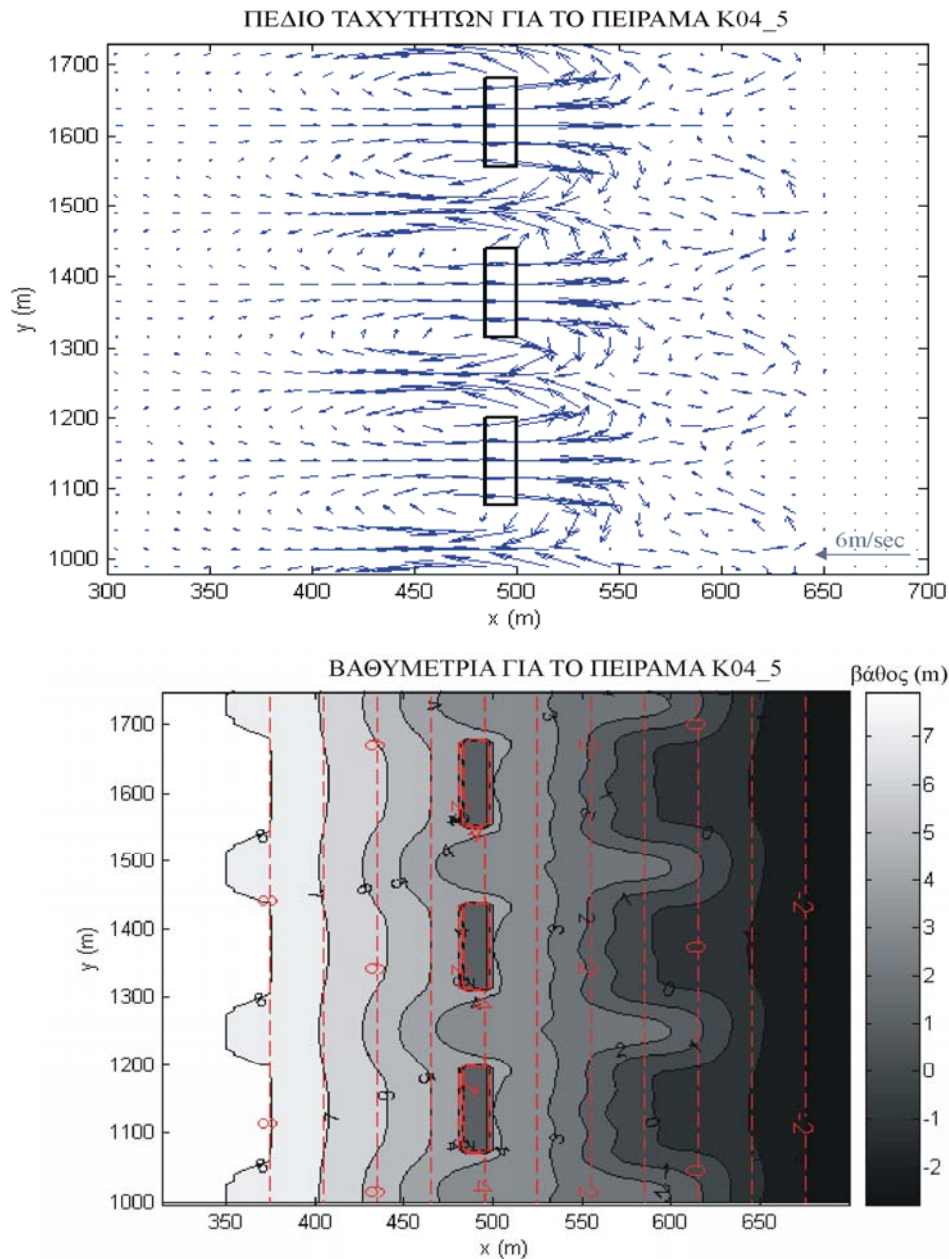
Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι σύμφωνα, με τους Zyserman και Johnson (2002) καθώς το μήκος του κυματοθραύστη αυξάνει, αυξάνεται και η ποσότητα του ιζήματος που παγιδεύεται στην προστατευμένη ζώνη με τη μορφή του ‘salient’, αλλά αυτό δεν συνεχίζει

να ισχύει από ένα σημείο και μετά. Από το σημείο αυτό και μετά (όταν δηλαδή το μήκος του κυματοθραύστη ξεπεράσει το όριο, που συνδέεται με το μήκος της ζώνης θραύσης), οι δύο στρόβιλοι κοντά στην ακτή διαχωρίζονται εντελώς, παύουν να υπάρχουν οι ενδιάμεσοι στρόβιλοι (που παρασύρουν ίζημα προς το κέντρο της ‘σκιάς’) και εμφανίζεται μία μικρή περιοχή πρακτικά μηδαμινής κυκλοφορίας και μεταφοράς ιζήματος.



Σχήμα 6.39: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα K04\_4. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Τέλος, πρέπει να τονιστεί ότι στις περισσότερες ερευνητικές εργασίες που αφορούν τον σχηματισμό προεξοχής μεγάλη έμφαση δίνεται στον λόγο LA/LB (Bricio et al., 2008). Δηλαδή, πρέπει ο κυματοθραύστης να είναι σε τέτοια απόσταση από την ακτογραμμή, ώστε να είναι σε θέση να επηρεάζει τη μεταφορά ιζήματος στην παράκτια ζώνη (που ισχύει στις συγκεκριμένες εφαρμογές).



Σχήμα 6.40: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα K04\_5. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m



Συμπερασματικά από τη μελέτη των εφαρμογών K04\_1 και K04\_4 προκύπτουν τα εξής:

- Με την αύξηση του μήκους του κυματοθραύστη η ποσότητα ιζήματος που παγιδεύεται στην προστατευμένη ζώνη και το μήκος πρόσχωσης αυξάνεται, αλλά αυτή η αύξηση δεν συνεχίζεται όταν το LB ξεπεράσει ένα ορισμένο όριο
- Η επίδραση του μήκους του κυματοθραύστη συνδέεται άμεσα με την απόσταση του από την αρχική ακτογραμμή

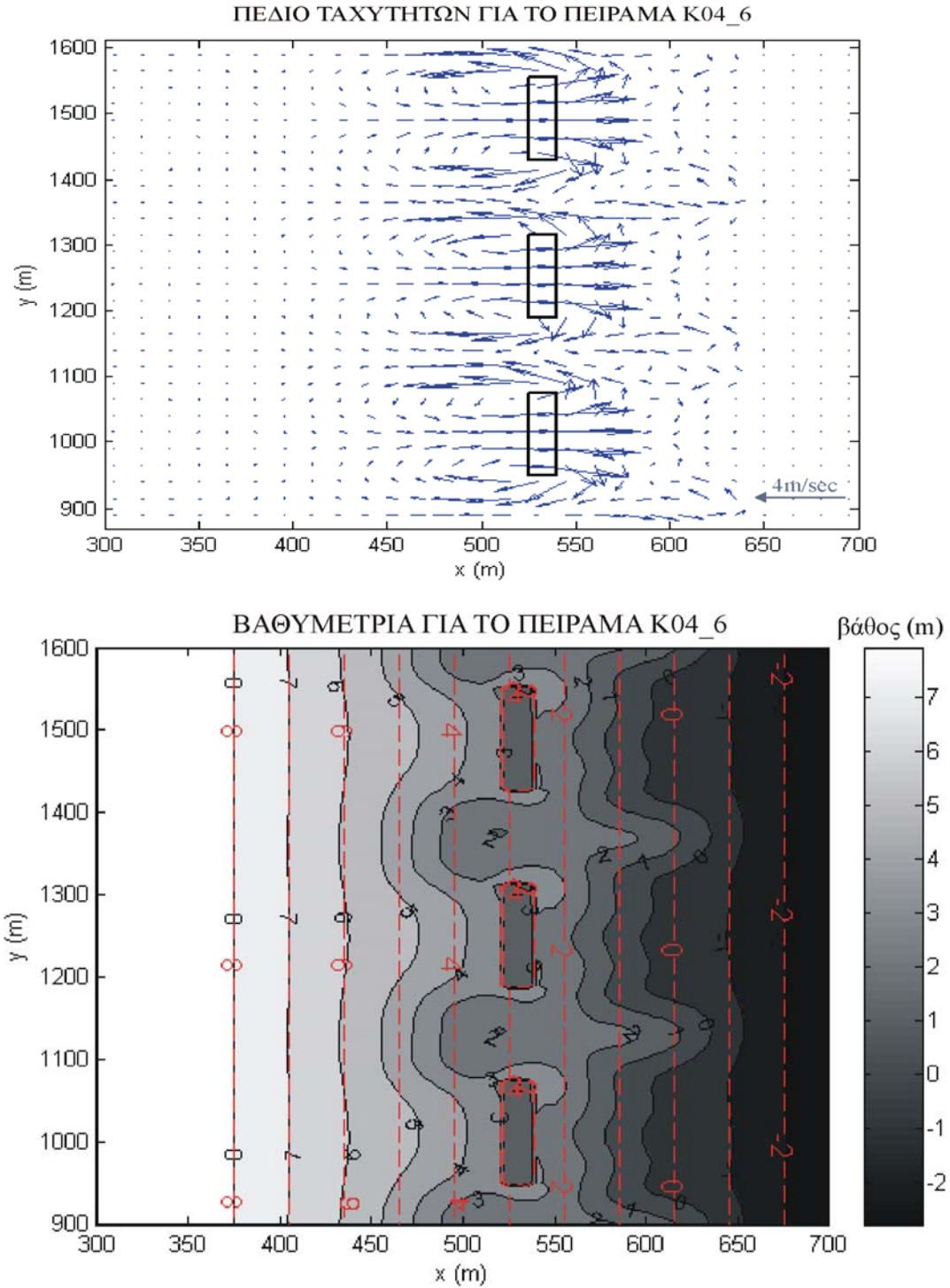
#### **6.2.6 Επίδραση της απόστασης από την ακτογραμμή στη μορφολογία**

Στα σχήματα 6.40-6.43 απεικονίζεται η επιρροή της απόστασης από την αρχική ακτογραμμή μέσα από τα αποτελέσματα από τα πειράματα K04\_5, K04\_6 και K04\_7. Στα συγκεκριμένα πειράματα όλα τα άλλα χαρακτηριστικά έχουν παραμείνει ίδια με την εφαρμογή K04\_1 ( $K_t=0.4$ ,  $LB=120m$ ,  $LG=120m$ ) εκτός από την απόσταση από την ακτή, η οποία έχει τεθεί  $LA=120m$ ,  $LA=80m$  και  $LA=45m$  αντίστοιχα στις εφαρμογές K04\_5, K04\_6 και K04\_7.

Στο σχήμα 6.40 βρίσκονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης K04\_5 ( $LA=120m$  σε σχέση με το  $LA=150m$  του K04\_1), στην οποία τοποθετείται ο BK σε απόσταση  $LA=LB$  ίση με το μήκος του κυματοθραύστη και κατά πολύ εκτός της ζώνης θραύσης. Το πεδίο ταχυτήτων που προκύπτει είναι όμοιο σχεδόν με το πεδίο του πειράματος K04\_1, τόσο ποιοτικά (υπάρχουν η κύρια κυκλοφορία πάνω από τον BK, καθώς και η δευτερεύουσα κοντά στην ακτή), αλλά και ποσοτικά. Η διαφορά τους είναι ότι οι δύο κυκλοφορίες στο πείραμα K04\_5 έχουν απομακρυνθεί ελαφρώς λόγω της μείωσης της απόστασης LA. Συγχρόνως, όμως εμφανίζονται στη μέση της προστατευμένης ζώνης πολύ ασθενή ρεύματα που τείνουν να δημιουργήσουν μία τρίτη κορυφή στην προεξοχή. Το φαινόμενο αυτό παρατηρήθηκε και στο K04\_4, όπου είχε αυξηθεί το μήκος της κατασκευής. Η διαφορά στην περίπτωση αυτή (K04\_5) είναι ότι τα ρεύματα είναι πολύ ασθενή και περισσότερο περιορισμένα, με αποτέλεσμα να μη δημιουργείται ξεκάθαρα η τρίτη κορυφή, αλλά και γενικότερα να μειώνεται το μήκος πρόσχωσης της ακτής.

Στο σχήμα 6.41, όπου βρίσκονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης K04\_6 (μείωση της LA σε σχέση με το K04\_1 και το K04\_5), φαίνεται ότι το πεδίο των ρευμάτων (δηλαδή τα μέτρα των ταχυτήτων) μειώνεται σε σχέση με το πείραμα K04\_1 και το K04\_5 και παράλληλα οι δύο στρόβιλοι απομακρύνονται περισσότερο μεταξύ τους.





Σχήμα 6.41: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ04\_6. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Η μεταβολή αυτή στο πεδίο των ταχυτήτων σε σχέση με το K04\_1 και το K04\_5 οδηγεί σε μείωση των προεξοχών που δημιουργούνται στη 'σκιά' των BK και συγχρόνως σε εκτεταμένη διάβρωση στις περιοχές γύρω από τους BK (roundheads and gaps).

Μία άλλη σημαντική παρατήρηση είναι ότι τα δύο πεδία κυκλοφορίας (το κύριο και το δευτερεύον) λόγω της μείωσης της απόστασης LA έρχονται ακόμη πιο κοντά ενισχύοντας τη διάβρωση γύρω από τους BK.

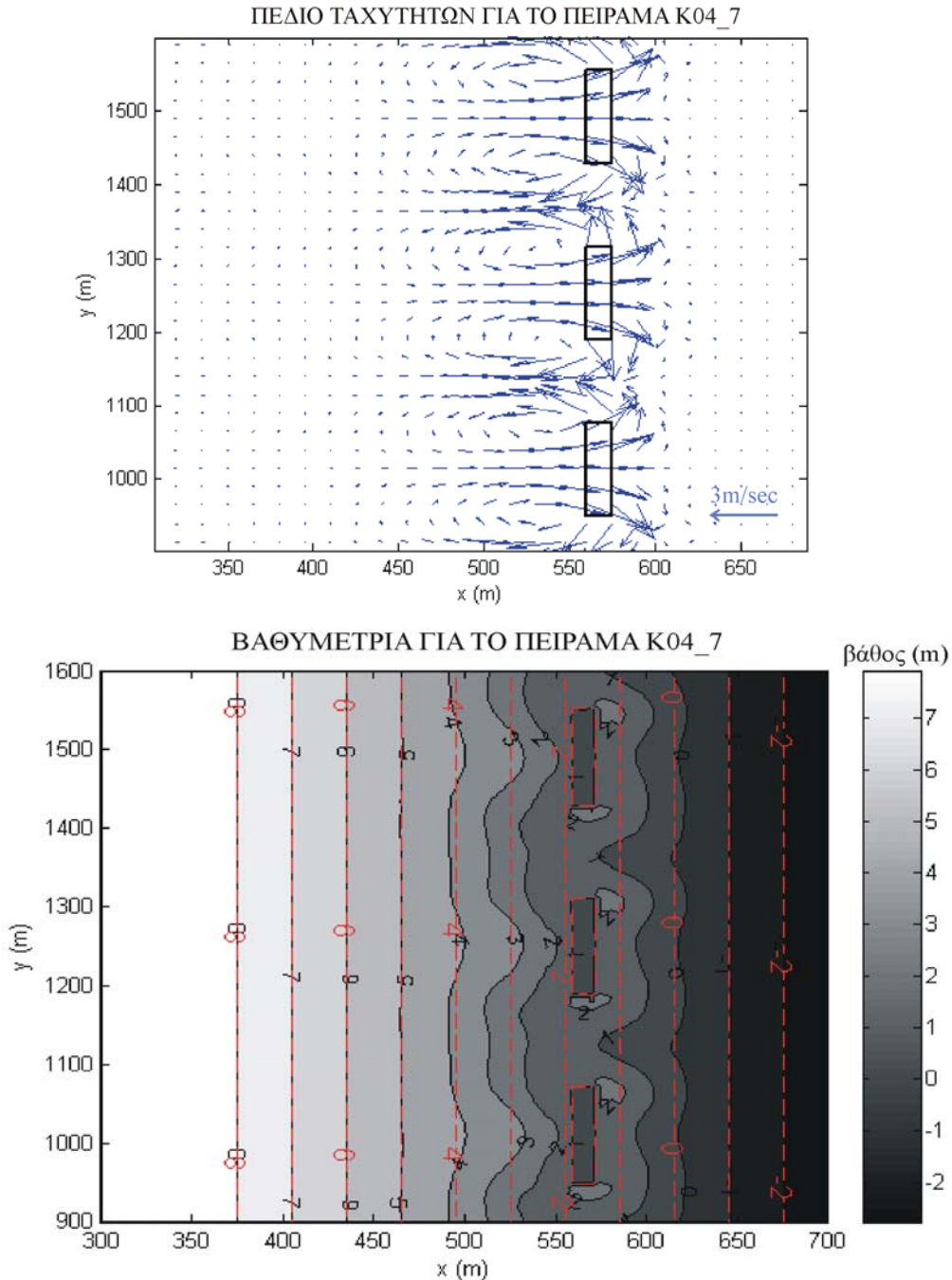
Στο σχήμα 6.42 βρίσκονται τα αποτελέσματα της προσομοίωσης K04\_7 (περαιτέρω μείωση της LA σε σχέση με το K04\_1), κατά την οποία τοποθετείται ο BK πολύ κοντά στη γραμμή θραύσης. Στην περίπτωση αυτή η μάζα του νερού που συσσωρεύεται λόγω της υπερπήδησης των κυματισμών δημιουργεί ισχυρό ρεύμα, το οποίο όμως δεν περιορίζεται κοντά στην περιοχή του κυματοθραύστη (όπως στην περίπτωση K04\_1) αλλά επεκτείνεται προς την ακτή λόγω της μικρής απόστασης του BK από αυτήν. Επίσης, λόγω της μικρής αυτής απόστασης εκλείπει σχεδόν η κυκλοφορία κοντά στην ακτή, που παρατηρείται σε όλες τις άλλες εφαρμογές. Το αποτέλεσμα, όσον αφορά στη βυθομετρία, είναι ακριβώς αντίθετο, με σημαντική διάβρωση στη 'σκιά' του BK και πρόσχωση πλευρικά.

Από τα παραπάνω είναι φανερό ότι όσο απομακρύνεται από την ακτή ο κυματοθραύστης αυξάνει το μέγεθος της πρόσχωσης, διότι αυξάνεται το μέγεθος της προστατευμένης ζώνης. Η παρατήρηση αυτή έχει γίνει και από τους Ming and Chiew (2000) για τους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας και από τους Zyserman and Johnson (2002). Αλλά, όπως τονίζουν οι Ming and Chiew (2000) από το σημείο όπου  $LA=LB$  (απόσταση από την ακτή= μήκος κυματοθραύστη) η κατάσταση αντιστρέφεται και το μέγεθος της πρόσχωσης ελαττώνεται στους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ. Κάτι τέτοιο ωστόσο δεν ισχύει για τους BK.

Εκείνο το οποίο είναι σημαντικό για τους BK είναι να απέχει αρκετά ο κυματοθραύστης από την ακτή, έτσι ώστε η δευτερεύουσα κυκλοφορία κοντά στην ακτή να αναπτύσσεται κατά τρόπο παρόμοιο με εκείνον που αναπτύσσεται η κύρια κυκλοφορία στην περίπτωση των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ. Δηλαδή, θα πρέπει οι στρόβιλοι που αποτελούν την κύρια κυκλοφορία πάνω από τον κυματοθραύστη να βρίσκονται μακριά από τη ζώνη θραύσης, όπου συμβαίνει κατά κύριο λόγο η μετακίνηση του ιζήματος (Bricio et al, 2008). Αντίθετα, οι στρόβιλοι της δευτερεύουσας κυκλοφορίας, που είναι το κοινό

## Εφαρμογή των μοντέλων σε βυθισμένους κυματοθραύστες

στοιχείο με το πεδίο ταχυτήτων των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη ΜΣΘ και επομένως η κινητήρια δύναμη, που προκαλεί τον σχηματισμό της προεξοχής (salient), θα πρέπει να σχηματίζονται μέσα στη ζώνη θραύσης.



Σχήμα 6.42: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ04\_7. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Όταν όμως η κύρια κυκλοφορία πλησιάζει προς τη ζώνη θραύσης ένα μέρος του ιζήματος αντί να μεταφερθεί στο κέντρο της προστατευμένης ζώνης (όπως συμβαίνει με τη δευτερεύουσα κυκλοφορία) παρασύρεται από τα ρεύματα επιστροφής προς τα ανοιχτά, μειώνοντας έτσι το μήκος πρόσχωσης και ενισχύοντας την διάβρωση στη γύρω περιοχή από τον κυματοθραύστη. Το φαινόμενο αυτό ενισχύεται όταν οι δύο στρόβιλοι (πλησίον της ακτής) απομακρύνονται ο ένας από την άλλο, όπως συμβαίνει με την περίπτωση του πειράματος K04\_6, όπου πρακτικά το ρεύμα επιστροφής ενώνεται με τους δύο στρόβιλους που εμφανίζονται στην περιοχή των κενών και όχι στη 'σκιά' του κυματοθραύστη, μεταφέροντας ίζημα προς τα ανοιχτά.

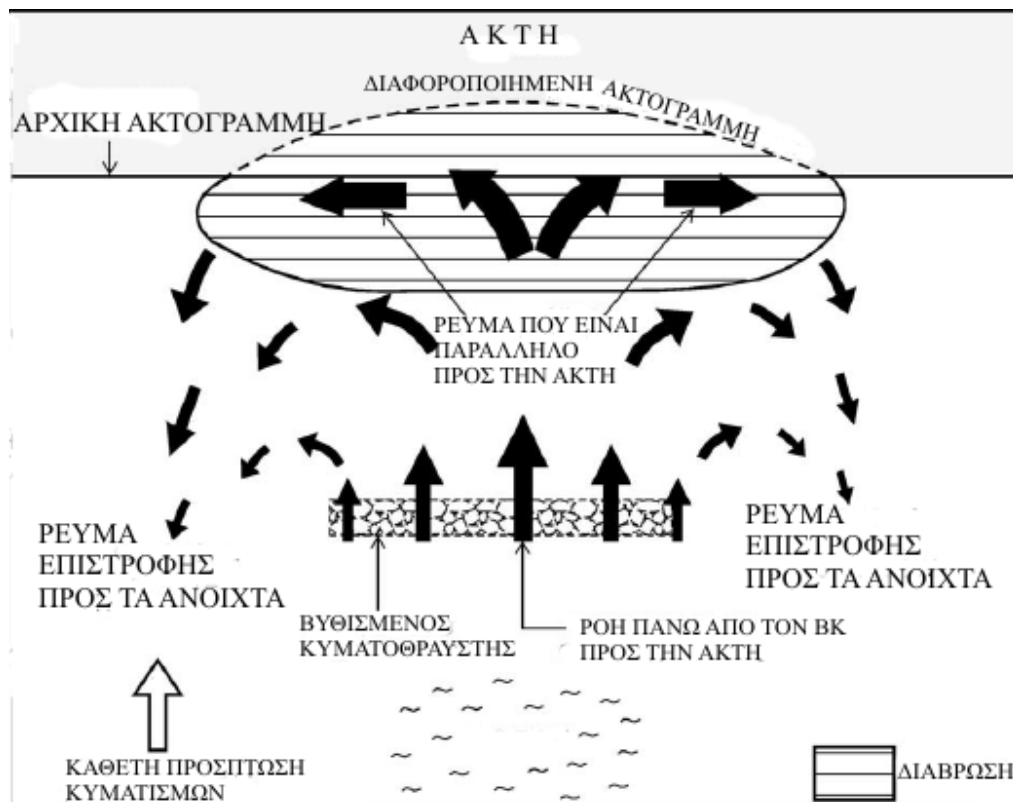
Όταν όμως ο BK έρθει τόσο κοντά στην ακτή, ώστε να βρίσκεται πολύ κοντά ή μέσα στη ζώνη θραύσης, όπως συμβαίνει στην εφαρμογή K04\_7 (βλ. σχήμα 6.42) η δευτερεύουσα κυκλοφορία εξαφανίζεται και επικρατεί μόνο η κύρια κυκλοφορία πάνω από τον κυματοθραύστη, η οποία οδηγεί σε διάβρωση. Μία παρόμοια παρατήρηση έχει γίνει και από τους Ranasinghe and Turner, (2006), οι οποίοι στα πλαίσια της ερευνητικής τους εργασίας έκαναν μία ανασκόπηση στα αποτελέσματα των διάφορων πρακτικών εφαρμογών των BK στο πεδίο και στο εργαστήριο, καθώς και στα αριθμητικά μοντέλα που περιγράφουν τη συμπεριφορά τους.

Σύμφωνα με τους Ranasinghe and Turner (2006), η μορφή που έχει το πεδίο ταχυτήτων, που απεικονίζεται στο σχ.6.43 είναι ενδεικτικό της τάσης διάβρωσης που εμφανίζεται στην προστατευμένη περιοχή πίσω από τους BK. Ένα τέτοιο πεδίο ταχυτήτων παρουσιάζεται και στο αριθμητικό πείραμα K04\_7 (βλ. σχήμα 6. 42) ενώ παράλληλα προκύπτει και η διάβρωση στην προστατευμένη ζώνη, όπως ακριβώς περιγράφεται και από το σχήμα των Ranasinghe and Turner (2006). Ωστόσο, εδώ πρέπει να τονιστεί ότι το πεδίο ταχυτήτων και η βαθυμετρική αλλαγή παίρνουν τη μορφή αυτή (του σχήματος 6.43) όταν:

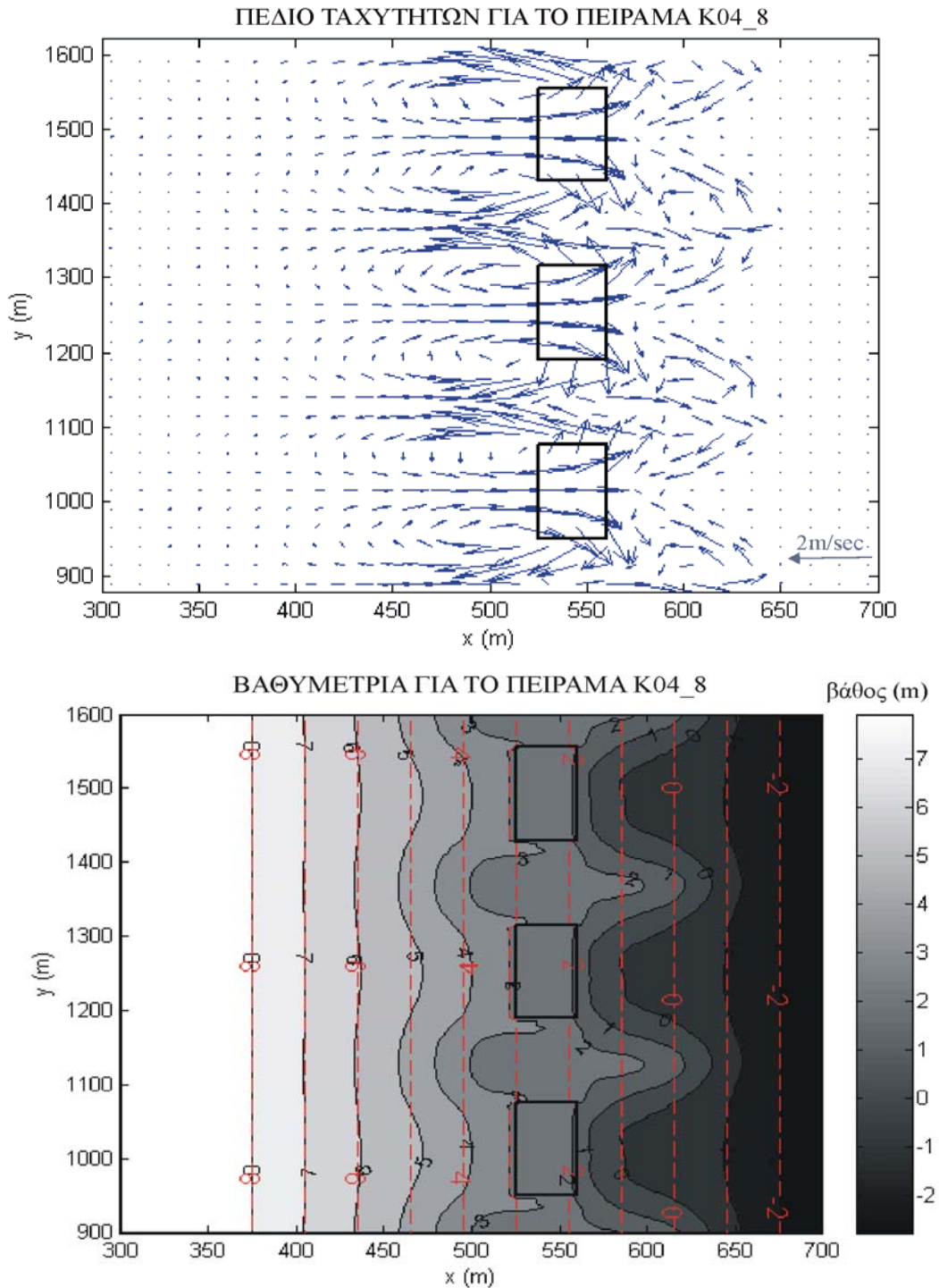
- Τα κύματα προσπίπτουν κάθετα προς την αρχική ακτογραμμή (γεγονός που αναφέρεται και από τους Ranasinghe and Turner, 2006)
- Όταν ο BK τοποθετείται πολύ κοντά στη ζώνη θραύσης (γεγονός που δεν αναφέρεται από τους Ranasinghe and Turner, 2006)

Το πρόβλημα αυτό της διάβρωσης που εμφανίζεται στην περίπτωση του πειράματος K04\_7 αντιμετωπίζεται με την απομάκρυνση του ΒΚ από την ακτή, όπως συμβαίνει στο πείραμα K04\_1 (όπου  $LA=150m$ ) και στο πείραμα K04\_6 (όπου  $LA=120m$ ).

Ένας άλλος τρόπος αντιμετώπισης είναι η αύξηση στο βύθισμα, που θα έχει ως αποτέλεσμα να μειώνεται η ποσότητα του νερού που φτάνει την ακτή, διότι το ρεύμα επαναφοράς αρχίζει να δημιουργείται ήδη πάνω από τον ΒΚ, αλλά και κάτω από την κοιλία (κοιλάδα) του κύματος (undertow), μεταφέροντας έτσι τη μάζα του νερού πίσω στα ανοιχτά και παράλληλα μειώνοντας τη ροή προς την ακτή πάνω από τον κυματοθραύστη. Συγχρόνως όμως για να διατηρηθεί ο συντελεστής διάδοσης ίδιος (ο οποίος αυξάνεται με την αύξηση του βυθίσματος) πρέπει να αυξηθεί και το πλάτος του κυματοθραύστη. Όλα τα παραπάνω εφαρμόζονται στο πείραμα K04\_8, όπου έχουν διατηρηθεί τα χαρακτηριστικά του πειράματος K04\_6 ( $Kt=0.4$ ,  $LB=120m$ ,  $LG=120m$ ,  $LA=80m$ ), ενώ παράλληλα έχει αυξηθεί το πλάτος του κυματοθραύστη και το βύθισμα του από  $Rc=-1m$  των πειραμάτων K04\_1 και K04-6 σε  $Rc=-2m$ .



Σχήμα 6.43: Πεδίο ταχυτήτων που οδηγεί σε διάβρωση στην προστατευμένη περιοχή πίσω από ΒΚ (Ranasinghe και Turner, 2006).



Σχήμα 6.44: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα Κ04\_7. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Στο σχήμα 6.44 φαίνονται τα αποτελέσματα του πειράματος K04\_8, που είναι παρόμοια με το πείραμα K04\_1 όσον αφορά τη βαθυμετρική αλλαγή. Το πεδίο κυκλοφορίας πάνω από τον κυματοθραύστη έχει διαφοροποιηθεί σε σχέση με το K04\_6. Παρουσιάζει ένα ενισχυμένο ρεύμα επαναφοράς, που απλώνεται σε όλο το μήκος του κενού και καταλαμβάνει και ένα μέρος στην άκρη της κατασκευής περιορίζοντας έτσι το ρεύμα προς την ακτή σε μία στενή λωρίδα πάνω από τον κυματοθραύστη. Με αυτόν τον τρόπο, μειώνεται η ποσότητα του νερού που μεταφέρεται στην προστατευμένη ζώνη, οπότε δεν επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό η δευτερεύουσα κυκλοφορία κοντά στην ακτή.

Η επίδραση του συγκεκριμένου πεδίου ταχυτήτων στην βυθομετρία είναι η ενίσχυση της προεξοχής πίσω από τον κυματοθραύστη σε σχέση το K04\_6, λόγω του γεγονότος ότι οι δύο στρόβιλοι κοντά στην ακτή δεν επηρεάζονται από το ρεύμα, το οποίο κατευθύνεται προς την ακτή και μεταφέρει μάζες νερού προς την προστατευμένη περιοχή (φαινόμενο που παρατηρείται στο K04\_6). Οι στρόβιλοι κοντά στην ακτή δεν απομακρύνονται πολύ μεταξύ τους (όπως στο K04\_6), οπότε μεταφέρουν από τα πλάγια φερτά υλικά προς το κέντρο. Αλλά, εξαιτίας της μικρής απόστασης από τη ζώνη θραύσης και της ανάδευσης και αιώρησης των ιζημάτων, που επικρατεί στην ζώνη αυτή, μεταφέρεται ίζημα με τη βοήθεια του ρεύματος επαναφοράς προς τα ανοιχτά, με αποτέλεσμα να διαβρώνεται η περιοχή γύρω από του κυματοθραύστες.

Τελικά τα συμπεράσματα από τη σύγκριση των αποτελεσμάτων των εφαρμογών K04\_1, K04\_5, K04\_6, K04\_7 και K04\_8 που αφορούν την επίδραση της απόστασης από την ακτή είναι τα εξής:

- Η δευτερεύουσα κυκλοφορία που παρατηρείται κοντά στην ακτή σε όλες τις εφαρμογές (εκτός από την K04\_7) είναι η κινητήρια δύναμη της προεξοχής που δημιουργείται στην προστατευμένη ζώνη και επηρεάζεται άμεσα από την ποσότητα του νερού που διαπερνά τον κυματοθραύστη και συγκεντρώνεται στην προστατευμένη ζώνη.
- Καθώς απομακρύνεται από την ακτή ο ΒΚ (και από τη ζώνη θραύσης) ενισχύεται η πρόσχωση στην προστατευμένη ζώνη. Όταν ο ΒΚ βρίσκεται πολύ κοντά ή μέσα στη ζώνη θραύσης, η κυκλοφορία κοντά στην ακτή εκλείπει και εμφανίζονται τάσεις διάβρωσης στην ακτή.

- Για να αντιμετωπιστεί το πρόβλημα της διάβρωσης στην ακτή όταν ο ΒΚ τοποθετείται πολύ κοντά σε αυτή, αυξάνεται το βύθισμα του κυματοθραύστη. Αλλά χρειάζεται προσοχή, διότι η αλλαγή στο βύθισμα αλλάζει τον συντελεστή διάδοσης της κατασκευής.

### **6.2.7 Επίδραση μονού κυματοθραύστη στη μορφολογία**

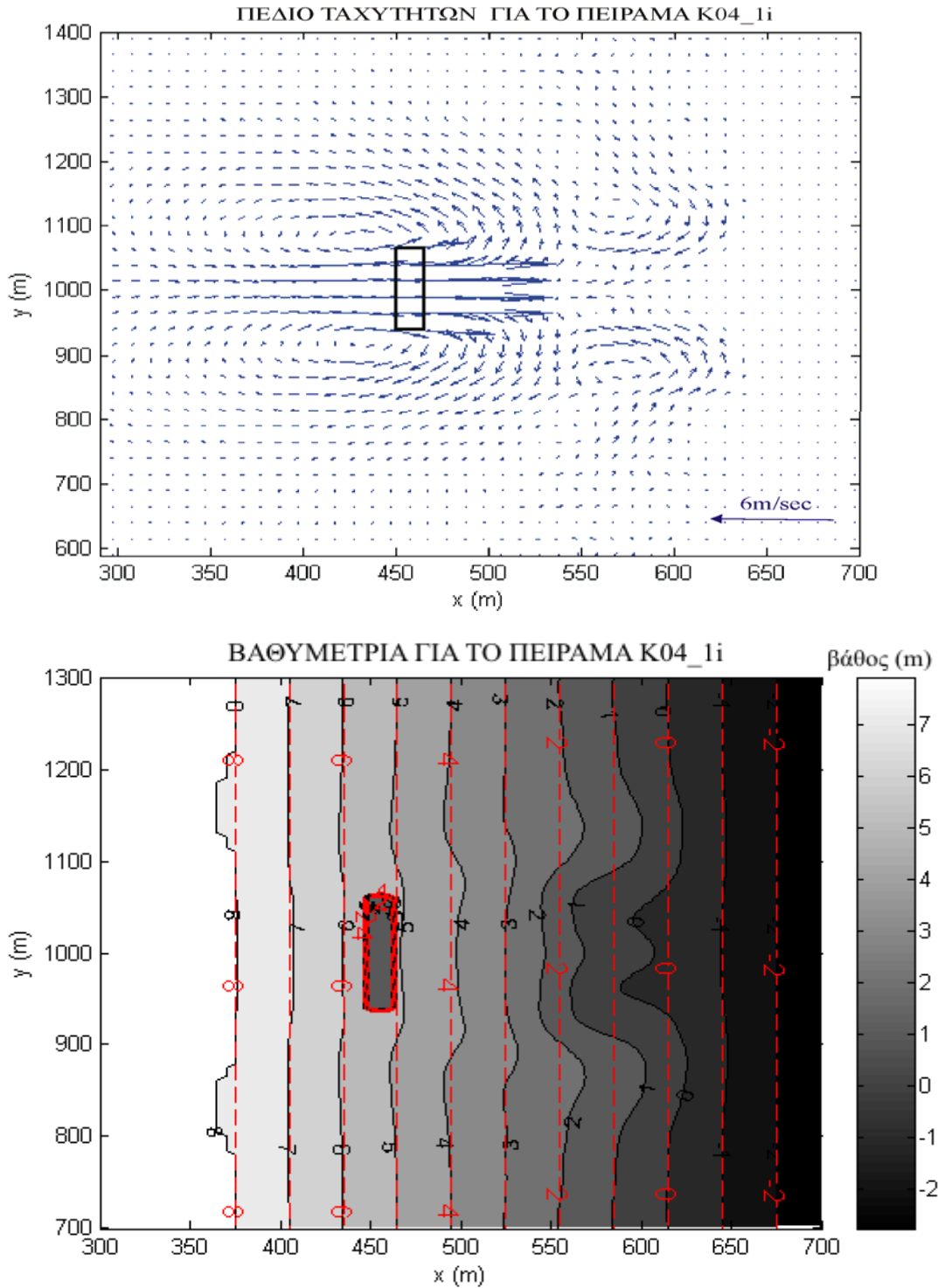
Τέλος στο σχήμα 6.45 παρουσιάζεται το πεδίο ταχυτήτων και η μορφολογική αλλαγή για το πείραμα K04\_1i, όπου έχουν διατηρηθεί όλες οι παράμετροι ίδιοι με το πείραμα K04\_1 (Kt=0.4, LB=120m, LA=150m) με τη διαφορά ότι αυτή τη φορά έχει χρησιμοποιηθεί μόνο ένας ΒΚ (και όχι μία σειρά ΒΚ όπως συμβαίνει στο K04\_1).

Είναι φανερό ότι το πεδίο ταχυτήτων είναι παρόμοιο ποιοτικά και ποσοτικά με του πειράματος K04\_1. Η κύρια διαφορά είναι ότι το ρεύμα επαναφοράς στα πλάγια του κυματοθραύστη είναι μικρότερο ποσοτικά (τα μεγέθη των διανυσμάτων των ταχυτήτων είναι μικρότερα), ενώ παράλληλα καταλαμβάνει μεγαλύτερη έκταση. Το φαινόμενο αυτό, όπως έχει αναφερθεί και προηγουμένως σχετίζεται με τη δυσκολία που συναντά το νερό προσπαθώντας να επιστρέψει στα ανοιχτά. Δηλαδή, όταν το πλάτος του πεδίου ροής είναι στενό (το κενό μεταξύ των κατασκευών είναι μικρό) τότε αναπτύσσονται μεγάλες ταχύτητες ρευμάτων. Αντίθετα, σε αυτήν την περίπτωση που το ρεύμα επιστροφής δεν περιορίζεται από τις πλευρικές κατασκευές αναπτύσσει μικρότερες ταχύτητες και εξαπλώνεται περισσότερο.

Η αλλαγή στη μορφολογία διατηρεί τα ίδια ποιοτικά χαρακτηριστικά με το K04\_1 (προεξοχή με διπλή κορυφή) αλλά ποσοτικά είναι μικρότερη στην περίπτωση αυτή. Επιπλέον, γενικότερα ο πυθμένας δεν έχει διαταραχθεί τόσο έντονα στο πείραμα K04\_1i. Οι εναλλαγές διάβρωσης-απόθεσης κοντά στην ακτή είναι πιο ομαλές, ενώ η αλλαγή στη βυθομετρία κοντά στον κυματοθραύστη και προς τα ανοιχτά είναι αμελητέα. Η μικρότερη ποσότητα ιζήματος που έχει μετακινηθεί στο πείραμα K04\_1i πιθανόν να οφείλεται στο γεγονός ότι η προστατευμένη περιοχή δέχεται περισσότερη κυματική ενέργεια λόγω μειωμένης περίθλασης, με αποτέλεσμα να μην υφίσταται σημαντικές μορφολογικές μεταβολές.

Συμπερασματικά η χρήση ενός μοναδικού ΒΚ οδηγεί σε μειωμένα ρεύματα επαναφοράς και μικρότερο μήκος πρόσχωσης αλλά και διάβρωσης στην ακτή.





Σχήμα 6.45: Πεδίο ταχυτήτων (επάνω) και βαθυμετρική αλλαγή (κάτω) για το πείραμα K04\_1i. Με κόκκινο (στο κάτω σχήμα) είναι σημειωμένες οι ισοβαθείς της αρχικής βαθυμετρίας, ενώ με μαύρο η τελική βαθυμετρία. Το βήμα είναι 1m

Είναι φανερό από τα παραπάνω ότι η επιλογή των κατάλληλων παραμέτρων του ΒΚ είναι δυνατό να επιφέρει τα επιθυμητά αποτελέσματα όσον αφορά τα υδροδυναμικά και μορφοδυναμικά χαρακτηριστικά της παράκτιας περιοχής. Ωστόσο, κάτι που δεν έχει αναφερθεί ως τώρα και στο οποίο πρέπει να δοθεί βαρύτητα είναι τα ρεύματα επαναφοράς (rip currents), διότι συνιστούν κινδύνους για τους κολυμβητές που χρησιμοποιούν την παραλία. Επειδή πολλές φορές οι ΒΚ κατασκευάζονται με στόχο την διατήρηση μίας ακτής για ψυχαγωγικούς και τουριστικούς λόγους, είναι σκόπιμο να δίνεται βάση (εκτός από το μήκος πρόσκωσης) και στα ρεύματα επαναφοράς, τα οποία θα πρέπει να περιορίζονται όσο το δυνατό περισσότερο.

## 7 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η προστασία των ακτών από τη διάβρωση είναι ένα ζήτημα, που έχει συζητηθεί εκτενώς και απασχολεί τόσο τη διεθνή βιβλιογραφία γενικότερα, όσο και την ελληνική ειδικότερα εξαιτίας της εκτεταμένης ακτογραμμής της χώρας. Το ενδιαφέρον τα τελευταία χρόνια έχει στραφεί προς τις ‘ήπιες μεθόδους προστασίας’, μία από τις οποίες είναι και οι βυθισμένοι κυματοθραύστες (BK), για τους εξής λόγους:

- Βελτιωμένο αισθητικό αποτέλεσμα
- Καλύτερη κυκλοφορία του νερού
- Μειωμένες περιβαλλοντικές συνέπειες για τους έμβιους και αβιοτικούς παράγοντες της περιοχής

Ενώ για τους ‘παραδοσιακούς’ κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας υπάρχουν πολυάριθμες ερευνητικές εργασίες καθώς και εφαρμογές στο πεδίο (βλ. Κεφ.4), κάτι αντίστοιχο δεν ισχύει για τους BK, που αποτελούν ένα νέο αντικείμενο υπό έρευνα. Το γεγονός αυτό αποδεικνύεται και από τις πρόσφατες περιπτώσεις (βλ. Κεφ.1) στις οποίες έχουν εφαρμοστεί οι BK ως μέθοδοι προστασίας της ακτής. Σε ορισμένες περιπτώσεις έχουν εκπληρώσει τον σκοπό για τον οποίο κατασκευάστηκαν, ενώ σε άλλες έχουν προκαλέσει αποτελέσματα αντίθετα από τα επιδιωκόμενα (διάβρωση). Όλα τα παραπάνω οδηγούν στο συμπέρασμα ότι οι BK μπορούν να προσφέρουν προστασία στην ακτή, υπό την προϋπόθεση ότι έχει γίνει σωστός σχεδιασμός.

Στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας πραγματοποιήθηκαν τα παρακάτω:

- παρουσιάστηκε ένα ολοκληρωμένο προηγμένο εργαλείο για τη μελέτη των BK και

- παρουσιάστηκαν ορισμένοι βασικοί κανόνες για τον σχεδιασμό τους.

Για την ορθή πρόβλεψη της επίδρασης των ΒΚ στην παράκτια ζώνη είναι απαραίτητη η γνώση της υδροδυναμικής κατάστασης της περιοχής, καθώς και οι μορφολογικές αλλαγές, που προκαλεί. Έχει αποδειχθεί ότι οι εξισώσεις Boussinesq αποτελούν ένα πολύ ισχυρό εργαλείο για την μοντελοποίηση των μετασχηματισμών που υφίστανται τα κύματα κατά τη διάδοσή τους στην παράκτια ζώνη, όπου υπάρχει ο ΒΚ. Οι κύριοι μετασχηματισμοί είναι η ρηχότητα, η διάθλαση, η περίθλαση γύρω από τις κατασκευές, η ανάκλαση πάνω στους κυματοθραύστες, η θραύση των κυματισμών, η αναρρίχηση των κυμάτων πάνω στην ακτή κ.τ.λ.

Η μελέτη των ΒΚ γίνεται μέσω των αριθμητικών μοντέλων, που περιγράφουν τις παραπάνω διεργασίες που λαμβάνουν χώρα στην περιοχή κατασκευής τους. Οι εξισώσεις Boussinesq έχουν δώσει τη δυνατότητα ανάπτυξης ενός ενιαίου μοντέλου για την ακριβή περιγραφή της υδροδυναμικής κατάστασης της περιοχής. Επιπλέον, προσφέρουν τη δυνατότητα συνδυασμού του υδροδυναμικού μοντέλου με μοντέλο μεταφοράς ιζήματος για την πρόβλεψη της μορφοδυναμικής μεταβολής, συνιστώντας με τον τρόπο αυτό μία πλήρη μέθοδο μελέτης. Τα μοντέλα στη συγκεκριμένη εργασία είναι χρονικά μεταβαλλόμενα μοντέλα δύο διαστάσεων (2DH, 2 Dimensional Horizontal) ολοκληρωμένα ως προς το βάθος και αποτελούνται από τα εξής:

- Το κυματικό μοντέλο και το μοντέλο κυκλοφορίας που λύνει εξισώσεις τύπου Boussinesq και περιγράφει το κυματικό πεδίο και το πεδίο των ρευμάτων που δημιουργείται
- Το μοντέλο ιζήματος, στο οποίο εισάγονται τα υδροδυναμικά δεδομένα, ώστε να γίνει η πρόβλεψη της ποσότητας και της κατεύθυνσης της μεταφοράς του ιζήματος καθώς και της μορφολογικής μεταβολής που επιφέρει

Ο συνδυασμός των μοντέλων αυτών έδωσε πολύ καλή ακρίβεια στα αποτελέσματα διατηρώντας συγχρόνως τον υπολογιστικό χρόνο σε λογικά πλαίσια, γεγονός στο οποίο υστερούν τα περισσότερα χρονικά μεταβαλλόμενα μοντέλα που περιγράφουν την αλληλεπίδραση μεταξύ της βυθισμένης κατασκευής και της παράκτιας περιοχής. Όπως προέκυψε κατά τη σύγκριση των αποτελεσμάτων με πειραματικές μετρήσεις, η ποιοτική

και ποσοτική πρόβλεψη του υδροδυναμικού πεδίου είναι πολύ καλή τόσο στην περίπτωση των κυματοθραυστών με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας όσο και στην περίπτωση των βυθισμένων κυματοθραυστών. Επιπλέον, όσον αφορά τη στερεομεταφορά και την εξέλιξη της μορφολογίας τα μοντέλα δίνουν πολύ καλές ποιοτικές προβλέψεις. Ειδικότερα, τα σημεία εκείνα στα οποία σημειώθηκε σημαντική πρόοδος είναι τα ακόλουθα:

- βελτίωση της προσομοίωσης της τριβής πυθμένα, της θραύσης και της αναρρίχησης σε 2DH,
- βελτίωση της εκτίμησης στερεομεταφοράς στη ζώνη θραύσης,
- συνυπολογισμός της ζώνης αναρρίχησης στην εκτίμηση της στερεομεταφοράς και στην εξέλιξη της μορφολογίας.

Τα μοντέλα εφόσον πιστοποιήθηκαν με πειραματικά δεδομένα, κατόπιν χρησιμοποιήθηκαν για την διερεύνηση της ορθής χωροδιάταξης, διότι όπως αποδείχθηκε οι ΒΚ μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την προστασία της ακτής, προκαλώντας παρόμοιες βαθυμετρικές αλλαγές με τους κυματοθραύστες με στέψη πάνω από τη στάθμη της θάλασσας.

Για τον σκοπό αυτό, πραγματοποιήθηκε μία σειρά από αριθμητικά πειράματα, στα οποία μεταβάλλονταν οι διάφορες χαρακτηριστικές παράμετροι των κατασκευών, όπως είναι ο συντελεστής διάδοσης ( $K_t$ ), το μήκος των κατασκευών (LB), η απόσταση από την ακτή (LA) και τέλος το μήκος των κενών μεταξύ των κατασκευών (LG). Στον πίνακα 7.1 που ακολουθεί φαίνονται τα πειράματα που έγιναν σε συνδυασμό με τις αντίστοιχες παραμέτρους τους.

Πίνακας 7.1: Χαρακτηριστικές παράμετροι των αριθμητικών πειραμάτων

ΠΕΙΡΑΜΑ	$K_i$	LB (m)	LA (m)	LG (m)
K02	0.2	120	150	120
K03	0.3	120	150	120
K05	0.5	120	150	120
K06	0.6	120	150	120
K08	0.8	120	150	120
K04 1	0.4	120	150	120
K04 1i	0.4	120	150	-
K04e	0 (στέψη πάνω από τη ΜΣΘ)	120	150	120
K04 2	0.4	120	150	180
K04 3	0.4	120	150	60
K04 4	0.4	200	150	120
K04 5	0.4	120	120	120
K04 6	0.4	120	80	120
K04 7	0.4	120	45	120
K04 8	0.4	120	80	120

Έτσι λοιπόν βρέθηκε ότι είναι απαραίτητο να πληρούνται ορισμένες προϋποθέσεις για τον ορθό σχεδιασμό των ΒΚ, οι οποίες είναι οι εξής:

- Ο συντελεστής διάδοσης  $K_i=0.4$  είναι αρκετά ικανοποιητικός για την προστασία της ακτής.
- Η απόσταση από την ακτή πρέπει να είναι σχετικά μεγάλη (εκτός της ζώνης θραύσης). Εναλλακτικά θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί μεγάλο πλάτος στέψης σε συνδυασμό με μεγαλύτερο βύθισμα.
- Το μήκος της κατασκευής ενδείκνυται να είναι περίπου ίσο με την απόσταση από την ακτή.

- Το κενό μεταξύ των βυθισμένων κατασκευών ενδείκνυται να είναι μεγαλύτερο του διπλάσιου του μήκους κύματος

Τέλος, πρέπει να τονιστεί ότι κατά τον σχεδιασμό και την εύρεση μίας βέλτιστης λύσης είναι επιθυμητό να λαμβάνεται υπόψη και η δημιουργία ρευμάτων επαναφοράς καθώς και η ισχύς αυτών, κυρίως στην περίπτωση που οι ΒΚ εφαρμόζονται με σκοπό τη δημιουργία παραλίας αναψυχής. Κι αυτό διότι τα ρεύματα αυτά μπορεί να καθιστούν επικίνδυνη τη χρήση της ακτής από τους κολυμβητές και επομένως πρέπει να ληφθούν ορισμένα μέτρα για την προστασία τους. Ωστόσο, αν ο κυματοθραύστης βρίσκεται σε απόσταση από την ακτή ( $LA \geq 150m$ ), τα ρεύματα επαναφοράς δεν αποτελούν σημαντικό πρόβλημα, αρκεί να υπάρχει η σχετική προειδοποίηση προς τους χρήστες της ακτής.

Από δω και πέρα ο κυριότερος τομέας στον οποίο πρέπει να στραφεί η έρευνα όσον αφορά τους ΒΚ είναι τα δεδομένα πεδίου, η ανάλυσή τους και η σύγκριση με τα αποτελέσματα των μοντέλων για περαιτέρω βελτίωσή τους. Ήδη σήμερα βρίσκονται υπό κατασκευή οι πρώτοι βυθισμένοι κυματοθραύστες στην Ελλάδα και συγκεκριμένα στην Κατερίνη. Επομένως, θα δοθεί η δυνατότητα για συλλογή δεδομένων και μελέτη των επιπτώσεων της εφαρμογής τους στο πεδίο και ειδικότερα σε ελληνικές θάλασσες.

Ένας άλλος τομέας στον οποίο θα μπορούσε να στραφεί η έρευνα είναι η ενσωμάτωση τρισδιάστατων μοντέλων μεταφοράς ιζήματος για περισσότερη ακρίβεια στις μορφοδυναμικές προβλέψεις (αν και ορισμένα τρισδιάστατα φαινόμενα λαμβάνονται υπόψη στα υπάρχοντα μοντέλα). Όμως, στο σημείο αυτό τίθεται το ζήτημα της μεγάλης υπολογιστικής ισχύος, που είναι απαραίτητη για να επιτευχθεί η μεγαλύτερη ακρίβεια. Οπότε συγχρόνως θα πρέπει να δοθεί βάση και στους τρόπους με τους οποίους θα γίνει πιο γρήγορη και συγχρόνως αποτελεσματική η εφαρμογή των μοντέλων.

**ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ**

Abbott, M.B., Damsgaard, A., Rodenhuis, G.S., 1973. System 21, Jupiter. A design system for two-dimensional nearly-horizontal flows. *Journal of Hydraulic Research* 1.

Armono Haryo Dwito, *Artificial Reefs as Shoreline Protection Structures*, Seminar Teori dan Aplikasi Teknologi Kelautan IV, Surabaya, Indonesia, 2004

Bagnold, R. A., 1963. Beach and Nearshore Processes; Part I: Mechanics of Marine Sedimentation. *The Sea: Ideas and Observations*, Vol 3, M.N. Hill, ed., Interscience, New York, pp 507-528.

Barber, P.C. and Davies, C.D., 1985. Offshore breakwaters—Leasowe Bay. *Proceedings of the Institution of Civil Engineers*, pp. 85–109.

Battjes, J.A., and Stive, M.J. F., 1985. Calibration and verification of a dissipation model for random breaking waves. *J. Geophys. Res.*, 90(C5), pp. 9159–9167.

Beji S., Nadaoka, K., 1996, A formal derivation and numerical modeling of the improved Boussinesq equations for varying depth. *Ocean Engineering* 23(8), pp. 691-704

Bellotti, G., 2004. A simplified model of rip currents systems around discontinuous submerged barriers, *Coastal Engineering* 51, pp. 323-335.

Berenguer, J. M. and Enriquez, J., 1988. Design of pocket beaches, the Spanish case. *Proceedings 21st Coastal Engineering Conference*, Malaga, Spain, pp. 1411–1425.

Borah D.K. and Balloffet A., 1985. Beach evolution caused by littoral frift barrier, *J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, 111(4), pp. 645-660.

Bricio, L., Negro, V., Diez, J.J., Geometric detached breakwater indicators on the Spanish Northeast Coastline, *Journal of Coastal Research*, CERF, 24(5), 2008, pp. 1289-1303.



Buttolph, A. M. Reed, C. W., Kraus, N. C., Ono, N., Larson, M., Camenen, B., Hanson, H., Wamsley, T., Zundel, A. K., 2006. Two-Dimensional Depth-Averaged Circulation Model CMS-M2D: Version 3.0, Report 2, Sediment Transport and Morphology Change

ERDC/CHL TR-06-9, August 2006, Coastal Inlets Research Program.

Cáceres, I., Sánchez-Arcilla, A., Alsina, J.M., González-Marco, M., Sierra, J.P., Coastal dynamics around a submerged barrier.

<http://lim-ciirc.upc.es/eng/personnel/staff/icr/Documents/>

Caceres, I., Sanchez-Arcilla, A., Zanuttigh, B., Lamberti A., Franco, L., 2005, Wave overtopping and induced currents at emergent low crested structures, Coastal Engineering, 52(10-11), pp. 931–947

Camenen, B. and Larson, M., 2005a. “A bedload sediment transport formula for the nearshore” Estuarine, Coastal and Shelf Sciences 63, 249-260.

Camenen, B., Larson, M. and Yamashita, T., 2005b, A suspended load formula for the nearshore, in Proc. 52nd Japanese Coastal Eng. Conf., JSCE, Aomori, Japan, pp.381-385. (in Japanese).

Camenen, B. and Larson, M., 2006a. Phase-lag effects in sheet flow transport, Coastal Engineering 53, pp. 531-542.

Camenen, B. and Larson, M., 2006b. A suspended load formula over rippled bed. Proc. 30th Int. Conf. Coastal Eng., ASCE, San Diego, California, USA.

Camenen, B. and Larson, M., 2008. A general formula for noncohesive suspended sediment transport, J Coastal Research 24(3), pp 615-627.

CEM, Coastal Engineering Manual, 1984, 2006, U.S. Army Corps of Engineers

Chan, K., Baird, M., Round, G., 1972. Behaviour of beds of dense particles in a horizontally oscillating liquid. Proc. R. Soc. Lond., A 330, pp. 537–559.

- Chawla, A., Kirby, J.T., 2000. A source function method for generation of waves on currents in Boussinesq models, *Applied Ocean Research* 22, pp 75–83
- Chen, Q. Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., Kennedy, A.B. and Chawla, A., 2000. Boussinesq modeling of wave transformation, breaking, and runup. II:2D. *J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, 126(1), pp.48-56.
- Conte, S.D., deBoor, C., 1972. *Elementary numerical analysis*, McGraw-Hill, New York
- Cooper, N.J., King, D.M and Hooke, J.M., 1996. Collaborative research studies at Elmer Beach, West Sussex, UK. In J. Taussik, & J. Mitchell (Eds.), *Partnership in coastal zone management*. Cardigan: Samara Publishing Ltd.
- Dally, W. R., and Pope, J. (1986). *Detached breakwaters for shore protection*, Technical Report, CERC-86-1, U.S. Army Corps of Engr., Waterways Experiment Station, Coastal Engineering Res. Ctr., Vicksburg, Mississippi.
- Davies, A.G., Ribberink, J S., Temperville, A., Zyserman J.A., 1997. Comparisons between sediment transport models and observations made in wave and current flows above plane beds. *Coastal engineering*, 31, pp. 163-198
- Da Silva, P.A., Temperville, A., Seabra Santos, F., 2006, Sand transport under combined current and wave conditions: A semi-unsteady, practical model, *Coastal Engineering*, 53, pp. 897–913
- Dean, R.G., Chen, R., Browder, A.E., 1997. Full scale monitoring study of a submerged breakwater. *Coastal Engineering*, vol. 29. Palm Beach, Florida, USA, pp. 291– 315.
- Dean, R.G., Dalrymple, R.A., 2001, *Coastal Processes with Engineering Applications*, Cambridge University Press, pp. 488.
- Deigaard, R., Fredsøe, J., Hedegaard, I.B., 1986b. Mathematical model for littoral drift. *J. Waterw., Port, Coastal Ocean Eng.*, ASCE 112(3), pp. 351–369.

Detle, H.H. and Uliczka, K., 1986. Velocity and sediment concentration fields across surf zones. In: Proc. 20th Int. Conf. Coastal Eng. ASCE, Taiwan, pp. 1062-1076.

Deguchi, I., Sawaragi, T., 1986. Beach fill at two coasts of different configuration. Proc. 20th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Taipei, Taiwan, pp. 1032–1046.

Dibajnia M. and Watanabe A., 1992. Sheet flow under nonlinear waves and currents. Int. Conf. on Coastal Engineering 1992, ASCE, pp. 2015-2028.

Dibajnia M., 1995. Sheet flow transport formula extended and applied to horizontal plane problems. Coastal Engineering in Japan, 38(2), pp179-194.

Dibajnia M. and Watanabe A., 1998. Transport rate under irregular sheet flow conditions. Coastal Engineering, 35, pp. 167-183.

Dibajnia M., Moriya T. and Watanabe A., 2001. A representative wave model for estimation of nearshore local transport rate. Coastal Engineering Journal, 43(1), pp. 1-38.

Dingemans, M. W., 1997. Water wave propagation over uneven bottoms: 2. Non-linear wave propagation. 13, World Scientific

Dohmen-Janssen, M., 1999. Grain size influence on sediment transport in oscillatory sheet flow, phase-lags and mobile-bed effects. Ph.D. thesis, Delft University of Technology, ISBN 90-9012929-4, The Netherlands.

Douglass, L., Weggel, J.R., 1987. Performance of a perched Beach-Slaughter Beach, Delaware. Proc. Coastal Sediments '87. ASCE, pp. 1385– 1398.

Feddersen, F., Guza, R.T., Elgar, S., and Herbers, T.H.C., 2000. Velocity moments in alongshore bottom stress parameterizations. J. Geophysical. Res., 105(C4), pp. 8673–8686.

Fredsøe, J., Andersen, O.H., Silberg, S., 1985. Distribution of suspended sediment in large waves. *J. Waterw., Port, Coastal Ocean Eng.*, ASCE 111(6), pp. 1041– 1059.

Fredsøe, J., and Deigaard, R, 1992. *Mechanics of coastal sediment transport*, World Scientific Publishing Co Ltd, Singapore

Funakoshi, H., Shiozawa, T., Tadokoro, T., Tsuda, S., 1994. Drifting characteristics of littoral sand around submerged breakwater. *Proc. Intern. Conference on Hydro-technical Engineering for Port and Harbor Construction*, Yokosuka, Japan, pp. 1157–1178.

Gobbi, M.F., Kirby, J.T., 1999. Wave evolution over submerged sills: Tests of a high-order Boussinesq model, *Coastal Engineering*, 37, pp. 57-96

Groenewoud, M.D., van de Graaff, J., Claessen, E.W., van der Biezen, S.C., 1996. Effect of submerged breakwater on profile development. *Proc. 25<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering*. ASCE, Orlando, USA, pp. 2428– 2441.

Haas, K.A., and Hanes, D. M., 2004, Process Based Modeling of Total Longshore Sediment Transport, *Journal of Coastal Research*, 20(3), pp. 853-861.

Haller, M.C., Dalrymple, R.A., Svendsen, Ib.A., 2002. Experimental study of nearshore dynamics on a barred beach with rip channels. *J. Geophysical Res.*, 107(C6), pp. 3061.

Hanson, K., Kraus, C.K., Numerical simulation of shoreline change at Lorain, Ohio, *J. of Waterways, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, Vol. 117(1), 1991

Horikawa, K., Watanabe, A., Katori, S., 1982. A laboratory study on suspended sediment due to wave action. *Proc. 18th Int. Conf. Coast. Eng.*, ASCE, Cape Town.

Hsu, J.R.C. and Silvester, R., 1990. Accretion behind single offshore breakwater. *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng*, 116(3), 362–380.

Jackson, L.A., Tomlinson, R., McGrath, J., Turner, I., 2002. Monitoring of a multi-functional submerged geotextile reef breakwater. Proc. 28th International Conference on Coastal Engineering, 2002. ASCE, Cardiff, UK, pp. 1923–1935.

Jensen, B.L., Sumer, B.M., Fredsoe, J., 1989. Turbulent oscillatory boundary layers at high Reynolds numbers. *Journal Fluid. Mech.* 206, pp. 265– 297.

Jensen. A.C., Hamer, B. and Wickins, J. Ecological implications of the construction of coastal defences. *Coastlines, structures and breakwaters '98*. Institute of Civil Engineers, London, 19-20 March 1998.

Johnson, H. K., Karambas, T., Avgeris, I., Zanuttigh, B., Gonzalez-Marco, D., Caceres, I., 2005. Modelling of waves and currents around submerged breakwaters, *Coastal Engineering*, 52(10-11), pp 949-969

Jonsson, I.G., 1966. Wave boundary layers and friction factors. Proc. 10<sup>th</sup> ICCE, pp. 127-148.

Kaji, T., Uda, T., & Suyama, Y., 1989. Field investigation of nearshore current and littoral transport around detached breakwaters on the Kaike coast. *Coastal Engineering in Japan* 32(2), pp 173–186.

Karambas, Th.V., and Koutitas, C. (2002). Surf and swash zone morphology evolution induced by nonlinear waves. *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng*, 128(3), pp 102–113.

Karambas, Th.V., and Karathanassi, A. (2004). Longshore Sediment Transport by nonlinear waves and currents. *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng*, 130(6), pp 227–286.

Kennedy, A.B., Chen, Q., Kirby, J.T., Dalrymple, R.A., 2000, Boussinesq modeling of wave transformation, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 126(1) pp.39-47.

King, D.M., Morfett, J.C., Pope, D.J., Cooper, N.J., 1996. A detached breakwater scheme: sediment transport and beach profile development at Elmer, West Sussex. University of Brighton.

Kirby, J.T., Wei, G., Chen, Q., Kennedy A., B., Dalrymple R. A., 1998. FUNWAVE 1.0 Fully Nonlinear Boussinesq Wave Model Documentation and User's Manual, Research Report NO CACR-98-06, Center for Applied Coastal Research, University of Delaware

Kana, T.W., 1979. Suspended sediment in breaking waves. Technical Report No. 18-CRD, Univ. of South Carolina.

Kobayashi, N., and Johnson, B.D., 2001. Sand suspension, storage, advection, and settling in surf and swash zones. *J. Geophys. Res.*, 106(C5), pp. 9363–9376.

Kobayashi, K., Agarwal, A., Johnson, B.D., 2007, Longshore Current and Sediment Transport on Beaches, *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng*, 133(4), pp. 296-304.

Komar, P.D., and Inman, D.L., 1970. Alongshore Sand Transport on Beaches. *Journal of Geophysical Research*, 75(30), pp. 5914-5927.

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), pp. 867-885

Lamberti, A., Mancinelli, A., 1996. Italian experience on submerged barriers as beach defence structures. Proc. 25th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Orlando, USA, pp. 2352– 2365.

Larsen, J., Dancy, H, 1983. Open boundaries in short wave simulations- a new approach. *Coastal Engineering*, 7, pp. 285-297.

Lesser, G.R. Roelvink, J.A., van Kester, J.A.T.M., Stelling, G.S., 2004, Development and validation of a three-dimensional morphological model, *Coastal Engineering*, 51, pp 883-915.

Lofquist, K.E.B., 1986. Drag on naturally rippled beds under oscillatory flows. US Army Corps of Engineers, Miscellaneous paper CERC-86-13. Vicksburg, MS, pp. 121.

Longuet-Higgins, M. S., and Stewart, R. W., 1964. Radiation Stresses in Water Waves: A Physical Discussion with Applications, *Deep Sea Research*, 11, pp 529-562.

Loveless, J., Debski, D., MacLeod, B., 1998. Sea level set-up behind detached breakwaters. Proc. 26th International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Copenhagen, Denmark, pp. 1665– 1678.

Madsen, P.A., Murray, R., Sørensen, O.R., 1991. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. Part 1. *Coastal Engineering*, 15, pp. 371–388.

Madsen, P. A., and Schäffer, H. A., 1998. Higher-order Boussinesq-type equations for surface gravity waves: Derivation and analysis. *Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A* 356, pp. 3123-3184.

Martinelli, L., Zanuttigh, B., Lamberti, A., 2006, Hydrodynamic and morphodynamic response of isolated and multiple low crested structures: Experiments and simulations, *Coastal Engineering*, 53(4), pp. 363–379

Masselink, G., Hughes, M.G., 1998. Field investigation of sediment transport in the swash zone. *Cont. Shelf Res.*, 18, pp. 1179–1199.

McKenzie, P., 1958, Rip-current systems, *Journal of Geology*, 66(2), pp103– 113.

Memos, AC, Karambas, T., 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), pp. 1465-1485

Meyer-Peter, E. and Muller, R., 1948. Formulas for bed-load transport. In: Report of 2nd Meeting of the International Association of Hydraulic and Structural Research, Stockholm, pp. 39-64.

Miller, H.C., 1999. Field measurements of alongshore sediment transport during storms. *Coastal Engineering*, 36, pp. 301–321.

Ming, D. and Chiew Y.M., 2000. Shoreline changes behind detached breakwater. *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng*, 126(2), pp. 63–70.

Nielsen, P., 1992. Coastal bottom boundary layers and sediment transport. World Scientific Co Ltd, Singapore.

Nielsen, P., Robert, S., Moeller-Christiansen, B., Oliva, P., 2001. Infiltration effects on sediment mobility under waves. *Coastal Engineering*, 42 (2), 105– 114.

Nielsen, P., 2002, Shear stress and sediment transport calculations for swash zone modeling, *Coastal Engineering*, 45, pp. 53-60

Nwogu O, 1993. An alternative form of the Boussinesq equations for nearshore wave propagation. *J Waterway Port., Coastal, Ocean Eng*. 119(6), pp. 618-638

Peregrine, D.H., 1967, Long Waves on a beach, *Journal of Fluid Mechanics*, 26, pp. 815-827.

Pilarczyk, K.W., 2003, Design of low-crested (submerged) structures – an overview –, 6th International Conference on Coastal and Port Engineering in Developing Countries, Colombo, Sri Lanka.

Pinheiro, L., Fortes, C.J., Santos, J.A., Walkley, M., Implementation of partial reflection boundary conditions in wave propagation model BOUSSIV, *J. of Coastal Research*, pp.1040-1044

Pope, J., Dean, J. L., 1987. Development of design criteria for segmented breakwaters. *Proceedings 20th international conference on coastal engineering*. American Society of Civil Engineers, Tapei. pp. 2144–2158.



Rakha, K. A., Deigaard, R., and Broker, I., 1997. A phase-resolving cross shore transport model for beach evolution, *Coastal Engineering*, 31, pp. 231-261.

Ranasinghe, R., Turner, I. L., 2006, Shoreline response to submerged structures: A review, *Coastal Engineering*, 53(4), pp. 65–79

Reniers, A.J.H.M., and Battjes, J.A., 1997. A laboratory study of longshore currents over barred and non-barred beaches. *Coastal Engineering*, 30, pp. 1–21.

Ribberink, J.S., Al-Salem, A.A., 1994. Sediment transport in oscillatory boundary layers in cases of rippled bed and sheet flow. *J. Geophys. Res.* 99(C6), pp. 12707–12727.

Ribberink, J.S., Al-Salem, A.A., 1995. Sheet flow and suspension in oscillatory boundary layers. *Coastal Engineering*, 25, pp. 205–225.

Ribberink, J.S. (1998). Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows. *Coastal Engineering*, 34, pp. 59-82.

Ribberink, J.S., and Chen, Z.W., 1993. Sediment transport of fine sand under asymmetric oscillatory flow. *Delft Hydraulics, Report H840, Part VII, January.*

Roelvink, J. A., and Stive, M. J. F. 1989. Bar-generating cross-shore flow mechanics on a beach. *J. Geophys. Res.*, 91(C4), pp.4785–4800.

Rosati, J.D., 1990. Functional design of breakwaters for shore protection: Empirical methods. CERC-TR-90-15, US Army Corps of Engineers, Coastal Engineering Research Center, Vicksburgh, MS.

Rosati, J.D., Gravens, M.B., Chasten, M.A., 1992. Development of detached breakwater design criteria using a shoreline response model. *Coastal Engineering Practice '92*. pp. 814–829.

Ruessink, B. G., Miles, J. R., Feddersen, F., Guza, R. T., and Elgar, S., 2001. Modeling the alongshore current on barred beaches. *J. Geophys. Res.*, 106(C10), 22451–22463.

Rygg,, O.B., 1988, Nonlinear refraction-diffraction of surface waves in intermediate and shallow water. *Coastal Engineering*, 12(3), pp. 191-211.

Sanchez-Arcilla, A., Alsina, J.M., Caceres, I., Gonzalez-Marco, D., Sierra, J.P., Pena, C., 2004. Morphodynamics on a beach with a submerged detached breakwater, *Proc. 29th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, Lisbon.

Schaffer, H.A., Madsen P.A., Deigaard, R, 1993. A Boussinesq model for waves breaking in shallow water. *Coastal Engineering* 20, pp. 185-202

Seiji, W.N., Uda, T., Tanaka, S., 1987, Statistical study on the effect and stability of detached breakwaters, *Coastal Engineering in Japan*, 30(1), pp 131-141

Sleath, J.F.A., 1987. Turbulent oscillatory flow over rough beds. *Journal Fluid. Mech.* 182, pp. 369–409.

Smagorinsky, J.S., 1963. General circulation experiments with the primitive equations. *Mon.Weather Rev*, 93, 99

Sorensen, R.M., 2006, *Basic Coastal Engineering*, Third Edition, Springer

Soulsby, R.L., Hamm, L., Klopman, G., Myrhau,, O.D., Simons, R.R. and Thomas, G.P., 1993. Wave-current interaction within and outside the bottom boundary layer. *Coastal Engineering*, 21, pp. 41-69.

Stauble, D.K., Tabar, J.R., Smith, J.B., 2000. Performance of a submerged breakwater along a hardbottom influenced coast: Vero Beach, Florida. *Proc. 13th National Conference on Beach Preservation Technology*, Melbourne, Florida, USA, pp. 175– 190.

Steetzel, H.J., 1991. A model for profile change during storm surges. In. *Proc. Coastal Sediments '91*, Seattle. ASCE, pp. 618-630.

Suh, K.D, Dalrymple, R.A., 1987, Offshore breakwaters in Laboratory and field, *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng.*, 113(2), pp. 105-121.

Thomalla, F., Vincent, C.E, 2003. Beach response to shore-parallel breakwaters at Sea Palling, Norfolk, UK. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 56, pp. 203–212

Tomassicchio, U., 1996. Submerged breakwaters for the defence of the shoreline at Ostia: field experiences, comparison. Proc. 25<sup>th</sup> International Conference on Coastal Engineering. ASCE, Orlando, USA, pp. 2404– 2417.

van der Meer, J.W., Briganti, R., Zanuttigh, B., Wang, B., Wave transmission and reflection at low-crested structures: Design formulae, oblique wave attack and spectral change, *Coastal Engineering*, 52(10-11), pp. 915–929

Van der Werf J. and Ribberink, J., 2004. Wave induced sediment transport processes in the ripple regime, Proc. 29<sup>th</sup> Int. Conf. Coast. Eng., ASCE, Lisbon, Portugal, pp. 1741-1753.

Van Rijn, L., 1984. Sediment transport, part I: bed load transport. *Journal of Hydraulic Engineering (Hydraulic Division)*, 110(10), pp. 1431–1456.

van Rijn, L.C., 1993. *Principles of Sediment Transport in Rivers, Estuaries and Coastal Seas*. Aqua Publications, Amsterdam.

van Rijn, L.C., 2001 (October). Approximation Formulae for Sand Transport by Currents and Waves and Implementation in DELFT-MOR. WL|Delft Hydraulics Report vol. Z3054.20.Delft Hydraulics, The Netherlands (unpublished report for Rijkswaterstaat/RIKZ)

Uda, T., 1988. Statistical analysis of detached breakwaters in Japan. 21st coastal engineering conference, pp. 2028–2042

Wang, P., 1998. Alongshore sediment flux in water column and across surf zone. *J. Waterw, Port, Coastal, Ocean Eng.*, 124(3), pp. 108–117

Wang, P., Ebersole, B.A., Smith, E.R., and Johnson, B.D., 2002a. Temporal and spatial variations of surf-zone currents and suspended sediment concentration. *Coastal Engineering.*, 46, pp. 175–211.

Watanabe, A., Isobe, M., 1990. Sand transport rate under wave-current action. *Proc. 22nd Int. Conf. on Coastal Eng.* pp. 2495–2507.

Watanabe A. and Dibajnia M., 1996. Mathematical models for waves and beach profiles in surf and swash zones. *Int. Conf. on Coastal Engineering 1996, ASCE*, pp. 3105-3114.

Watts, G.M., 1953. A study of sand movement at South Lake Worth Inlet, Florida. U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 42.

Wei G, Kirby J.T., 1995, A time-dependent numerical code for the extended Boussinesq equations, *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng.*, 121(5), pp. 251-261.

Wei G, Kirby J.T., Grilli S.T., Subramanya R., 1995, A fully nonlinear Boussinesq model for surface waves Part 1: Highly nonlinear unsteady waves. *Journal Fluid Mechanics*, 294, pp. 71-92

Wei G, Kirby J.T., Sinha A., 1999, Generation of waves in Boussinesq models using a source function method, *Coastal Engineering* 36, pp.271–299

Wilson, K.C., 1987. Analysis of bed-load motion at high shear stress. *J. Hydr. Div. ASCE* 113(1), pp. 97–103.

Yoshioka, K., Kawakami, T., Tanaka, S., Koarai, M. and Uda, T., (1993). Design Manual for Artificial Reefs, *Proceeding Coastlines of Japan - Volume II*, Yoshimi Nagao (ed.), pp. 93-107.

Zanutigh, B., Lamberti, A., 2006. Experimental Analysis and Numerical Simulations of Waves and Current Flows Around Low-Crested Rubble-Mound Structures, *J. Waterw., Port, Coastal, Ocean Eng.*, 132(1), pp. 10-27.

Zelt, J.A., 1991. The run-up of nonbreaking and breaking solitary waves. *Coastal Engineering*, 15, pp. 205–246.

Zou, Z. L., 1999. Higher order Boussinesq equations. *Coastal Engineering*, 15, pp. 205–246.

Zyserman, J.A. and Johnson, H.J., Modeling morphological processes in the vicinity of shore-parallel breakwaters. *Coastal Engineering*, 45(3–4), 2002, pp. 261–284.

Zyserman, A.J., Johnson K.H., Zanuttigh B., Martinelli L., Analysis of far field erosion induced by low crested rubble-mound structures, *Coastal Engineering*, 52(10-11), 2005, pp. 977–994

Κουτίτας Χ., 1982. ‘Υπολογιστική Υδραυλική’, Ξάνθη.

Κουτίτας Χ. , 1994. ‘Εισαγωγή στην παράκτια τεχνική και τα λιμενικά έργα’, Εκδόσεις Ζήτη, Θεσ/νίκη.

Καραθανάση, Α., 2004, Ήπιες μέθοδοι για την προστασία των ακτών: Βυθισμένοι Κυματοθραύστες, Μεταπτυχιακή Διατριβή, ΕΑΠ

Καραμπάς, Θ., 2004, Υπολογιστική κυματομηχανική,

<http://chinacat.coastal.udel.edu/~kirby/programs>

[www.euroasion.org](http://www.euroasion.org)

<http://lim-ciirc.upc.es/eng/personnel/staff/icr/Documents/>

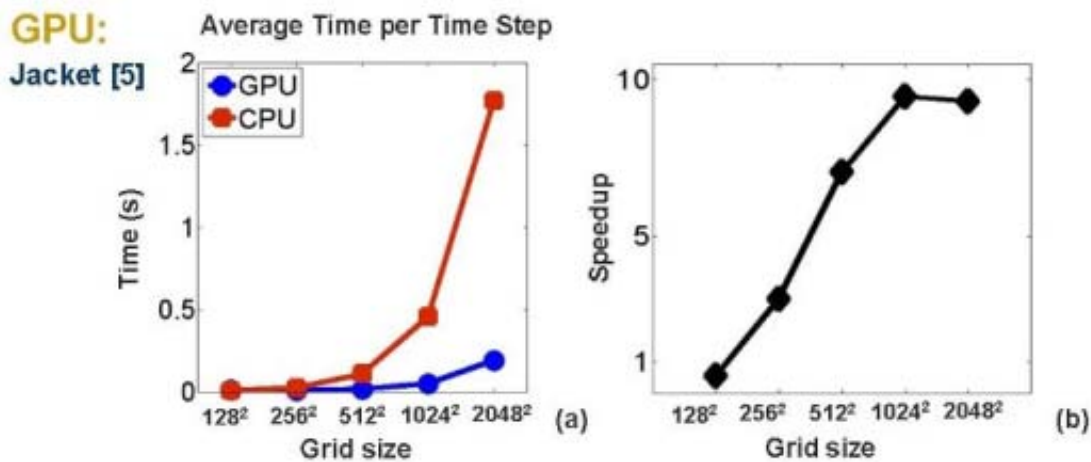
## ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ

Ένα από τα σημαντικότερα ζητήματα που τίθενται κατά τη χρήση των μοντέλων που παρουσιάστηκαν στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας είναι η υπολογιστική ισχύς που απαιτείται. Όπως αναφέρθηκε και προηγουμένως (βλ.παρ. 3.4) για τέτοιου είδους μοντέλα οι πλέον κατάλληλοι υπολογιστές είναι οι σταθμοί εργασίας (workstations) σε αντιπαράθεση με τους απλούς προσωπικούς υπολογιστές, οι οποίοι δεν διαθέτουν τα κατάλληλα χαρακτηριστικά. Αλλά ακόμη και στην περίπτωση των σταθμών εργασίας, ο υπολογιστικός χρόνος (1-2 μέρες για ένα τρέξιμο) είναι κάπως περιοριστικός ειδικά για τις περισσότερο επιχειρησιακές εφαρμογές.

Ωστόσο, σήμερα πλέον υπάρχει η δυνατότητα κατασκευής μηχανημάτων, τα οποία προσφέρουν πολύ υψηλά επίπεδα επιδόσεων συγκρίσιμα με τους υπερ-υπολογιστές (super-somputers, που καταλαμβάνουν σε όγκο ένα δωμάτιο). Η τεράστια αυτή αύξηση στην υπολογιστική ισχύ προέρχεται από τη χρήση της κάρτας γραφικών (GPU, Graphic Processor Unit) και των δυνατοτήτων της στις διαφορετικές εφαρμογές που τρέχουν σε έναν υπολογιστή. Υπάρχει δηλαδή η τάση οι κάρτες γραφικών GPU να μετατρέπονται από τσιπ, που ασχολούνται αποκλειστικά με την επεξεργασία των γραφικών σε ευέλικτους επεξεργαστές με πολύ μεγάλη υπολογιστική ισχύ την οποία θέτουν στη διάθεση των διαφόρων εφαρμογών που τρέχουν σε έναν υπολογιστή.

Η GPU είναι ένας επεξεργαστής, ο οποίος στους σύγχρονους υπολογιστές έχει πολύ δυνατά χαρακτηριστικά όσον αφορά την πιστότητα, την ανάλυση τον ρεαλισμό στην απεικόνιση κ.τ.λ. Το γεγονός αυτό υποδεικνύει την ικανότητα της να επεξεργάζεται μεγάλους πίνακες με πάρα πολλά pixels, το καθένα από τα οποία είναι αποτέλεσμα πάρα πολλών αριθμητικών πράξεων. Στο σημείο αυτό τονίζεται ότι το πρόβλημα (βλ. παρ.3.4) και στη δική μας περίπτωση είναι παρόμοιο. Τα αριθμητικά μη γραμμικά μοντέλα (όπως αυτό που παρουσιάστηκε στην συγκεκριμένη εργασία) απαιτούν την ύπαρξη και επεξεργασία πολύ μεγάλων καννάβων-πινάκων. Επίσης, σημειώνεται ότι οι πιο γρήγορες κάρτες γραφικών σήμερα πραγματοποιούν 1 τρισεκατομμύριο πράξεις ανά δευτερόλεπτο (1000 gigaFLOPS). Η τεράστια αυτή αύξηση στις δυνατότητες της GPU οφείλεται στη χρήση του ‘παράλληλου προγραμματισμού’, δηλαδή στο συντονισμό πολλών παράλληλων εργασιών που πραγματοποιούνται ταυτόχρονα από τους πολυάριθμους πυρήνες του επεξεργαστή της GPU.

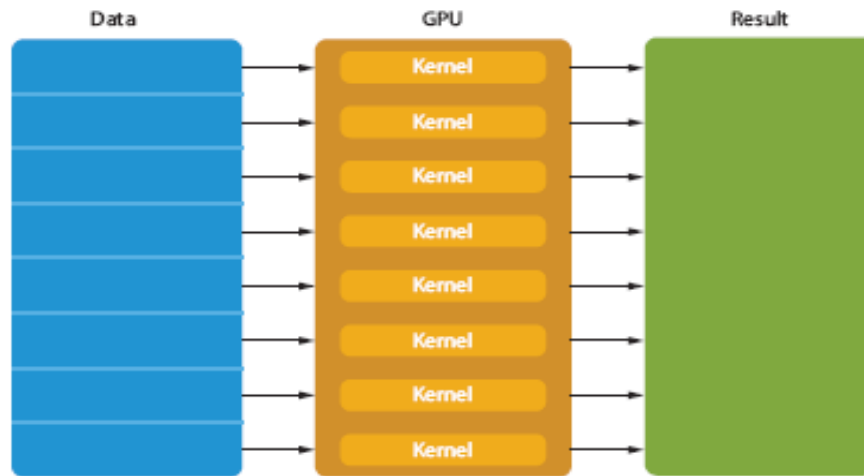
Έτσι τελευταία παρατηρείται η τάση δημιουργίας μίας πλατφόρμας, με τη βοήθεια της οποίας η GPU και η χρήση της επεκτείνεται πέρα από την παραδοσιακή επεξεργασία εικόνας σε γενικότερες υπολογιστικές χρήσεις. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιας πλατφόρμας είναι το CUDA που δημιουργήθηκε από την INVIDIA και έχει χρησιμοποιηθεί εκτεταμένα σε προβλήματα της ρευστομηχανικής(στην επίλυση των εξισώσεων Navier Stokes, σε μεθόδους Lattice Boltzmann, κ.τ.λ.) με πολύ καλά αποτελέσματα. Στο σχήμα που ακολουθεί παρουσιάζεται η βελτίωση που σημειώθηκε στις μεθόδους Lattice Boltzmann, που εφαρμόζονται για τον υπολογισμό ενός τρισδιάστατου πεδίου ροής στα ρηγά νερά. Είναι φανερό ότι όσο πιο μεγάλοι είναι οι πίνακες που διαχειρίζεται το σύστημα (ο Tesla 8-Series είναι ένας από τους υπολογιστές που κατασκευάζονται από την INVIDIA και βασίζονται στην αρχιτεκτονική CUDA) τόσο μεγαλύτερη είναι η βελτίωση.



Αποτελέσματα της χρήσης του Tesla 8-Series στους υπολογισμούς με τις μεθόδους Lattice Boltzmann. Στο σχήμα (a) φαίνεται η βελτίωση σε sec ανά χρονικό βήμα της μεθόδου και ανάλογα με το μέγεθος του καννάβου (grid size) που χρησιμοποιείται. Στο σχήμα (b) φαίνεται η επιτάχυνση που πραγματοποιείται καθώς αυξάνει το μέγεθος του καννάβου.

Επιπλέον, η Apple βελτίωσε το λειτουργικό της σύστημα (Apple OSX Snow Leopard), έτσι ώστε μέσα από μία τεχνολογία που ονομάζεται OpenCL να δώσει τη δυνατότητα στον χρήστη του υπολογιστή να εκμεταλλευτεί τις τεράστιες δυνατότητες της GPU για γενικότερες υπολογιστικές χρήσεις. Ουσιαστικά το OpenCL είναι εκείνο που προσδιορίζει τα δεδομένα καθώς και τους πυρήνες (Kernel) της GPU που απαιτούνται, ώστε σε αυτά τα δεδομένα να γίνει παράλληλη επεξεργασία. Στη συνέχεια το OpenCL μεταφέρει τα δεδομένα στη VRAM της GPU, ώστε να πραγματοποιηθεί η διεργασία και

να προκύψει το αποτέλεσμα. Όλη αυτή η διαδικασία περιγράφεται από το σχήμα που ακολουθεί.



Τα δεδομένα μεταφέρονται από το OpenCL στη VRAM της GPU, όπου στη συνέχεια πραγματοποιούνται ταυτόχρονα στους πυρήνες της GPU οι απαραίτητοι υπολογισμοί ώστε να προκύψει το αποτέλεσμα

Γενικά εκείνο που προσπαθεί να κάνει η Apple είναι κάπως διαφορετικό από την INVIDIA, από την άποψη ότι θέλει να μετατρέψει τον κάθε απλό υπολογιστή Mac σε ένα μηχάνημα με πολύ μεγάλες υπολογιστικές δυνατότητες. Ενώ η INVIDIA έχει δημιουργήσει μία πλατφόρμα (CUDA) που μπορεί να εκμεταλλευθεί τις δυνατότητες των GPU, που κατασκευάζει η ίδια εταιρία και συγχρόνως έχει κατασκευάσει μηχανήματα (Tesla Series) τα οποία έχουν ήδη ενσωματωμένο το λογισμικό αυτό.

Φυσικά, όλες αυτές οι τεχνολογίες είναι ακόμη σε στάδιο εξέλιξης, με αποτέλεσμα να μην είναι πλήρως έτοιμες προς οποιαδήποτε χρήση. Ωστόσο, η χρήση της GPU και της υπολογιστικής της ισχύος θεωρείται πλέον δεδομένο ότι είναι το επόμενο βήμα στην βιομηχανία των υπολογιστών. Έτσι, τα μοντέλα Boussinesq θα μπορούν στο άμεσο μέλλον να χρησιμοποιηθούν εκτεταμένα χωρίς τον περιορισμό του υπολογιστικού χρόνου, που τα καθιστά κάπως πιο δύσχρηστα σε περισσότερο επιχειρησιακές χρήσεις.