



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

**ΔΙΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΟ - ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ
«ΕΠΙΣΤΗΜΗ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ
ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ»**

**ΠΙΘΑΝΟΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ
ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ**

Μαριάνθη Π. Καρύδη

**«ΕΠΙΣΤΗΜΗ &
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ
ΥΔΑΤΙΚΩΝ
ΠΟΡΩΝ»**

Επιβλέπων: Κωνσταντίνος Μέμος, Ομότιμος Καθηγητής

Αθήνα, Ιούνιος 2016



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

**ΔΙΕΠΙΣΤΗΜΟΝΙΚΟ - ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ
«ΕΠΙΣΤΗΜΗ & ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ
ΥΔΑΤΙΚΩΝ ΠΟΡΩΝ»**

**ΠΙΘΑΝΟΤΙΚΗ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΣΗ
ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ**

Μαριάνθη Π. Καρύδη

**«ΕΠΙΣΤΗΜΗ &
ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑ
ΥΔΑΤΙΚΩΝ
ΠΟΡΩΝ»**

Επιβλέπων: Κωνσταντίνος Μέμος, Ομότιμος Καθηγητής

Αθήνα, Ιούνιος 2016

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία εκπονήθηκε κατά τη διάρκεια του ακαδημαϊκού έτους 2015-2016, στα πλαίσια του Διατμηματικού –Διεπιστημονικού Προγράμματος Μεταπτυχιακών Σπουδών <<Επιστήμη και Τεχνολογία Υδατικών Πόρων>>. Εντάσσεται στη γενικότερη έρευνα σχετικά με τον προσδιορισμό της από κοινού συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας του ύψους και περιόδου κύματος στα αβαθή ύδατα.

Εκπονήθηκε με προσωπικό ενδιαφέρον, προσπαθώντας να παραμείνει εντός των ορίων και των στόχων του εν λόγω μεταπτυχιακού προγράμματος σπουδών.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή μου, κ. Κωνσταντίνο Μέμο, ο οποίος με έκανε να αγαπήσω τα θέματα της Θαλάσσιας Υδροδυναμικής, δίνοντάς μου την ευκαιρία να εκπονήσω αυτήν την τόσο ενδιαφέρουσα εργασία. Η συνεχής επιστημονική καθοδήγησή του, οι πολύτιμες υποδείξεις του και το αμείωτο ενδιαφέρον του κατά την διάρκεια της εν λόγω μεταπτυχιακής εργασίας, αποτέλεσαν για εμένα σημαντικό στήριγμα όλο αυτό το διάστημα.

Ακόμη, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον διδάκτορα του Ε.Μ.Π., κ. Μιχάλη Χονδρό για τις ουσιαστικές επιστημονικές υποδείξεις που μου παρείχε, καθώς και τον υποψήφιο διδάκτορα του Ε.Μ.Π., κ. Γεώργιο Κλωνάρη, για την συνεχή επιστημονική υποστήριξη και την ουσιαστική καθοδήγηση που μου προσέφερε έως την περάτωση της μεταπτυχιακής μου εργασίας.

Τέλος θα ήθελα να εκφράσω την ευγνωμοσύνη μου στους γονείς μου καθώς και την αδελφή μου, για την διαχρονική συμπαράστασή τους και την ηθική τους υποστήριξη σε κάθε σημαντικό βήμα της ζωής μου.

Μαριάνθη Π. Καρύδη

Αθήνα, Ιούνιος 2016

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ.....	i
ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ.....	ii
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΕΙΚΟΝΩΝ	v
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ	ix
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ.....	ix
ΠΕΡΙΛΗΨΗ	x
EXTENDED ABSTRACT	xii
1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	1
2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΗΣ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗΣ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ	6
2.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ-ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ.....	6
2.2 ΜΟΝΟΧΡΩΜΑΤΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ	9
2.2.1 ΓΡΑΜΜΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ ΑΠΕΙΡΟΣΤΟΥ ΠΛΑΤΟΥΣ (AIRY ή STOKES 1ης ΤΑΞΗΣ) 9	
2.2.2 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ	13
2.3 ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ.....	18
2.3.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΧΡΟΝΟΥ	18
2.3.1.1 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ.....	20
2.3.1.2 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ RMS.....	20
2.3.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ.....	23
2.3.2.1 ΑΝΑΛΥΣΗ FOURIER	23
2.3.2.2 ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ	26
2.3.3 ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΖΕΥΓΟΥΣ ΥΨΩΝ-ΠΕΡΙΟΔΩΝ	31
2.3.3.1 LONGUET-HIGGINS	32
2.3.3.2 CAVANIE, ARCHAN ΚΑΙ EZRATY	35
2.3.3.3 AKIRA KIMURA.....	38
2.3.3.4 LINDGREN ΚΑΙ RYCHLIK	39
2.3.3.5 YELI YUAN	40
2.3.3.6 SHUM ΚΑΙ MELVILLE	40
3 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΗΣ ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΨΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΑΝΕΞΑΡΤΗΤΩΣ ΤΟΥ ΕΥΡΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ.....	42
3.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΟΥ ΠΙΘΑΝΟΤΙΚΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΜΑΤΟΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ 43	

3.2	ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΥΨΩΝ-ΠΕΡΙΟΔΩΝ.....	43
3.2.1	ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΡΕΣΤΙΑΣ (SWELL).....	44
3.2.2	ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΘΡΑΥΣΗΣ.....	45
3.3	ΑΔΙΑΣΤΑΤΕΣ ΕΙΚΟΝΕΣ ΤΗΣ ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ	46
3.4	ΕΝΣΩΜΑΤΩΣΗ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΣΤΙΣ ΕΙΚΟΝΕΣ ΤΩΝ ΒΑΘΙΩΝ ΥΔΑΤΩΝ.....	48
4	ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ.....	50
4.1	ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΟΥΝ ΧΩΡΑ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ.....	50
4.2	ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΜΙΚΕ 21 BOUSSINESQ WAVES (BW)	53
4.2.1	ΓΕΝΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ	53
4.2.2	ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ.....	56
4.2.3	ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΣΧΗΜΑ ΕΠΙΛΥΣΗΣ.....	59
4.2.4	ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΖΩΝΩΝ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ.....	61
5	ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΜΕΘΟΔΟΥ	63
5.1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	63
5.2	ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΙΚΗΣ ΕΙΚΟΝΑΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ ΣΕ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑ.....	65
5.2.1	ΨΗΦΙΟΠΟΙΗΣΗ ΕΙΚΟΝΩΝ.....	65
5.2.2	ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ	68
5.2.3	ΜΕΤΑΤΡΟΠΗ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑΣ ΑΠΟ ΤΑ ΒΑΘΙΑ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ ΜΙΚΕ 21 BW	71
5.3	ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΩΝ.....	75
5.3.1	CASE 1.....	75
5.3.2	CASE 2.....	80
6	ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΤΟΥΣ	82
6.1	ΚΑΤΑΓΙΔΑ 1	82
6.1.1	ΣΕΝΑΡΙΟ 1 (ΚΛΙΣΗ 3%).....	84
6.1.2	ΣΕΝΑΡΙΟ 2 (ΚΛΙΣΗ 5%).....	85
6.1.3	ΣΕΝΑΡΙΟ 3 (ΚΛΙΣΗ 7%).....	86
6.1.4	ΣΕΝΑΡΙΟ 4 (ΚΛΙΣΗ 10%).....	87
6.1.5	ΣΕΝΑΡΙΟ 5 (ΚΛΙΣΗ 13%).....	88
6.2	ΚΑΤΑΓΙΔΑ 2	89
6.3	ΚΑΤΑΓΙΔΑ 3	90
6.4	ΚΑΤΑΓΙΔΑ 4	90
6.4.1	ΣΕΝΑΡΙΟ 1 (ΚΛΙΣΗ 3%).....	92

6.4.2	ΣΕΝΑΡΙΟ 2 (ΚΛΙΣΗ 5%).....	93
6.4.3	ΣΕΝΑΡΙΟ 3 (ΚΛΙΣΗ 7%).....	94
6.4.4	ΣΕΝΑΡΙΟ 4 (ΚΛΙΣΗ 10%).....	95
6.5	ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ ΤΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ	96
6.5.1	ΓΕΝΙΚΑ ΣΧΟΛΙΑ ΓΙΑ ΤΙΣ ΕΙΚΟΝΕΣ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ.....	96
6.5.2	ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ ΜΕ ΑΛΛΕΣ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΕΙΣ	98
6.6	ΓΕΝΙΚΟΣ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΤΗΣ ΜΕΛΕΤΗΣ.....	104
7	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ.....	106
7.1	ΣΥΝΟΨΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	106
7.2	ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ.....	107
	ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	109
	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΙ ΚΩΔΙΚΕΣ ΣΕ ΓΛΩΣΣΑ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΙΣΜΟΥ FORTRAN	112
	ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΣ ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΑΔΙΑΣΤΑΤΩΝ ΖΕΥΓΩΝ ΥΨΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΟΥ (ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ)	113
	ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΣ ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑΣ (ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ)	114
	ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΣ ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΑΔΙΑΣΤΑΤΩΝ ΖΕΥΓΩΝ ΥΨΟΥΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ ΚΑΘΩΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ (ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ)....	115



ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ ΚΑΙ ΕΙΚΟΝΩΝ

Figure 1: Probabilistic image in deep waters with standard deviation $\sigma_j=1.0$ and wave height $H_m=2.187m$ (Tzani, 2003).....	xiv
Figure 2: Probabilistic image in deep waters with standard deviation $\sigma_j=0.5$ and wave height $H_m=1.020m$ (Tzani, 2003).....	xiv
Figure 3: File dfs1, bathymetry, from numerical model tool MIKE 21 BW.	xv
Figure 4: File dfs0, time series of free surface elevation, from numerical model tool MIKE 21 BW.	xvi
Figure 5: Bathymetry of the model for the Case 1 and 2.	xvi
Figure 6: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 3% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.	xvii
Figure 7: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 5% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.	xviii
Figure 8: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 7% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.	xix
Figure 9: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.	xx
Figure 10: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 13% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.	xxi
Figure 11: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 2.	xxii
Figure 12: Bathymetry of the model for the Case 3.	xxii
Figure 13: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$), Case 3.	xxiii
Figure 14: Bathymetry of the model for the Case 4.	xxiv
Figure 15: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 3% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.	xxv
Figure 16: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 5% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.	xxvi
Figure 17: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 7% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.	xxvii
Figure 18: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.	xxviii
Εικόνα 3.1: Διάγραμμα από κοινού πιθανότητας υψών-περιόδων στα βαθιά ύδατα (Πηγή: Chondros, 2014).	47
Εικόνα 5.1: Πιθανοτικά διαγράμματα υψών-περιόδων στα βαθιά ύδατα (Πηγή: Chondros, 2014).	64

Εικόνα 6.1: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 3% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$	84
Εικόνα 6.2: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$	85
Εικόνα 6.3 Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 7% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$	86
Εικόνα 6.4: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$	87
Εικόνα 6.5: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 13% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$	88
Εικόνα 6.6: Πιθανοτικό διάγραμμα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$	89
Εικόνα 6.7: Πιθανοτικό διάγραμμα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$	90
Εικόνα 6.8: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 3% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$	92
Εικόνα 6.9: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$	93
Εικόνα 6.10: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 7% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$	94
Εικόνα 6.11: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$	95
Εικόνα 6.12: Συμμετρική μορφή ισοπιθανοτικών καμπυλών ως προς τον κατακόρυφο άξονα (Πηγή: Τζανής, 2003).....	96
Εικόνα 6.13: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα στο σημείο ελέγχου $d/H_{om}=2$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzanis (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$	98
Εικόνα 6.14: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=1$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzanis (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$	99
Εικόνα 6.15: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=2$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzanis (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$	100
Εικόνα 6.16: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=1$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzanis (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$	101
Εικόνα 6.17: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=2$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 1 (εικόνα στα αριστερά): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$, χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 3 (εικόνα στα δεξιά): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$	102

Εικόνα 6.18: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο d/Hom=2. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 3 (εικόνα στα αριστερά): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$, χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 2 (εικόνα στα δεξιά): $\sigma_0=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ 103

Σχήμα 1.1: Περιεχόμενη ενέργεια σε διάφορες περιόδους (Πηγή: Κουτίτας, 1986).....	1
Σχήμα 1.2: Αναπαραστάσεις θαλάσσιων κυματισμών (Πηγή: CEM, 2006).....	2
Σχήμα 1.3: Απεικόνιση τυχαίων κυματισμών στην Αλάσκα (Πηγή: http://alizul2.blogspot.html).....	2
Σχήμα 2.1: Παράμετροι γραμμικών κυματισμών (Πηγή: Καραμπάς, 2015).....	9
Σχήμα 2.2: Ταχύτητες υλικού σημείου κατά τη διάδοση ενός κυματισμού (Πηγή: Καραμπάς, 2015).....	11
Σχήμα 2.3: Τροχιές των υλικών σημείων στα ρηχά, ενδιάμεσα και βαθιά νερά(Πηγή: Καραμπάς, 2015).....	11
Σχήμα 2.4: Κατανομή πίεσης(Πηγή: Καραμπάς Θ., 2015).	12
Σχήμα 2.5: Πεδία εύρους διαφόρων θεωριών (Πηγή: Μέμος Κ., 2007).	17
Σχήμα 2.6: Σχηματική απεικόνιση διαφορών μεταξύ των μεθόδων zero-down crossing και zero-up crossing (Πηγή: Mizuguchi, 1982).....	19
Σχήμα 2.7: Μεταβολές της θαλάσσιας επιφάνειας $\eta(t)$ για σταθερό χρονικό βήμα (Πηγή: Μουτζούρης, 2009).	21
Σχήμα 2.8: Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας και η αθροιστική κατανομή πιθανότητας (Πηγή: CEM, 2006).....	22
Σχήμα 2.9: Τυχαία περιοδική συνάρτηση του χρόνου (Πηγή: Newland, 1993).	23
Σχήμα 2.10: Γραφική αναπαράσταση των συντελεστών a_k και b_k της σειράς Fourier (Πηγή: Newland, 1993).	24
Σχήμα 2.11: Φάσμα PM για πλήρως ανεπτυγμένες θάλασσες, για διάφορες ταχύτητες (Πηγή: http://www.wikiwaves.org).....	29
Σχήμα 2.12: Φάσμα Jonswarp, για διάφορα Fetch (Πηγή: http://www.wikiwaves.org).....	30
Σχήμα 2.13: Το φάσμα Jonswarp και το φάσμα PM (Πηγή: http://www.wikiwaves.org).	31
Σχήμα 2.14: Η από κοινού πυκνότητα πιθανότητας ($\nu=0.26$) (Πηγή: Longuet – Higgins, 1975).	33
Σχήμα 2.15: Μετρήσεις στον Βόριο Ατλαντικό του Goda (1978).....	34
Σχήμα 2.16: Πυκνότητες πιθανότητας από τις καταγεγραμμένες μετρήσεις στην Βόρεια Θάλασσα και στο θεωρητικό μοντέλο (Πηγή: Cavanie' et al. , 1976).....	36
Σχήμα 2.17: Εξέλιξη του ϵ με άλλες θεωρίες (Πηγή: Cavanie' et al. , 1976).....	37
Σχήμα 2.18: Θεωρητικά αποτελέσματα των Cavanie'et al (1976).....	38
Σχήμα 2.19: Θεωρητικά αποτελέσματα των K.T.Shum & W.K.Melville (1984), για $\nu=0.21$	41
Σχήμα 2.20: Θεωρητικά αποτελέσματα των K.T.Shum & W.K.Melville (1984), για $\nu=0.24$	41
Σχήμα 2.21: Θεωρητικά αποτελέσματα των K.T.Shum & W.K.Melville (1984), για $\nu=0.73$	41
Σχήμα 3.1: Ρεστιά στην Νέα Ζηλανδία (Πηγή: https://en.wikipedia.org).	44
Σχήμα 4.1: Μορφές θραύσης των κυμάτων (Πηγή: https://en.wikipedia.org).	52
Σχήμα 4.2: Προσομοίωση διάδοσης θραυόμενων κυματισμών σε περιοχή λιμένα στο πρόγραμμα MIKE 21 BW. Οι επιφανειακοί κύλινδροι διακρίνονται με λευκό αφρό(Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).....	55

Σχήμα 4.3: Προσομοίωση διάδοσης κυματισμών με το μοντέλο MIKE 21 BW (1DH) (Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).	56
Σχήμα 4.4: Έκκεντρος κάναβος στο επίπεδο x-y κατά την εφαρμογή του αριθμητικού σχήματος του μοντέλου (2DH) MIKE 21 BW (Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).	59
Σχήμα 4.5: Ζώνες απορρόφησης του υπολογιστικού μοντέλου MIKE 21 BW (Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).	61
Σχήμα 5.1: Κάνναβος με βήμα $dx=dy=0.1$ για την ισοπιθανοτική εικόνα με συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)= 0.495$ (Πηγή: Chondros, 2014).	66
Σχήμα 5.2: Επιλογή του MIKE 21 BW.	71
Σχήμα 5.3:Εισαγωγή παραμέτρων της περιόδου προσομοίωσης στο MIKE 21 BW.	72
Σχήμα 5.4: Καθορισμός της γενέτειρας κυματισμών στο MIKE 21 BW.	72
Σχήμα 5.5: Καθορισμός των κόμβων στους οποίους θα δημιουργηθεί η χρονοσειρά στα αβαθή ύδατα στο MIKE 21 BW.	73
Σχήμα 5.6: Ανύψωση της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας στα αβαθή ύδατα στο MIKE 21 BW.	74
Σχήμα 5.7: Δημιουργία βαθυμετρίας στο MIKE 21 BW.	74
Σχήμα 5.8: Δημιουργία απορροφητικής στοιβάδας στο MIKE 21 BW.	75
Σχήμα 5.9: Σκαρίφημα Μονοδιάστατου Μοντέλου Προσομοίωσης, σταθερής κλίσης, για την καταιγίδα 1 και την καταιγίδα 2.	77
Σχήμα 5.10: Σκαρίφημα Μονοδιάστατου Μοντέλου Προσομοίωσης, σταθερής κλίσης, για την καταιγίδα 3.	79
Σχήμα 5.11: Σκαρίφημα Μονοδιάστατου Μοντέλου Προσομοίωσης, σταθερής κλίσης, για την καταιγίδα 4.	81

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ

Διάγραμμα 5.1: Τμήμα χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα για $H_m=0.09m$ και $T_m=1.01sec$	69
Διάγραμμα 5.2: Τμήμα χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα για $H_m=2.185$ και $T_m=5.05sec$	69
Διάγραμμα 5.3: Τμήμα χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα για $H_m=2.185$ και $T_m=5.05sec$ με αφαίρεση της περιόδου προθέρμανσης.....	69
Διάγραμμα 6.1: Εξέλιξη του συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος, για καταιγίδα 1.....	82
Διάγραμμα 6.2: Σχέση κλίσης πυθμένα και συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου για την καταιγίδα 1.....	83
Διάγραμμα 6.3: Εξέλιξη του συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος, για καταιγίδα 4.....	91

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

Table 1: Scenarios for Case 1.....	xvi
Table 2: Correlation factor $r(H,T)$ of wave height and period in shallow waters for case 1. ...	xvi
Table 3: Scenarios for Case 4.....	xxiv

Πίνακας 3.1: Συσχετισμός της τυπικής απόκλισης των μετατοπίσεων και του μέσου ύψους κύματος στα βαθιά ύδατα (Πηγή: Τζανής 2003).	48
Πίνακας 4.1: Παράμετροι των εξισώσεων.	58
Πίνακας 5.1: Παράμετροι εικόνων στα βαθιά ύδατα.	65
Πίνακας 5.2: Χαρακτηριστικά των τριών περιπτώσεων υπό μελέτη, με $r(H,T)=0.495$, $\sigma_z=1.0$	70
Πίνακας 5.3: Χαρακτηριστικά των τριών περιπτώσεων υπό μελέτη, με $r(H,T)=0.266$, $\sigma_z=0.5$	71
Πίνακας 5.4: Σενάρια για την καταιγίδα 1.	76
Πίνακας 5.5: Εξεταζόμενοι σταθμοί για την καταιγίδα 1.	76
Πίνακας 5.6: Σενάριο για την καταιγίδα 2.	78
Πίνακας 5.7: Εξεταζόμενος σταθμός για την καταιγίδα 2.	78
Πίνακας 5.8: Σενάριο για την καταιγίδα 3.	79
Πίνακας 5.9: Εξεταζόμενος σταθμός για την καταιγίδα 3.	79
Πίνακας 5.10: Σενάρια για την καταιγίδα 4.	80
Πίνακας 5.11: Εξεταζόμενοι σταθμοί για την καταιγίδα 4.	81
Πίνακας 6.1: Συντελεστές συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος (αβαθή ύδατα), για την καταιγίδα 1.....	82
Πίνακας 6.2: Μέσο ύψους κύματος στα αβαθή ύδατα, για την καταιγίδα 1.....	83
Πίνακας 6.3: Συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος (αβαθή ύδατα), για την καταιγίδα 4.....	91

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Η γνώση του κυματικού κλίματος, αποτελεί σημαντικό παράγοντα για τον σχεδιασμό παράκτιων και λιμενικών έργων καθώς και για τον υπολογισμό της παράκτιας στερεομεταφοράς και την μορφολογία της ακτής. Για τον λόγο αυτό είναι επιτακτική η ανάγκη της ορθής πρόβλεψής του. Μέχρι τώρα, έχουν διατυπωθεί τρεις μέθοδοι αποτύπωσης της θαλάσσιας διαταραχής. Η πρώτη περιγράφει το κυματικό πεδίο σε περιοχή συχνοτήτων Fourier, ωστόσο χάνεται η διαφορά φάσης μεταξύ των συνιστωσών της χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας. Η δεύτερη αναφέρεται σε περιοχή χρόνου και η τρίτη συνδέει τα ζεύγη του ύψους και της περιόδου κύματος (H,T) με τα ζεύγη πυκνότητας πιθανότητας $P(H,T)$ εμφάνισής τους.

Οι βραχυπρόθεσμες κατανομές των ζευγών των υψών κυμάτων και των περιόδων τους, είναι περισσότερο πλεονεκτικές σε σχέση με τις μακροχρόνιες διότι συμπεριλαμβάνουν ουσιώδεις πληροφορίες για την γεωμετρία της ελεύθερης επιφάνειας και αυτό είναι απαραίτητο δεδομένο για παράκτια αριθμητικά μοντέλα καθώς και για τον σχεδιασμό βιώσιμων παράκτιων έργων (Memos and Tzanis, 2000).

Βασιζόμενοι στην μελέτη των Memos and Tzanis (2000), Tzanis (2003) και Chondros (2014), η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία έχει ως στόχο την δημιουργία της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας τυχαίων κυματισμών στα αβαθή ύδατα, όπου βρίσκουν εφαρμογή η πλειονότητα των λιμενικών και παράκτιων έργων. Ειδικότερα, μελετάται η επίδραση της κλίσης του πυθμένα στις πιθανοτικές εικόνες στα αβαθή ύδατα.

Έχοντας ως αφετηρία τις πιθανοτικές εικόνες των υψών και των περιόδων κύματος στα βαθιά ύδατα από την Διδακτορική Διατριβή του Τζανή (2003) έγινε η λήψη των χρονοσειρών της ελεύθερης επιφάνειας της στάθμης της θάλασσας στα βαθιά ύδατα. Αυτές οι χρονοσειρές καθώς και διάφορα σενάρια βαθυμετρίας τροφοδότησαν το υπολογιστικό μοντέλο MIKE 21 BW, για περιπτώσεις καταιγίδων

υπό κλίμακα (που χρησιμοποιούνται σε εργαστηριακές διατάξεις) καθώς και περιπτώσεων καταιγίδων με φυσικά χαρακτηριστικά (που συναντώνται στο πεδίο) με σκοπό να γίνει η λήψη των αντίστοιχων χρονοσειρών στα αβαθή ύδατα. Τελικώς, οι χρονοσειρές αυτές, με χρήση της τεχνικής <<άνω διάβασης>> (zero-upcrossing), παράγααν τις πιθανοτικές εικόνες στα αβαθή ύδατα.

Στην συνέχεια, προέκυψαν σημαντικά συμπεράσματα για τις εν λόγω εικόνες και έγινε σύγκριση με τις αντίστοιχες των Memos and Tzanis (2000) καθώς και του Chondros (2014).

Αυτή η μέθοδος, παρέχει σημαντικά πλεονεκτήματα έναντι των υπολοίπων, αφού προσεγγίζει με ρεαλιστικό τρόπο το κυματικό πεδίο, με την χρήση του κατάλληλου μαθηματικού υπόβαθρου, έχοντας ως μόνα δεδομένα τα βυθομετρικά στοιχεία της περιοχής μελέτης, το μέσο ύψος κύματος και την μέση περίοδο. Οι παραγόμενες ισοπιθανοτικές εικόνες, δίνουν την δυνατότητα να αναπαράγουν όλη την απαιτούμενη πληροφορία στον αναγνώστη.

EXTENDED ABSTRACT

INTRODUCTION

The knowledge of the wave climate is a crucial factor in the design of coastal and harbour works. During the last decades, there has been increased research in short-term wave statistics in the offshore region, as well as in the shallower waters and the surf zone.

The short-term of sea state analysis follows two distinct methodologies. The first describes the wave field in the frequency domain. The spectral analysis is based on the Fourier Transformation of the free surface elevation with sinusoidal waves. However, the disadvantage of this analysis is that a part of information is lost because of the complexity of the natural process of the phase difference between the components. The second methodology refers to the wave field in the time domain, but the disadvantage is that it requires huge computing time.

The researchers taking into account the advantages and disadvantages of the other two methods, developed a third to describe the sea state. This is the method applied in the present thesis. This approach takes into consideration all the information of every pair of Wave Height and Wave Period (H, T) connecting them to the probability of occurrence $p(H, T)$. The aforementioned joint probability is a sufficient description of the wave field, thus providing all the necessary information needed for handling problems in various applications in the area of coastal structures. The probability calculation and the Risk Analysis for the coastal structures require the knowledge of probability density.

Based on previous work, the joint probability density function of Wave Height and Wave Period has been calculated for broad banded seas in deep waters. Longuet-Higgins (1975), was the first to introduce a short-term probabilistic representation of sea waves, by extending the work of Rice (1945) on electronic noise and was able to calculate the joint probability density function of Wave Height and Wave Period for the specific case of narrow band spectrum. The disadvantage of that model was the symmetry of the probability distribution around some dimensionless characteristic

period. In 1983, he reformulated his theory, taking into consideration the tendency that short-period waves have small heights, whereas high waves tend to be associated to longer periods, as it is noted in real life sea states. Other important researchers who dialed with joint probability density function of Wave Height and Wave Period were Cavanie' et al. (1976), Lindgren and Rychlik (1982) and Shum and Melville (1984).

In Memos (1994) and Memos and Tzanis (1994), the researchers removed the narrow band spectra assumption. They reviewed the existing results and proposed theoretical approximations valid for broad band spectra. The joint probability density function, was deduced for various correlation coefficients $r(H,T)$, providing characteristic probabilistic estimates in deep waters. In Memos and Tzanis (2000), some years later, the researchers extended their previous work. Their modifications, were the exclusion of swell from sea waves and the application of a wave breaking criterion. The parameters that describe the methodology were the correlation coefficient $r(H,T)$, the standard deviation of free surface elevation σ_j and the representative wave steepness factor α . The researchers in Memos and Tzanis (2000), in shallow waters also agreed a wave-by-wave analysis of the incoming spectrum by taking into account shoaling, wave breaking and wave reforming after breaking.

Chondros (2014) extended the work of Memos and Tzanis for the joint probability density function, by integrating the wave directionality and provide graphs associated to specific directions propagation. He structured a procedure that would describe the decomposition of the deep water probabilistic illustration to time series of surface elevation, in order the latter to serve as input to a suitable wave propagation model. Also, he used the Boussinesq model to transfer deep-water directionality to shallower locations. Finally he produced characteristic images of joint probability density function for various storm intensities, wave incidence, and bed slopes in order to provide to the reader useful data ready for implementation.

The present thesis, based on the methodology of Memos and Tzanis and Chondros, provides images of joint probability of Wave Heights and Wave Period in shallow

waters. Especially, the study refers to the impact of bed slope probabilistic simulation of random waves in shallow waters.

Having as input the probabilistic images of Wave Heights and Wave Period in deep waters from the doctoral thesis Tzani (2003), the following cases were selected:

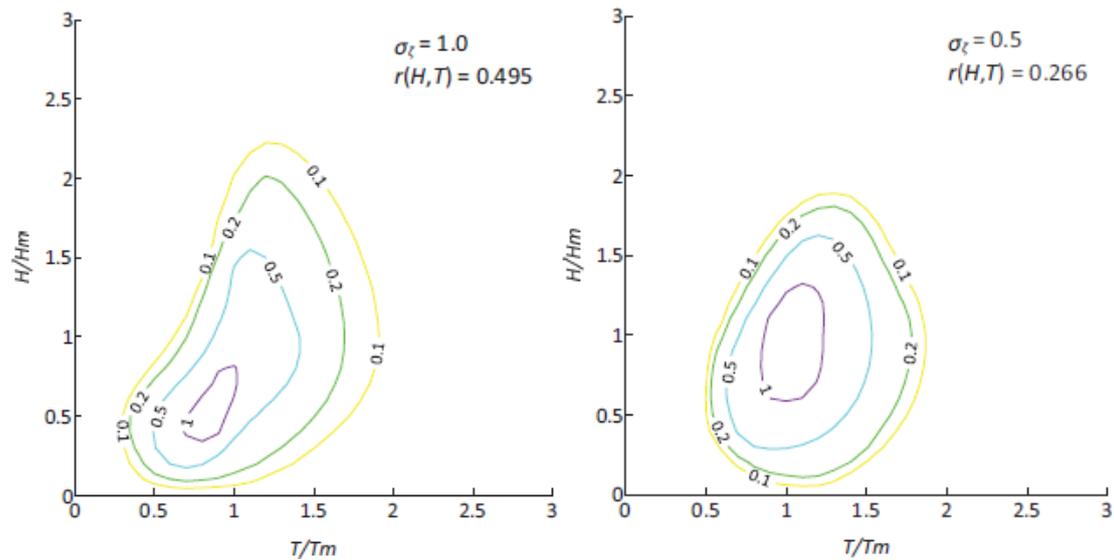


Figure 1: Probabilistic image in deep waters with standard deviation $\sigma_j=1.0$ and wave height $H_m=2.187m$ (Tzani, 2003).

Figure 2: Probabilistic image in deep waters with standard deviation $\sigma_j=0.5$ and wave height $H_m=1.020m$ (Tzani, 2003).

These images were selected as the characteristic wave heights in Greek coastlines are from 1m-3m. The slopes of the bottom examined were $m_1=3\%$, $m_2=5\%$, $m_3=7\%$, $m_4=10\%$, $m_5=13\%$ in three characteristic depths two before breaking ($d/H_m=1.5$, $d/H_m=2$) and one after it ($d/H_m=1$). For the data analysis, was used MIKE 21 BW by DHI.

METHODOLOGY APPLIED

Starting from scratch, the two probabilistic images in deep waters (Figure 1, 2), were decomposed with the Surfer 11, in order to create the time series of surface

elevation in deep waters. From the digitization of equal probability density, curves arise from the coordinates of each pair (H,T) of wave height and period along with the respective probability density $p'_{H,T}$. The frequency of occurrence, $f_{H,T}$, of each pair can be obtained by multiplying the probability density with the steps dT and dH ($d(H/H_m)=d(T/T_m)=0.1$).

$$f_{H,T} = p'_{H,T} * dT * dH \quad (1)$$

Afterwards, this is multiplied by the population N of the pairs, that synthesizes this particular image, equal to $N=50.000$ (Memos and Tzanis, 1994), in order to obtain the number of appearance of each pair $n_{H,T}$:

$$n_{H,T} \approx f_{H,T} * N \quad (2)$$

From the population $N=50.000$, a characteristic sample of $M=2.000$ pairs (H,T) was chosen.

Then the numbers of appearance $n'_{H,T}$ are stored in decreasing order and are multiplied by (M/N) .

The corresponding height and periods were normalized by H_m and T_m to gain dimensional characteristics. The statistical characteristics of the above time series were extracted with Fortran.90, using the zero-up crossing method.

The second step was to feed the MIKE 21 BW with the time series of free surface elevation and the bathymetry of each scenario (Figure 3).

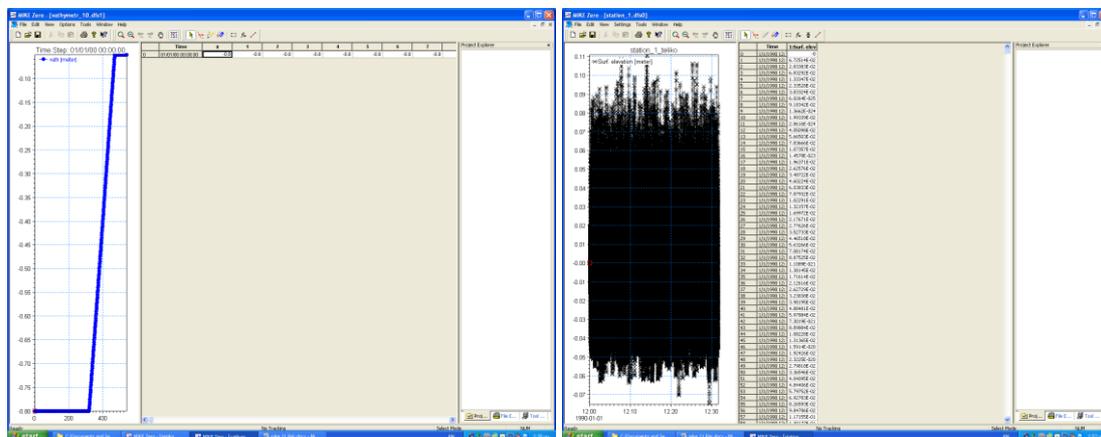


Figure 3: File dfs1, bathymetry, from numerical model tool MIKE 21 BW.

Figure 4: File dfs0, time series of free surface elevation, from numerical model tool MIKE 21 BW.

The numerical model tool MIKE 21 BW, gives as output the time series of free surface elevation (ζ) in any desired location in shallow waters (Figure 4).

The third and final step, was to feed a numerical code (Fortran) with the time series of free surface elevation using the zero-up crossing method and give as output the probability density and then to reconstruct the probabilistic images in shallow waters for each scenario with the program Surfer 11.

PROBABILISTIC IMAGES IN SHALLOW WATERS

CASE 1

For this case, the probabilistic image in deep waters is the Figure 1, with correlation factor $r(H,T)=0.495$ and standard deviation of free surface elevation $\sigma_j=1.0$. The wave height in deep waters is $H_m=0.09m$ and wave period $T_m=1.01sec$. The grid steps is $dx=0.05m$ and the time step is $dt=0.01sec$. The scenarios, are shown in the following Table 1, and the correlations factors for each characteristic depth, are shown in the Table 2. The bathymetry of the model is shown in Figure 5.

Table 1: Scenarios for Case 1.

Table 2: Correlation factor $r(H,T)$ of wave height and period in shallow waters for case 1.

CASE 1		SLOPE 3%	SLOPE 5%	SLOPE 7%	SLOPE 10%	SLOPE 13%
Scenario 1	Slope $m_1=3\%$	0.613	0.635	0.652	0.686	0.704
Scenario 2	Slope $m_2=5\%$					
Scenario 3	Slope $m_3=7\%$	0.587	0.599	0.481	0.578	0.575
Scenario 4	Slope $m_4=10\%$					
Scenario 5	Slope $m_5=13\%$	0.590	0.584	0.541	0.542	0.564

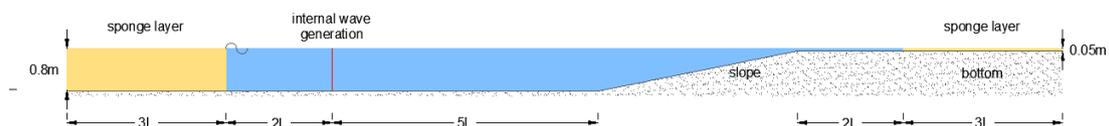


Figure 5: Bathymetry of the model for the Case 1 and 2.

In the following figures, are shown the probabilistic images for Case 1.

SCENARIO 1 (SLOPE 3%)

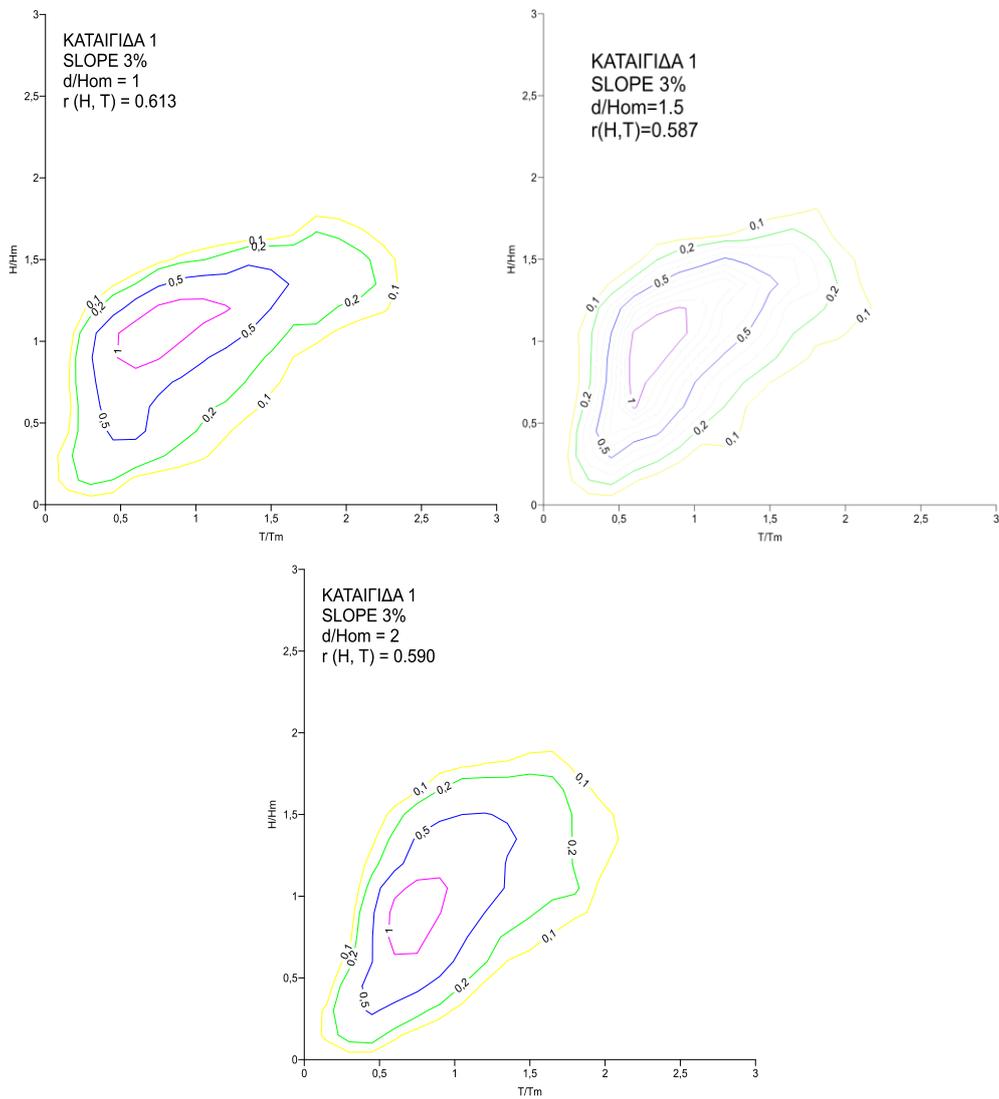


Figure 6: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 3% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.

SCENARIO 2 (SLOPE 5%)

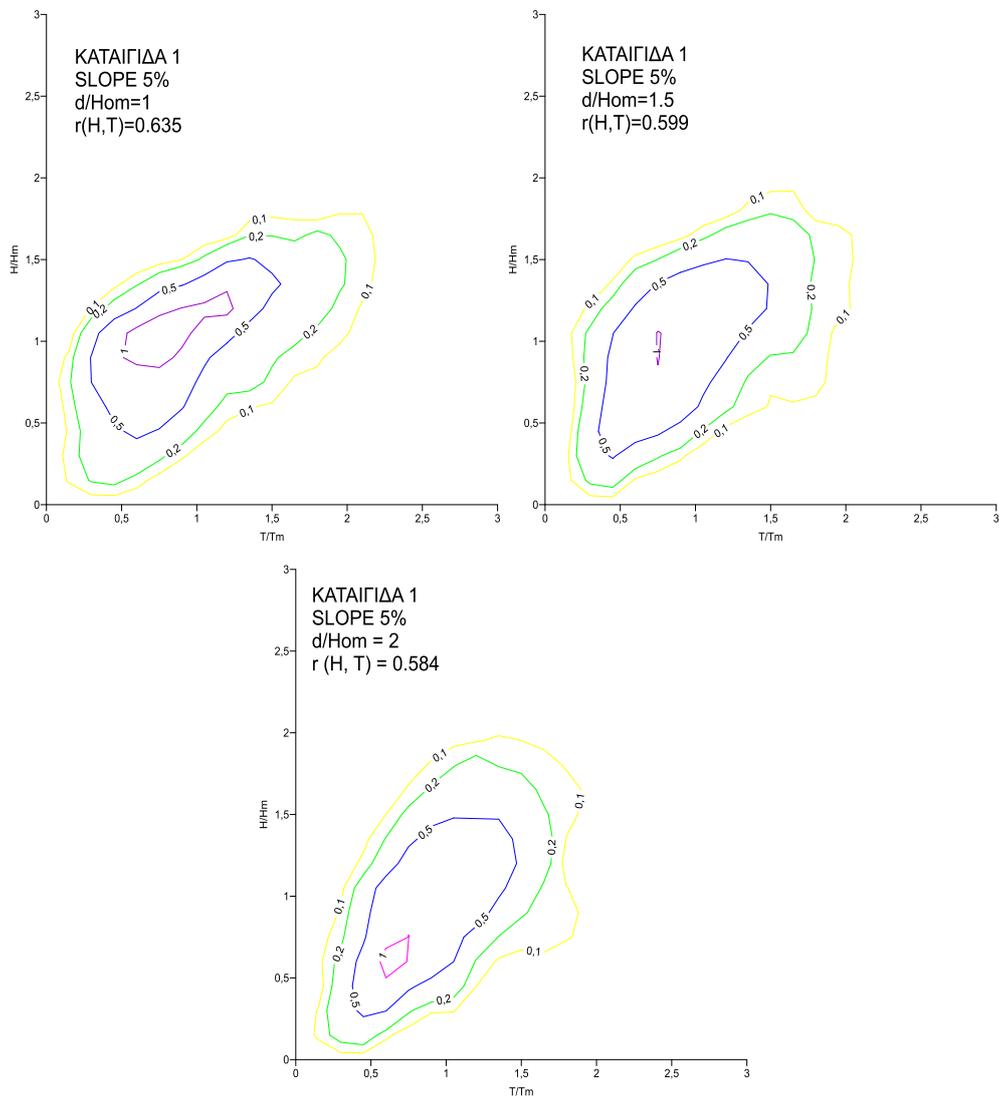


Figure 7: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 5% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.

SCENARIO 3 (SLOPE 7%)

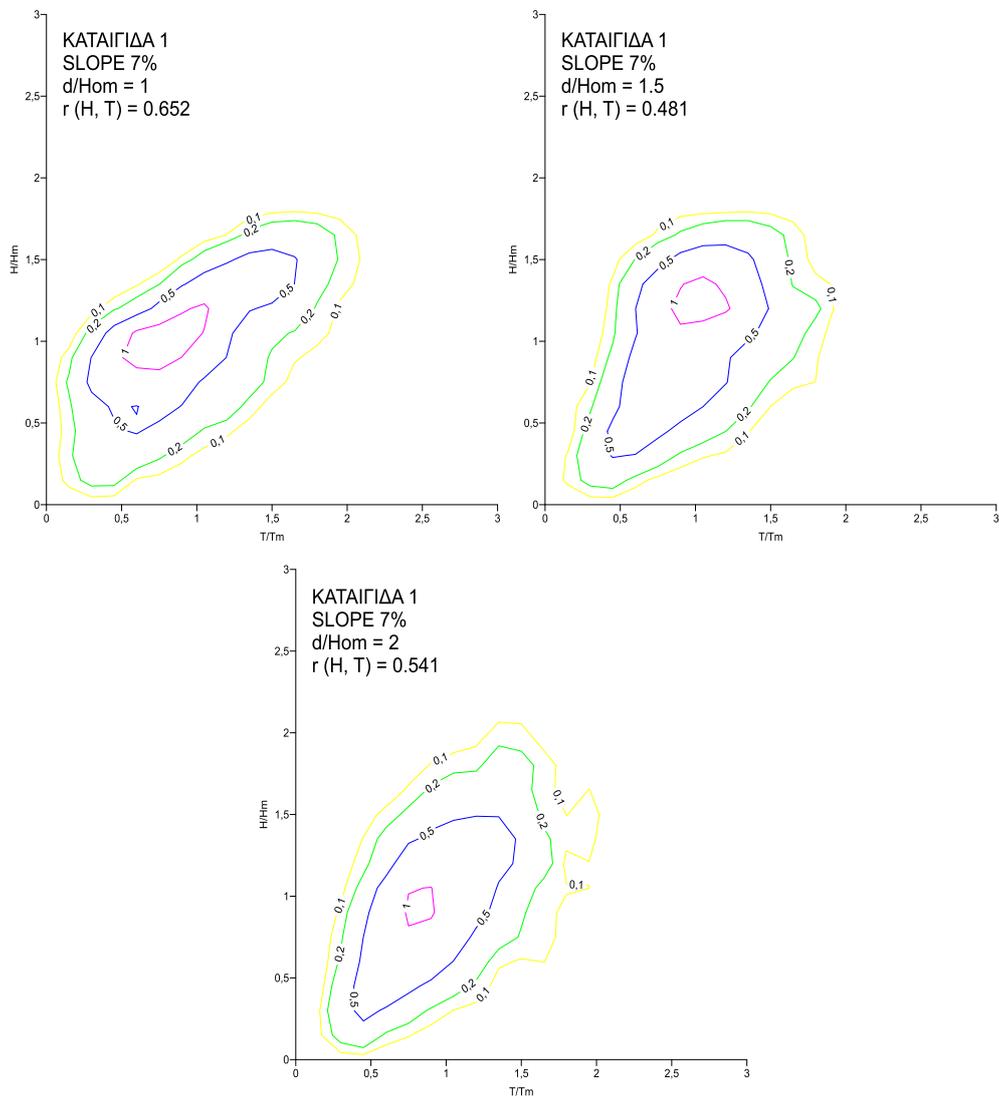


Figure 8: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 7% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.

SCENARIO 4 (SLOPE 10%)

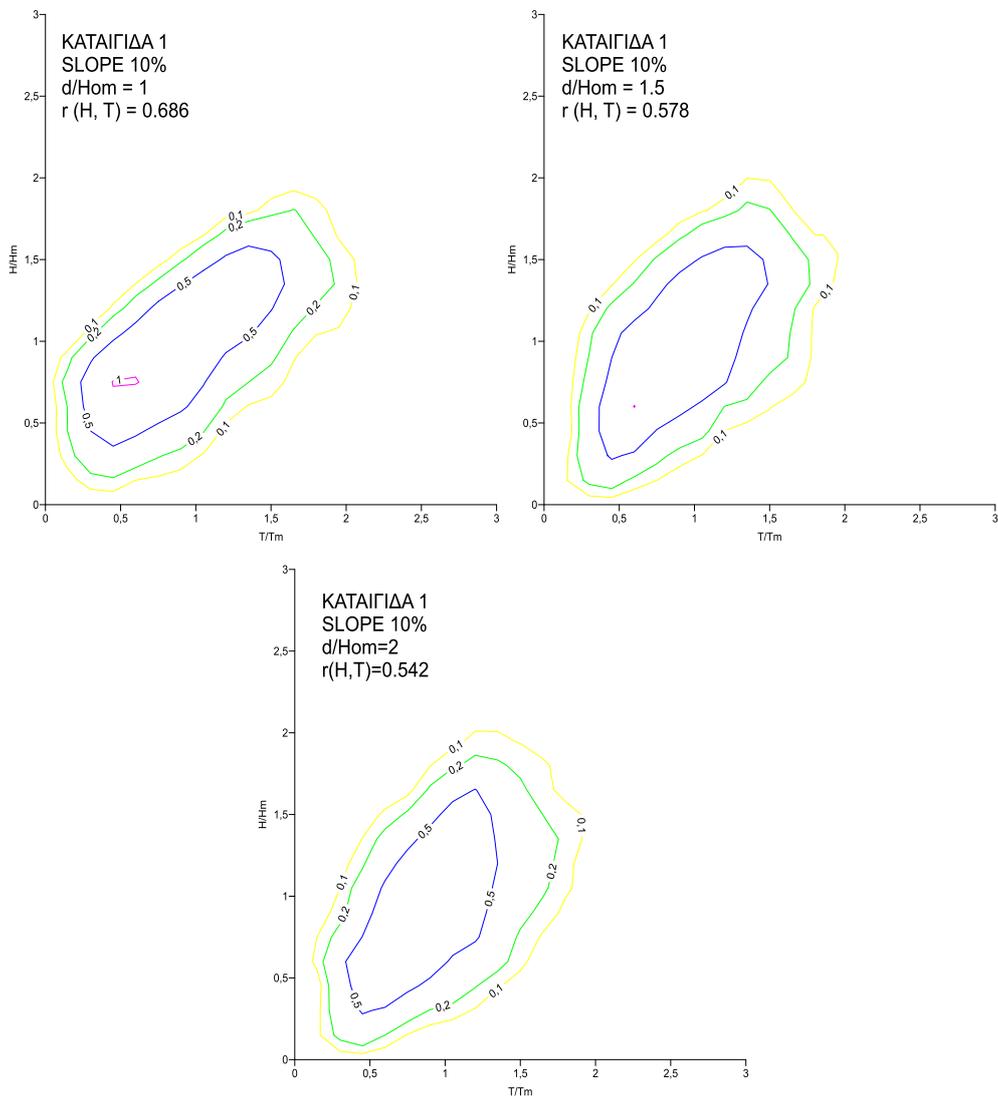


Figure 9: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09\text{m}$ και $T_m=1.01\text{sec}$), Case 1.

SCENARIO 4 (SLOPE 13%)

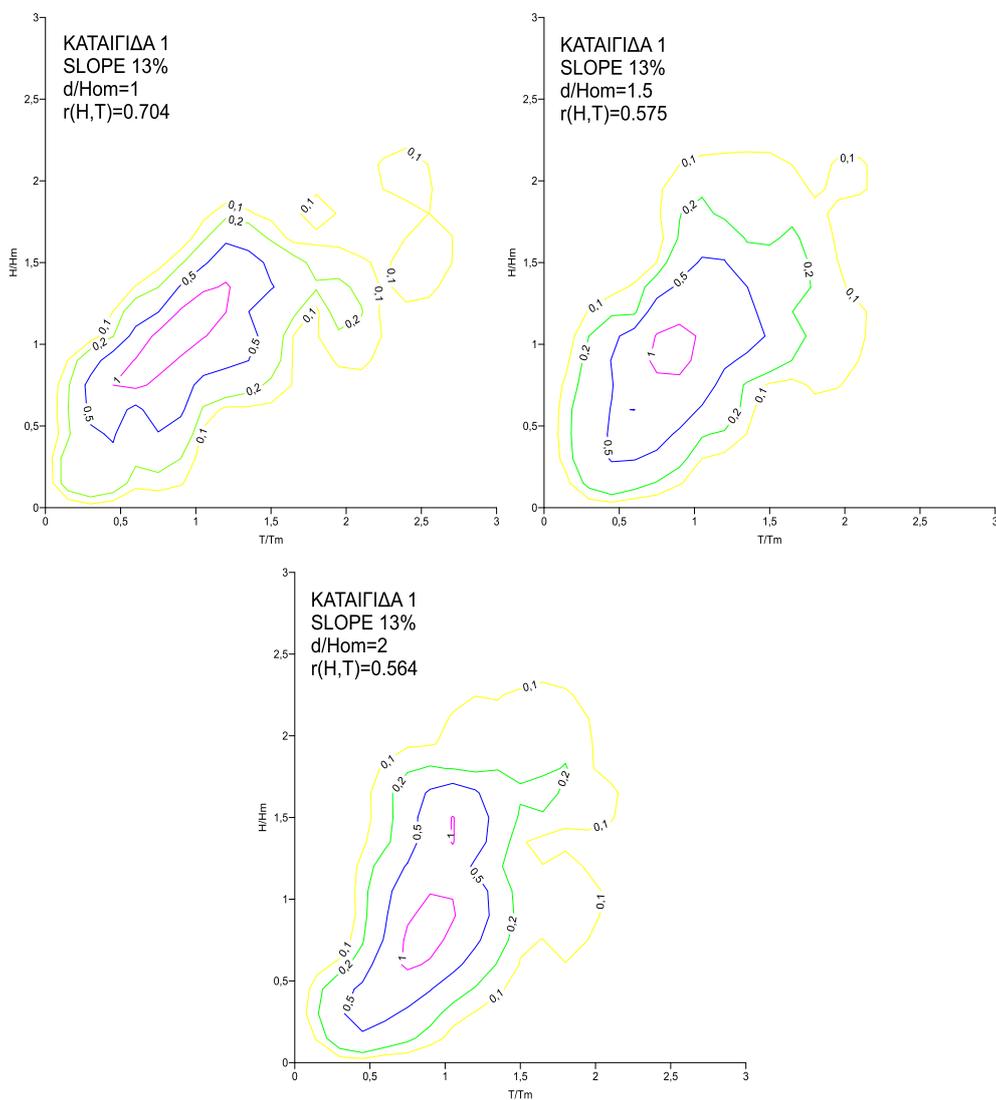


Figure 10: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 13% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 1.

CASE 2

For this case, the probabilistic image in deep waters was also the Figure 1, with correlation factor $r(H,T)=0.495$ and standard deviation of free surface elevation $\sigma_j=1.0$. The wave height in deep waters was $H_m=0.09m$ and wave period $T_m=1.01sec$. The grid steps was $dx=0.05m$ and the time step was $dt=0.0025sec$. The scenario was for slope $m=10\%$ in the characteristic depth $d/H_{om}=1$. The bathymetry of the model

is shown in figure 5. In the following figures are shown the probabilistic images in shallow waters for this case.

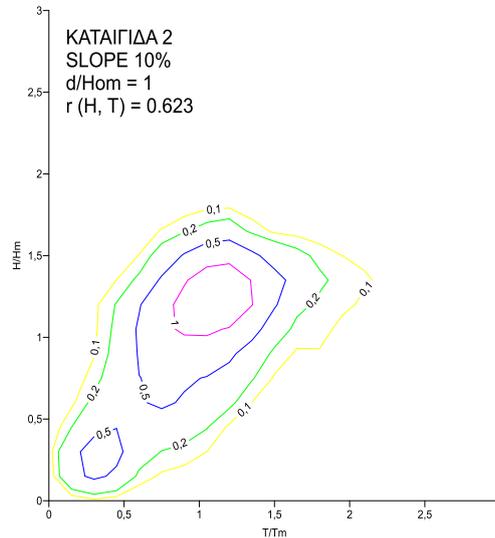


Figure 11: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$), Case 2.

CASE 3

For this case, the probabilistic image in deep waters was also the Figure 1, with correlation factor $r(H,T)=0.495$ and standard deviation of free surface elevation $\sigma_j=1.0$. The wave height in deep waters was $H_m=2.185m$ and wave period $T_m=5.05sec$. The grid steps was $dx=1m$ and the time step was $dt=0.01sec$. The scenario was for slope $m=10\%$ in the characteristic depth $d/H_{om}=2$. The bathymetry of the model is shown in figure 12.

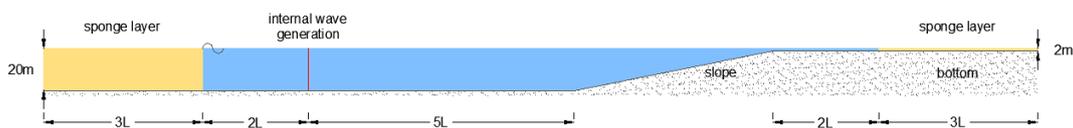


Figure 12: Bathymetry of the model for the Case 3.

In the following figure is shown the probabilistic image in shallow waters for this case.

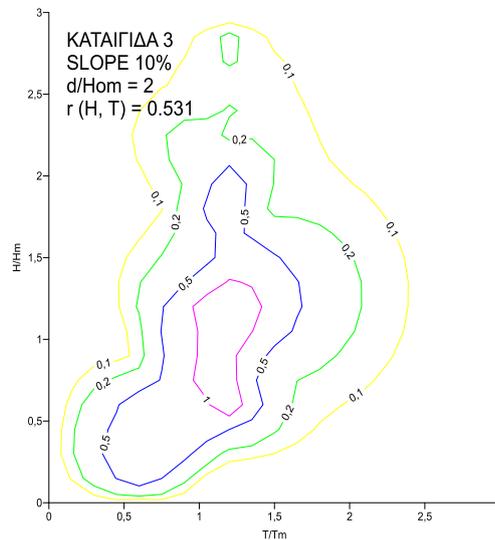


Figure 13: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185\text{m}$ και $T_m=5.05\text{sec}$), Case 3.

CASE 4

For this case, the probabilistic image in deep waters is shown in the Figure 2, with correlation factor $r(H,T)=0.266$ and standard deviation of free surface elevation $\sigma_j=0.5$. The wave height in deep waters was $H_m=1.020\text{m}$ and wave period $T_m=6.44\text{sec}$. The grid steps was $dx=1\text{m}$ and the time step was $dt=0.01\text{sec}$. The scenarios are shown in the following Table 3, and the correlations factors for each characteristic depth, are shown in the Table 4.

Table 3: Scenarios for Case 4.

Table 4: Correlation factor $r(H,T)$ of wave height and period in shallow waters for Case 4.

CASE 4		SLOPE 3%	SLOPE 5%	SLOPE 7%	SLOPE 10%
Scenario 1	Slope $m_1=3\%$	0.284	0.256	0.386	0.503
Scenario 2	Slope $m_2=5\%$				
Scenario 3	Slope $m_3=7\%$				
Scenario 4	Slope $m_4=10\%$	0.449	0.379	0.419	0.488

The bathymetry of the model is shown in Figure 14.

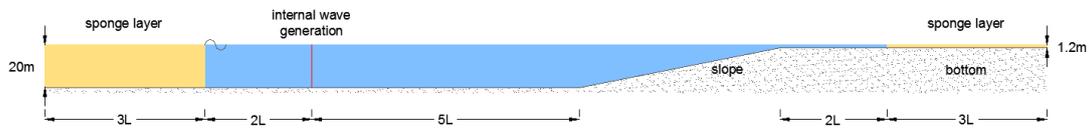


Figure 14: Bathymetry of the model for the Case 4.

In the following figures, are shown the probabilistic images for Case 4.

SCENARIO 1 (SLOPE 3%)

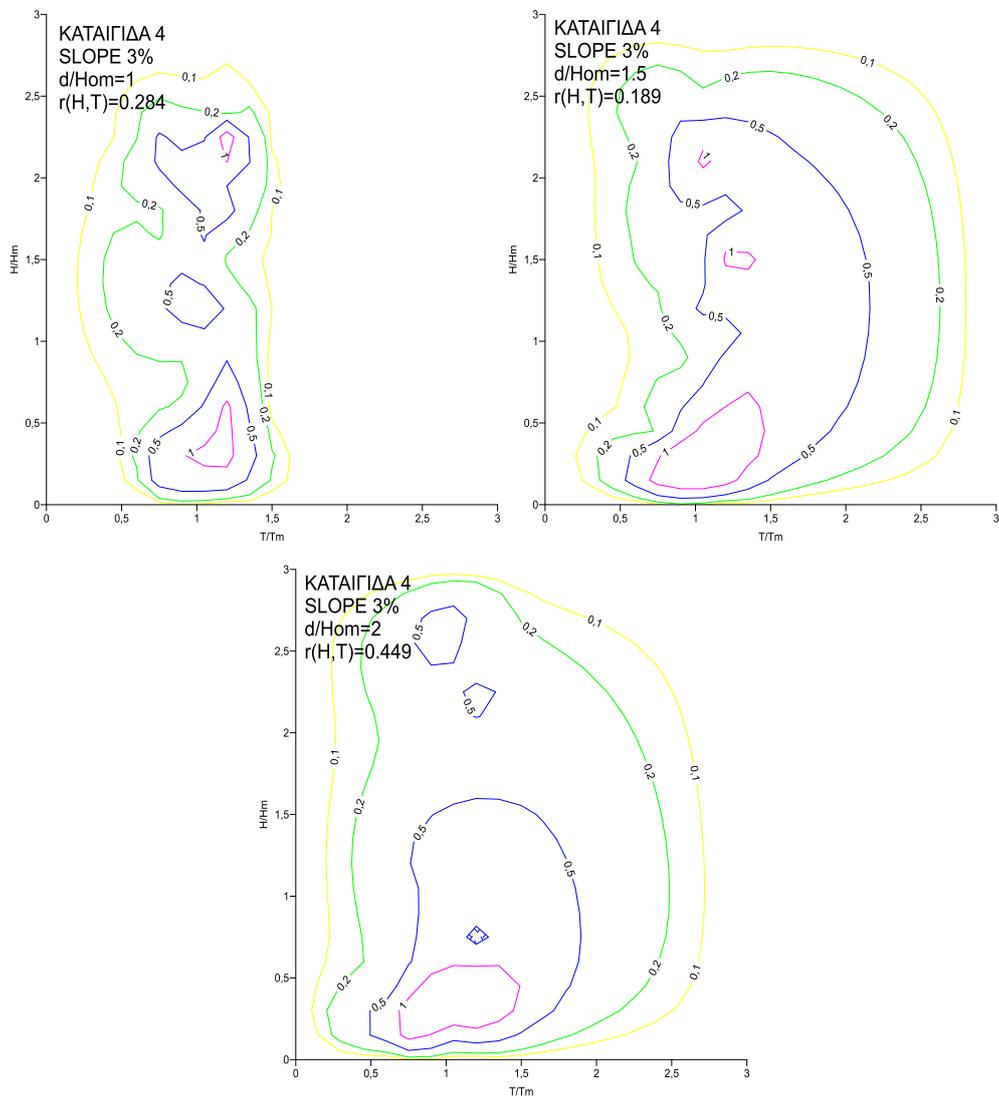


Figure 15: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 3% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.

SCENARIO 2 (SLOPE 5%)

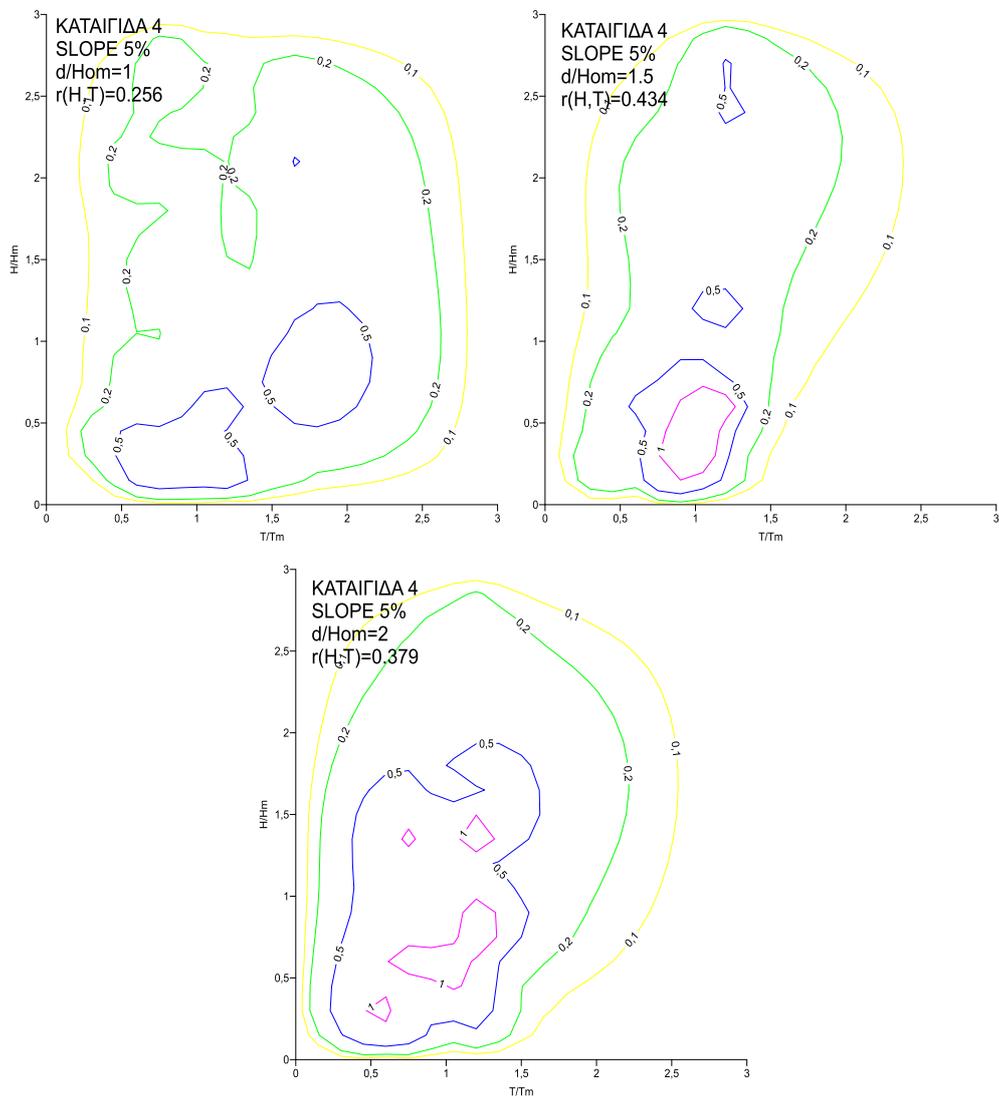


Figure 16: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 5% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.

SCENARIO 3 (SLOPE 7%)

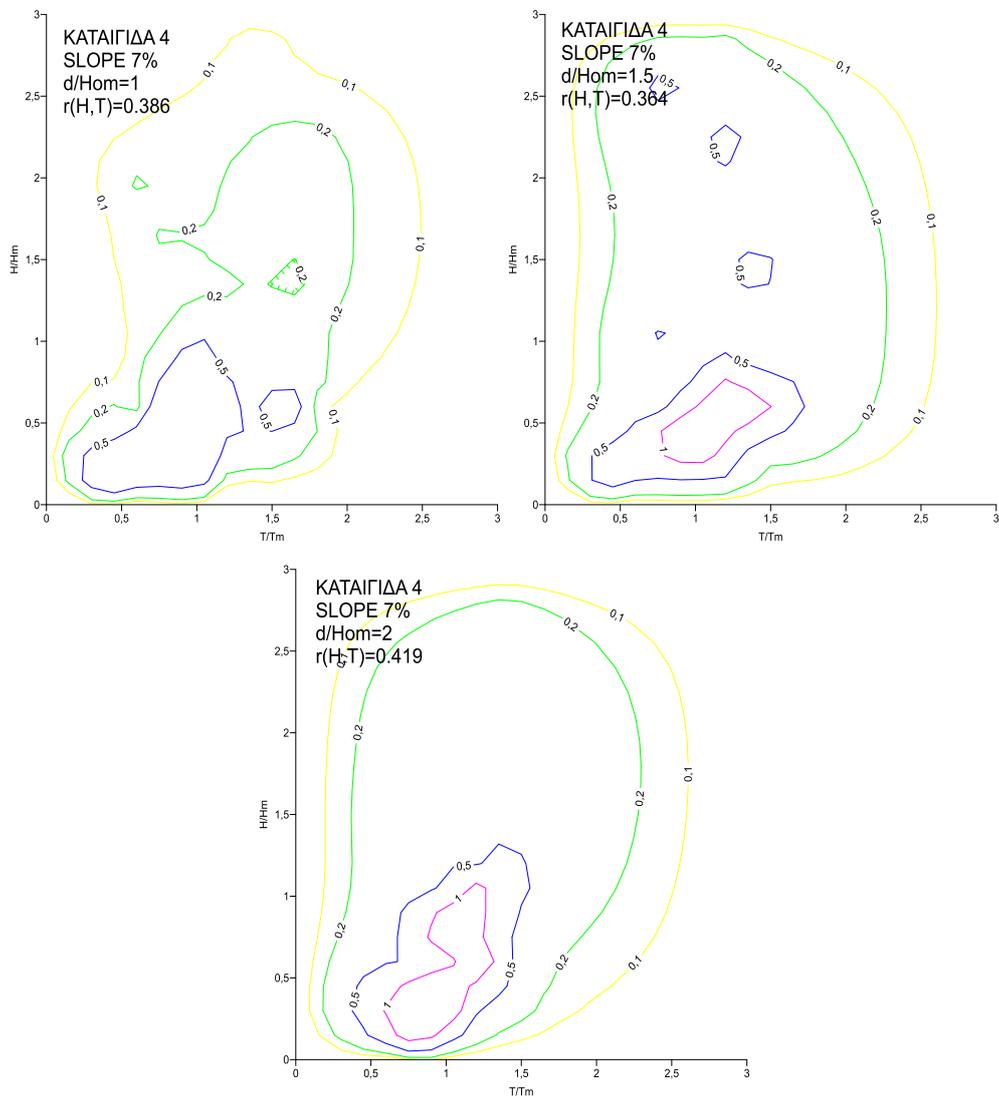


Figure 17: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 7% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.

SCENARIO 4 (SLOPE 10%)

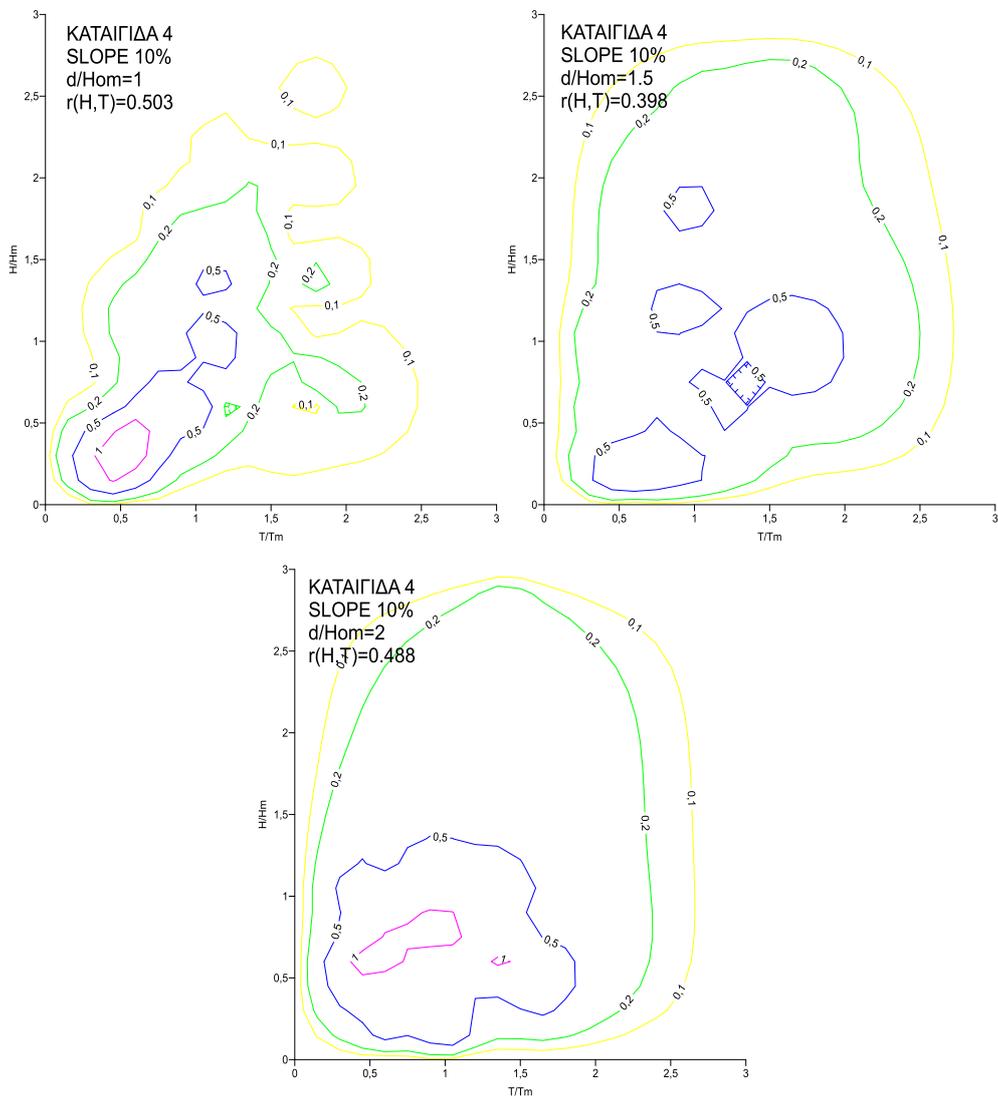


Figure 18: Joint probability of wave heights and period in shallow waters for slope 10% (input characteristics in deep waters: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$), Case 4.

SUMMARY AND COCLUSIONS

The present master thesis studies the short-term joint probability density function of wave heights and periods in shallow waters, where most harbour and coastal engineering studies are carried out and relevant works are constructed. Starting from scratch is decomposed a probabilistic image in deep waters from the dissertation of Tzanis (2003), in order to take the time series of free surface elevation in deep waters. Afterwards, the MIKE 21 BW is feed with the time series of free surface elevation and the bathymetry of each scenario to give the time series in shallow waters. Finally, with that time series and the zero up crossing method, arising out from the joint probability density in shallow waters aims to compose the probabilistic images in shallow waters.

This method has engineering advantages, since it provides information about the geometry of free surface elevation and approaches the problem naturally. The probabilistic images are given in a manageable way that can easily be applied to engineering applications.

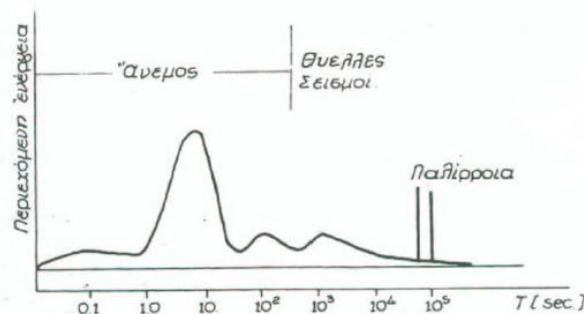
The basic conclusions of this research are the following:

- The correlation factor of wave height and wave period, $r(H,T)$, increases as waves move inshore. However if we focus in shallow waters, the correlation factor varies because of the nonlinearity.
- The simulation model has to be fed with realistic parameters and not with scaled parameters, because the nonlinearity doesn't increase proportionally.
- Every probabilistic image of wave height and period in shallow waters depends on the wave height and wave period of deep waters. Nevertheless, the images follow some general standards.

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

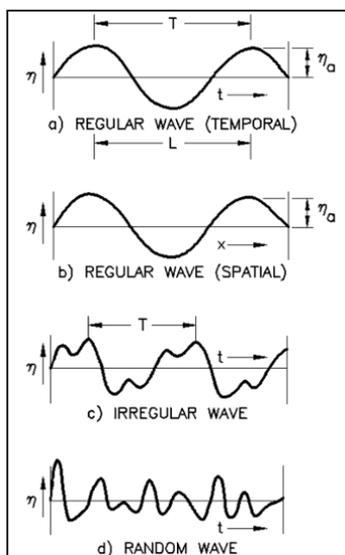
Ο κύριος φυσικός παράγοντας φόρτισης και καταπόνησης των παράκτιων τεχνικών έργων είναι οι κυματισμοί. Ως θαλάσσιος κυματισμός, ορίζεται η ταλάντωση των υγρών μορίων της θάλασσας, γύρω από μία θέση ισορροπίας (μέση στάθμη ηρεμίας), ο οποίος μπορεί να είναι περιοδικός ή όχι. Η γένεση των επιφανειακών κυμάτων, οφείλεται στον άνεμο (ανεμογενείς κυματισμοί) εξαιτίας τυρβωδών και διατμητικών τάσεων στην ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας, στην αστρονομική παλίρροια λόγω των πεδίων έλξης, σε υποβρύχιες κατολισθήσεις του στερεού υπόβαθρου του φλοιού της γης και σεισμικές διεγέρσεις (κύματα tsunamis) καθώς και σε διαφοροποιήσεις της ατμοσφαιρικής πίεσης (seiches). Στην φύση απαντώνται κυρίως ανεμογενείς κυματισμοί. Η χρονική κλίμακα μεταβολής της στάθμης της επιφάνειας της θάλασσας (περίοδος T) για ανεμογενείς κυματισμούς είναι $T=2-30\text{sec}$.

Στην παρούσα μεταπτυχιακή εργασία, θα ληφθούν υπόψη μόνο οι ανεμογενείς κυματισμοί που δημιουργούνται από τη δράση του ανέμου στην διεπιφάνεια νερού-αέρα και η κατάσταση της θάλασσας θα εξεταστεί βραχυπρόθεσμα. Από το Σχήμα 1.1 που περιγράφει μορφολογικά την κατανομή της ενέργειας στους διάφορους φυσικούς κυματισμούς, φαίνεται ότι οι ανεμογενείς κυματισμοί κατέχουν πρωτεύουσα θέση καθώς μεταφέρουν στις ακτές το μεγαλύτερο ποσοστό ενέργειας.



Σχήμα 1.1: Περιεχόμενη ενέργεια σε διάφορες περιόδους (Πηγή: Κουτίτας, 1986).

Στην πραγματικότητα, οι κυματισμοί που δημιουργεί η επίδραση του ανέμου στην επιφάνεια της θάλασσας, δεν είναι μονοχρωματικοί, επομένως έχουν ποικιλία συχνοτήτων, διευθύνσεων διάδοσης, φάσεων και ευρών (Σχήμα 1.3). Κατά την διάρκεια μίας καταιγίδας, η επιφάνεια της θάλασσας, αποτελείται από σύνθετους κυματισμούς (irregular ή random waves). Η ανύψωση της στάθμης της θάλασσας μπορεί λοιπόν να προσεγγιστεί με την σύνθεση πολλών κυμάτων διαφόρων υψών και περιόδων που διαδίδονται σε διάφορες κατευθύνσεις σε αντίθεση με τα μονοχρωματικά κύματα τα οποία σπάνια απαντώνται στην φύση και παράγονται κυρίως σε εργαστηριακές διατάξεις. Συνεπώς, εξαιτίας της πολυπλοκότητας των μεγεθών αυτών, τα χαρακτηριστικά των ανεμογενών κυματισμών είναι στοχαστικά και ακολουθούν συγκεκριμένους πιθανολογικούς νόμους κατανομής.



Σχήμα 1.2: Αναπαραστάσεις θαλάσσιων κυματισμών (Πηγή: CEM, 2006)



Σχήμα 1.3: Απεικόνιση τυχαίων κυματισμών στην Αλάσκα (Πηγή: <http://alizu12.blogspot.html>)

Προκειμένου λοιπόν, να πραγματοποιηθεί η ακριβής βραχυπρόθεσμη περιγραφή της θαλάσσιας διαταραχής, έχουν αναπτυχθεί δύο μεθοδολογίες στον ερευνητικό χώρο. Η πρώτη αναφέρεται στο πεδίο των συχνοτήτων ή των φασμάτων (**frequency domain or spectral analysis**), όπου αναλύεται το κυματικό προφίλ σε αρμονικές συνιστώσες, οπότε και η συνολική ενέργεια της ελεύθερης επιφάνειας προσδιορίζεται ως το άθροισμα όλων των αρμονικών συνιστωσών. Η δεύτερη εξετάζει το πεδίο του χρόνου (**time domain**), όπου προσδιορίζεται η πιθανότητα εμφάνισης των αδιάστατων κυματικών μεγεθών βάσει της θεωρίας πιθανοτήτων.

Αντικείμενο της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας αποτελεί η μέθοδος της βραχυπρόθεσμης περιγραφής της θαλάσσιας διαταραχής. Η μεθοδολογία που χρησιμοποιείται συνδυάζει τα πλεονεκτήματα των δύο προαναφερθέντων μεθοδολογιών, χρησιμοποιώντας την από κοινού πιθανότητα των ζευγών ύψους και περιόδου κύματος. Η επιλεγμένη μέθοδος προσεγγίζει με ρεαλιστικό τρόπο το κυματικό καθεστώς, με χρήση του κατάλληλου μαθηματικού υπόβαθρου, έχοντας ως δεδομένα τα βυθομετρικά στοιχεία της περιοχής μελέτης, το μέσο ύψος κύματος και τη μέση περίοδο. Πιο συγκεκριμένα, μελετάται η επίδραση της κλίσης του πυθμένα, σε αυτή την πιθανοτική προσομοίωση τυχαίων κυματισμών στα αβαθή ύδατα.

Στόχος της παρούσας έρευνας, είναι η μεταφορά αδιάστατων ζευγών ύψους και περιόδου κύματος από τα βαθιά στα αβαθή ύδατα, όπου συναντώνται τα παράκτια και λιμενικά έργα. Και η δημιουργία των αδιάστατων εικόνων από κοινού πιθανότητας ζευγών ύψους κύματος και περιόδου.

Αφετηρία της μελέτης αποτελούν οι αδιάστατες εικόνες της από κοινού πιθανότητας υψών και περιόδων κυμάτων στα βαθιά ύδατα από την Διδακτορική Διατριβή του Τζανή (2003). Με την ψηφιοποίηση των εικόνων και εφαρμογή της τεχνικής της άνω διάβασης (zero-upcrossing) δημιουργούνται οι χρονοσειρές των κυμάτων στα βαθιά ύδατα, οι οποίες εισάγονται στο υπολογιστικό μοντέλο MIKE 21 της εταιρίας DHI και προκύπτουν οι αντίστοιχες χρονοσειρές στα αβαθή ύδατα. Με την κατάλληλη επεξεργασία των αποτελεσμάτων, δημιουργούνται οι αδιάστατες πιθανοτικές εικόνες των ζευγών υψών και περιόδων κυμάτων για διάφορες μέσες

κλίσεις πυθμένα που συναντώνται συχνότερα στη φύση, συμπεριλαμβανομένων των ελληνικών ακτογραμμών. Αξίζει να σημειωθεί ότι η εν λόγω εργασία εκπονείται σε επίπεδο μεταπτυχιακού προγράμματος, προδιαγράφοντας έτσι τα όρια και το επίπεδο εμβάθυνσης της αντίστοιχης έρευνας.

Η εργασία, διαρθρώνεται σε επτά κεφάλαια και ένα παράρτημα. Το πρώτο κεφάλαιο, περιλαμβάνει την παρούσα εισαγωγή, όπου γίνεται μία συνοπτική περιγραφή του αντικειμένου της εργασίας καθώς και των στόχων της.

Στο δεύτερο κεφάλαιο, γίνεται εμβάθυνση στο θεωρητικό υπόβαθρο της αναπαράστασης του κυματικού πεδίου καθώς και μία σύντομη περιγραφή των κυριότερων εργασιών σχετικά με την μελέτη της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας.

Στο τρίτο κεφάλαιο, γίνεται εκτεταμένη αναφορά στην επισκόπηση της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας υψών και περιόδων κύματος ανεξαρτήτων του εύρους φάσματος, η οποία μελετήθηκε από τους Memos and Tzanis (2000) καθώς και στην εργασία του Chondros (2014) όπου έγινε επέκταση αυτής της μεθόδου με προσαρμογή της κατευθυντικότητας και μεταφορά των εικόνων από τα βαθιά στα αβαθή με χρήση ενός καινοτόμου αριθμητικού μοντέλου.

Το τέταρτο κεφάλαιο, αναφέρεται στην μεθοδολογία διάδοσης κυματισμών στα αβαθή ύδατα, όπου γίνεται περιγραφή του υπολογιστικού μοντέλου MIKE 21 BW, το οποίο θα χρησιμοποιηθεί με σκοπό την μεταφορά της χρονοσειράς από τα βαθιά στα αβαθή ύδατα.

Στο πέμπτο κεφάλαιο γίνεται περιγραφή της εφαρμογής της μεθόδου που ακολουθείται στην παρούσα εργασία και έπειτα αναλύονται οι εξεταζόμενες περιπτώσεις.

Στο έκτο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα από την εφαρμογή του προτεινόμενου μοντέλου. Γίνεται αναλυτικός σχολιασμός της κάθε παραγόμενης πιθανοτικής εικόνας. Στην συνέχεια γίνεται σύγκριση των εικόνων με τις αντίστοιχες των Memos and Tzanis (2000) και Chondros (2014). Τέλος, καταγράφονται αναλυτικά τα σχόλια που προέκυψαν από την πορεία της εν λόγω μελέτης.

Στο έβδομο κεφάλαιο, παρουσιάζονται τα συμπεράσματα της εργασίας και γίνονται κάποιες προτάσεις για μελλοντική έρευνα.

Τέλος, στο Παράρτημα, συμπεριλαμβάνονται όλοι οι υπολογιστικοί κώδικες σε γλώσσα προγραμματισμού Fortran που χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα μελέτη.

2 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΗΣ ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗΣ ΤΟΥ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ

2.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ-ΟΡΙΑΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ

Για την περιγραφή των κυματισμών στο παρόν κεφάλαιο, θεωρείται ότι οι ταλαντώσεις είναι μόνιμες χωρίς απόσβεση και τα κύματα μεταδίδονται εκτός της περιοχής γένεσης, ανάπτυξης ή απόσβεσης τους. Έστω, στη γενική περίπτωση ενός τυχαίου ρευστού χωρίς τριβές με ελεύθερη επιφάνεια, ένας ορισμένος όγκος του V , μάζας M , με μηδενική συνεκτικότητα, στον καρτεσιανό χώρο και εμβαδόν περιβάλλουσας επιφάνειας S . Έστω ακόμη, ότι \vec{n} είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στην S , $\rho = \rho(x, y, z, t)$ η πυκνότητα του ρευστού και ότι ο όγκος κινείται με ταχύτητα $\vec{v} = (u, v, w)$. Αν υποθεθεί ότι δε λαμβάνει χώρα δημιουργία ή απώλεια μάζας, η αρχή διατήρησης της μάζας οδηγεί στην εξίσωση:

$$\frac{dM}{dt} = \iiint_V \frac{\partial \rho}{\partial t} dV + \iint_S \rho \vec{v} * \vec{n} dS = 0 \quad (2.1)$$

Στη συνέχεια γίνονται οι παρακάτω παραδοχές:

- Ρευστό ομοιογενές
- Ρευστό ασυμπίεστο $div(v) = 0$
- Αστρόβιλη ροή $rot(v) = 0$
- Σταθερό βάθος
- Αδιαπέρατος πυθμένας

Από την διανυσματική ανάλυση και σύμφωνα με τις παραπάνω παραδοχές, προκύπτει ότι η ταχύτητα προέρχεται από βαθμωτό δυναμικό:

$$\vec{v} = \text{grad}(\Phi) = \nabla \Phi \quad (2.2)$$

Λόγω των παραδοχών και της εξίσωσης (2.2), η εξίσωση (2.1) τελικά γράφεται:

$$\nabla * \vec{v} = 0 \quad (2.3.a)$$

ή

$$\Delta\Phi = \nabla^2\Phi = \frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\Phi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.3.\beta)$$

Όπου ∇ ο τελεστής βαθμίδας $(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z})$ στις τρεις διευθύνσεις. Η εξίσωση (2.3.β) είναι η εξίσωση Laplace και ισχύει σε ολόκληρο το πεδίο ροής.

Από την εξίσωση διατήρησης της ορμής για δισδιάστατη ροή στο κατακόρυφο επίπεδο x-z, θεωρώντας μόνο την επίδραση των δυνάμεων βαρύτητας, προκύπτουν οι εξισώσεις Euler:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \quad (2.4.\alpha)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - g \quad (2.4.\beta)$$

Όπου $p = p(x, y, z, t)$ η πίεση.

Ολοκληρώνοντας τις εξισώσεις (2.4.α) και (2.4.β) και χρησιμοποιώντας την περιορισμένη στο επίπεδο x-z εξίσωση(2.3.β), προκύπτει η εξίσωση Bernoulli:

$$\frac{\partial\Phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(u^2 + w^2) + gz + \frac{p}{\rho} = C(t) \quad (2.5)$$

Όπου η σταθερά ολοκλήρωσης $C(t)$ μπορεί να ληφθεί ίση με το μηδέν.

Οριακή συνθήκη πυθμένα

Επειδή ο πυθμένας θεωρείται αδιαπέρατος ισχύει η συνθήκη μηδενικής ροής:

$w=0$ στο $z=-h$ (όπου h το βάθος του νερού)

ή

$$\frac{\partial\Phi}{\partial z} = 0 \text{ στο } z=-h$$

Οριακή συνθήκη ελεύθερης επιφάνειας

Στην ελεύθερη επιφάνεια πρέπει να ικανοποιούνται οι εξής δύο συνθήκες:

- Κινηματική οριακή συνθήκη ελεύθερης επιφάνειας: ένα σωματίδιο της ελεύθερης επιφάνειας παραμένει διαρκώς επ αυτής, δηλαδή:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial n}{\partial x} \text{ στο } z=n(x,t)$$

- Δυναμική οριακή συνθήκη της ελεύθερης επιφάνειας, η οποία κατ' ουσία αποτελεί γραμμικοποιημένη έκφραση της εξίσωσης Bernoulli. Η πίεση στην ελεύθερη επιφάνεια είναι ίση με μηδέν (ατμοσφαιρική πίεση):

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 + gn = C(t) = 0 \text{ στο } z=n(x,t)$$

Οριακή συνθήκη περιοδικότητας

Αν ο διαδιδόμενος κυματισμός είναι περιοδικός ως προς τον χρόνο και το χώρο, ισχύουν οι επιπλέον οριακές συνθήκες:

$$\Phi(x,z,t)=\Phi(x+L,z,t) \quad (2.6.α)$$

$$\Phi(x,z,t)=\Phi(x,z,t+T) \quad (2.6.β)$$

Οπού L το μήκος κύματος και T η περίοδος του κυματισμού.

Τα παραπάνω συστήματα εξισώσεων, αποτελούν το γενικό θεωρητικό πλαίσιο για την επίλυση του προβλήματος της ροής στην ελεύθερη επιφάνεια. Όμως, η ύπαρξη μίας αναλυτικής έκφρασης στον θαλάσσιο χώρο, είναι πρακτικά αδύνατη, εξαιτίας του μεγάλου πλήθους δεδομένων όπως είναι η γεωμετρία του πυθμένα, οι τοπικές συνθήκες συναρτήσει του χρόνου, κ.α.

Για τους παραπάνω λόγους, αναπτύχθηκαν θεωρίες, οι οποίες διακρίνονται σε δύο βασικές κατηγορίες: **απλούς** και **σύνθετους κυματισμούς**. Οι απλοί κυματισμοί με τη σειρά τους διακρίνονται σε γραμμικούς και μη γραμμικούς. Οι γραμμικοί όροι αντιπροσωπεύουν διδιάστατους κυματισμούς, οι οποίοι εμφανίζουν συμμετρία στον κατακόρυφο (Oz) και στον οριζόντιο άξονα (Ox). Αντίθετα, οι μη γραμμικοί, αντιπροσωπεύουν τριδιάστατους κυματισμούς και παρουσιάζουν ασυμμετρία κατά τις δύο διευθύνσεις και περιγράφονται από μη γραμμικές συναρτήσεις. Στον αντίποδα, οι σύνθετοι κυματισμοί μπορεί να είναι τριδιάστατοι και να προέρχονται από επαλληλία πολλών απλών κυματισμών με διαφορετικά χαρακτηριστικά και η ανάλυσή τους γίνεται με εξελεγμένες στατιστικές μεθόδους και όχι αναλυτικές.

2.2 ΜΟΝΟΧΡΩΜΑΤΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ

2.2.1 ΓΡΑΜΜΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ ΑΠΕΙΡΟΣΤΟΥ ΠΛΑΤΟΥΣ (AIRY ή STOKES 1ης ΤΑΞΗΣ)

Η παράμετρος ϵ , είναι ο λόγος H/L ή H/h όπου H, L είναι το χαρακτηριστικό ύψος και μήκος κύματος. Εφόσον, το ϵ θεωρηθεί πολύ μικρό ($\ll 1$), αναγόμαστε στη θεωρία των απείρως μικρών κυματισμών ή αλλιώς των γραμμικών θεωριών κυματισμών α' τάξης (G.Airy, 1845). Σύμφωνα με αυτή τη θεωρία το κύμα αποτελεί ημιτονοειδή ταλάντωση, το ρευστό είναι τέλειο, ο πυθμένας είναι σταθερός, αδιαπέρατος και οριζόντιος (σταθερό βάθος), η πίεση στην ελεύθερη επιφάνεια είναι μηδέν.

Η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας δίνεται από τη σχέση:

$$\eta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (2.7)$$

Όπου

η : στιγμιαία ανύψωση της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας

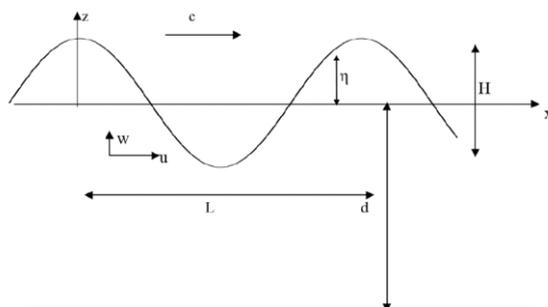
H : το ύψος του κύματος

k : αριθμός κύματος, $k=2\pi/L$

L : το μήκος κύματος

σ : η κυκλική συχνότητα, $\sigma=2\pi/T$

T : η περίοδος του κύματος



Σχήμα 2.1: Παράμετροι γραμμικών κυματισμών (Πηγή: Καραμπάς, 2015).

Η σχέση διασποράς που συσχετίζει τη συχνότητα σ με το βάθος d και το μήκος κύματος L είναι:

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (2.8)$$

Ορίζοντας τη φασική ταχύτητα διάδοσης του κυματισμού c :

$$c = L/T \quad (2.9)$$

η εξίσωση (2.8) γράφεται:

$$C = \frac{gT}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.10)$$

Και το μήκος κύματος είναι:

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.11)$$

Όπου g η επιτάχυνση της βαρύτητας.

Στα βαθιά ύδατα ($d/L > 0.5$) ισχύει ότι το μήκος κύματος ισούται με:

$$L_0 = \frac{gT^2}{2\pi} \quad (2.12)$$

Ενώ στα ρηχά ότι το μήκος κύματος ισούται με:

$$L = cT \approx \sqrt{gd}T \quad (2.13)$$

Από τη συνάρτηση δυναμικού Φ προκύπτουν οι συνιστώσες (u, w) της ταχύτητας των μορίων του νερού:

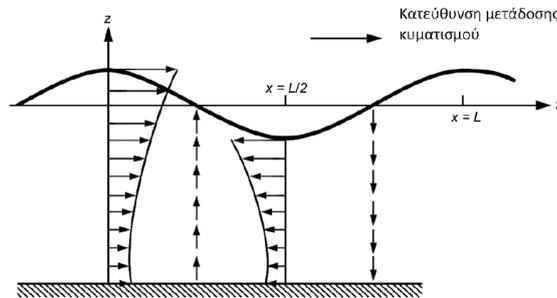
$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.14)$$

$$w = \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.15)$$

και τα ολοκληρώματά τους γύρω από τη θέση ισορροπίας, δηλαδή οι συνιστώσες μετατοπίσεως ξ και ζ .

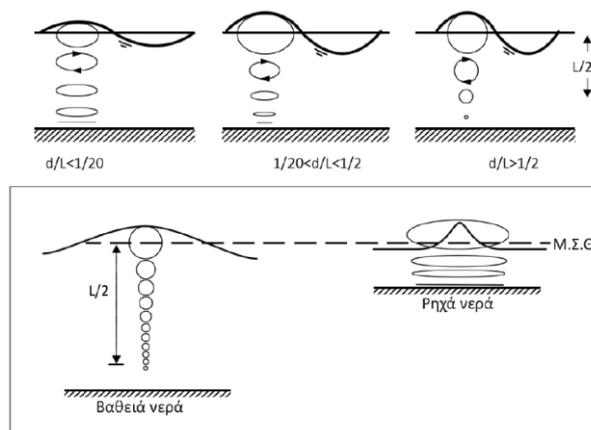
$$\xi = \int u dt = \frac{H}{2} \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (2.16)$$

$$\zeta = \int w dt = \frac{H}{2} \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (2.17)$$



Σχήμα 2.2: Ταχύτητες υλικού σημείου κατά τη διάδοση ενός κυματισμού (Πηγή: Καραμπάς, 2015).

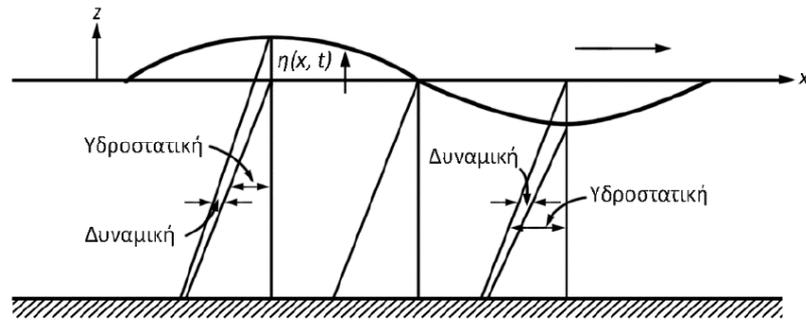
Στα βαθιά νερά οι τροχιές είναι κυκλικές σε όλη τη στήλη του νερού, αλλά η διάμετρος τους ελαττώνεται όσο μεγαλώνει η απόσταση από την επιφάνεια. Σε βάθη μεγαλύτερα του $L/2$ ($z < -L/2$) οι τροχιές (και οι ταχύτητες) πρακτικά μηδενίζονται (Εικόνα 2.3). Στα ενδιάμεσα και ρηχά νερά οι τροχιές είναι ελλειπτικής μορφής και πλησιάζουν τον πυθμένα. Η Εικόνα 2.3 παρουσιάζει τις τροχιές στα ρηχά, ενδιάμεσα και βαθιά νερά.



Σχήμα 2.3: Τροχιές των υλικών σημείων στα ρηχά, ενδιάμεσα και βαθιά νερά (Πηγή: Καραμπάς, 2015).

Από την αντικατάσταση της συνάρτησης δυναμικού και των συνιστωσών της στην εξίσωση Bernoulli, προκύπτει η κατανομή της πίεσης στο βάθος. Η πίεση αποτελείται από δύο συνιστώσες την υδροστατική και την δυναμική (Εικόνα 2.4).

$$p = -\rho g z + \frac{\rho g H}{2} * \frac{\cosh [k(d+z)]}{\cosh (kd)} * \cos (kx - \omega t) \quad (2.18)$$



Σχήμα 2.4: Κατανομή πίεσης(Πηγή: Καραμπάς Θ., 2015).

Τέλος, σημαντικό μέγεθος είναι η πυκνότητα ενέργειας \bar{E} που ορίζεται ως το ενεργειακό περιεχόμενο στήλης νερού με κάτοψη ίση προς 1 m^2 και κατά μέσο όρο κατά την περίοδο του κύματος βρίσκεται ίσο προς:

$$\bar{E} = \frac{1}{8} \rho g H^2 \quad (2.19)$$

2.2.2 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ

Η γραμμική θεωρία κυματισμών αποτελεί ένα εύχρηστο εργαλείο για τους Μηχανικούς. Ο λόγος είναι ότι δίνει την δυνατότητα ακριβών αναλυτικών λύσεων για τις εξισώσεις της Ρευστομηχανικής, υπό ορισμένες βασικές παραδοχές και απλοποιήσεις (απαλοιφή των μη γραμμικών όρων). Ωστόσο, όταν ο λόγος του ύψους κύματος προς το βάθος (H/d) ή/και ο λόγος του ύψους κύματος προς το μήκος (H/L) λάβει υψηλές τιμές (π.χ. στα ρηχά νερά ή για μεγάλες τιμές του H), οι μη γραμμικοί όροι γίνονται σημαντικοί και η θεωρία παύει να ισχύει. Στη φύση προφανώς, οι κυματισμοί είναι μη γραμμικοί.

Οι πιο σημαντικές θεωρίες για τους μη γραμμικούς κυματισμούς (ή κυματισμούς πεπερασμένου πλάτους) είναι οι θεωρίες Stokes ανώτερης τάξης (κυρίως δεύτερης, τρίτης και πέμπτης τάξης), η θεωρία κυματισμών ελλειπτικού συνημίτονου (cnoidal waves), η θεωρία μοναχικού κύματος (solitary wave) και η πιο πρόσφατη θεωρία της ροϊκής συνάρτησης (stream function).

ΘΕΩΡΙΑ STOKES 2^{ης} ΤΑΞΗΣ

Για τον υπολογισμό μίας προσεγγιστικής λύσης, ενός μη γραμμικού προβλήματος, χρησιμοποιείται μία διαδεδομένη μέθοδος, η μέθοδος μικρών διαταραχών (perturbation method). Οι θεωρίες Stokes ανωτέρας τάξης, βασίζονται σε αυτή την κλασσική μέθοδο.

Σύμφωνα με τη θεωρία Stokes 2^{ης} τάξης, η συνάρτηση δυναμικού δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi = \frac{Hg}{2\omega} \frac{\cosh k(d+z)}{\cosh kd} \sin(kx - \omega t) + \frac{3\pi H^2}{16T} \frac{\cosh 2k(d+z)}{\sinh^4 kd} \sin 2(kx - \omega t) \quad (2.20)$$

Η εξίσωση της ελεύθερης επιφάνειας είναι:

$$\zeta = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{\pi H^2}{8} \frac{\cosh kd}{\sinh^3 kd} (\cos 2d + 2) \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.21)$$

Οι συνιστώσες της ταχύτητας ενός ρευστού είναι:

$$u = \frac{\pi H}{T} \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos(kx - \omega t) + \frac{3}{4} \frac{\pi^2 H^2}{TL} \frac{\cos 2k(d+z)}{\sinh^4(kd)} \cos 2(kx - \omega t) \quad (2.22)$$

$$w = \frac{\pi H}{T} \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3}{4} \frac{\pi^2 H^2}{TL} \frac{\sinh 2k(d+z)}{\sinh^4(kd)} \sin 2(kx - \omega t) \quad (2.23)$$

ΘΕΩΡΙΑ STOKES 5^{ης} ΤΑΞΗΣ

Η θεωρία Stokes 5ης τάξης, προτάθηκε από τον Fenton (1985) και σαν αδιάστατη παράμετρος, λαμβάνεται η κλίση του κύματος: $\epsilon = kH/2$.

Η λύση, σε ένα σύστημα αναφοράς κινούμενο με την ταχύτητα προώθησης c (και σταθερό προφίλ κύματος steady wave profile) δίνεται από (Fenton, 1985):

$$\begin{aligned} \Phi(x, z) &= -\bar{u}x + c_0 \left(\frac{g}{k^3}\right)^{1/2} \sum_{i=1}^5 \epsilon^i \sum_{j=1}^i A_{ij} \cos jkz \sin jkx \\ k\zeta(x, z) &= kd + \sum_{i=1}^5 \sum_{j=1}^i B_{ij} \epsilon^i \cos jkx \\ (Q - \bar{u}d) \left(\frac{k^3}{g}\right)^{1/2} &= \sum_{i=1}^5 D_i \epsilon^i \end{aligned} \quad (2.24)$$

Όπου \bar{u} η μέση οριζόντια ταχύτητα και ορίζεται ως:

$$\bar{u} \left(\frac{k}{g}\right)^{1/2} = c_0 + \epsilon^2 c_2 + \epsilon^4 c_4 \quad (2.25)$$

Και A_{ij} , B_{ij} , c_i , D_i είναι αδιάστατοι συντελεστές του kd .

Η ταχύτητα προώθησης c δίνεται από τη σχέση:

$$c = \frac{L}{T} = \bar{u} + C_E = \frac{Q}{d} + C_S \quad (2.26)$$

Όπου C_E : η μέση ταχύτητα ως προς το χρόνο, C_S : η μέση ταχύτητα ως προς το βάθος.

Στα βαθιά ύδατα, η παράμετρος ϵ λαμβάνει σχετικά μικρές τιμές. Αντίθετα στα ρηχά ουσιαστικό ρόλο διαδραματίζει η αδιάστατη παράμετρος Ursell:

$$U_r = \frac{HL^2}{d^3} \quad (2.27)$$

Το πεδίο που εφαρμόζεται η συγκεκριμένη θεωρία είναι για τιμές $U_r < 40$, για μακρύτερους κυματισμούς χρησιμοποιείται η θεωρία Ροϊκής Συνάρτησης.

ΘΕΩΡΙΑ ΡΟΙΚΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ (STREAM FUNCTION)

Η συγκεκριμένη μέθοδος, βασίζεται στις σειρές Fourier της ροϊκής συνάρτησης Ψ και αναπτύχθηκε από τον Dean(1965). Η συνάρτηση δυναμικού Φ , αντικαθιστάται από τη ροϊκή συνάρτηση Ψ , που ορίζεται, σε δύο διαστάσεις x, z :

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial z} \quad w = -\frac{\partial \Psi}{\partial x} U_r = \frac{HL^2}{d^3} \quad (2.28)$$

Και ισχύει ότι:

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} = 0 \quad (2.29)$$

Οι οριακές συνθήκες στον πυθμένα και στην επιφάνεια είναι:

$$\Psi(x, 0) = 0, \text{ για } z=0 \quad (2.30)$$

$$\Psi(x, \zeta) = -Q, \text{ για } z=\zeta \quad (2.31)$$

Όπου Q : η μέση ειδική παροχή κάτω από τον κυματισμό για σύστημα αναφοράς με ταχύτητα c .

Η δυναμική συνθήκη ελεύθερης επιφάνειας είναι:

$$\frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial \Psi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial z} \right)^2 \right) + g\zeta = R \quad (2.32)$$

Όπου R είναι μία θετική σταθερά.

Σύμφωνα με τον Dean (1965) η μεταβλητή Ψ προσεγγίζεται από την σχέση:

$$\Psi(x, z) = -cz + \sum_{j=1}^N a_j \sin jkz \cos jkx \quad (2.33)$$

Όπου το N δηλώνει την τάξη της θεωρίας. Η εκλογή της τάξης εξαρτάται από την περιοχή εφαρμογής της. Μικρές τιμές του N ($N=5$) ενδέχεται να δημιουργήσουν μη

ρεαλιστικά κύματα μικρού μήκους, τα οποία όμως δεν εμφανίζονται για μεγαλύτερες τιμές ($N=18$).

ΘΕΩΡΙΑ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΕΛΛΕΙΠΤΙΚΟΥ ΣΥΝΗΜΙΤΟΝΟΥ (CNOIDAL WAVES)

Το πεδίο εφαρμογής της συγκεκριμένης μεθόδου λαμβάνει χώρα στα ρηχά ύδατα μακρών κυματισμών πεπερασμένου πλάτους. Τα κύματα αυτά έχουν την μοναδική ιδιότητα να μεταπίπτουν σε μοναχικούς κυματισμούς στη μία ακραία τους περίπτωση και στην άλλη σε προφίλ ελεύθερης επιφάνειας που εκφράζεται με συνημιτονοειδείς όρους. Το προφίλ της ελεύθερης επιφάνειας αναπτύσσεται σε όρους Ιακωβιανού ελλειπτικού ολοκληρώματος, $cn(u)$, εξ' ου και η ονομασία <<cnoidal>>.

ΘΕΩΡΙΑ ΜΟΝΑΧΙΚΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ (SOLITARY WAVE)

Σύμφωνα με την θεωρία μοναχικού κύματος, μια απότομη μετατόπιση του στερεού ορίου που περικλείει τη θάλασσα μάζα, προκαλεί μία αντίστοιχη διαταραχή (υπερύψωση-ήβωμα) στην ελεύθερη επιφάνεια. Η μεταβολή αυτή, προωθείται με ταχύτητα φάσης:

$$C = \sqrt{g(H + d)} \quad (2.34)$$

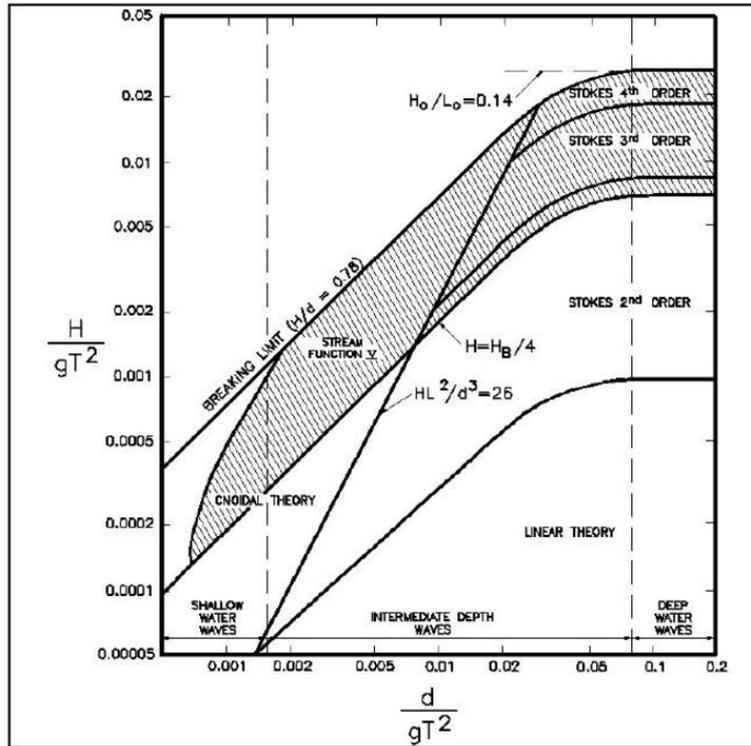
Και έχει τη μορφή του <<μοναχικού κύματος>>.

Η μεταβολή της στάθμης της θάλασσας, περιγράφεται από την σχέση:

$$\zeta = H \operatorname{sech}^2 \left[\sqrt{\frac{3H}{4(H+d)}} * \frac{x-ct}{d} \right] \quad (2.35)$$

Ενώ ο όγκος του νερού που περικλείεται μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας και της στάθμης ηρεμίας και μετακινείται λόγω του μοναχικού κύματος είναι:

$$V = \sqrt{\frac{16}{3} d^3 H} \quad (2.36)$$



Σχήμα 2.5: Πεδία εύρους διαφόρων θεωριών (Πηγή: Μέμος Κ., 2007).

2.3 ΠΡΑΓΜΑΤΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ

Η ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας, στην πραγματικότητα, μεταβάλλεται τυχαία, αφού αποτελείται από ποικίλους κυματισμούς διαφόρων υψών, περιόδων και διευθύνσεων. Εξαιτίας της πολυπλοκότητας είναι αδύνατος ο ντετερμινιστικός προσδιορισμός της στο χώρο και στο χρόνο. Για αυτό το λόγο, αναπτύχθηκαν μέθοδοι διερεύνησης της πιθανοτικής εμφάνισης των χαρακτηριστικών των κυμάτων στην επιφάνεια της θάλασσας. Με αυτό τον τρόπο, προκύπτει μία ρεαλιστική προσέγγισή της.

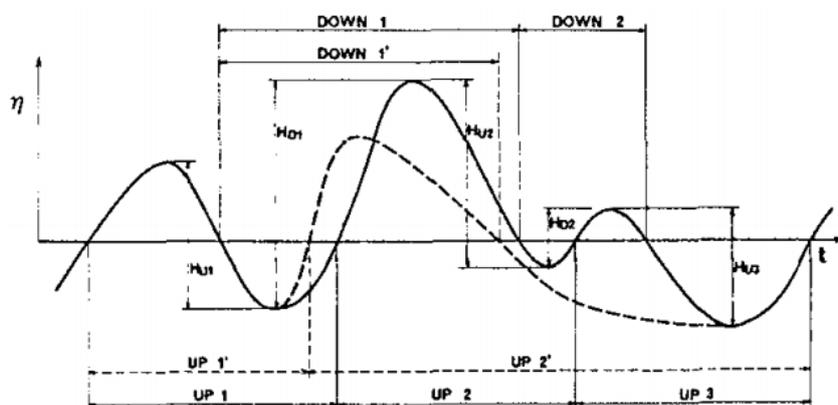
Μία κατηγορία μεθόδων, είναι η ανάλυση κυμάτων όπως αυτά καταγράφονται από πραγματικές παρατηρήσεις (καταγραφή των υψών κύματος) σε μία ορισμένη θέση σε συνάρτηση με το χρόνο. Οι μέθοδοι αυτοί ονομάζονται <<μέθοδοι πρόβλεψης στο πεδίο του χρόνου>> (**time domain**) και είναι δυνατός, ο προσδιορισμός της πιθανότητας εμφάνισης οποιουδήποτε ύψους κύματος, εφόσον θεωρηθεί γνωστή η κατανομή των υψών κύματος.

Ακόμη αναπτύχθηκαν μέθοδοι, όπου χρησιμοποιούνται τεχνικές φασματικής ανάλυσης των κυματικών καταγραφών, όπου οι συνιστώσες αναπαριστούν απλούς ημιτονοειδής κυματισμούς. Οι κυματισμοί εξάγονται χρησιμοποιώντας μαθηματικά εργαλεία μετασχηματισμού Fourier, που αποσυνθέτουν την καταγεγραμμένη χρονοσειρά ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και υπολογίζουν τελικώς τη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας των διαφόρων χαρακτηριστικών κυματικών μεγεθών. Οι παραπάνω μέθοδοι αναφέρονται ως <<μέθοδοι πρόβλεψης στο πεδίο των συχνοτήτων>> (**frequency domain**).

2.3.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΟΥ ΧΡΟΝΟΥ

Η συγκεκριμένη μέθοδος απαιτεί μετρήσεις της επιφάνειας της θάλασσας. Η χρονοσειρά της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας, χωρίζεται σε διακριτά τμήματα, τα οποία θεωρούνται ανεξάρτητα κύματα, και στα οποία καθορίζονται τα ύψη και οι περίοδοι κύματος του καθενός. Το εύρος ενός κύματος καθορίζεται από

το μέγιστο και το ελάχιστο των καταγεγραμμένων κυμάτων. Η περίοδος του κύματος, θεωρείται ως το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών κατώτατων ή ανώτατων σημείων. Ακόμη, μπορεί να οριστεί ως το χρονικό διάστημα μεταξύ δύο διαδοχικών σημείων μηδενισμού της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας και όταν η επιφάνεια έχει καθοδική πορεία λέγεται zero down-crossing period ή zero up-crossing period για ανοδική πορεία και το ύψος κύματος ορίζεται ως η κατακόρυφη απόσταση μεταξύ της κορυφής και της κοιλίας του κύματος στην περίοδο αυτή. Σύμφωνα με τη σύσταση της PIANC (Permanent International Association of Navigation Congresses), χρησιμοποιείται η μέθοδος του κάτω μηδενισμού.



Σχήμα 2.6: Σχηματική απεικόνιση διαφορών μεταξύ των μεθόδων zero-down crossing και zero-up crossing (Πηγή: Mizuguchi, 1982).

Δύο σημαντικές παράμετροι, οι οποίες είναι απαραίτητες για να καθορίσουν επαρκώς την θαλάσσια κατάσταση είναι το χαρακτηριστικό ύψος κύματος H_s και η χαρακτηριστική περίοδος T_s . Η χαρακτηριστική περίοδος μπορεί να υπολογιστεί με διάφορες μεθόδους όπως το μέσο ύψος κύματος H_m και τη μέση τετραγωνική ρίζα ύψους κύματος H_{rms} .

2.3.1.1 ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΟΣ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ

Τα επιμέρους N κύματα μετριοούνται και ταξινομούνται σε φθίνουσα σειρά, προσδιορίζοντας έτσι το μέγιστο H_{\max} και το ελάχιστο H_{\min} ύψος κύματος. Το μέσο στατιστικό ύψος υπολογίζεται από την σχέση:

$$H_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N H_i \quad (2.37)$$

Και το χαρακτηριστικό ύψος κύματος από την σχέση:

$$H_s = H_{1/3} = \frac{3}{N} \sum_{i=1}^{N/3} H_i \quad (2.38)$$

Όμοια η μέση στατιστική περίοδος υπολογίζεται από τη σχέση:

$$T_m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i \quad (2.39)$$

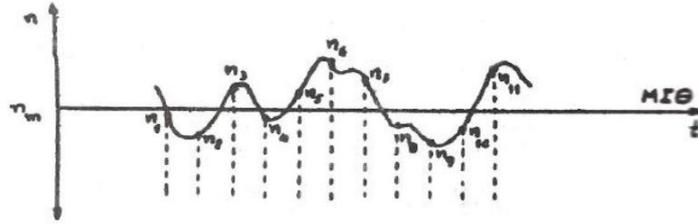
Και η χαρακτηριστική περίοδος από τη σχέση:

$$T_s = T_{1/3} = \frac{3}{N} \sum_{i=1}^{N/3} T_i \quad (2.40)$$

Η κατανομή των υψών κύματος μπορεί να περιγράψει από τις κατανομές Rayleigh και Weibull.

2.3.1.2 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΩΝ ΜΕ ΤΗΝ ΜΕΘΟΔΟ RMS.

Σύμφωνα με τους Cartwright και Longuet-Higgins (1956), για το προσδιορισμό των κυματικών παραμέτρων με τη μέθοδο RMS (μέθοδος τετραγωνικής ρίζας), μας ενδιαφέρουν οι τιμές των απομακρύνσεων n_i της θαλάσσιας επιφάνειας $\eta(t)$ από τη μέση στάθμη ηρεμίας, με την παραδοχή ότι τα ύψη κύματος ακολουθούν την κατανομή Rayleigh. Με ένα σταθερό χρονικό βήμα, λαμβάνονται K τιμές της υπερύψωσης n_i (Σχήμα 2.7).



Σχήμα 2.7: Μεταβολές της θαλάσσιας επιφάνειας $n(t)$ για σταθερό χρονικό βήμα (Πηγή: Μουτζούρης, 2009).

Για τις τιμές K που σημειώθηκαν, υπολογίζεται η μέση στάθμη n_m της επιφάνειας της θάλασσας:

$$n_m = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K n_i \quad (2.41)$$

Η μέση τετραγωνική τιμή της στάθμης n_{rms} δίνεται από τη σχέση:

$$n_{rms} = \sqrt{\overline{(n^2)}} \quad (2.42)$$

Όπου:

$$\overline{n^2} = \frac{1}{K} \sum_{i=1}^K n_i^2 \quad (2.43)$$

Από τη μέση τετραγωνική τιμή της στάθμης υπολογίζονται οι βασικές παράμετροι ύψους:

$$H_m = 2.5n_{rms} \quad (2.44)$$

$$H_{1/3} = 4n_{rms} \quad H_m = 2.5n_{rms} \quad (2.45)$$

Για N αριθμό κυμάτων, το πιο πιθανό μέγιστο ύψος κυμάτων H_{max} είναι :

$$H_{max} = H_{1/3} \left[\ln \left(\frac{N}{2} \right) \right]^{0.5} \quad (2.46)$$

Το χαρακτηριστικό ύψος μπορεί επίσης να εκφραστεί από τη σχέση:

$$H_{1/n} = H_{rms} \left\{ \sqrt{\ln N} + \frac{n}{2} \sqrt{\pi} (1 - \text{erf} \sqrt{\ln N}) \right\} \quad (2.47)$$

Οπότε προκύπτει ότι:

$$H_{1/3} = 1.41H_{rms} \quad \text{για } N=3 \quad (2.48)$$

$$H_{1/10} = 1.80 H_{rms} \text{ για } N=10 \quad (2.49)$$

Μειονέκτημα αυτής της μεθόδου είναι ότι δεν επιτρέπει τον υπολογισμό των περιόδων του κύματος.

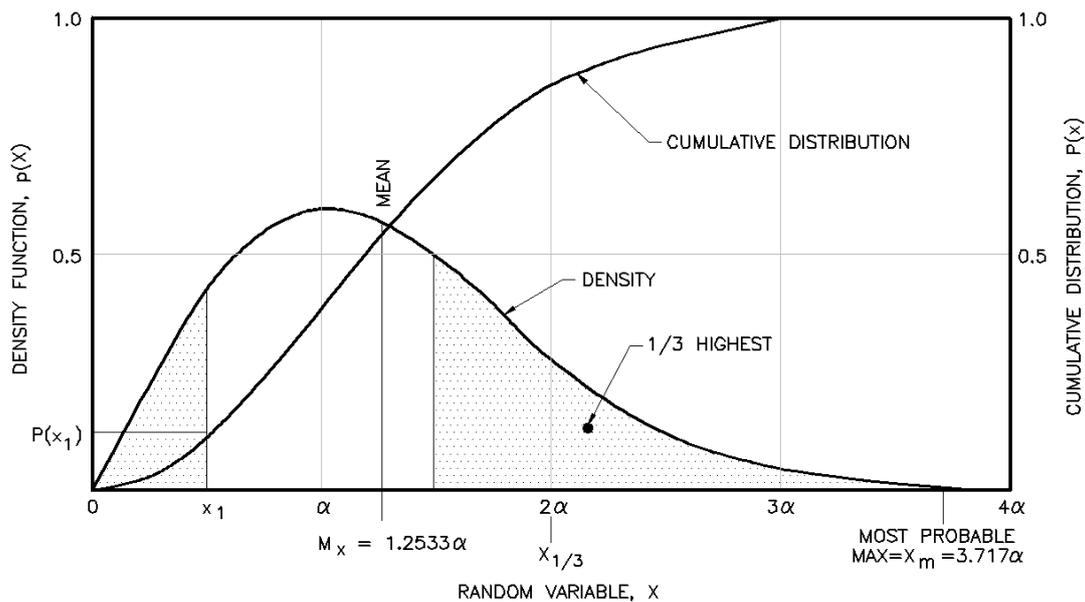
Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας είναι:

$$p(H) = \frac{2H}{H_{rms}^2} \exp \left[- \left(\frac{H}{H_{rms}} \right)^2 \right] \quad (2.50)$$

Και η πιθανότητα υπέρβασης μίας τιμής H_* δίνεται από τον εξής τύπο:

$$p(H \geq H_*) = \exp \left[- \left(\frac{H_*}{H_{rms}} \right)^2 \right] \quad (2.51)$$

Στο Σχήμα 2.8 παρουσιάζεται γραφικά η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας και η αθροιστική κατανομή πιθανότητας.



Σχήμα 2.8: Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας και η αθροιστική κατανομή πιθανότητας (Πηγή: CEM, 2006).

2.3.2 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΚΥΜΑΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΟΧΗ ΤΩΝ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ

Η συγκεκριμένη ανάλυση, καθορίζει τη κατανομή της κυματικής ενέργειας και τα μέσα στατιστικά χαρακτηριστικά για κάθε συχνότητα, μετασχηματίζοντας την χρονοσειρά σε φάσμα $S(f)$. Το κυματικό πεδίο, μπορεί να αναπαρασταθεί από την υπέρθεση πεπερασμένων ξεχωριστών κυμάτων διαφορετικών υψών, συχνοτήτων και κατευθύνσεων. Η κατανομή της ενέργειας αυτών των κυματομορφών μεταξύ των συνιστωσών των συχνοτήτων λέγεται φασματική συχνότητα του κύματος. Επιπλέον, η κατανομή της ενέργειας κύματος που λαμβάνει υπόψη της τόσο την συχνότητα όσο και την κατεύθυνση λέγεται κατευθυντικό φάσμα συχνοτήτων.

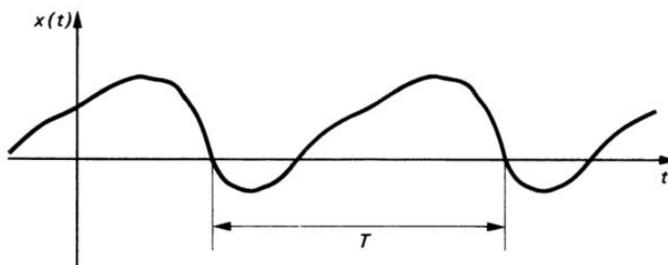
2.3.2.1 ΑΝΑΛΥΣΗ FOURIER

Από πολυάριθμες παρατηρήσεις σε συγκεκριμένες θαλάσσιες περιοχές και βέλτιστες προσεγγίσεις έχουν διαμορφωθεί αναλυτικές παραμετρικές εκφράσεις που περιγράφουν τις κατανομές ενέργειας στις διάφορες συχνότητες.

Στη φασματική ανάλυση, γίνεται η υπόθεση πως η σύνθετη μορφή της ελεύθερης επιφάνειας, προκύπτει από την υπέρθεση πολλών απλών μονοχρωματικών κυμάτων, απειροστού ύψους και διαφόρων κατευθύνσεων.

Η υπερύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, περιγράφεται ως μία άπειρη, τριγωνομετρική σειρά (Fourier) και είναι της μορφής:

$$x(t) = a_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \left(a_k \cos \frac{2\pi kt}{T} + b_k \sin \frac{2\pi kt}{T} \right) \quad (2.52)$$



Σχήμα 2.9: Τυχαία περιοδική συνάρτηση του χρόνου (Πηγή: Newland, 1993).

Όπου α_0 , α_k και b_k είναι οι συντελεστές του Fourier και περιγράφονται ως εξής:

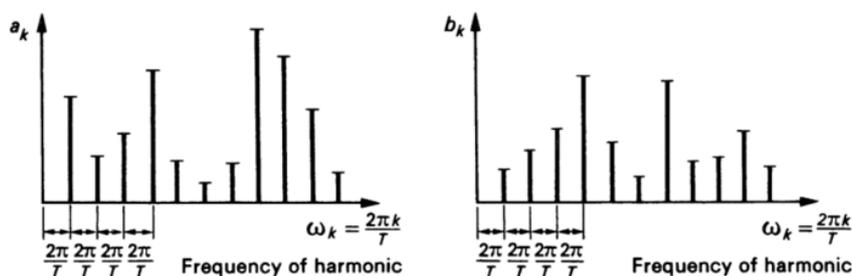
$$\alpha_0 = \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} x(t) dt \quad (2.53)$$

$$a_{k \geq 1} = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0} x(t) \cos \frac{2\pi kt}{T} dt \quad (2.54)$$

$$b_{k \geq 1} = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0} x(t) \sin \frac{2\pi kt}{T} dt \quad (2.55)$$

Με αυτό τον τρόπο, είναι δυνατό, πρακτικά, να καλυφθεί κάθε πρόβλημα μηχανικής. Ο μόνος περιορισμός είναι ότι όταν η $x(t)$ είναι ασυνεχής, τότε η χρονοσειρά δίνει τη μέση τιμή του $x(t)$ σε αυτό το σημείο.

Υποθέτουμε ότι η θέση του άξονα είναι προσαρμοσμένη έτσι ώστε η μέση τιμή του $x(t)$ να είναι μηδέν και ο συντελεστής α_0 απαλείφεται, ενώ οι υπόλοιποι δύο α_k και b_k διφέρουν μεταξύ τους όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.10.



Σχήμα 2.10: Γραφική αναπαράσταση των συντελεστών α_k και b_k της σειράς Fourier (Πηγή: Newland, 1993).

Ο οριζόντιος άξονας, αντιπροσωπεύει την συχνότητα:

$$\omega_k = \frac{2\pi k}{T} \quad (2.56)$$

Το διάστημα μεταξύ δύο γειτονικών συχνοτήτων θα είναι:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{T} \quad (2.57)$$

Όταν η περίοδος T μεγαλώνει, το διάστημα μεταξύ των συχνοτήτων $\Delta\omega$ μικραίνει, με αποτέλεσμα, οι συντελεστές του Fourier στην Εικόνα 2.10 να συμπυκνώνονται. Ενώ όταν η περίοδος τείνει στο άπειρο, οι συντελεστές συμπίπτουν ο ένας πάνω

στον άλλο. Σε αυτή τη περίπτωση, το $x(t)$ παύει να είναι περιοδικό και δεν είναι πλέον δυνατή η ανάλυσή του σε διακριτές συνιστώσες.

Κάτω υπό ορισμένες συνθήκες λοιπόν, μπορούμε να ακολουθήσουμε μία διαδικασία, κατά την οποία η χρονοσειρά Fourier, μετασχηματίζεται σε ολοκλήρωμα Fourier και οι συντελεστές του Fourier γίνονται συνεχείς συναρτήσεις της συχνότητας.

Αντικαθιστώντας τους συντελεστές Fourier (a_0, a_k, b_k) και τις Εξισώσεις 2.56-2.57 στην Εξίσωση 2.52 για $a_0=0$ προκύπτει:

$$x(t) = \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \frac{\Delta\omega}{\pi} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) \cos\omega_k t dt \right\} \cos\omega_k t + \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ \frac{\Delta\omega}{\pi} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} x(t) \sin\omega_k t dt \right\} \sin\omega_k t \quad (2.58)$$

Όταν $T \rightarrow \infty$ τότε $\Delta\omega \rightarrow d\omega$ και το άθροισμα Σ γίνεται ολοκλήρωμα με άκρα ολοκλήρωσης από $\omega = 0$ έως $\omega = \infty$. Σε αυτή την περίπτωση έχουμε:

$$x(t) = \int_{\omega=0}^{\infty} \frac{d\omega}{\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cos\omega t dt \right\} \cos\omega t + \int_{\omega=0}^{\infty} \frac{d\omega}{\pi} \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \sin\omega t dt \right\} \sin\omega t + \quad (2.59)$$

Και θέτοντας :

$$A(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \cos\omega t dt \quad (2.60)$$

Και

$$B(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} x(t) \sin\omega t dt \quad (2.60)$$

Όπου $A(\omega)$ και $B(\omega)$ είναι οι συνιστώσες του μετασχηματισμού Fourier του $x(t)$ της Εξίσωσης 2.59. Και τελικώς προκύπτει:

$$x(t) = 2 \int_0^{\infty} A(\omega) \cos\omega t d\omega + 2 \int_0^{\infty} B(\omega) \sin\omega t d\omega \quad (2.61)$$

(Newland, 1993)

Καταγράφοντας την σειρά Fourier συναρτήσει του χρόνου για ένα χρονικό διάστημα, προκύπτουν τα εξής στατιστικά χαρακτηριστικά: η μέση τιμή (μ), η μέση τετραγωνική τιμή (χ^2) και η διασπορά (σ^2).

$$\mu = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt \quad (2.62)$$

$$\chi^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)^2 dt \quad (2.63)$$

$$\sigma^2 = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T (x(t) - \mu)^2 dt \quad (2.64)$$

Με την συνάρτηση διακύμανσης R , παρουσιάζεται ο βαθμός συσχέτισης μεταξύ διαδοχικών τιμών x_i για ένα χρονικό βήμα τ .

$$R(\tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T x(t)x(t + \tau) dt \quad (2.65)$$

2.3.2.2 ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Με το μετασχηματισμό Fourier της συνάρτησης διακύμανσης $R(\tau)$, προκύπτει η συνάρτηση πυκνότητας φάσματος (ή φάσμα ενέργειας), η οποία εκφράζει την κατανομή της ενέργειας της χρονοσειράς $x(t)$ συναρτήσει της συχνότητας f .

$$S(f) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\tau) \cos(f\tau) dt \quad (2.66)$$

Με τον προσδιορισμό της συνάρτησης πυκνότητας ενέργειας φάσματος, υπολογίζεται η ολική ενέργεια της θαλάσσιας διαταραχής, η οποία ισούται με τη διασπορά και είναι:

$$E = \int_0^{\infty} S(f) df = \sigma^2 \quad (2.67)$$

Σημαντικά μεγέθη του ενεργειακού φάσματος είναι οι ροπές n τάξεως:

$$m_n = \int_0^{\infty} S(f) f^n df \quad (2.68)$$

Όπου f είναι η συχνότητα του κύματος για $n=0,1,2,\dots$

Τα ύψη κύματος, όπως αυτά προκύπτουν από την καμπύλη υπερύψωσης της θάλασσας για σταθερό χρονικό βήμα, θεωρείται ότι ακολουθούν την κατανομή Rayleigh. Και το σημαντικό ύψος κύματος προσεγγίζεται από την σχέση:

$$H_s \approx 4\sqrt{m_0} \quad (2.69)$$

Το εύρος φάσματος ορίζεται από τις παραμέτρους:

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}} \quad (2.70)$$

$$\nu = \sqrt{\frac{m_0 m_2}{m_1^2} - 1} \quad (2.71)$$

Κατ' ουσία η παράμετρος ε εκφράζει την γεωμετρική ευρύτητα ή αντίστοιχα τη στενότητα που εμφανίζει το ενεργειακό φάσμα στο άξονα συχνοτήτων.

ΣΤΕΝΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ

Στο στενό ενεργειακό φάσμα, αναπτύσσεται σε μία στενή περιοχή συχνοτήτων η κυματική κατάσταση. Στενό θεωρείται ένα φάσμα όταν $\nu^2 \ll 1$. Προϋπόθεση αυτής της θεωρίας είναι ότι η ω_0 είναι σταθερή, γεγονός που δεν ανταποκρίνεται στο φυσικό φαινόμενο. Σε αυτή την περίπτωση το προφίλ της κυματικής επιφάνειας εκφράζεται από την σχέση:

$$x(t) = a(t) \cos [\omega_0 t + \varepsilon(t)] \quad (2.72)$$

Το χαρακτηριστικό ύψος κύματος δίνεται από την σχέση:

$$H_s = 1.42(8m_0)^{0.5} = 4.01(m_0)^{0.5} \quad (2.73)$$

ΕΥΡΥ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ

Το στενό ενεργειακό φάσμα δεν μπορεί να θεωρηθεί ότι καλύπτει σε μεγάλο ποσοστό του θαλάσσιου κυματισμούς όπου οι καταστάσεις ευρέος φάσματος είναι επίσης συνήθεις. Για το λόγο αυτό, ο προσδιορισμός της κατανομής του ύψους

κύματος προσεγγίζεται από μία γενικευμένη θεώρηση που περιλαμβάνει όλες τις περιπτώσεις.

Υπάρχουν διάφοροι τύποι ενεργειακών φασμάτων, οι οποίοι χρησιμοποιούνται σε έργα που αφορούν τον προσδιορισμό του πεδίου της θαλάσσιας κατάστασης και βασίζονται στο σημαντικό ύψος κύματος, στην περίοδο, κτλ. Ορισμένα από αυτά παρουσιάζονται παρακάτω.

Φάσμα Bretschneider (1959)

Το εν λόγω φάσμα, αντικατέστησε το φάσμα PM, αφού αυτό αναφέρεται σε πλήρως ανεπτυγμένες θάλασσες, γεγονός που κάνει το φάσμα PM να είναι περιοριστικό. Περιγράφεται από την εξής σχέση:

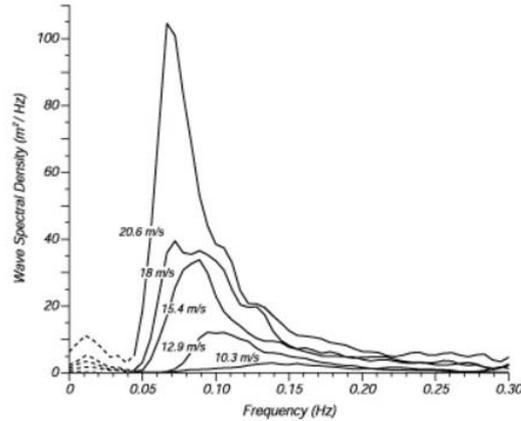
$$S(f) = \frac{\alpha g^2}{(2\pi)^4} T^3 e^{-0.675 \left(\frac{gT}{2\pi W F_2} \right)^4} \quad (2.74)$$

Όπου

$\alpha = 3,44 \frac{F_1^2}{F_2^2}$, $F_1 = \frac{gH_{100}}{W^2}$, $F_2 = \frac{gT_{100}}{2\pi}$ και W είναι η ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 10m από την επιφάνεια της θάλασσας. Το φάσμα αυτό αντιπροσωπεύει αναπτυσσόμενους και αναπτυγμένους κυματισμούς.

Φάσμα PM (Pierson-Moskowitz) (1964)

Το συγκεκριμένο φάσμα, αποτελεί μία εμπειρική σχέση, που καθορίζει την κατανομή της ενέργειας με την συχνότητα και αφορά πλήρως ανεπτυγμένες θάλασσες. Προέκυψε από μετρήσεις που έγιναν στο βόρειο Ατλαντικό κατά τη διάρκεια του 1964.



Σχήμα 2.11: Φάσμα PM για πλήρως ανεπτυγμένες θάλασσες, για διάφορες ταχύτητες (Πηγή: <http://www.wikiwaves.org>).

Δίνεται από τον εξής τύπο:

$$S(f) = \frac{\alpha g^2}{(2\pi)^4 f^5} e^{-0.74 \left(\frac{g}{2\pi W^* f} \right)^4} = \frac{\alpha g^2}{(2\pi)^4 f^5} e^{-1.25 \left(\frac{f_p}{f} \right)^4} \quad (2.75)$$

Όπου $\alpha=0,0081$, f_p είναι συχνότητα της κορυφής (μέγιστης τιμής) του φάσματος και W^* είναι η ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 19,5m από την επιφάνεια της θάλασσας. Η ταχύτητα αυτή είναι 10% μεγαλύτερη από την ταχύτητα του ανέμου σε ύψος 10m από την επιφάνεια της θάλασσας. Για το φάσμα αυτό προκύπτει:

$$H_s = 0.21 \frac{W^{*2}}{g} \quad (2.76)$$

$$f_p = \frac{1}{T_p} = 0.87 \frac{g}{2\pi W^*} \quad (2.77)$$

Φάσμα Jonswap (Hasselmann et al., 1973)

Οι Hasselmann et al, το 1973, μετά από την ανάλυση των δεδομένων που συλλέχθηκαν από την βόρεια θάλασσα, έδειξαν ότι για ανάπτυξη κυματισμών με περιορισμένο μήκος αναπτύγματος, το ενεργειακό φάσμα θα είναι της μορφής:

$$S(f) = \frac{\alpha g^2}{(2\pi)^4 f^5} e^{-1.25 \left(\frac{f_p}{f} \right)^4} \gamma^\alpha \quad (2.78)$$

Όπου:

$$\alpha = e^{-\frac{(f-f_p)^2}{2\sigma^2 f_p^2}} \quad (2.79)$$

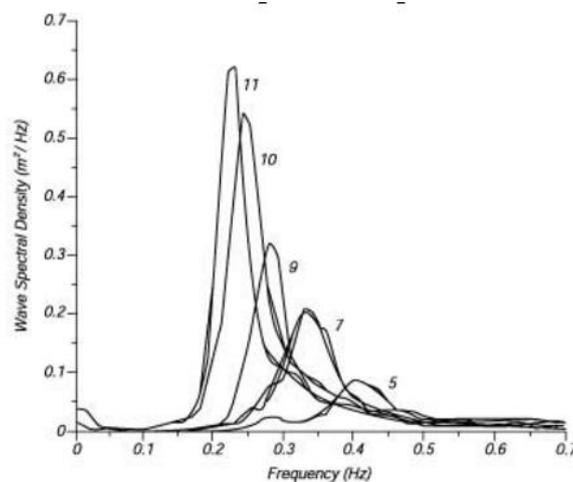
$$\sigma = \begin{cases} 0,07 & f \leq f_p \\ 0,09 & f > f_p \end{cases} \text{ και } 1 \leq \gamma \leq 7 \quad (2.80)$$

$$\alpha = 0,076 \left(\frac{gF}{W^2} \right)^{-0.22} \quad (2.81)$$

$$f_p = 3.5 \frac{g}{W} \left(\frac{gF}{W^2} \right)^{-0.33} \quad (2.82)$$

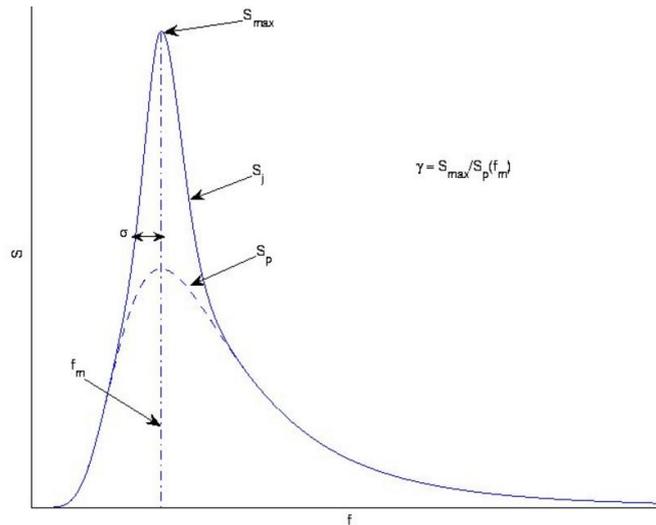
Ενώ για την παράμετρο γ προτείνεται είτε η τιμή 3,3 , είτε η εμπειρική σχέση:

$$\gamma = 7 \left(\frac{gF}{W^2} \right)^{-0.143} \quad (2.83)$$



Σχήμα 2.12: Φάσμα Jonswap, για διάφορα Fetch (Πηγή: <http://www.wikiwaves.org>).

Το φάσμα Jonswap, είναι παρόμοιο με το φάσμα PM. Η διαφορά τους έγκειται στο γεγονός ότι στο φάσμα Jonswap, τα κύματα συνεχίζουν να μεγαλώνουν με την απόσταση (ή το χρόνο) και η κορυφή στο φάσμα είναι πιο έντονη όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.13.



Σχήμα 2.13: Το φάσμα Jonswar και το φάσμα PM (Πηγή: <http://www.wikiwaves.org>).

Φάσμα TMA

Μελετήθηκε από τους Bouws et al. (1985) και χρησιμοποιείται για αβαθή ύδατα (ρηχά ή ενδιάμεσα) και εκφράζεται με την σχέση:

$$S_{TMA}(f) = S_j(f) * \Phi(f, d) \quad (2.84)$$

Και ισχύει ότι:

$$\Phi(f, d) = \begin{cases} \frac{1}{2} \omega_d^2, & 0 < \omega_d \leq 1 \\ 1 - \frac{1}{2} (2 - \omega_d)^2, & 1 < \omega_d \leq 2 \\ 1, & \omega_d > 2 \end{cases} \quad (2.85)$$

Όπου:

$$\omega_d = 2\pi f \sqrt{\frac{d}{g}} \quad (2.86)$$

2.3.3 ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΖΕΥΓΟΥΣ ΥΨΩΝ-ΠΕΡΙΟΔΩΝ

Έως και σήμερα δεν υπάρχουν εκτενείς αναφορές για την απεικόνιση του κυματικού πεδίου όσον αφορά το ζεύγος του ύψους κύματος και της περιόδου κυματισμού (H,T), ο λόγος είναι ότι δεν υπάρχει κάποια αναλυτική σχέση που να συνδέει τα δύο

αυτά χαρακτηριστικά του κύματος. Οι περισσότερες έρευνες έχουν εστιάσει κυρίως στον καθορισμό αυτών των παραμέτρων ως ανεξάρτητες μεταβλητές. Ο προσδιορισμός ωστόσο της μεμονωμένης κατανομής υψών ή περιόδων του κύματος δεν επαρκεί για τις πληροφορίες που απαιτούνται για τον ασφαλή σχεδιασμό των θαλάσσιων και παράκτιων έργων.

Στη συνέχεια γίνεται μία σύντομη περιγραφή των ερευνών που έχουν γίνει ως και σήμερα, σύμφωνα με την διεθνή επιστημονική βιβλιογραφία, για την προσομοίωση βραχυπρόθεσμων κυματικών χαρακτηριστικών βασισμένες στο ενεργειακό φάσμα της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας στενού εύρους.

2.3.3.1 LONGUET-HIGGINS

Το 1975 ο Longuet – Higgins ήταν ο πρώτος που ασχολήθηκε με την μελέτη από κοινού πυκνότητας πιθανότητας των περιόδων και υψών τυχαίων κυματισμών, χαρακτηριστικά τα οποία προήλθαν από μία Γκαουσιανή καταγραφή στενού φάσματος. Η θεωρία του, βασίστηκε στην εργασία του Rice (1944, 1945) η οποία αφορούσε τον θόρυβο των ηλεκτρονικών κυκλωμάτων, επομένως ο Longuet – Higgins έκανε επέκταση αυτής της εργασίας για να περιγράψει τα ανεμογενή κύματα.

Σύμφωνα με αυτή την κατανομή, η διακύμανση των περιόδων, για δεδομένο ύψος κύματος, είναι αντιστρόφως ανάλογη από το ύψος κύματος. Με αυτό τον τρόπο, υψηλότερα κύματα τείνουν να εμφανίζονται συχνότερα. Η κατανομή αυτή, βρίσκεται να είναι σύμφωνη με τις καταγεγραμμένες περιόδους και ύψη κύματος από τον Κόλπο του Μεξικού όπως περιγράφονται από τον Bretschneider (1975).

Η έκφραση της συνάρτησης πυκνότητας πιθανότητας της περιόδου $p(T)$ περιγράφεται από την παρακάτω σχέση:

$$p(\tau) = \frac{v^2}{2[v^2 + (\tau - 1)^2]^{3/2}} \quad (2.87)$$

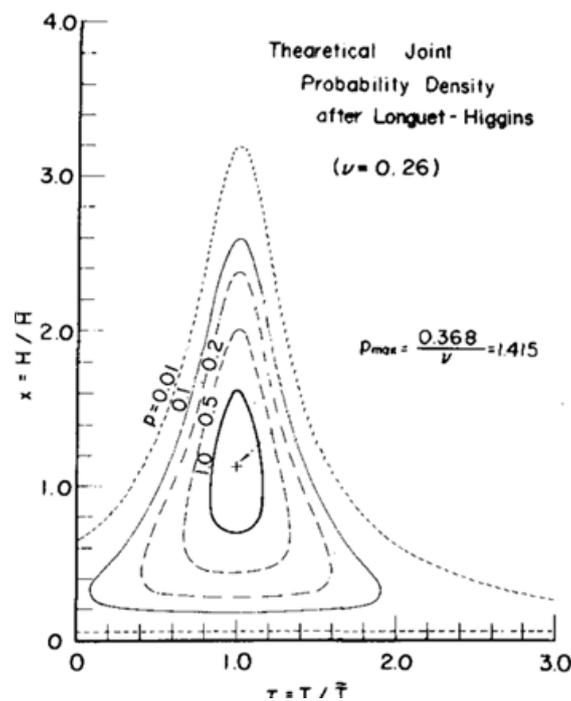
Όπου:

$$\tau = \frac{Tm_1}{m_0} \quad (2.88)$$

Και ν , ο συντελεστής εύρους φάσματος:

$$\nu^2 = \frac{\mu_2}{\mu_0 \sigma_m^2} \quad (2.89)$$

Η θεωρητική κατανομή του Longuet – Higgins, φέρει άξονα συμμετρίας στο $T = \bar{T}$ όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 2.14.



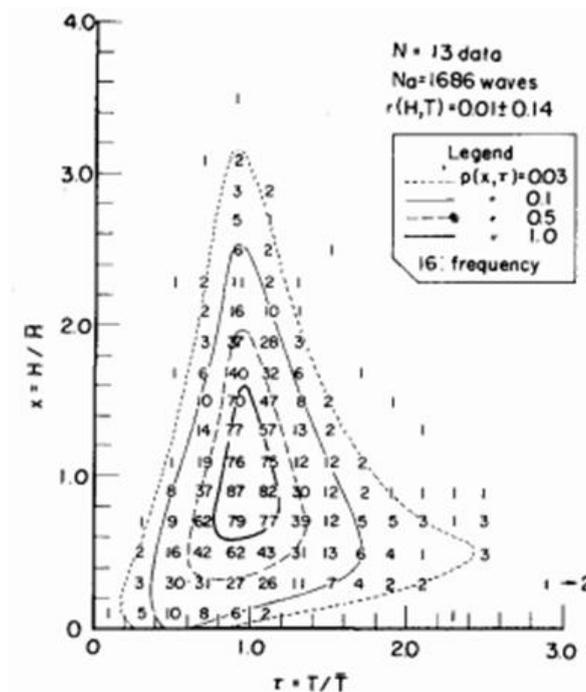
Σχήμα 2.14: Η από κοινού πυκνότητα πιθανότητας ($\nu=0.26$) (Πηγή: Longuet – Higgins, 1975).

Γενικά τα κύματα έχουν ασύμμετρη κατανομή σε σχέση με τις περιόδους του κύματος. Ένα μέτρο ασυμμετρίας είναι ο συντελεστής συσχέτισης του ύψους κύματος (H) και της περιόδου (T). Στα θαλάσσια κύματα ο εν λόγω συντελεστής μπορεί να υπερβαίνει το 0.7, η θεωρητική κατανομή όμως του Longuet – Higgins αποδίδει τον συντελεστή μηδέν για τον λόγω αυτό στη Εικόνα 2.14 εμφανίζεται συμμετρία, γεγονός που υποδηλώνει ότι η συγκεκριμένη μέθοδος μειονεκτεί.

Το 1983 ο Longuet – Higgins αναδιατύπωσε το μοντέλο του ώστε να άρει την ασυνέπεια που είχε το προηγούμενο μοντέλο του ως προς την συμμετρία. Με αυτόν τον τρόπο κατάφερε να συμπεριλάβει την τάση που έχουν τα πραγματικά θαλάσσια κύματα όταν έχουν μικρή περίοδο να έχουν και μικρό ύψος κύματος και όταν έχουν μεγάλα ύψη να έχουν και μεγάλες περιόδους. Για τον λόγο αυτό, καθόρισε τον συντελεστή συσχέτισης του ύψους και της περιόδου κύματος, να είναι $\nu \leq 0.6$. Η έκφραση της κατανομής της περιόδου κύματος δίνεται από την παρακάτω σχέση.

$$p(\tau) = \left(1 + \frac{\nu^2}{4}\right) \frac{1}{2\nu\tau^2} \left[1 + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right)^2 \frac{1}{\nu^2}\right]^{-3/2} \quad (2.90)$$

Βασικό χαρακτηριστικό των νέων θεωρητικών διαγραμμάτων της από κοινού πιθανότητας, είναι η ασύμμετρη μορφή τους εν γένει και η καλύτερη σύμπτωση που παρουσιάζουν με τις παρατηρήσεις πεδίου, από μετρήσεις των Chakrabarti και Goda στον Βόρειο Ατλαντικό για τιμές του ν που θεωρήθηκαν ότι αντιστοιχούν σε ομοειδής περιπτώσεις (Σχήμα 2.15).



Σχήμα 2.15: Μετρήσεις στον Βόρειο Ατλαντικό του Goda (1978).

2.3.3.2 CAVANIE, ARCHAN ΚΑΙ EZRATY

Η συγκεκριμένη μελέτη έλαβε χώρα το 1976 στο Centre Oceanologique de Bretagne. Βασίστηκε σε στενά φάσματα, αφού τα φάσματα καταιγίδας είναι πρακτικά στενά, επομένως η τεχνική της άνω διάβασης είναι εφαρμόσιμη. Το γεγονός αυτό επαληθεύτηκε και από τις μετρήσεις στην Βόρεια Θάλασσα.

Η θεωρητική έκφραση της κατανομής της περιόδου κύματος δίνεται από την παρακάτω σχέση.

$$p(\tau) = \frac{\alpha^3 \beta^2 \tau}{[(\tau^2 - \alpha^2)^2 + \alpha^4 \beta^2]^{3/2}} \quad (2.91)$$

Με :

$$\alpha = \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 - \varepsilon^2}) \quad (2.92)$$

$$\beta = \frac{\varepsilon}{\sqrt{1 - \varepsilon^2}} \quad (2.93)$$

Όπου:

$$\varepsilon = \left(1 - \frac{m_2^2}{m_0 m_4}\right)^{1/2} \quad (2.94)$$

Η αδιάστατη περίοδος είναι:

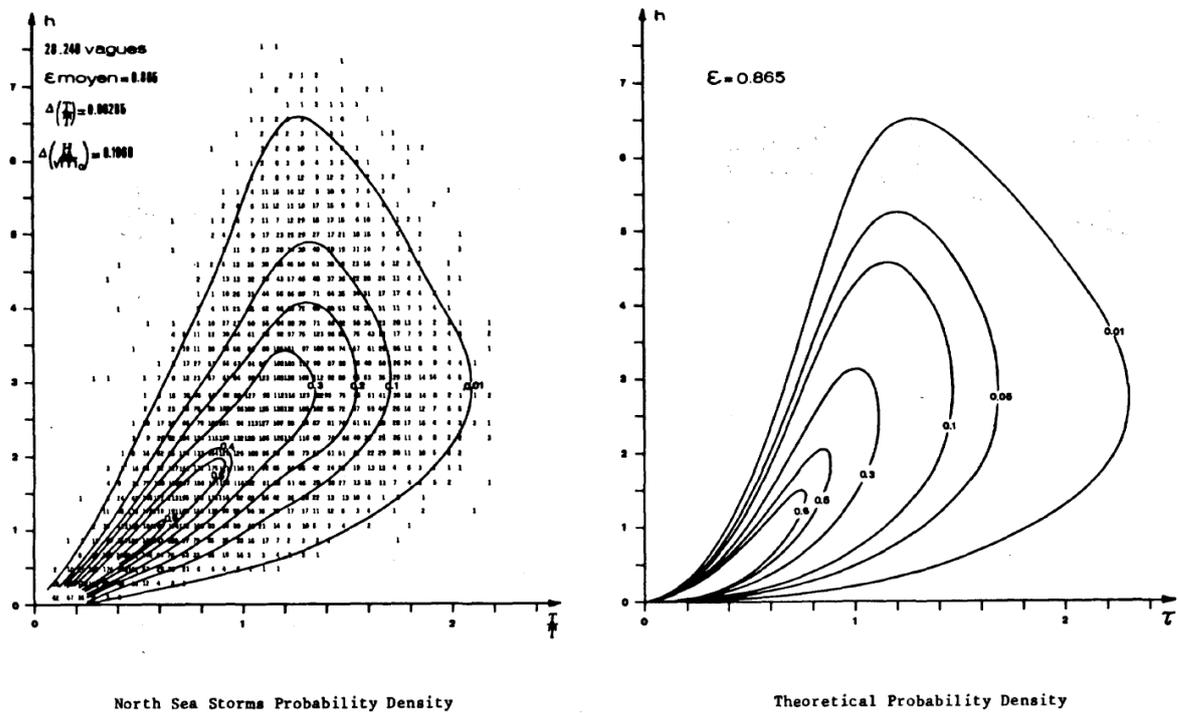
$$\tilde{\tau} = \zeta \tilde{\tau} = \tilde{\zeta} \frac{T m_1}{m_0} \quad (2.95)$$

Με το $\tilde{\zeta}$ να είναι συνάρτηση του ε , όπου οι Cavanie' et al το θεώρησαν $\varepsilon=1$.

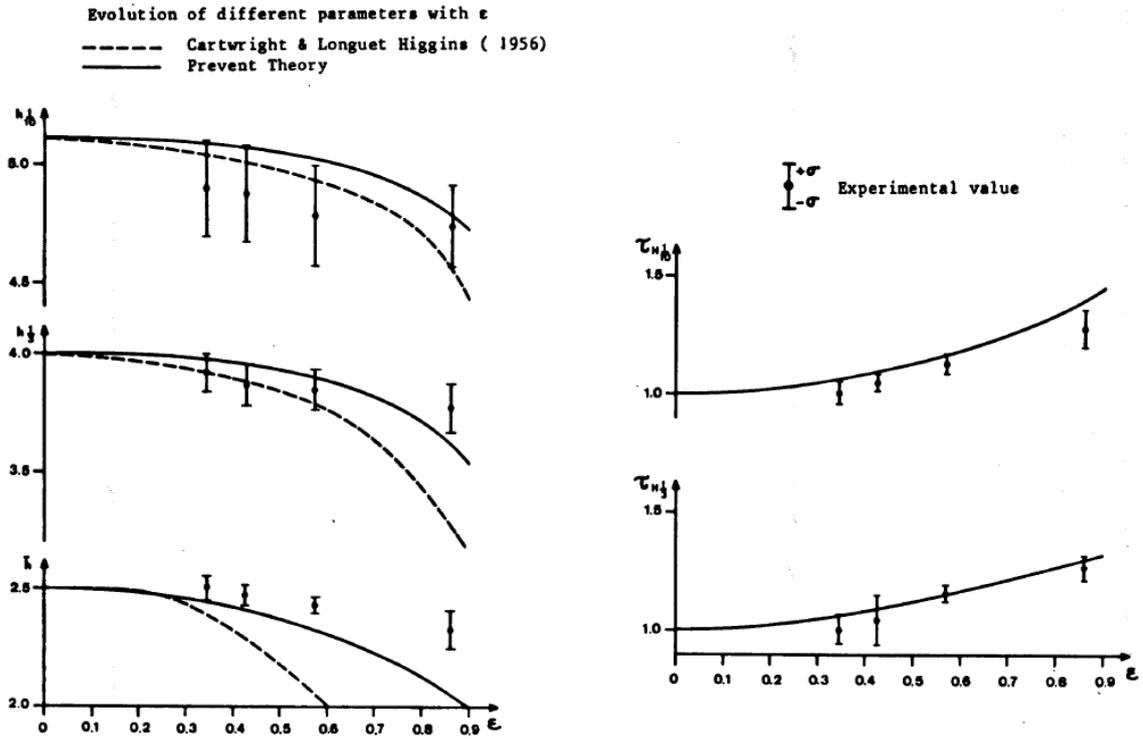
Από την Εικόνα 2.16 παρατηρούμε ότι οι μετρήσεις από την Βόρεια Θάλασσα είναι αρκετά κοντά στην θεωρητική πυκνότητα πιθανότητας, μολονότι η θεωρία βασίζεται σε ανάλυση στενού φάσματος, με τον μόνο περιορισμό ότι το πείραμα χρησιμοποιεί την αδιάστατη περίοδο $T_{z.u.c.}/\tilde{T}$ στην θέση του τ . Από τους συγγραφείς της εργασίας θεωρείται ότι η ανάλυση καλύπτει όχι μόνο τις περιπτώσεις στενού φάσματος αλλά και τις ευρέως φάσματος κυματικές καταστάσεις, λόγω της εφαρμογής της σε ευρύ πεδίο τιμών της παραμέτρου ε (Εικόνα 2.18). Θα πρέπει όμως να σημειωθεί ότι ο υπολογισμός του ε γίνεται

αποκόπτοντας το 10% του ενεργειακού φάσματος στην περιοχή των υψηλών συχνοτήτων.

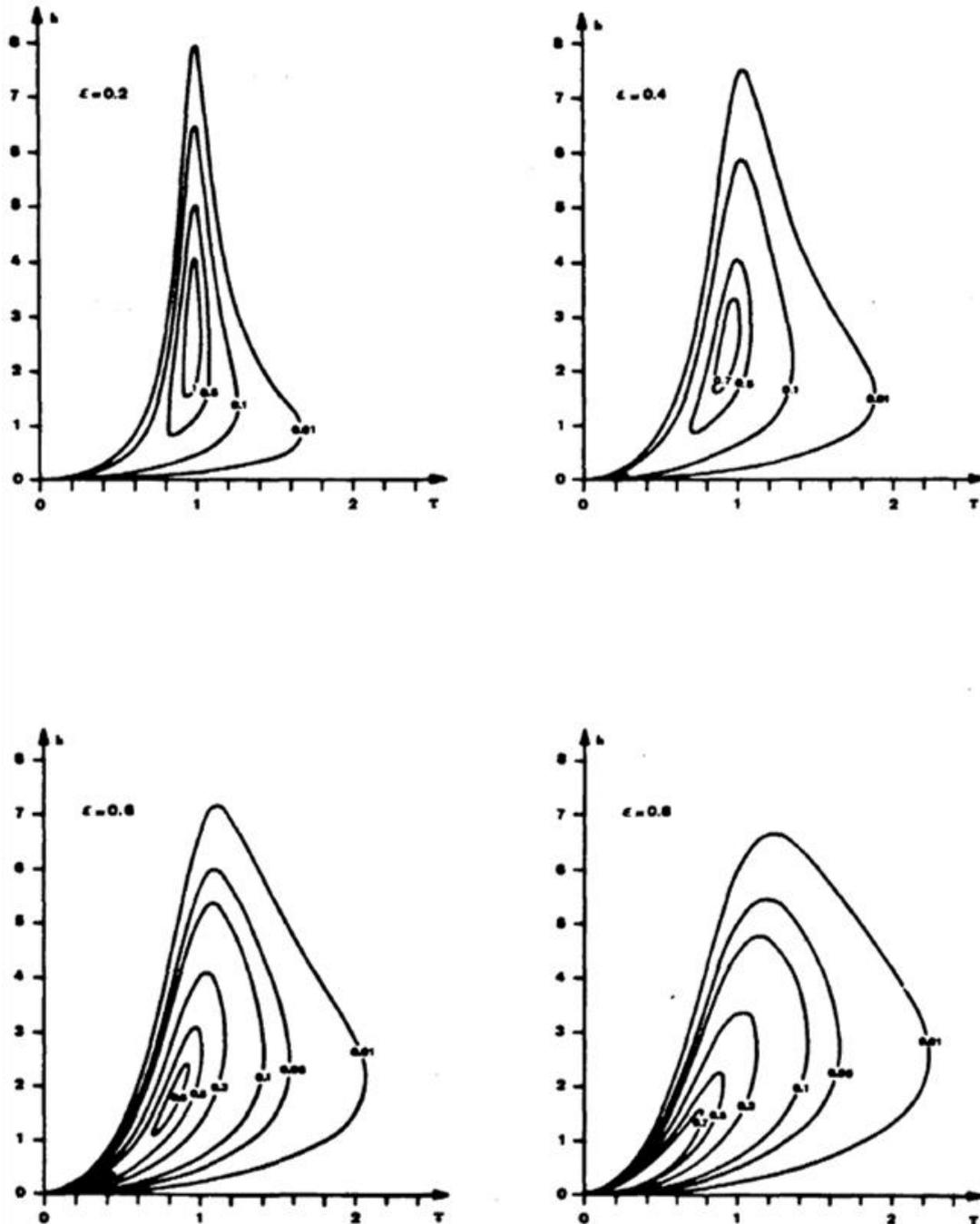
Επίσης οι Cavanie' et al κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι τα υψηλότερα κύματα θα έχουν την μέγιστη πιθανότητα που θα λαμβάνει χώρα με την περίοδο (T) να είναι ελαφρώς μεγαλύτερη από την μέση περίοδο (\bar{T}), όπως υποδεικνύεται και στα Σχήματα 2.16 και 2.17.



Σχήμα 2.16: Πυκνότητες πιθανότητας από τις καταγεγραμμένες μετρήσεις στην Βόρεια Θάλασσα και στο θεωρητικό μοντέλο (Πηγή: Cavanie' et al. , 1976).



Σχήμα 2.17: Εξέλιξη του ϵ με άλλες θεωρίες (Πηγή: Cavanie' et al. , 1976).



Σχήμα 2.18: Θεωρητικά αποτελέσματα των Cavanie'et al (1976).

2.3.3.3 AKIRA KIMURA

Ο Akira Kimura, το 1981, στην εργασία του, υπέθεσε ότι τόσο η κατανομή περιόδων όσο και αυτή των υψών είναι κατανομές Weibull, με αυτό τον τρόπο, προσδιόρισε αριθμητικά την θεωρητική εξίσωση που διέπει τη συμπεριφορά της συνάρτησης

πυκνότητας της από κοινού πιθανότητας υψών-περιόδων $P(H,T)$, που αναφέρονται σε βραχυπρόθεσμες κυματικές καταστάσεις.

Η συνάρτηση $P(H,T)$ στην οποία καταλήγει η παραπάνω εργασία, έχει την παρακάτω γενική μορφή:

$$P(H, T) = \frac{mn}{4A} H^{m-1} T^{n-1} \exp \left\{ \frac{1}{2A} (\phi_2 H^m + \phi_1 T^n) \right\} I_0 \left(\frac{H^{m/2} T^{n/2}}{A} \rho \right) \quad (2.96)$$

Όπου m, n : παράμετροι των κατανομών Weibull των υψών και των περιόδων αντίστοιχα.

ϕ_1, ϕ_2 : η διασπορά των $H_{(t)}$ και $T_{(t)}$ αντίστοιχα

ρ : παράμετρος συσχέτισης εξαρτώμενη από m, n, ϕ_1, ϕ_2

$A = \phi_1 \phi_2 - \rho^2$ και

I_0 : τροποποιημένη συνάρτηση Bessel μηδενικής τάξης

Η δυνατότητα του αυθαίρετου ορισμού παραμέτρων εισαγωγής στην παραπάνω εξίσωση παράχει την ευχέρεια προσέγγισης των θεωρητικών αποτελεσμάτων με τα αντίστοιχα φυσικών παρατηρήσεων.

Έτσι για επιλεγμένες τιμές των παραμέτρων m, n καθώς και των ϕ_1, ϕ_2 έχει γίνει η αριθμητική αξιοποίηση της εξίσωσης προς σύγκριση με αποτελέσματα εργαστηριακών παρατηρήσεων. Υπήρξε καλή σύμπτωση μεταξύ των συγκριθέντων αποτελεσμάτων.

2.3.3.4 LINDGREN KAI RYCHLIK

Το 1982 οι Lindgren και Rychlik δημοσίευσαν ένα άρθρο για τις Γκαουσιανές κατανομές των κυμάτων, που είχε μεγάλη πρακτική σημασία. Και εδώ το φάσμα που θεωρήθηκε ήταν στενό.

Οι Lindgren και Rychlik στην συγκεκριμένη έρευνα πρότειναν προσεγγίσεις οι οποίες συγκρίνονταν με δύο πιο απλές μεθόδους. Η μία μέθοδος ήταν αυτή των Canavie' et al. (1976), η οποία αφορά μία συνημιτονοειδή διαδικασία, και η άλλη

μία καινούργια η οποία προκύπτει από αντικατάσταση της διαδικασίας με μία παλινδρομική καμπύλη.

2.3.3.5 YELI YUAN

Ο Yeli Yuan, το 1982, στην εργασία του προτείνει αναλυτικές εκφράσεις της από κοινού πιθανότητας υψών-περιόδων, όπου ως ύψος κύματος, λαμβάνεται η μέγιστη, κατά απόλυτο τιμή, της κατακόρυφης μετατόπισης της ελεύθερης επιφάνειας μεταξύ δύο διαδοχικών σημείων μηδενικής διάβασης της σχετικής καταγραφής, και ως περίοδο, το αντίστοιχο διάστημα μεταξύ των μεγίστων.

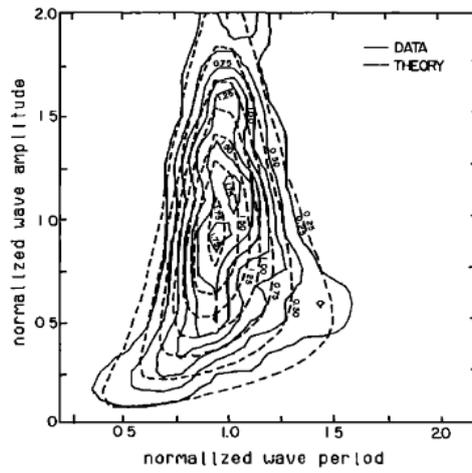
Οι αναλυτικές εκφράσεις αφορούν γραμμικά και μη γραμμικά (κύματα Stokes) οποιουδήποτε εύρους φάσματος.

Η συγκεκριμένη εργασία, μπορεί να θεωρηθεί ότι αποτελεί μία σημαντική βελτίωση των εργασιών του Longuet-Higgins, ιδίως σε σχέση με τη λήψη μη γραμμικών κυματισμών ή μη κανονικής κατανομής της μετατόπισης της ελεύθερης επιφάνειας.

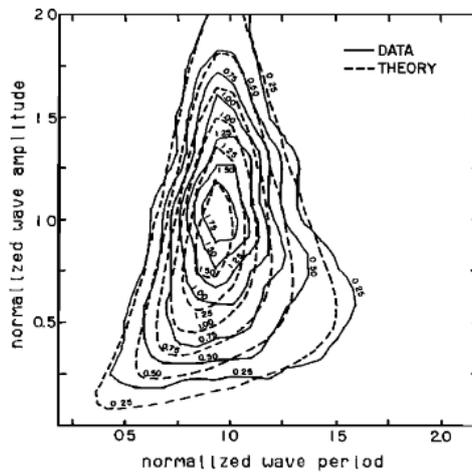
2.3.3.6 SHUM KAI MELVILLE

Το 1984, οι Shum και Melville ανέπτυξαν μια μέθοδο μετασχηματισμού της χρονοσειράς του ύψους και της περιόδου κύματος για μετρήσεις κυμάτων στον ωκεανό. Κύριο χαρακτηριστικό της εργασίας είναι ότι το ατομικό κύμα δεν ορίζεται μεταξύ διαδοχικών σημείων μηδενισμού της κυματικής καταγραφής, αλλά το ύψος και η περίοδος προκύπτουν σαν χρονικές ακολουθίες που εξάγονται από την κυματική καταγραφή.

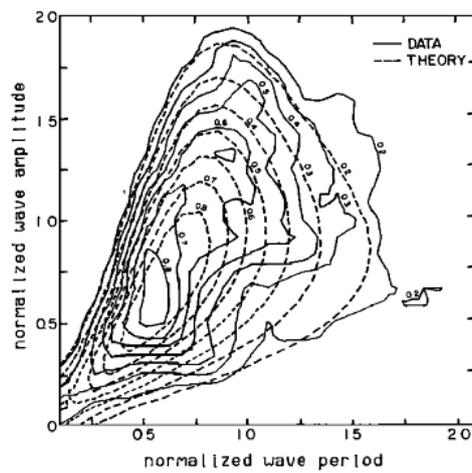
Κατά την ανάλυσή τους παρατηρήθηκε καλή σύμπτωση των αποτελεσμάτων επεξεργασίας πραγματικών καταγραφών με τον συμβατικό ορισμό των περιόδων και των υψών κύματος.



Σχήμα 2.19: Θεωρητικά αποτελέσματα των K.T.Shum & W.K.Melville (1984), για $\nu=0.21$.



Σχήμα 2.20: Θεωρητικά αποτελέσματα των K.T.Shum & W.K.Melville (1984), για $\nu=0.24$.



Σχήμα 2.21: Θεωρητικά αποτελέσματα των K.T.Shum & W.K.Melville (1984), για $\nu=0.73$.

3 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΗΣ ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΥΨΩΝ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΩΝ ΚΥΜΑΤΩΝ ΑΝΕΞΑΡΤΗΤΩΣ ΤΟΥ ΕΥΡΟΥΣ ΦΑΣΜΑΤΟΣ

Προκειμένου να είναι δυνατή η επεξεργασία πραγματικών στοιχείων από το πεδίο, κρίθηκε αναγκαία η άρση του περιορισμού του στενού φάσματος. Ο προσδιορισμός της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας του ύψους κύματος και της περιόδου για οποιοδήποτε εύρος φάσματος είναι σημαντικός για την Παράκτια Μηχανική. Μια πρώτη προσέγγιση έγινε από τον Memos (1994a) και στην συνέχεια από τους Memos και Tzanis (1994). Στην έρευνά τους, χρησιμοποίησαν διάφορους συντελεστές συσχέτισης $r(H,T)$ κατασκευάζοντας χαρακτηριστικές πιθανοτικές εικόνες στα βαθιά ύδατα. Το μοντέλο που χρησιμοποίησαν ονομάζεται DWModel (Deep Water Model) και αφορούσε την από κοινού κατανομή για βαθιά ύδατα κάθε εύρους φάσματος, το οποίο βασίστηκε στην θεωρητική προσέγγιση του Memos (1994).

Το 1994 ο Memos (1994b) κατασκεύασε ένα σύνθετο μοντέλο το οποίο επέκτεινε την γνώση σχετικά με τις από κοινού κατανομές του ύψους κύματος και της περιόδου στα αβαθή ύδατα. Το μοντέλο αυτό φέρει το όνομα SWModel (Shallow Water Model) και λαμβάνει υπόψη του, την ρήχωση κατά Cnoidal, το βάθος θραύσης καθώς και την θραύση των κυμάτων.

Το 2000 οι Memos και Tzanis τροποποίησαν και βελτίωσαν την προηγούμενή τους έρευνα. Οι βελτιώσεις αφορούσαν την από κοινού κατανομή των υψών των κυμάτων και των περιόδων στα βαθιά ύδατα (DWModel) αλλά και στα αβαθή (SWModel) με σκοπό η μαθηματική περιγραφή να είναι περισσότερο ρεαλιστική, προσαρμόζοντας το βάθος. Με αυτό τον τρόπο δημιούργησαν πιο ολοκληρωμένες εικόνες της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας του ύψους κύματος και της περιόδου καθώς μετασχηματίζονται στα αβαθή ύδατα.

Επομένως, στα βαθιά ύδατα καλύφθηκαν τα εξής ζητήματα:

- Η εκτίμηση των επιμέρους περιόδων κυμάτων.
- Ο διαχωρισμός κυμάτων αποθάλασσας (swell).
- Η εφαρμογή του κριτηρίου θραύσης στα βαθιά.

Ενώ στα αβαθή, ενσωματώθηκε η ρήχωση κατά Stokes υψηλότερης τάξης.

3.1 ΘΕΩΡΗΤΙΚΟ ΥΠΟΒΑΘΡΟ ΤΟΥ ΠΙΘΑΝΟΤΙΚΟΥ ΠΡΟΣΟΜΟΙΩΜΑΤΟΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ

Οι Memos and Tzanis (1994), θεώρησαν έναν αριθμητικό κάρναβο, σύμφωνα με τον οποίο, το μηδενικό οριζόντιο επίπεδο συμπίπτει με την μέση (μηδενική) στάθμη ηρεμίας του νερού, και οι θετικοί και αρνητικοί ημιάξονες του, αντιπροσωπεύουν το αντίστοιχο εύρος της στάθμης της επιφάνειας. Με αυτό τον τρόπο, όλες οι κυματομορφές του φυσικού χώρου είναι δυνατόν να αποτυπωθούν. Στην συνέχεια προσδιορίζεται η πιθανότητα εμφάνισης κάθε κυματομορφής με δεδομένη την τυπική απόκλιση των μετατοπίσεων της ελεύθερης επιφάνειας. Η αντιστοίχιση της κυματικής κατάστασης με το φυσικό φαινόμενο, γίνεται μέσω του συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)$ των υψών και των περιόδων.

Οι βασικές παραδοχές του μοντέλου είναι:

- Η εργοδοτικότητα των κυματικών καταγραφών.
- Οι μετατοπίσεις της ελεύθερης επιφάνειας όπως ορίζονται από την στάθμη ηρεμίας, έχουν κανονική κατανομή με μηδενική μέση τιμή, χωρίς αυτό να σημαίνει περιορισμό της δομής του μοντέλου μόνο σε γραμμικούς κυματισμούς.

3.2 ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΥΨΩΝ-ΠΕΡΙΟΔΩΝ

Για την κατασκευή των αδιάστατων διαγραμμάτων H_i, T_i απαιτείται η εισαγωγή μιας διαστατής παραμέτρου, η οποία σχετίζεται με την επικρατούσα κυματική κατάσταση του μοντέλου, όπως αυτή προκύπτει από την εισαγωγή της τυπικής

απόκλισης των μετατοπίσεων σε αυτό. Η παράμετρος αυτή είναι ο συντελεστής συσχέτισης ύψους και περιόδου κύματος και ορίζεται ως:

$$r = \frac{1}{\sigma_H \sigma_T} \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (H_i - H_m)(T_i - T_m) \quad (3.1)$$

Όπου σ_H και σ_T , οι τυπικές αποκλίσεις του ύψους κύματος και της περιόδου, N είναι ο αριθμός των κυμάτων, H_i και T_i είναι τα μεμονωμένα ύψη κύματος και περιόδοι ενώ H_m και T_m είναι οι μέσες τιμές τους.

Η επιλογή αυτής της παραμέτρου έγινε διότι, με αυτό τον τρόπο μπορεί να καθοριστεί με μοναδικό μαθηματικό τρόπο ο συντελεστής συσχέτισης του ύψους και της περιόδου κύματος (Memos and Tzanis, 2000). Για την προσομοίωση των φυσικών συνθηκών εισήχθησαν στο μοντέλο τα κριτήρια ρεστίας (swell) και θραύσης, τα οποία περιγράφονται στην συνέχεια.

3.2.1 ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΡΕΣΤΙΑΣ (SWELL)

Ως ρεστία, αποθαλασσία ή σάλος (swell), ορίζεται ο κυματισμός εκείνος που δεν δημιουργείται λόγω καιρικών φαινομένων που έλαβαν χώρα στο χρόνο που παρατηρείται αυτή, αλλά σε άνεμο που έπνεε προγενέστερα (ενίοτε ημέρες πριν) ή σε άλλη περιοχή. Δημιουργείται λόγω της αδράνειας της ήδη κινούμενης υδάτινης μάζας. Τα εν λόγω κύματα έχουν λεία όψη, αδιάσπαστη επιφάνεια και οι κορυφές τους δεν θραύονται (δεν ασπρίζουν) όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1.



Σχήμα 3.1: Ρεστία στην Νέα Ζηλανδία (Πηγή: <https://en.wikipedia.org>).

Το μοντέλο των Memos and Tzanis (2000) αναφέρεται σε θαλάσσιο καθεστώς Γκαουσιανής κατανομής που αντιστοιχεί σε βραχυπρόθεσμους ανεμογενείς κυματισμούς, ενώ η ρεστιά αφορά κυματισμούς που χαρακτηρίζονται από μεγάλες σχετικά περιόδους, για αυτό το λόγω έγινε προσπάθεια διαχωρισμού τους. Οι Memos και Tzanis (2000) αφαίρεσαν την ρεστιά με χρήση ενός 'φίλτρου' συχνοτήτων. Σύμφωνα με αυτό ισχύει ότι:

$$\frac{T_i}{T_m} \leq M \quad (3.2)$$

Όπου M είναι ένας πραγματικός αριθμός μεγαλύτερος της μονάδας και παίρνει τιμές $M=2$ και $M=2.5$.

3.2.2 ΚΡΙΤΗΡΙΟ ΘΡΑΥΣΗΣ

Η θραύση στα βαθιά ύδατα συμβαίνει συνήθως με θυελλώδεις ανέμους που αυξάνουν διαρκώς το ύψος των κυμάτων ώσπου να γίνουν ασταθή. Μπορεί επίσης να συμβεί με τη συμβολή δύο κυματισμών, στα σημεία που η διαφορά φάσης είναι τέτοια ώστε να προστίθενται και το παραγόμενο κύμα να ξεπερνά το όριο της σταθερότητας.

Σύμφωνα με τους Memos και Tzanis (2000), η μεν θραύση εισάγεται ως φαινόμενο στο μοντέλο, το δε αποτέλεσμα της θραύσης καταγράφεται σε αυτό ανεξάρτητα από τη διαδικασία μετασχηματισμού και αναγέννησης του θραυόμενου κύματος. Ως κριτήριο θραύσης, ελήφθη κατά Stokes, η κλίση του κυματικού προφίλ να μην υπερβαίνει την τιμή 0.143, δηλαδή:

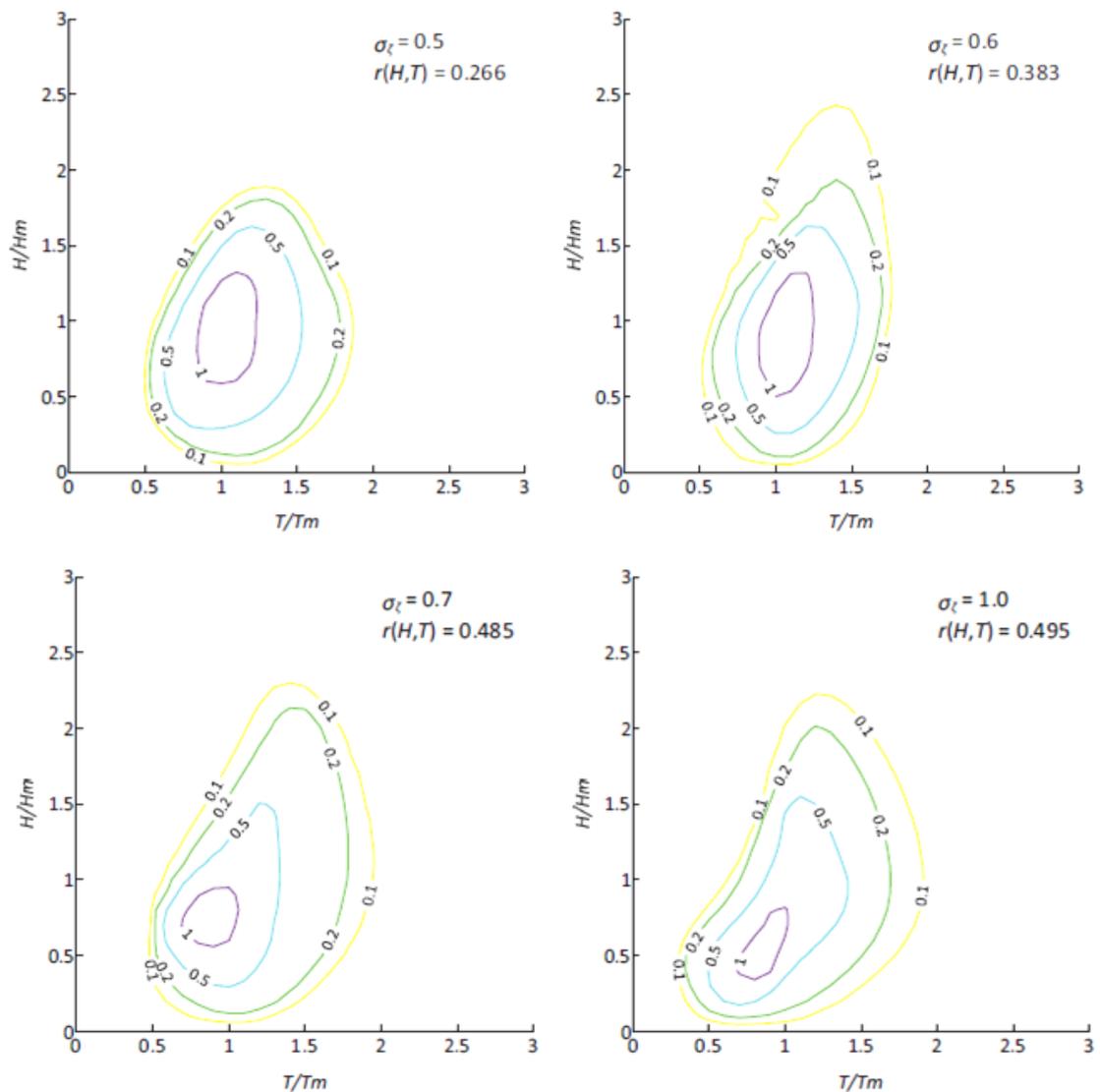
$$\frac{H_i}{L_i} \leq 0.143 \quad (3.2)$$

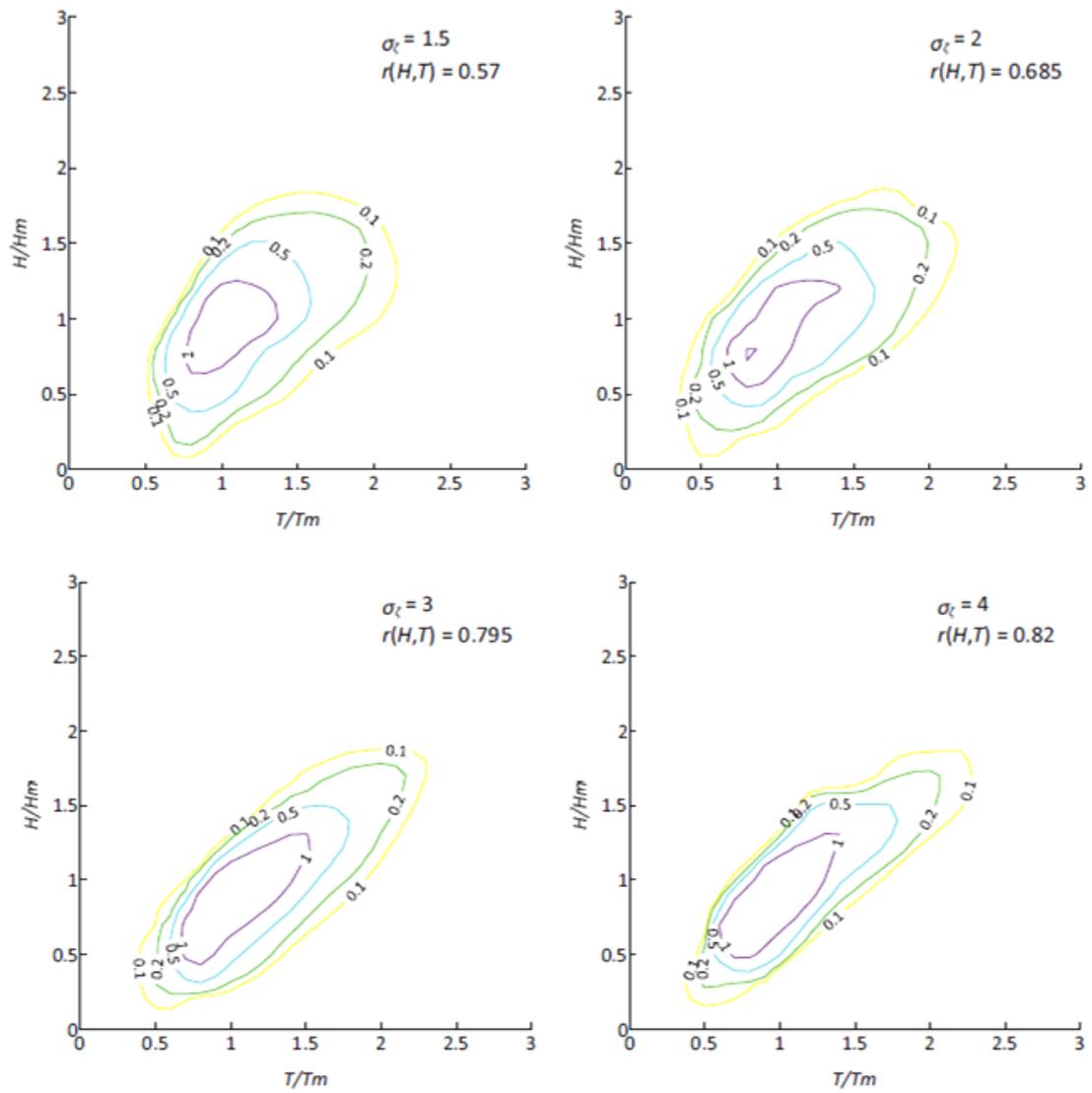
Όπου L_i , το μήκος κύματος στα βαθιά ύδατα και είναι:

$$L_i = \frac{g}{2\pi} T_i^2 \quad (3.3)$$

3.3 ΑΔΙΑΣΤΑΤΕΣ ΕΙΚΟΝΕΣ ΤΗΣ ΑΠΟ ΚΟΙΝΟΥ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ

Μετά την εφαρμογή των κριτηρίων ρεστίας και θραύσης είναι δυνατή η παραγωγή των τελικών κατανομών των περιόδων και της από κοινού πιθανότητας των υψών-περιόδων με αναφορά τους στον συντελεστή $r(H,T)$ ή στην τυπική απόκλιση της ελεύθερης επιφάνειας. Στην Εικόνα 3.1 δίνονται οι αδιάστατες εικόνες της από κοινού πιθανότητας υψών-περιόδων από εργασία Memos and Tzanis 2000, οι οποίες θα αποτελέσουν αφετηρία της παρούσας εργασίας.





Εικόνα 3.1: Διάγραμμα από κοινού πιθανότητας υψών-περιόδων στα βαθιά ύδατα (Πηγή: Chondros, 2014).

Τα μέση ύψη κύματος, από τα οποία προκύπτουν οι παραπάνω αδιάστατες εικόνες στα βαθιά ύδατα, περιγράφονται στον Πίνακα 3.1.

Πίνακας 3.1: Συσχετισμός της τυπικής απόκλισης των μετατοπίσεων και του μέσου ύψους κύματος στα βαθιά ύδατα (Πηγή: Τζανής 2003).

σ_n (model)	H_m (model)
0.50	1.02
0.60	1.103
0.70	1.266
1.00	2.187
1.50	3.755
2.00	4.98
3.00	7.068
4.00	8.833

Συμπερασματικά, η δημιουργία των αδιάστατων εικόνων της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας στα βαθιά ύδατα ανακεφαλαιώνεται με τα εξής βήματα:

- Προσδιορισμός του επιθυμητού συντελεστή συσχέτισης ύψους κύματος με περίοδο $r(H,T)$, ο οποίος θα εισαχθεί ως δεδομένο για την ανάλυση. Γενικά ο μεγάλος συντελεστής συσχέτισης συνεπάγεται και μεγάλα ύψη κύματος.
- Δημιουργία της χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα.
- Εκτίμηση της περιόδου κύματος κάθε μεμονωμένης κυματομορφής της καταγραφής μέσω μίας στοχαστικής μεθοδολογίας.
- Αφαίρεση της ρεστίας (swell), εφόσον απαιτείται, σύμφωνα με το προαναφερθέν κριτήριο.
- Εφαρμογή του κριτηρίου θραύσης.
- Δημιουργία της πιθανοτικής εικόνας.

3.4 ΕΝΣΩΜΑΤΩΣΗ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΤΗΤΑΣ ΣΤΙΣ ΕΙΚΟΝΕΣ ΤΩΝ ΒΑΘΙΩΝ ΥΔΑΤΩΝ

Το 2014, ο Chondros ασχολήθηκε περεταίρω με τις προηγούμενες έρευνες όπου:

- Ενσωμάτωσε την κυματική κατευθυντικότητα θ στις εικόνες στα βαθιά ύδατα

- Κατέστρωσε μία διαδικασία όπου γίνεται η αποσύνθεση της πιθανοτικής εικόνας των βαθιών υδάτων σε ζεύγη ύψους και περιόδου με σκοπό την παραγωγή της χρονοσειράς ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας
- Και μετέφερε τις εικόνες από τα βαθιά στα αβαθή ύδατα με ένα μοντέλο κυματικής διάδοσης, το οποίο προσομοιώνει με ακρίβεια όλα τα φαινόμενα (ρήχωση, διάθλαση, περίθλαση, θραύση, τριβή πυθμένα, κυματικές αλληλεπιδράσεις και κατευθυντική διασπορά ενέργειας).
- Ανέπτυξε έναν αλγόριθμο, οποίος υπολογίζει την κατευθυντικότητα στα αβαθή ύδατα
- Τέλος, παρήγαγε τις χαρακτηριστικές εικόνες της από κοινού πιθανότητας για διάφορες θαλάσσιες καταστάσεις και για συνήθης κλίσεις πυθμένα

Τμήμα αυτών των καινοτομιών του Chondros (2014), χρησιμοποιήθηκαν στην παρούσα Μεταπτυχιακή εργασία, όπως περιγράφεται στα επόμενα κεφάλαια.

4 ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ

Στόχος της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας είναι η κατασκευή των εικόνων της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας στα αβαθή ύδατα, έχοντας ως δεδομένο της αντίστοιχες εικόνες στα βαθιά και την κλίση του πυθμένα.

Η μεθοδολογία που εφαρμόστηκε ορίζεται ως εξής:

- Ψηφιοποίηση εικόνων στα βαθιά ύδατα και μετατροπή των ζευγών (H,T) στην αντίστοιχη χρονοσειρά.
- Τροφοδότηση του κυματικού μοντέλου προσομοίωσης με την χρονοσειρά στα βαθιά ύδατα και την βαθυμετρία της περιοχής μελέτης με σκοπό της λήψη της αντίστοιχης χρονοσειράς στα αβαθή ύδατα.
- Δημιουργία των ισοπιθανοτικών εικόνων της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας στα αβαθή ύδατα.

4.1 ΦΑΙΝΟΜΕΝΑ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΟΥΝ ΧΩΡΑ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ.

Οι κυματισμοί σε σχέση με την επίδραση του πυθμένα κατατάσσονται σε τρεις βασικές κατηγορίες συναρτήσει της παραμέτρου d/L όπου L το μήκος κύματος στα βαθιά ύδατα και d το βάθος του νερού:

$$\frac{d}{L} = \frac{1}{2} \quad \rightarrow \text{βαθιά ύδατα} \quad (4.1)$$

$$\frac{1}{25} \leq \frac{d}{L} \leq \frac{1}{2} \quad \rightarrow \text{ενδιάμεσα ύδατα} \quad (4.2)$$

$$\frac{d}{L} \leq \frac{1}{25} \quad \rightarrow \text{αβαθή ύδατα} \quad (4.3)$$

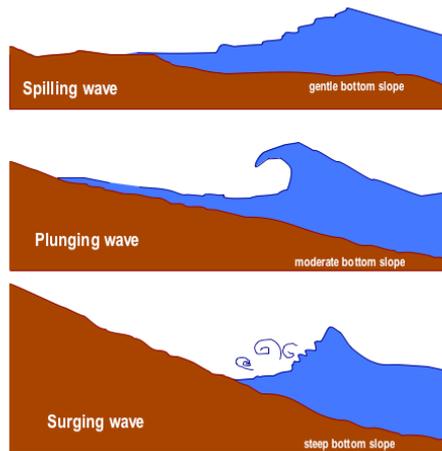
Τα φαινόμενα που εμφανίζονται κατά την διάδοση των κυματισμών στα αβαθή ύδατα είναι η διάθλαση, η οποία συντίθενται από την ρήχωση και την καθαρή διάθλαση, η θραύση λόγω ρήχωσης και η εντονότερη αλληλεπίδραση των κυματισμών.

Διάθλαση κυμάτων είναι το φαινόμενο όπου είναι το φαινόμενο όπου η ταχύτητα κύματος δεν είναι σταθερή αλλά μεταβάλλεται κατά μήκος της εγκάρσιας διάστασης του κύματος με αποτέλεσμα η κορυφογραμμή του κύματος να κάμπτεται και το κύμα να αποκτά διδιάστατη μορφή. Μεταβολή ταχύτητας κύματος, προκύπτει όταν το βάθος πυθμένα δεν είναι σταθερό αλλά μεταβάλλεται κατά μήκος της εγκάρσιας διάστασης του κύματος. Δεδομένου ότι η ταχύτητα κύματος αυξάνει με το βάθος πυθμένα, το τμήμα της κορυφογραμμής κύματος που βρίσκεται σε μεγαλύτερο βάθος πυθμένα κινείται ταχύτερα προς την ακτή. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα η κορυφογραμμή να τείνει να γίνει παράλληλη προς τις ισοβαθείς καμπύλες του πυθμένα.

Ρήγωση είναι το φαινόμενο της μεταβολής του ύψους και του μήκους κύματος λόγω της επίδρασης του πυθμένα σε κυματισμούς με κορυφές παράλληλες προς τις ισοβαθείς.

Θραύση κύματος είναι η μετάβαση από κυματομορφή με ομαλό και συνεχές σχήμα ελεύθερης επιφάνειας σε κυματομορφή μη ομαλού σχήματος με παρουσία φυσαλίδων και αφρού. Η θραύση κύματος, όπως και στα βαθιά ύδατα τόσο και στα αβαθή, εξαρτάται από την κλίση του $\gamma = H/L$, οπότε αφού το μήκος και το ύψος κύματος επηρεάζονται από την ύπαρξη του πυθμένα στην περιοχή των αβαθών υδάτων, το φαινόμενο της θραύσης συναρτάται άμεσα με την διαδρομή των κυματισμών στην υπόψη περιοχή. Διακρίνονται τρεις μορφές θραύσης κυμάτων, όπως φαίνονται στο Σχήμα 4.1:

- Θραύση εκχείλισης-υπερχείλισης (spilling breaking) στο μέτωπο του κύματος.
- Θραύση εκτίναξης (plunging breaking) στη κορυφή του κύματος.
- Θραύση εφόρμησης (surging breaking) στη βάση του κύματος.



Σχήμα 4.1: Μορφές θραύσης των κυμάτων (Πηγή: <https://en.wikipedia.org>).

Τέλος, η αλληλεπίδραση των κυματισμών είναι η μεταφορά ενέργειας μεταξύ των αρμονικών συνιστωσών που συνθέτουν το φάσμα και κατ' επέκταση αλλοιώνουν τα χαρακτηριστικά κάθε ατομικού κύματος, όπως έχει οριστεί μεταξύ δύο διαδοχικών σημείων ανόδου.

Τα διαγράμματα της από κοινού πιθανότητας υψών-περιόδων στα αβαθή ύδατα, περιλαμβάνουν την επίδραση του συνόλου όλων των μετασχηματισμένων ατομικών κυμάτων των βαθιών υδάτων, χωρίς να λαμβάνεται υπόψη το φαινόμενο της αλληλεπίδρασης των αρμονικών συνιστωσών.

4.2 ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ MIKE 21 BOUSSINESQ WAVES (BW)

Εξαιτίας των πολύπλοκων βιολογικών και φυσικοχημικών παραμέτρων, η πρόβλεψη των κυματισμών, αποτελεί ένα σύνθετο πρόβλημα. Για αυτό τον λόγο έχουν δημιουργηθεί μοντέλα πρόβλεψης μελλοντικών φαινομένων. Τα συνήθη μοντέλα πρόβλεψης που χρησιμοποιούνται είναι τα εξής:

- Αναλυτικά Μοντέλα: Η προσομοίωση είναι μονοδιάστατη με χρήση εξισώσεων με απλές λύσεις.
- Φυσικά Μοντέλα: Κατασκευάζονται στο εργαστήριο και έχουν υψηλό κόστος, παρέχουν καλά αποτελέσματα, ωστόσο δημιουργούνται σε μικρή κλίμακα σε αντίθεση με την φύση.
- Υπολογιστικά Μοντέλα: Η περιγραφή τους γίνεται με πολύπλοκες εξισώσεις, οι οποίες δεν έχουν απλές λύσεις.
- Στοχαστικά Μοντέλα: Περιλαμβάνουν στατιστικές μεθόδους για την επεξεργασία των αποτελεσμάτων τους.

Στην παρούσα μεταπτυχιακή εργασία, γίνεται εφαρμογή ενός διαδεδομένου και ευρέως αποδεκτού και χρησιμοποιούμενου στην πράξη υπολογιστικού μοντέλου, και συγκεκριμένα του MIKE 21 της εταιρίας DHI (Danish Hydraulic Institute), το οποίο βασίζεται σε εμπλουτισμένες εξισώσεις Boussinesq (Madsen & Sorensen 1992, Zhang et al. 2007), προκειμένου να διερευνηθεί η μεταβολή της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας σε συγκεκριμένες βαθυμετρίες.

Το MIKE 21 BW είναι ένα μοντέλο του λογισμικού MIKE 21 και προσομοιώνει αριθμητικά την διάδοση βραχέων και μακρών κυματισμών σε παράκτιες περιοχές και εντός λιμενικών εγκαταστάσεων. Στην συνέχεια ακολουθεί μία σύντομη περιγραφή του προγράμματος, η οποία βασίστηκε στο εγχειρίδιο του.

4.2.1 ΓΕΝΙΚΗ ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ

Το MIKE 21 BW εμπεριέχει δύο υποπρογράμματα, το μονοδιάστατο (1D) και το διδιάστατο (2D), τα οποία βασίζονται στην επίλυση των μετασχηματισμών της

περιοχής του χρόνου των εξισώσεων τύπου Boussinesq. Αυτές περιλαμβάνουν μη γραμμικά χαρακτηριστικά καθώς και την διασπορά συχνοτήτων. Η διασπορά των συχνοτήτων εισάγεται στις εξισώσεις ποσότητας κίνησης (momentum equations) παίρνοντας υπόψη την επίδραση που έχουν οι κατακόρυφες επιταχύνσεις στην κατανομή των πιέσεων.

Το πρόγραμμα, επιλύει τις εξισώσεις τύπου Boussinesq, χρησιμοποιώντας μία έκφραση ροής (flux-formulation) με βελτιωμένα χαρακτηριστικά γραμμικής διασποράς. Οι αρχικές

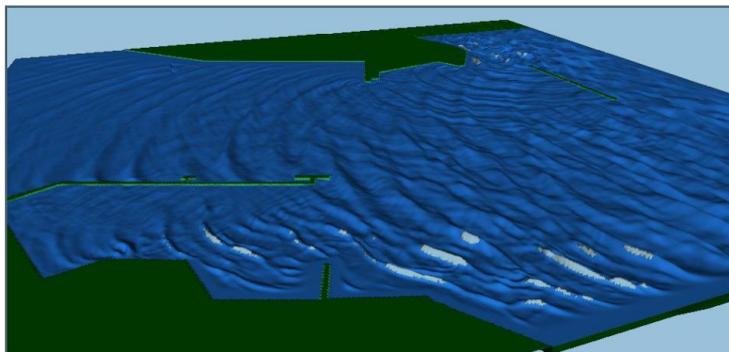
εξισώσεις προτάθηκαν από τους Madsen et al. (1991) και τους Madsen και Sørensen (1992). Με τη βελτιωμένη μορφή των εξισώσεων, το μοντέλο είναι ικανό να περιγράψει την κατευθυντική διάδοση μιας ομάδας κυματισμών από τα βαθιά στα ρηγά νερά. Οι εξισώσεις έχουν εφαρμογή για μέγιστο λόγο βάθους προς μήκος κύματος στα βαθιά $d/L_0 \approx 0.5$ (ή $kd \approx 3.1$), ενώ για τις κλασικές εξισώσεις του Peregrine (1967) ο μέγιστος λόγος είναι $d/L_0 \approx 0.22$ (ή $kd \approx 1.4$).

Οι εξισώσεις του μοντέλου έχουν επεκταθεί για να λάβουν υπόψη τη θραύση των κυματισμών και τη μετακίνηση της ακτογραμμής κατά την αναρρίχηση των κυμάτων, σύμφωνα με τις εργασίες των Madsen et al. (1997a,b) και Sørensen et al. (1998,2004). Ταυτόχρονα λαμβάνει υπόψη σημαντικά φαινόμενα που αφορούν χώρους όπως λιμάνια, κόλπους και διάφορα παράκτια έργα. Τα φαινόμενα αυτά είναι:

- Ρήχωση
- Διάθλαση
- Περίθλαση
- Θραύση κυματισμού
- Επίδραση πυθμένα μέσω τριβής
- Μεταβολή της ακτογραμμής
- Μερική ανάκλαση και διάδοση
- Μη γραμμική αλληλεπίδραση μεταξύ κυματισμών
- Διασπορά συχνότητας

- Διασπορά κατεύθυνσης

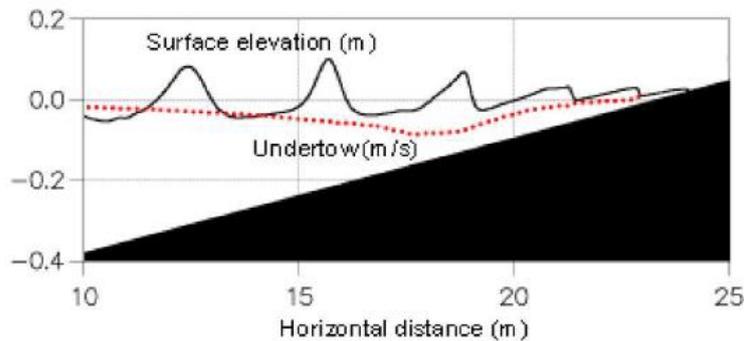
Η θραύση των κυματισμών τύπου spilling εφαρμόζεται βάσει της προσέγγισης του επιφανειακού κυλίνδρου. Η επιρροή στην κυματική διάδοση προσομοιώνεται με την εισαγωγή επιπλέον συναγωγικών όρων στις εξισώσεις ορμής και ο προσδιορισμός των επιφανειακών κυλίνδρων γίνεται γεωμετρικά. Ο κύλινδρος είναι ένα υδάτινο τμήμα που απομονώνεται από την υπόλοιπη κίνηση και μεταφέρεται με την ταχύτητα διάδοσης του κύματος. Η θραύση ξεκινάει όταν η κλίση της ελεύθερης επιφάνειας ξεπεράσει μια οριακή τιμή.



Σχήμα 4.2: Προσομοίωση διάδοσης θραυόμενων κυματισμών σε περιοχή λιμένα στο πρόγραμμα MIKE 21 BW. Οι επιφανειακοί κύλινδροι διακρίνονται με λευκό αφρό(Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).

Η μετακίνηση της ακτογραμμής (moving shoreline) προσομοιώνεται βάσει της ακόλουθης προσέγγισης: το υπολογιστικό πεδίο επεκτείνεται τεχνητά με την αντικατάσταση του στερεού ορίου της ακτής από μία διαπερατή παραλία με πολύ μικρό πορώδες. Κοντά στην κινούμενη ακτογραμμή, η θαλάσσια επιφάνεια αλληλεπιδρά με τον πυθμένα και συνεχίζει στην πορώδη παραλία. Έτσι, η στιγμιαία θέση της ακτογραμμής καθορίζεται απλά από αυτή την αλληλεπίδραση.

Το μονοδιάστατο μοντέλο (1DH) BW επιλύει τις βελτιωμένες εξισώσεις τύπου Boussinesq των Madsen et al. (1997) μέσω μιας τυπικής μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων Galerkin με πεπλεγμένη παρεμβολή των μεταβλητών που ορίζονται σε έναν ακανόνιστο (ή κανονικό) κάναβο. Έτσι, το μοντέλο προσομοιώνει τη δυναμική στη ζώνη θραύσης (surf zone) και τις ταλαντώσεις στη ζώνη διαβροχής (swash zone) για οποιοδήποτε παράκτιο προφίλ βυθομετρίας.



Σχήμα 4.3: Προσομοίωση διάδοσης κυματισμών με το μοντέλο MIKE 21 BW (1DH) (Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).

Κατά την επίλυση των εξισώσεων τύπου Boussinesq με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων, το κύριο πρόβλημα είναι η παρουσία των χωρικών παραγώγων ανώτερης τάξης. Το μοντέλο MIKE 21 BW (1DH) αντιμετωπίζει αυτό το πρόβλημα γράφοντας τις εξισώσεις σε μορφή κατώτερης τάξης εισάγοντας μια βοηθητική μεταβλητή b και μια βοηθητική αλγεβρική εξίσωση. Το μονοδιάστατο μοντέλο, όπως και η διδιάστατη έκδοση, αναπαράγει ικανοποιητικά τις περισσότερες συνδυαστικές παράκτιες διεργασίες.

4.2.2 ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΞΙΣΩΣΕΙΣ

Το MIKE 21 BW χρησιμοποιεί τις τροποποιημένες εξισώσεις Boussinesq σε μία ή δύο οριζόντιες διαστάσεις ως προς την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας ζ και τις ολοκληρωμένες κατά βάθος συνιστώσες της οριζόντιας ταχύτητας P και Q .

Το σύστημα εξισώσεων για το διδιάστατο μοντέλο (2DH) είναι:

Εξίσωση συνέχειας:

$$n \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} = 0 \quad (4.4)$$

Εξίσωση ορμής κατά x:

$$n \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{PQ}{h} \right) + \frac{\partial R_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial R_{xy}}{\partial y} + F_x n^2 g h \frac{\partial \zeta}{\partial x} + n^2 P \left[a + \beta \frac{\sqrt{P^2 + Q^2}}{h} \right] + \frac{gP\sqrt{P^2 + Q^2}}{h^2 C^2} + n\Psi_1 = 0 \quad (4.5)$$

Εξίσωση ορμής κατά y:

$$n \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{Q^2}{h} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{PQ}{h} \right) + \frac{\partial R_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial R_{xy}}{\partial x} + F_y n^2 g h \frac{\partial \zeta}{\partial y} + n^2 Q \left[a + \beta \frac{\sqrt{P^2 + Q^2}}{h} \right] + \frac{gQ\sqrt{P^2 + Q^2}}{h^2 C^2} + n\Psi_2 = 0 \quad (4.6)$$

Όπου οι όροι διασποράς Boussinesq Ψ_1 και Ψ_2 δίνονται από τις εκφράσεις:

$$\Psi_1 = - \left(B + \frac{1}{3} \right) d^2 (P_{xxt} + Q_{xyt}) - nBgd^3 (\zeta_{xxx} + \zeta_{xyy}) - dd_x \left[\frac{1}{3} P_{xt} + \frac{1}{6} Q_{yt} + nBgd(2\zeta_{\chi\chi} + \zeta_{yy}) \right] - dd_y \left(\frac{1}{6} Q_{xt} + nBgd\zeta_{\chi y} \right) \quad (4.7)$$

$$\Psi_2 = - \left(B + \frac{1}{3} \right) d^2 (P_{xyt} + Q_{yyt}) - nBgd^3 (\zeta_{yyy} + \zeta_{yxx}) - dd_y \left[\frac{1}{3} Q_{yt} + \frac{1}{6} P_{xt} + nBgd(2\zeta_{yy} + \zeta_{xx}) \right] - dd_x \left(\frac{1}{6} P_{yt} + nBgd\zeta_{\chi y} \right) \quad (4.8)$$

όπου οι δείκτες x, y και t υποδηλώνουν μερική διαφορίση ως προς το χώρο και το χρόνο αντίστοιχα.

Στον Πίνακα 4.1 περιγράφονται οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν.

Πίνακας 4.1: Παράμετροι των εξισώσεων.

P	πυκνότητα ροής κατά x (m ³ /m/sec)
Q	πυκνότητα ροής κατά y (m ³ /m/sec)
B	όρος διασποράς Boussinesq
F _x	όρος οριζόντιας τάσης κατά x
F _y	όρος οριζόντιας τάσης κατά y
x,y	οριζόντιες καρτεσιανές συντεταγμένες σε m
t	χρόνος σε sec
h	συνολικό βάθος (=d+z)
d	βάθος στη μέση στάθμη ηρεμίας
g	επιτάχυνση βαρύτητας (g=9.81 m/sec ²)
n	πορώδες
C	συντελεστής αντίστασης Chezy (m ^{0.5} /sec)
α	συντελεστής αντίστασης για στρωτή ροή σε πορώδες μέσο
β	συντελεστής αντίστασης για τυρβώδη σε πορώδες μέσο
ζ	διακύμανση ελεύθερης επιφάνειας ως προς τη στάθμη αναφοράς (m)

Οι όροι οριζόντιας τάσης δίνονται από τις σχέσεις που περιέχουν τις οριζόντιες βαθμίδες των ολοκληρωμένων ως προς το βάθος ταχυτήτων:

$$F_x = - \left\{ \frac{\partial}{\partial x} \left(v_t \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left[v_t \left(\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial Q}{\partial x} \right) \right] \right\} \quad (4.9)$$

$$F_y = - \left\{ \frac{\partial}{\partial y} \left(v_t \frac{\partial Q}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left[v_t \left(\frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{\partial P}{\partial y} \right) \right] \right\} \quad (4.10)$$

Όπου v_t είναι ο οριζόντιος συντελεστής τυρβώδους συνεκτικότητας.

Οι όροι R_{xx}, R_{xy} και R_{yy} αναφέρονται στην επίδραση του επιφανειακού κυλίνδρου και της συνεπαγόμενης ανομοιομορφίας της κατακόρυφης κατανομής της οριζόντιας ταχύτητας στην εξίσωση ορμής.

Αντίστοιχα το σύστημα εξισώσεων για το μονοδιάστατο μοντέλο (1DH) είναι:

Εξίσωση συνέχειας:

$$n \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} = 0 \quad (4.11)$$

Εξίσωση ορμής κατά x:

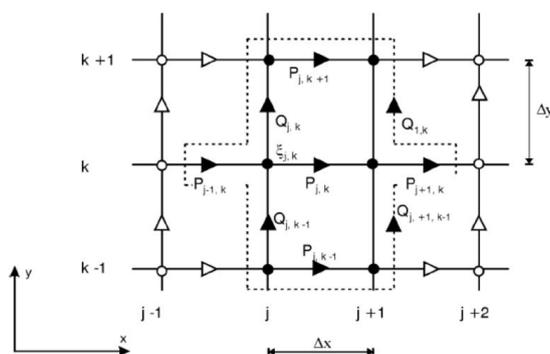
$$n \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{h} \right) + \frac{\partial R_{xx}}{\partial x} + n^2 g h \frac{\partial \zeta}{\partial x} - n \left(B + \frac{1}{3} \right) d^2 \frac{\partial^3 P}{\partial x \partial x \partial t} - \frac{1}{3} d \frac{\partial d}{\partial x} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} - n^2 B g d^2 \frac{\partial w}{\partial x} + n^2 P \left[a + \beta \frac{|P|}{h} \right] + \frac{g P |P|}{h^2 C^2} = 0 \quad (4.12)$$

4.2.3 ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΟ ΣΧΗΜΑ ΕΠΙΛΥΣΗΣ

Η αριθμητική μέθοδος που χρησιμοποιείται στο (2DH) MIKE 21 BW βασίζεται στο αποκαλούμενο SYSTEM 21 σχήμα, το οποίο προτάθηκε από τους Abbott et al. (1973) και επεκτάθηκε από τους Abbott et al. (1978) για την προσομοίωση της διάδοσης βραχέων κυματισμών. Από τότε το δημοφιλές αυτό αριθμητικό σχήμα βελτιώνεται συνεχώς π.χ. από τους Madsen et al. (1991) και Madsen και Sørensen (1992).

Οι διαφορικές εξισώσεις διακριτοποιούνται χωρικά στον ορθογώνιο έκκεντρο κανάβο της Εικόνας 4.4. τα βαθμωτά μεγέθη, όπως η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας ορίζονται στους κόμβους του κανάβου, ενώ οι συνιστώσες της ροής ορίζονται στο μέσο γειτονικών κόμβων (επί πλευρών των βρόχων) στις αντίστοιχες διευθύνσεις. Οι χωρικές παράγωγοι προσεγγίζονται με μέσους όρους εμπρόσθιων πεπερασμένων διαφορών, εκτός από τους συναγωγικούς όρους των εξισώσεων ορμής που διακριτοποιούνται κατά τρόπο που περιγράφουν αναλυτικά οι Madsen and Sørensen (1992). Η ολοκλήρωση ως προς το χρόνο επιτυγχάνεται με ένα πεπλεγμένο κεντρικό σχήμα.

Ο αλγόριθμος που εφαρμόζεται είναι μη επαναληπτικός πεπλεγμένος εναλλασσόμενης διεύθυνσης και εφαρμόζονται οι τεχνικές 'fractional step' και 'side-feeding'. Προκύπτει τελικά ένα τριδιαγώνιο σύστημα εξισώσεων που επιλύεται με το διαδομένο αλγόριθμο διπλής σάρωσης.



Σχήμα 4.4: Έκκεντρος κανάβος στο επίπεδο x-y κατά την εφαρμογή του αριθμητικού σχήματος του μοντέλου (2DH) MIKE 21 BW (Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).

Η χρήση στο μοντέλο (1DH) MIKE 21 BW μιας πρωταρχικής μορφής μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων μπορεί να επιφέρει σοβαρά σφάλματα, ειδικά όταν εφαρμόζονται συναρτήσεις παρεμβολής ίδιας τάξης για τον υπολογισμό των παροχών και της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας. Για να επιτευχθούν σταθερές λύσεις χωρίς διακυμάνσεις χρησιμοποιείται μικτή παρεμβολή. Πεπερασμένα στοιχεία με παροχές τετραγωνικής μορφής και γραμμική ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας εφαρμόζονται σε συνδυασμό με μια βοηθητική μεταβλητή.

Η ολοκλήρωση ως προς το χρόνο εκτελείται είτε μέσω ενός ρητού σχήματος Taylor-Galerkin

τριών βημάτων, είτε μέσω μιας μεθόδου πρόβλεψης-διόρθωσης (predictor-corrector) 4ης τάξης Adams-Bashforth-Moulton.

Ένα σετ τριών γραμμικών εξισώσεων πρέπει να επιλυθεί. Για μικρά συστήματα η επίλυση

μπορεί να γίνει με απαλοιφή κατά Gauss. Για μεγάλα συστήματα εφαρμόζονται πιο χρονοβόρες μέθοδοι, όπως η επαναληπτική μέθοδος Krylov (generalized minimum residual-GMRES) σε συνδυασμό με μια επαρκή προεργασία (μη ολοκληρωμένη LU παραγοντοποίηση). Η αριθμητική επίλυση περιγράφεται αναλυτικά από τους Sorensen et al. (2004).

Η χρησιμοποιούμενη έκδοση του MIKE 21 BW υποστηρίζει τόσο κανονικό, όσο και ακανόνιστο πλέγμα (mesh). Το ακανόνιστο πλέγμα εξασφαλίζει το μέγιστο βαθμό προσαρμοστικότητας σε οποιοδήποτε πρόβλημα.

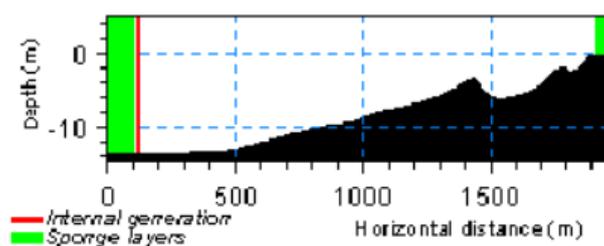
Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι κάποιες φορές απαιτείται η χρήση ενός αριθμητικού φίλτρου

ώστε να αντιμετωπιστούν αστάθειες οφειλόμενες σε υψηλές συχνότητες κατά την αναρρίχηση και καταρρίχηση των κυματισμών στην ακτή ή ώστε να σκεδαστεί ενέργεια σε περιπτώσεις όπου δεν μπορεί να αναπτυχθεί ο επιφανειακός κύλινδρος. Όταν συμπεριλαμβάνεται στην προσομοίωση η θραύση κυματισμών και

η πρόβλεψη της μετακίνησης της ακτογραμμής, κάποιες φορές απαιτείται ένα αρχείο εισόδου με τους συντελεστές του αριθμητικού φίλτρου. Κοντά στην περιοχή της ακτογραμμής ηρεμίας, οι συντελεστές αυτοί πρέπει να πάρουν τιμές μεταξύ 0 και 1 π.χ. 0.25 ή 0.5 , ενώ έξω από τη ζώνη διαβροχής πρέπει να είναι μηδενικοί. Καλό είναι στη μεταβατική ζώνη να χρησιμοποιείται (γραμμική) παρεμβολή και να μη γίνεται απότομη μετάβαση από τις μηδενικές τιμές των συντελεστών στις μεγαλύτερες τιμές.

4.2.4 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΖΩΝΩΝ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ

Οι ζώνες απορρόφησης μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως ένα αποτελεσματικό μέσο απορρόφησης των κυματισμών κατά την προσομοίωση. Μπορούν να τοποθετηθούν κατά μήκος των συνόρων του μοντέλου ώστε να επιτρέψουν φαινόμενα ακτινοβολίας που πιθανών να εμφανίζονται κατά την πρόσπτωση των κυματισμών στο σύνορα της προς μοντελοποίηση περιοχής. Τα φαινόμενα ακτινοβολίας λειτουργούν απορροφητικά στο ποσοστό ακτινοβόλησης της κυματικής ενέργειας έξω από την περιοχή μοντελοποίησης.



Σχήμα 4.5: Ζώνες απορρόφησης του υπολογιστικού μοντέλου MIKE 21 BW (Πηγή: MIKE 21 BW, User Guide, 2007).

Οι ζώνες απορρόφησης σε σχέση με την μοντελοποίηση μη γραμμικών κυματισμών σε προφίλ ακτών, συνήθως εφαρμόζονται στα δύο άκρα του μοντέλου. Η ζώνη απορρόφησης στο ένα άκρο αποσκοπεί στην απορρόφηση της κυματικής ενέργειας έξω από την περιοχή μοντελοποίησης, ($j=0$). Στο άλλο άκρο ($j=j_{extr}$) ο ρόλος της

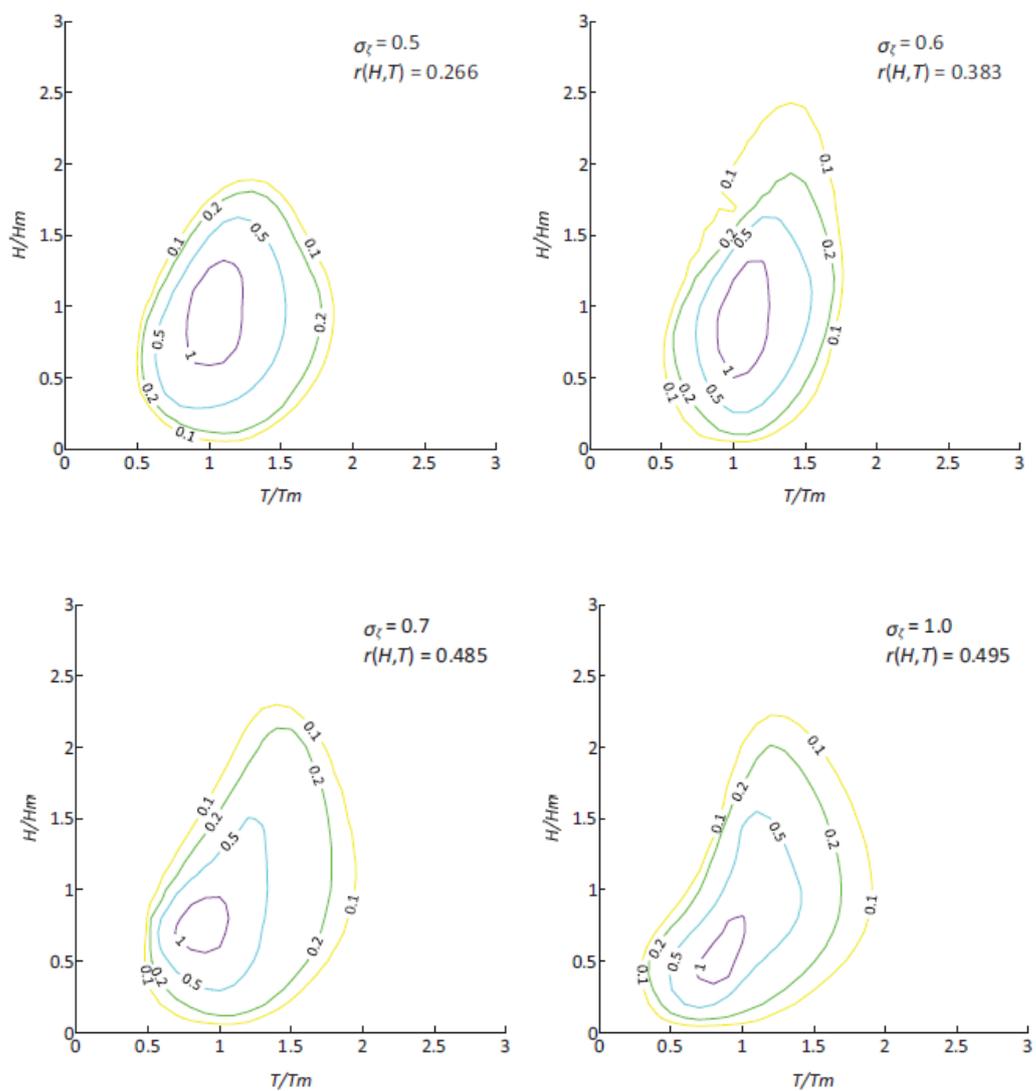
ζώνης απορρόφησης επικεντρώνεται αφενός στο να απορρόφα τους εισερχόμενους κυματισμούς που τείνουν να περάσουν σε περιοχές οι οποίες δεν χρήζουν μοντελοποίησης.

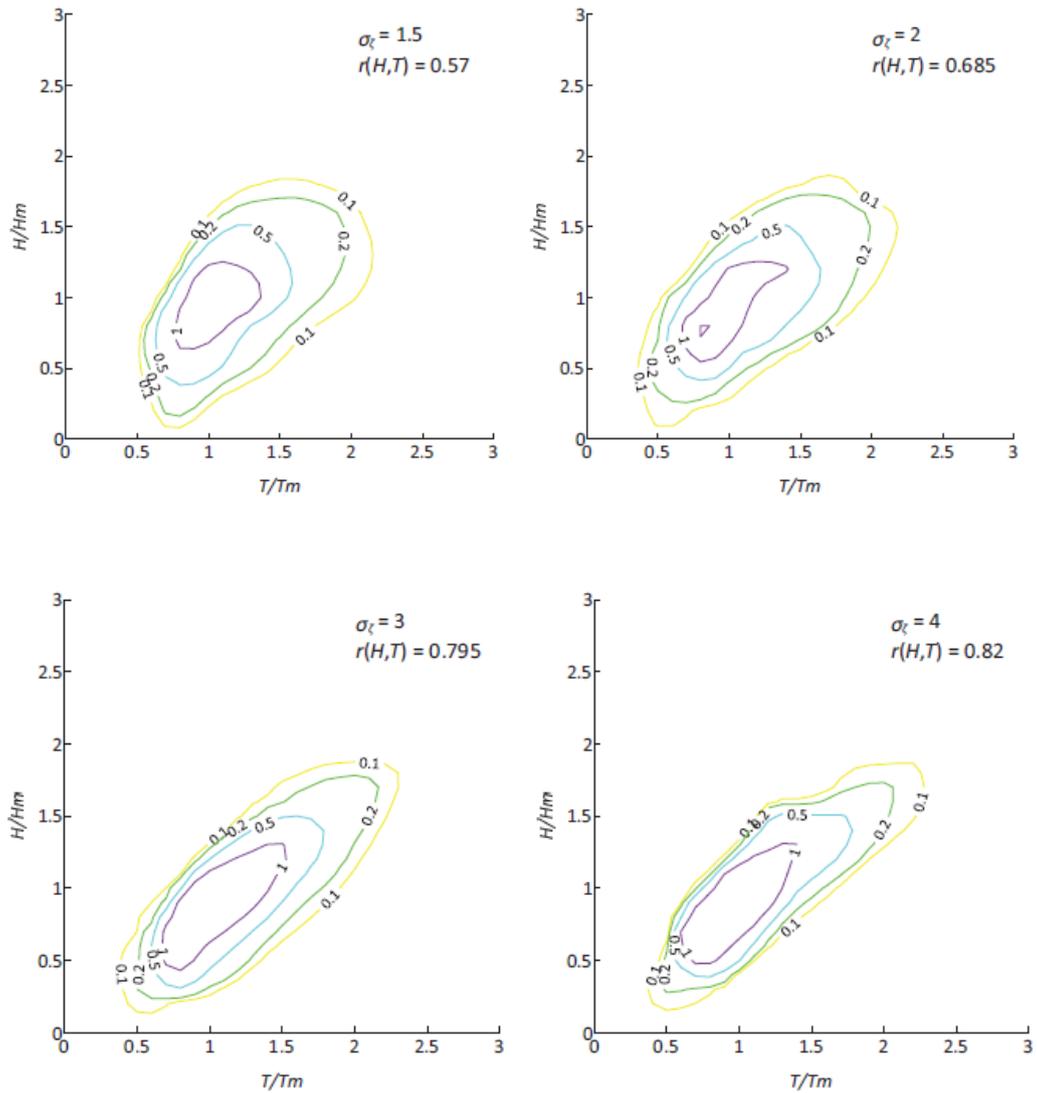
Οι ζώνες απορρόφησης είναι αρχεία της μορφής dfs1 ή dfs2, και παρέχουν ικανοποιητικά απορροφητικά χαρακτηριστικά όταν έχουν εύρος περίπου ίσο με το μισό μήκος κύματος ($L/2$).

5 ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΜΕΘΟΔΟΥ

5.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Από το μοντέλο Memos 1994 που αναφέρεται σε φάσματα μεγάλου πλάτους, προκύπτουν οι επόμενες εικόνες (Εικόνα 5.1) στα βαθιά ύδατα, οι οποίες παρουσιάζονται στη Διδακτορική Διατριβή του Τζανή (2003).





Εικόνα 5.1: Πιθανοτικά διαγράμματα υψών-περιόδων στα βαθιά ύδατα (Πηγή: Chondros, 2014).

Στον Πίνακα 5.1 φαίνεται συγκεντρωτικά η σχέση της τυπικής απόκλισης της ελεύθερης επιφάνειας (σ_ζ) με τον συντελεστή συσχέτισης του ύψους κύματος με την περίοδο $r(H,T)$ και του Μέσου Ύψους Κύματος (H_m).

Πίνακας 5.1: Παράμετροι εικόνων στα βαθιά ύδατα.

σ_z	$r(H,T)$	H_m (m)
0.5	0.266	1.020
0.6	0.383	1.103
0.7	0.485	1.266
1.0	0.495	2.187
1.5	0.570	3.755
2.0	0.685	4.980
3.0	0.795	7.068
4.0	0.820	8.833

Σύμφωνα με τον παραπάνω Πίνακα 5.1 στην παρούσα μεταπτυχιακή εργασία, επελέγησαν οι κυματικές καταστάσεις που αντιστοιχούν στα εξής χαρακτηριστικά:

$\sigma_z=0.5$ με $r(H,T)=0.266$ (**CASE 1**)

$\sigma_z=1.0$ με $r(H,T)=0.495$ (**CASE 2**)

Ο λόγος που επελέγησαν οι συγκεκριμένες εικόνες είναι διότι τα 1,020m κα 2,187m είναι χαρακτηριστικά ύψη κύματος που συναντάμε στον Ελληνικό χώρο, αφού τα κύματα στην Ελλάδα κυμαίνονται από 1-3 m. Στο επόμενο κεφάλαιο γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων με ομοειδής περιπτώσεις που μελετώνται στην διδακτορική διατριβή του Chondros (2014).

Οι εφαρμογές έγιναν για κλίσεις πυθμένα : $m=3\%$, $m=5\%$, $m=7\%$, $m=10\%$, $m=13\%$ και $m=15\%$. Ενώ οι θέσεις ελέγχου που επελέγησαν είναι: $d/H_{om}=1$ (μετά τη θραύση), $d/H_{om}=1.5$ (πριν τη θραύση) και $d/H_{om}=2$ (πριν τη θραύση).

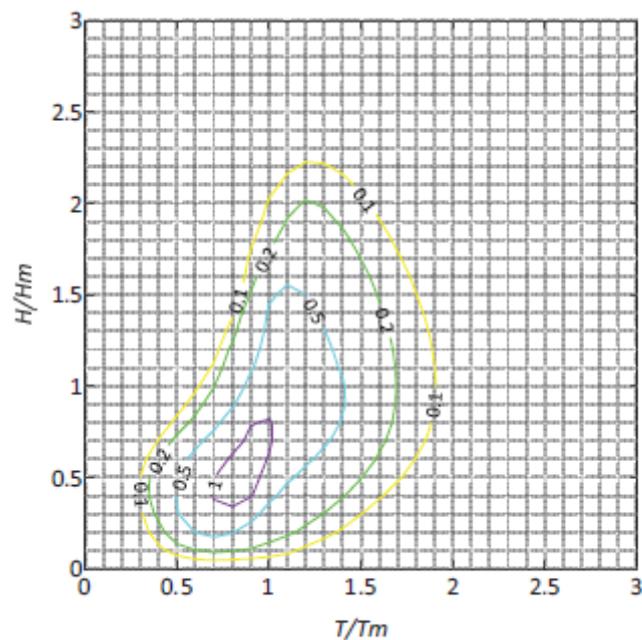
5.2 ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΤΗΣ ΠΙΘΑΝΟΤΙΚΗΣ ΕΙΚΟΝΑΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ ΣΕ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑ

5.2.1 ΨΗΦΙΟΠΟΙΗΣΗ ΕΙΚΟΝΩΝ

Προκειμένου να πραγματοποιηθεί η μελέτη, έγινε ψηφιοποίηση των επιλεγόμενων εικόνων σε ισοδύναμες πυκνότητες πιθανότητας $\rho_{H,T}$ για κάθε ζεύγος ύψους και

περιόδου κύματος (H,T). Η περιγραφή που ακολουθεί αφορά τη εικόνα με συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)=0.495$.

Με χρήση του προγράμματος AutoCAD 2010 κατασκευάστηκε ένας διδιάστατος κάρναβος (31x31 κόμβων) με βήμα διακριτοποίησης $dx=dy=0.1$ ή $d(H/H_m)=d(T/T_m)=0.1$ (Σχήμα 5.1).



Σχήμα 5.1: Κάρναβος με βήμα $dx=dy=0.1$ για την ισοπιθανοτική εικόνα με συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)=0.495$ (Πηγή: Chondros, 2014).

Αυτή η εικόνα έπειτα, εισήχθη στο πρόγραμμα Surfer 11 και με αυτό τον τρόπο γίνεται η ψηφιοποίηση κάθε κόμβου έχοντας πλέον για κάθε ζεύγος ύψους και περιόδου κύματος (H,T) την αντίστοιχη πυκνότητα πιθανότητας ($p'_{H,T}$).

Ισχύει ότι η συχνότητα εμφάνισης ($f_{H,T}$) του κάθε ζεύγους προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό της πυκνότητας πιθανότητας επί τα βήματα dT και dH , δηλαδή:

$$f_{H,T} = p'_{H,T} * dT * dH \quad (5.1)$$

και προκειμένου να υπολογιστεί το πλήθος εμφάνισης του κάθε ζεύγους, πολλαπλασιάζεται η συχνότητα εμφάνισής του ($f_{H,T}$) επί τον πληθυσμό (N) των ζευγών:

$$n_{H,T} \approx f_{H,T} * N \quad (5.2)$$

Στην παρούσα μελέτη, θεωρήθηκε ο πληθυσμός των ζευγών $N=50.000$ κύματα (Memos and Tzanis, 1994). Το πλήθος εμφάνισης πρέπει πάντα να είναι θετικός αριθμός, για αυτόν τον λόγο σε περίπτωση που προκύψει η πυκνότητα πιθανότητας αρνητικός αριθμός, θέτεται το πλήθος εμφάνισης ίσο με το μηδέν. Εφόσον γίνει επαλήθευση το άθροισμα των $n_{H,T}$ παρατηρείται ότι προκύπτουν 47.306 κύματα, η αιτία που δεν προκύπτουν τα 50.000 κύματα είναι εξαιτίας του βήματος διακριτοποίησης που επιλέχθηκε, ωστόσο το πλήθος 47.306 κύματα είναι ικανοποιητικά κοντά στο επιθυμητό.

Από το πλήθος των 50.000 κυμάτων, έγινε επιλογή ενός χαρακτηριστικού δείγματος **$M=2.000$ ζευγών κυμάτων (H,T)** που είναι αντιπροσωπευτικό της εικόνας που έχουμε προς μελέτη. Στην συνέχεια υπολογίσθηκε το αντιπροσωπευτικό πλήθος $n'_{H,T}$ το οποίο είναι κατά φθίνουσα ταξινόμηση και προκύπτει από το πολλαπλασιασμό του $n_{H,T}$ με το επιλεχθέν χαρακτηριστικό δείγμα M διά τον πληθυσμό N . Το χαρακτηριστικό δείγμα ζευγών M επιλέχθηκε με τέτοιο τρόπο ώστε οι κώδικες της Fortran που θα χρησιμοποιηθούν στην πορεία να μην έχουν πρόβλημα κατά την εκτέλεσή τους αλλά και το άθροισμα των n' να είναι σχετικά κοντά στο δείγμα που επιλέχθηκε. Στην περίπτωση της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας, το άθροισμα του n' είναι 1871, αριθμός αποδεκτός με το χαρακτηριστικό δείγμα που είναι 2.000 κύματα. Τελικώς, τα αδιάστατα ύψη κύματος και περίοδοι, διαστατοποιούνται. Η ίδια διαδικασία ακολουθείται και για την εικόνα με συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)=0.266$.

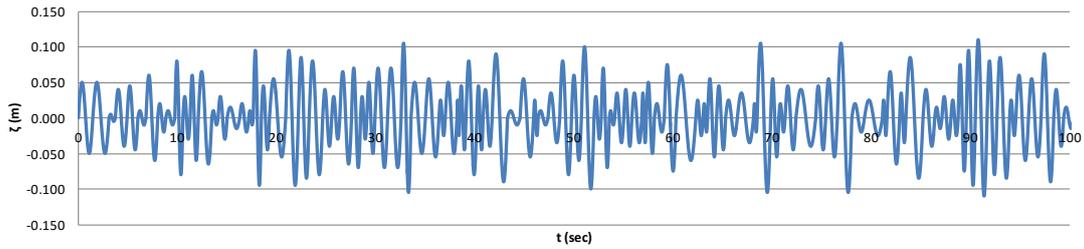
5.2.2 ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑΣ ΣΤΑ ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ

Στην παρούσα Μεταπτυχιακή εργασία, για την πρώτη περίπτωση με συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)=0.495$ και τυπική απόκλιση της στάθμης της επιφάνειας της θάλασσας $\sigma_z=1.0$ επιλέχθηκαν δύο καταιγίδες στα βαθιά ύδατα, η πρώτη είναι για ύψος κύματος $H_m=0.09m$ και περίοδο $T=1.01sec$, τιμές κατάλληλες για πειραματικές διατάξεις (υπό κλίμακα) και η δεύτερη για ύψος κύματος $H_m=2.185m$ και περίοδο $T=5,05sec$ (αντιπροσωπευτικές τιμές πεδίου).

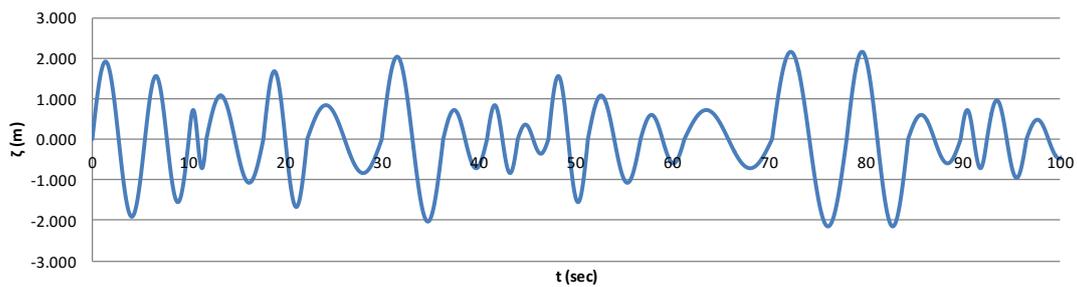
Με την βοήθεια κατάλληλου προγράμματος Fortran έγινε η λήψη των αδιάστατων τιμών H/H_m και T/T_m , προκειμένου να διαστατοποιηθούν, πρέπει να πολλαπλασιαστούν αντίστοιχα με το $H_m=0.1m$ και $T_m=0.91sec$ για την πρώτη καταιγίδα και $H_m=2.387m$ και $T_m=2.387sec$ για την δεύτερη. Από τις μέσες τιμές από τα ύψη κύματος και περιόδου, προκύπτει ότι $H_m=0.9m$ και $T_m=1.01sec$ (πρώτη καταιγίδα) και $H_m=2,185m$ και $T_m=5,05sec$ (δεύτερη καταιγίδα), τιμές αποδεκτές.

Αντίστοιχα για την δεύτερη περίπτωση με συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)=0.266$ και τυπική απόκλιση της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας $\sigma_z=0.5$ η καταιγίδα έχει ύψος κύματος $H_m=1.020m$ και περίοδο $T=6.44 sec$.

Με χρήση κατάλληλου κώδικα σε γλώσσα Fortran όπου εφαρμόζεται η μέθοδος 'zero upcrossing' δημιουργούνται τα κατάλληλα δεδομένα (χρόνος και ανύψωση ελεύθερης επιφάνειας) για την κατασκευή της χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα, δίνοντας ως δεδομένο στον κώδικα τα μέση ύψη κύματος και τις αντίστοιχες μέσες περιόδους. Η χρονοσειρά όμως απαιτεί, τα ζεύγη των H_m , T_m σε τυχαία σειρά, επομένως η εισαγωγή των δεδομένων ζευγών στο πρόγραμμα γίνεται με τον απαιτούμενο τρόπο. Στα Διαγράμματα 5.1 και 5.2 παρουσιάζονται παραδείγματα χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα για τις δύο καταιγίδες της πρώτης περίπτωσης.

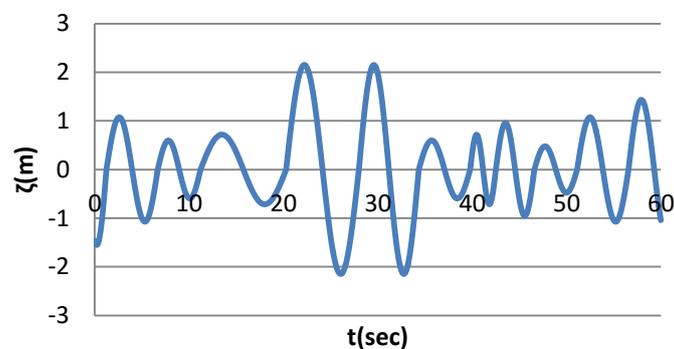


Διάγραμμα 5.1: Τμήμα χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα για $H_m=0.09\text{m}$ και $T_m=1.01\text{sec}$.



Διάγραμμα 5.2: Τμήμα χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα για $H_m=2.185$ και $T_m=5.05\text{sec}$.

Ωστόσο, επειδή απαιτείται η μελέτη του συστήματος σε συνθήκες σταθερής κατάστασης, λήφθηκε υπόψη η περίοδος προθέρμανσης (**warm up period**). Από τα Διαγράμματα 5.1 και 5.2, παρατηρούμε η περίοδος προθέρμανσης διαρκεί περίπου από την χρονική στιγμή $t=0\text{ sec}$ έως την $t=50\text{ sec}$. Αυτό το χρονικό διάστημα θα εξαιρεθεί από τις τελικές χρονοσειρές που θα μελετηθούν στην συνέχεια και είναι ικανό για να εξαλειφθούν οι αρχικές αστάθειες τους (Διάγραμμα 5.3).



Διάγραμμα 5.3: Τμήμα χρονοσειράς στα βαθιά ύδατα για $H_m=2.185$ και $T_m=5.05\text{sec}$ με αφαίρεση της περιόδου προθέρμανσης.

Προκειμένου να διερευνηθεί και να διαπιστωθεί ο τρόπος με τον οποίο επιδρούν στα εξαγόμενα αποτελέσματα για την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, τόσο η χωρική όσο και η χρονική τμηματοποίηση σαν στοιχεία εισόδου στο MIKE 21 BW, έγιναν αλληπάλληλες δοκιμές. Η μελέτη τελικά, πραγματοποιείται τελικά για τις εξής περιπτώσεις:

CASE 1 με χαρακτηριστικά στα βαθιά $r(H,T)=0.495$, $\sigma_z=1.0$

Η πρώτη καταιγίδα είναι για $H_m=0.09m$ (μέσο ύψος κύματος), $T_m=1.01sec$ (μέση περίοδος κύματος), $dx=0.05m$ (χωρικό βήμα) και $dt=0.01sec$ (χρονικό βήμα), τιμές που αντιστοιχούν σε πειραματικές διατάξεις (υπό κλίμακα). Η δεύτερη είναι για $H_m=0.09m$ (μέσο ύψος κύματος), $T_m=1.01sec$ (μέση περίοδος κύματος), $dx=0.05m$ (χωρικό βήμα) και $dt=0.0025sec$ (χρονικό βήμα), όπου έγινε πύκνωση του χρονικού βήματος για πειραματικές διατάξεις. Και η τρίτη είναι για $H_m=2.185m$ (μέσο ύψος κύματος), $T_m=5.05sec$ (μέση περίοδος κύματος), $dx=1m$ (χωρικό βήμα) και $dt=0.01sec$ (χρονικό βήμα), τιμές που συναντώνται στο πεδίο. Τα χαρακτηριστικά κάθε περίπτωσης περιγράφονται στον Πίνακα 5.2.

Πίνακας 5.2: Χαρακτηριστικά των τριών περιπτώσεων υπό μελέτη, με $r(H,T)=0.495$, $\sigma_z=1.0$.

		ΚΑΙΤΑΙΓΙΔΑ 1	ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 2	ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 3
Περιγραφή		Τιμές για πειραματικές διατάξεις	Τιμές για πειραματικές διατάξεις, χρονική πύκνωση	Τιμές πεδίου
Μέση περίοδος κύματος στα βαθιά	$T_m=$	1.01 sec	1.01 sec	5.05 sec
Μέσο ύψος κύματος στα βαθιά	$H_m=$	0.09 m	0.09 m	2.185 m
Μήκος κύματος στα βαθιά	$L_o=$	1.59 m	1.59 m	39.84 m
Χωρικό βήμα	$dx=$	0.05 m	0.05 m	1.00 m
Χρονικό βήμα	$dt=$	0.01 sec	0.0025 sec	0.01 sec

CASE 2 με χαρακτηριστικά στα βαθιά $r(H,T)=0.266$, $\sigma_z=0.5$

Η καταιγίδα σε αυτή τη περίπτωση έχει μέσο ύψος κύματος στα βαθιά $H_m=1.020 m$ (, μέση περίοδος στα βαθιά $T_m=6.44 sec$, χωρικό βήμα $dx=0.05m$ και χρονικό βήμα $dt=0.01sec$, τιμές που αντιστοιχούν σε χαρακτηριστικά του πεδίου. Τα χαρακτηριστικά της περίπτωσης περιγράφονται στον Πίνακα 5.3.

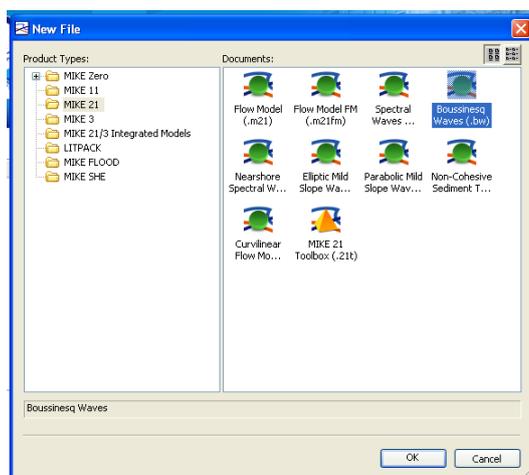
Πίνακας 5.3: Χαρακτηριστικά των τριών περιπτώσεων υπό μελέτη, με $r(H,T)=0.266$, $\sigma_z=0.5$.

		ΚΑΙΤΑΙΓΙΔΑ 4
Περιγραφή		Τιμές πεδίου
Μέση περίοδος κύματος στα βαθιά	$T_m=$	6.44 sec
Μέσο ύψος κύματος στα βαθιά	$H_m=$	1.02m
Μήκος κύματος στα βαθιά	$L_0=$	64.79 m
Χωρικό βήμα	$dx=$	1.00 m
Χρονικό βήμα	$dt=$	0.01 sec

Όλες οι **μέσες περίοδοι** κύματος επελέγησαν μέσω μίας επαναληπτικής διαδικασίας ώστε η τυπική απόκλιση της ελεύθερης επιφάνειας (σ_j) στα βαθιά ύδατα να μην μεταβάλλεται και να συμφωνεί με τον Πίνακα 5.1.

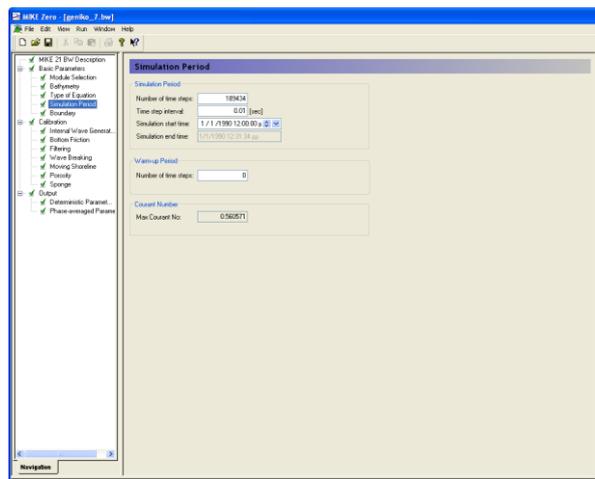
5.2.3 ΜΕΤΑΤΡΟΠΗ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑΣ ΑΠΟ ΤΑ ΒΑΘΙΑ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΤΟΥ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ MIKE 21 BW

Οι χρονοσειρές που κατασκευάστηκαν για τις τέσσερις παραπάνω περιπτώσεις, τροφοδοτήθηκαν στο αριθμητικό κυματικό μοντέλο προσομοίωσης MIKE 21BW της DHI (Σχήμα 5.2). Στην συνέχεια ακολουθεί μία σύντομη περιγραφή της μετατροπής της χρονοσειράς από τα βαθιά στα αβαθή.



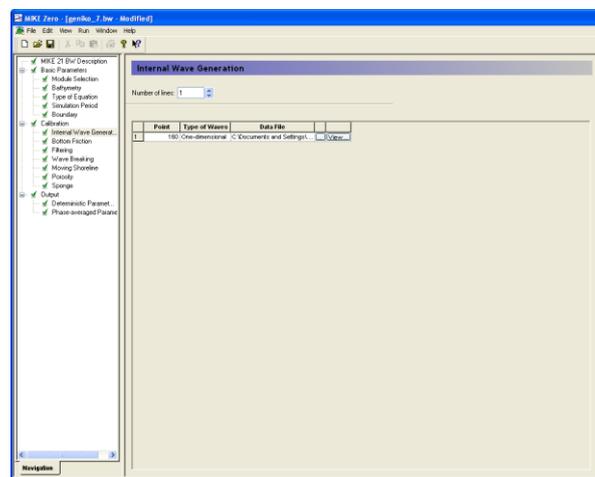
Σχήμα 5.2: Επιλογή του MIKE 21 BW.

Η χρονοσειρά που θα παραχθεί είναι αρχείο dfs0 και εξετάζουμε μονοδιάστατα την μελέτη (1 DH). Στις βασικές παραμέτρους και συγκεκριμένα στις επιλογές της περιόδου προσομοίωσης εισάγουμε το πλήθος των χρονικών βημάτων, το χρονικό βήμα (dt), το πλήθος των χρονικών βημάτων της περιόδου προθέρμανσης (την οποία την θεωρούμε 0, αφού έχει εξαιρεθεί προηγουμένως) και τέλος αυτόματα υπολογίζεται ο αριθμός Courant, ο οποίος πρέπει να είναι μικρότερος της μονάδας (Σχήμα 5.3).



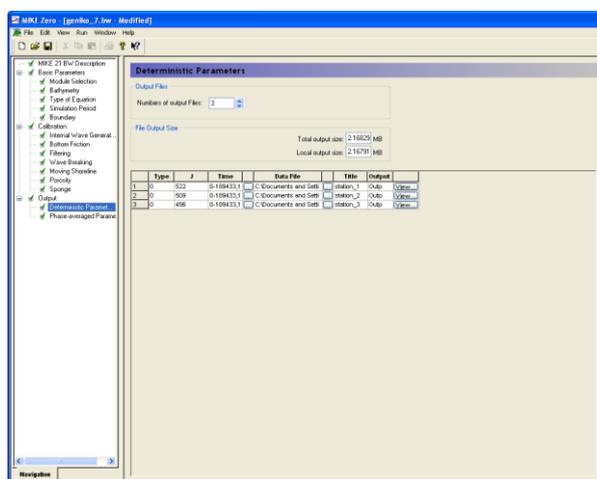
Σχήμα 5.3 Εισαγωγή παραμέτρων της περιόδου προσομοίωσης στο MIKE 21 BW.

Ακόμη, καθορίζεται το σημείο στο οποίο τοποθετείται η γενέτειρα κυματισμών (Σχήμα 5.4).



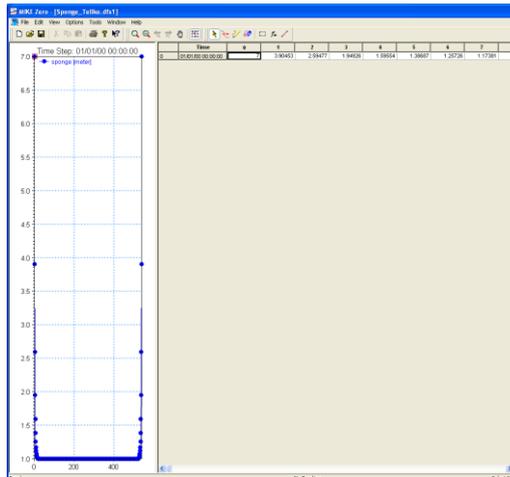
Σχήμα 5.4: Καθορισμός της γενέτειρας κυματισμών στο MIKE 21 BW.

Στο τέλος, καθορίζονται τα επιθυμητά εξαγόμενα αποτελέσματα, όπου ορίζονται οι κόμβοι στους οποίους θα παραχθεί η ανύψωση της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας (Σχήμα 5.5).



Σχήμα 5.5: Καθορισμός των κόμβων στους οποίους θα δημιουργηθεί η χρονοσειρά στα αβαθή ύδατα στο MIKE 21 BW.

Τελικώς, τα αποτελέσματα που προκύπτουν από το MIKE 21 BW για την ανύψωση της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας είναι το αρχείο dfs0 όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.6. Οι χρονοσειρές της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας, μπορούν να υπολογιστούν σε οποιαδήποτε επιθυμητή θέση και βάθος του καννάβου (π.χ. σε αντίστοιχες θέσεις των αισθητήρων μέτρησης σε μία πειραματική διάταξη, σε θέσεις έργων, κλπ).



Σχήμα 5.8: Δημιουργία απορροφητικής στοιβάδας στο MIKE 21 BW.

5.3 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΕΡΙΠΤΩΣΕΩΝ

Ακολουθεί η περιγραφή της κάθε εξεταζόμενης περίπτωσης.

5.3.1 CASE 1

Σε αυτή την υπόθεση, η ισοπιθανοτική εικόνα ζευγών υψών και περιόδων κύματος στα βαθιά αντιστοιχεί στην Εικόνα 5.1 με συντελεστή συσχέτισης ύψους και περιόδου κύματος $r(H,T)=0.495$ και τυπική απόκλιση της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας $\sigma_j=1.0$.

ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 1^η

Τα χαρακτηριστικά της πρώτης καταιγίδας όπως περιγράφεται στον Πίνακα 5.2 είναι: $H_m=0.09\text{m}$ (μέσο ύψος κύματος), $T_m=1.01\text{sec}$ (μέση περίοδος κύματος), $dx=0.05\text{m}$ (χωρικό βήμα) και $dt=0.01\text{sec}$ (χρονικό βήμα). Όλες οι τιμές των παραμέτρων, είναι υπό κλίμακα.

Το χωρικό βήμα dx και το χρονικό βήμα dt , επιλέχθηκαν ώστε να ικανοποιούν την απαίτηση του MIKE 21, ο αριθμός Courant να είναι μικρότερος του 0,5:

$$Cr = c * \frac{dt}{dx} < 0.5 \quad (5.3)$$

Η διάρκεια της χρονοσειράς είναι 1844,32 sec ή 30,74min και έχει 184.433 χρονικά βήματα.

Σε αυτή την περίπτωση θα εξετάσουμε πέντε σενάρια, όπου θα έχουμε πέντε διαφορετικές κλίσεις του πυθμένα (Πίνακας 5.4), οι οποίες απαντώνται συχνότερα στις Ελληνικές ακτογραμμές.

Πίνακας 5.4: Σενάρια για την καταιγίδα 1.

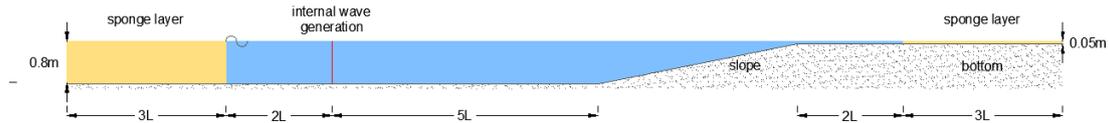
ΚΑΙΤΑΙΓΙΔΑ 1	
Σενάριο 1	Κλίση $m_1=3\%$
Σενάριο 2	Κλίση $m_2=5\%$
Σενάριο 3	Κλίση $m_3=7\%$
Σενάριο 4	Κλίση $m_4=10\%$
Σενάριο 5	Κλίση $m_5=13\%$

Για κάθε σενάριο, οι επιθυμητές εικόνες θα δίνονται σε τρία αδιάστατα βάθη (ως προς το μέσο εισερχόμενο ύψος κυματισμού, H_{om}), όπως περιγράφεται στον Πίνακα 5.5, τα δύο πριν την θραύση ($d_c/H_{om}=2$ και $d_c/H_{om}=1.5$) και ένα μετά από αυτή ($d_c/H_{om}=1$).

Πίνακας 5.5: Εξεταζόμενοι σταθμοί για την καταιγίδα 1.

$d/H_{om}=1$	station 1
$d/H_{om}=1.5$	station 2
$d/H_{om}=2$	station 3

Για την βαθυμετρία του μονοδιάστατου μοντέλου, χρησιμοποιήθηκαν δύο απορροφητικές στοιβάδες, μία στα βαθιά ύδατα (0,8 m) και μία στα αβαθή (0,05 m), με μήκος 3L όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.9.



Σχήμα 5.9: Σκαρίφημα Μονοδιάστατου Μοντέλου Προσομοίωσης, σταθερής κλίσης, για την καταιγίδα 1 και την καταιγίδα 2.

Ενώ, η γενέτειρα κυματισμών, τοποθετήθηκε σε απόσταση $2L$ από το τέλος της πρώτης απορροφητικής στοιβάδας. Και η βαθυμετρία που χρησιμοποιήθηκε έχει χαρακτηριστικά υπό κλίμακα, τα οποία χρησιμοποιούνται για πειραματικές διατάξεις.

ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 2^η

Τα χαρακτηριστικά της δεύτερης περίπτωσης όπως περιγράφεται στον Πίνακα 5.2 είναι: $H_m=0.09m$ (μέσο ύψος κύματος), $T_m=1.01sec$ (μέση περίοδος κύματος), $dx=0.05m$ (χωρικό βήμα) και $dt=0.0025sec$ (χρονικό βήμα). Είναι δηλαδή, πύκνωση της πρώτης καταιγίδας, κατά το χρονικό βήμα. και αυτή η περίπτωση έχει όλες τις παραμέτρους υπό κλίμακα. Σκοπός αυτής της περίπτωσης είναι η σύγκριση με την Καταιγίδα 1, η οποία έχει μεγαλύτερο χρονικό βήμα.

Όμοια και εδώ, όπως στην περίπτωση 1, το χωρικό βήμα dx και το χρονικό βήμα dt , επιλέχθηκαν ώστε να ικανοποιούν την απαίτηση του MIKE 21, ο αριθμός Courant να είναι μικρότερος του 0,5.

Η διάρκεια της χρονοσειράς είναι 1844,32 sec ή 30,74min και έχει 737.732 χρονικά βήματα.

Σε αυτή την περίπτωση θα εξετάσουμε ένα σενάριο για κλίση του πυθμένα 10% (Πίνακας 5.6).

Πίνακας 5.6: Σενάριο για την καταιγίδα 2.

ΚΑΙΤΑΙΓΙΔΑ 2	
Σενάριο 1	Κλίση $m_1=10\%$

Η επιθυμητή εικόνα δίνεται στο αδιάστατο βάθος (ως προς το μέσο εισερχόμενο ύψος κυματισμού, H_{om}), όπως περιγράφεται στον Πίνακα 5.7, μετά την θραύση ($d_c/H_{om}=1$).

Πίνακας 5.7: Εξεταζόμενος σταθμός για την καταιγίδα 2.

$d/H_{om}=1$	station_1
--------------	-----------

Για την βαθυμετρία του μονοδιάστατου μοντέλου, χρησιμοποιήθηκαν δύο απορροφητικές στοιβάδες, μία στα βαθιά ύδατα (0,8 m) και μία στα αβαθή (0,05 m), με μήκος 3L όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.9, όμοια με την καταιγίδα 1.

Ενώ, η γενέτειρα κυματισμών, τοποθετήθηκε σε απόσταση 2L από το τέλος της πρώτης απορροφητικής στοιβάδας.

ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 3^η

Τα χαρακτηριστικά της τρίτης καταιγίδας όπως περιγράφεται στον Πίνακα 5.2 είναι: $H_m=2.185m$ (μέσο ύψος κύματος), $T_m=5.05sec$ (μέση περίοδος κύματος), $dx=1m$ (χωρικό βήμα) και $dt=0.01sec$ (χρονικό βήμα). Η συγκεκριμένη περίπτωση φέρει χαρακτηριστικά κύματος που συναντώνται στο πεδίο.

Όμοια και εδώ, το χωρικό βήμα dx και το χρονικό βήμα dt , επιλέχθηκαν ώστε να ικανοποιούν την απαίτηση του MIKE 21, ο αριθμός Courant να είναι μικρότερος του 0,5.

Η διάρκεια της χρονοσειράς είναι 9390,49 sec ή 156,5min ή 2,6hr και έχει 939.050 χρονικά βήματα.

Σε αυτή την περίπτωση εξετάζεται ένα σενάριο για κλίση του πυθμένα 10% (Πίνακας 5.8).

Πίνακας 5.8: Σενάριο για την καταιγίδα 3.

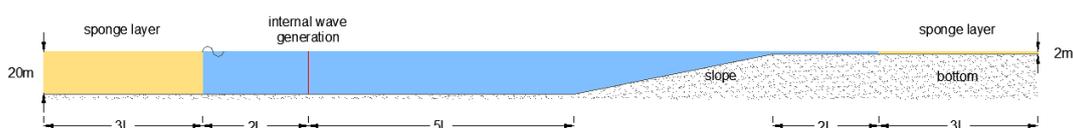
ΚΑΙΤΑΙΓΙΔΑ 3	
Σενάριο 1	Κλίση $m_1=10\%$

Η επιθυμητή εικόνα δίνεται σε ένα αδιάστατο βάθος (ως προς το μέσο εισερχόμενο ύψος κυματισμού, H_{om}), όπως περιγράφεται στον Πίνακα 5.9 πριν τη θραύση ($d_c/H_{om}=2$).

Πίνακας 5.9: Εξεταζόμενος σταθμός για την καταιγίδα 3.

$d/H_{om}=2$	station_2
--------------	------------------

Για την βαθυμετρία του μονοδιάστατου μοντέλου, χρησιμοποιήθηκαν δύο απορροφητικές στοιβάδες, μία στα βαθιά ύδατα (20 m) και μία στα αβαθή (0,50m), με μήκος $3L$ όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.10.



Σχήμα 5.10: Σκαρίφημα Μονοδιάστατου Μοντέλου Προσομοίωσης, σταθερής κλίσης, για την καταιγίδα 3.

Ενώ, η γενέτειρα κυματισμών, τοποθετήθηκε σε απόσταση $2L$ από το τέλος της πρώτης απορροφητικής στοιβάδας.

5.3.2 CASE 2

Στην δεύτερη υπόθεση, η ισοπιθανοτική εικόνα ζευγών υψών και περιόδων κύματος στα βαθιά αντιστοιχεί στην Εικόνα 5.1 με συντελεστή συσχέτισης ύψους και περιόδου κύματος $r(H,T)=0.266$ και τυπική απόκλιση της στάθμης της ελεύθερης επιφάνειας $\sigma_j=0.5$.

ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 4^η

Τα χαρακτηριστικά της πέμπτης καταιγίδας σύμφωνα με τον Πίνακα 5.3 είναι: $H_m=1.020m$ (μέσο ύψος κύματος), $T_m=6.44sec$ (μέση περίοδος κύματος), $dx=1m$ (χωρικό βήμα) και $dt=0.01sec$ (χρονικό βήμα).

Όμοια και εδώ, το χωρικό βήμα dx και το χρονικό βήμα dt , επιλέχθηκαν ώστε να ικανοποιούν την απαίτηση του MIKE 21, ο αριθμός Courant να είναι μικρότερος του 0,5.

Η διάρκεια της χρονοσειράς είναι 9390,49 sec ή 17.392,85min ή 289,88hr και έχει 1.043.571 χρονικά βήματα.

Σε αυτή την περίπτωση εξετάζεται τα εξής σενάρια σύμφωνα με τον Πίνακα 5.10 :

Πίνακας 5.10: Σενάρια για την καταιγίδα 4.

ΚΑΙΤΑΙΓΙΔΑ 4	
Σενάριο 1	Κλίση $m_1=3\%$
Σενάριο 2	Κλίση $m_2=5\%$
Σενάριο 3	Κλίση $m_3=7\%$
Σενάριο 4	Κλίση $m_4=10\%$

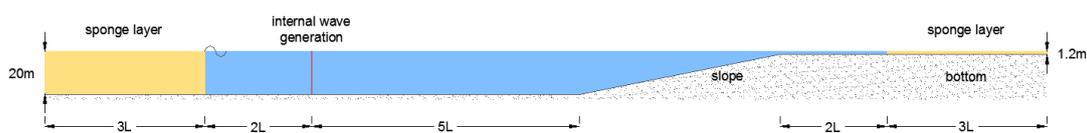
Για κάθε σενάριο, οι επιθυμητές εικόνες θα δίνονται σε τρία αδιάστατα βάθη (ως προς το μέσο εισερχόμενο ύψος κυματισμού, H_{om}), όπως περιγράφεται στον Πίνακα

5.11, τα δύο πριν την θραύση ($d_c/H_{om}=2$ και $d_c/H_{om}=1.5$) και ένα μετά από αυτή ($d_c/H_{om}=1$).

Πίνακας 5.11: Εξεταζόμενοι σταθμοί για την καταιγίδα 4.

$d/H_{om}=1$	station 1
$d/H_{om}=1.5$	station 2
$d/H_{om}=2$	station 3

Για την βαθυμετρία του μονοδιάστατου μοντέλου, χρησιμοποιήθηκαν δύο απορροφητικές στοιβάδες, μία στα βαθιά ύδατα (20 m) και μία στα αβαθή (1,20m), με μήκος $3L$ όπως φαίνεται στο Σχήμα 5.11.



Σχήμα 5.11: Σκαρίφημα Μονοδιάστατου Μοντέλου Προσομοίωσης, σταθερής κλίσης, για την καταιγίδα 4.

Ενώ, η γενέτειρα κυματισμών, τοποθετήθηκε σε απόσταση $2L$ από το τέλος της πρώτης απορροφητικής στοιβάδας.

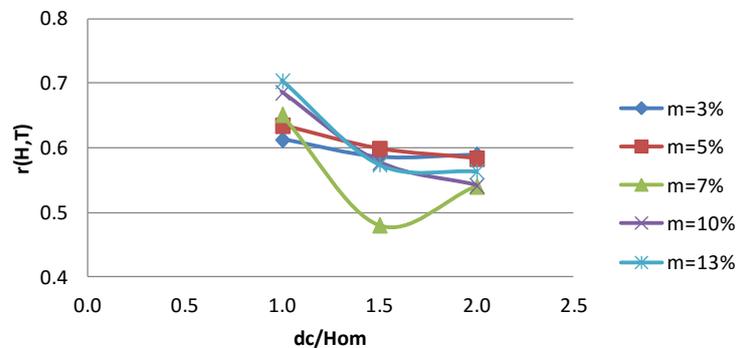
6 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΤΟΥΣ

6.1 ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 1

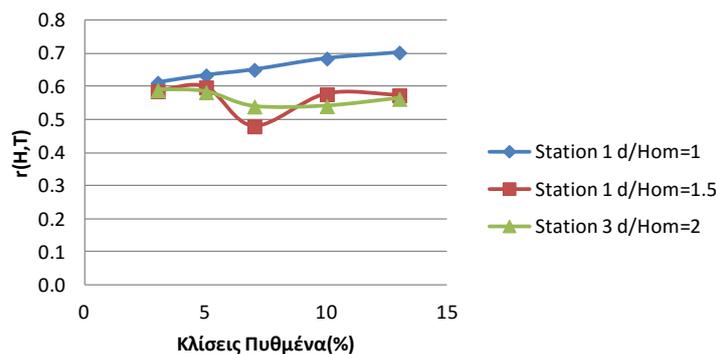
Σε αυτή την περίπτωση παρατηρούμε ότι ο Συντελεστής Συσχέτισης (Πίνακας 6.1) έχει αυξηθεί γενικά σε σχέση με τον Συντελεστή Συσχέτισης στα βαθιά ύδατα που είναι $r(H,T)=0.495$ (Εικόνα 5.1), γεγονός που υποδηλώνει ότι καθώς το κύμα διαδίδεται από τα βαθιά στα αβαθή, αυξάνεται η συσχέτιση του H,T. Ωστόσο, στην κλίση πυθμένα $m_3=7\%$ στο σταθμό $d/H_{om}=1.5$, παρατηρείται μία μικρή μείωση του συντελεστή συσχέτισης, την οποία μπορούμε να αμελήσουμε αφού η διαφορά είναι ελάχιστη. Ακόμη παρατηρούμε ότι για το σενάριο της πιο απότομης κλίσης ο συντελεστής συσχέτισης έχει μεγαλύτερες τιμές σε σχέση με ηπιότερες κλίσεις (Διάγραμμα 6.1), ενώ αξιοσημείωτο είναι το γεγονός ότι για την κλίση 3% (η πιο ήπια κλίση), ο συντελεστής συσχέτισης δεν έχει μεγάλες αλλαγές από σταθμό σε σταθμό (Διάγραμμα 6.1).

Πίνακας 6.1: Συντελεστές συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος (αβαθή ύδατα), για την καταιγίδα 1.

Συντελεστής συσχέτισης $r(H,T)$ για την καταιγίδα 1					
	SLOPE 3%	SLOPE 5%	SLOPE 7%	SLOPE 10%	SLOPE 13%
Station 1($d/H_{om}=1$)	0.613	0.635	0.652	0.686	0.704
Station 2($d/H_{om}=1.5$)	0.587	0.599	0.481	0.578	0.575
Station 3($d/H_{om}=2$)	0.590	0.584	0.541	0.542	0.564



Διάγραμμα 6.1: Εξέλιξη του συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος, για καταιγίδα 1.



Διάγραμμα 6.2: Σχέση κλίσης πυθμένα και συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου για την καταιγίδα 1.

Από τα Διαγράμματα 6.1 και 6.2 παρατηρούμε ότι η σχέση μεταξύ της κλίσης του πυθμένα και του συντελεστή συσχέτισης δεν είναι γραμμική. Προκύπτει ακόμη ότι ο συντελεστής συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος στα αβαθή ύδατα έχει διακυμάνσεις, αυτό οφείλεται στην ύπαρξη μη γραμμικοτήτων των κυμάτων στα αβαθή ύδατα.

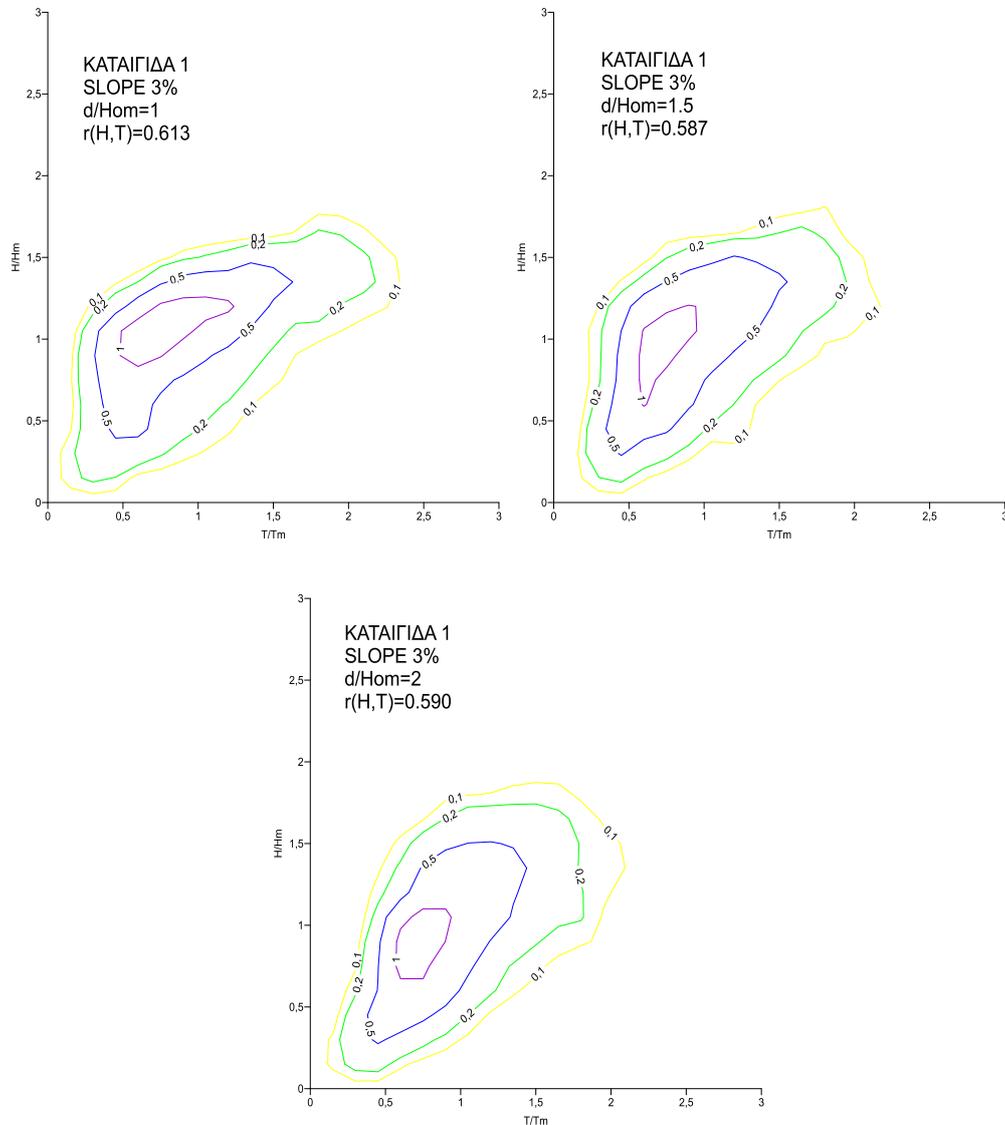
Αναφορικά με το μέσο ύψος κύματος, υπάρχει η τάση των χαμηλότερων τιμών καθώς το βάθος μειώνεται (Πίνακας 6.2).

Πίνακας 6.2: Μέσο ύψος κύματος στα αβαθή ύδατα, για την καταιγίδα 1.

H _{mdc} (m) για την καταιγίδα 1					
	SLOPE 3%	SLOPE 5%	SLOPE 7%	SLOPE 10%	SLOPE 13%
Station 1(d/H _{om} =1)	0.071	0.075	0.077	0.079	0.080
Station 2(d/H _{om} =1.5)	0.085	0.088	0.090	0.091	0.090
Station 3(d/H _{om} =2)	0.089	0.092	0.092	0.094	0.093

Στην συνέχεια παρουσιάζονται οι ισοπιθανοτικές εικόνες στα αβαθή ύδατα για όλες τις περιπτώσεις κλίσης πυθμένα.

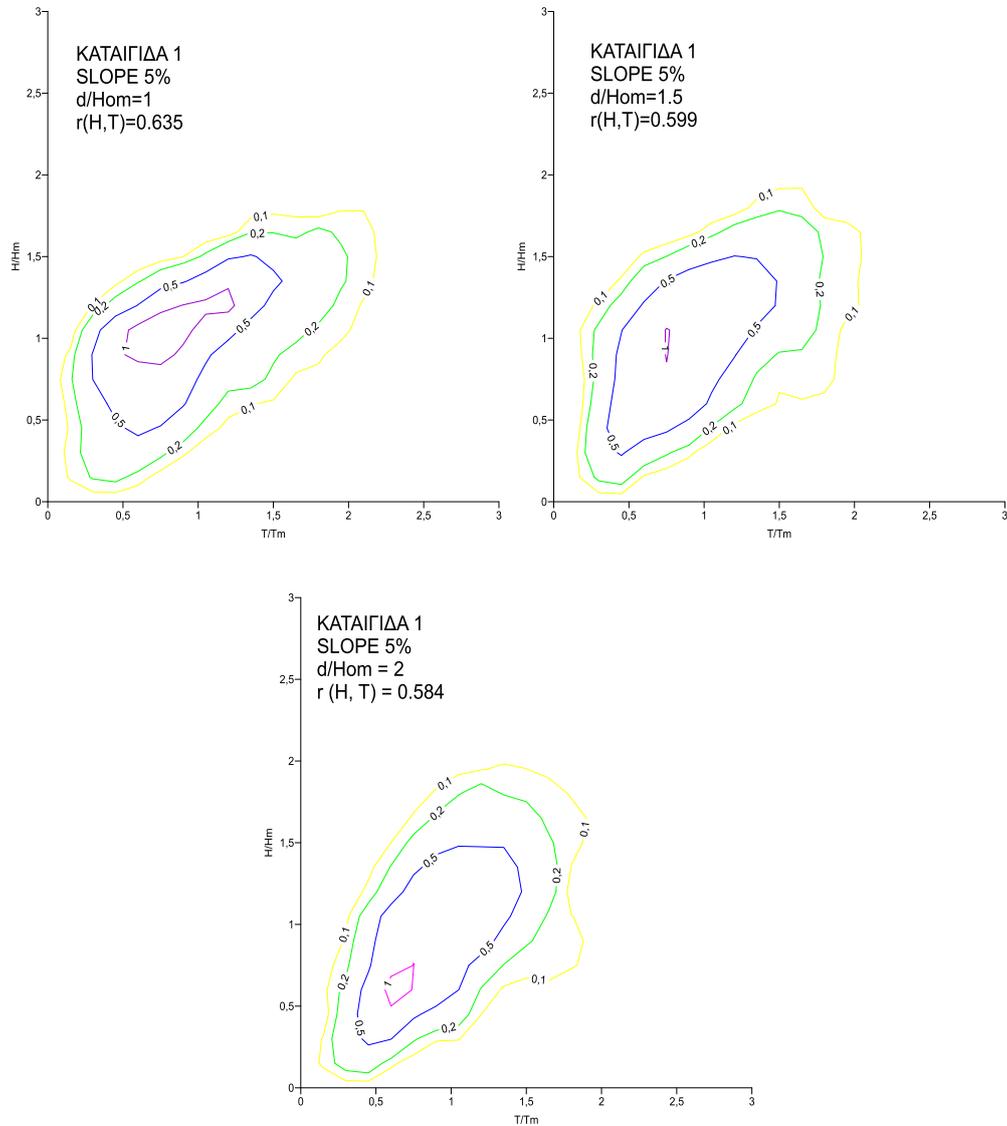
6.1.1 ΣΕΝΑΡΙΟ 1 (ΚΛΙΣΗ 3%)



Εικόνα 6.1: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 3% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$.

Σύμφωνα με τον Πίνακα 6.2, το μέσο ύψος κύματος έχει μειωθεί, ενώ ο συντελεστής συσχέτισης έχει αυξηθεί. Οι εικόνες τείνουν να συμπιέζονται ως προς την διαγώνιο, γεγονός που υποδεικνύει την εντονότερη συσχέτιση του ύψους κύματος με την περίοδο καθώς το κύμα διαδίδεται προς τα ρηγά, αφού υπάρχει ασυμμετρία μεταξύ τους.

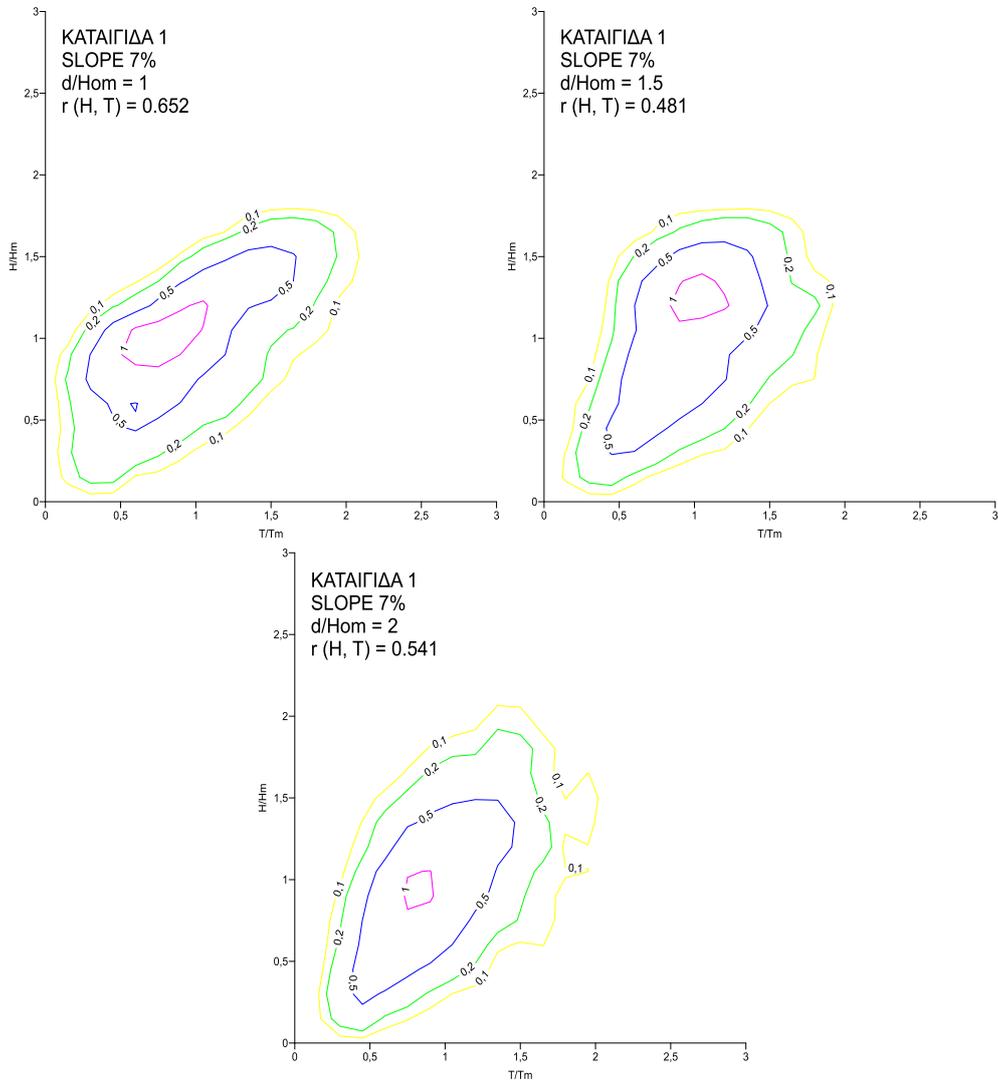
6.1.2 ΣΕΝΑΡΙΟ 2 (ΚΛΙΣΗ 5%)



Εικόνα 6.2: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{0m}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$.

Οι Εικόνες 6.1 και 6.2 , σχηματικά είναι όμοιες μεταξύ τους, γεγονός αναμενόμενο αφού οι δύο καμπύλες του συντελεστή συσχέτισης όπως φαίνεται στο Διάγραμμα 6.1 κινούνται σχεδόν παράλληλα και οι τιμές τους είναι αρκετά κοντά.

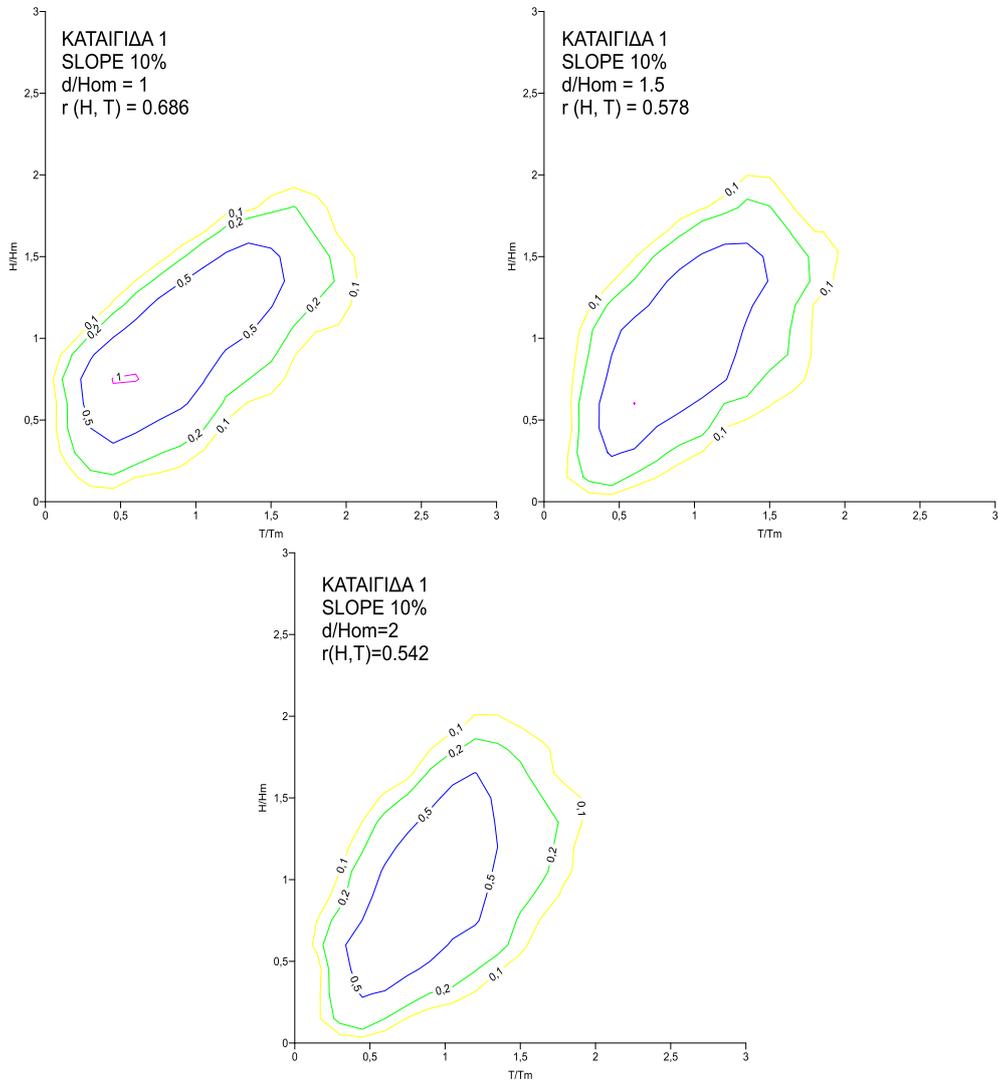
6.1.3 ΣΕΝΑΡΙΟ 3 (ΚΛΙΣΗ 7%)



Εικόνα 6.3 Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 7% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$.

Όμοια και εδώ δεν παρατηρείται κάποια σημαντική αλλαγή στην μορφοποίηση των εικόνων σε σχέση με τις άλλες.

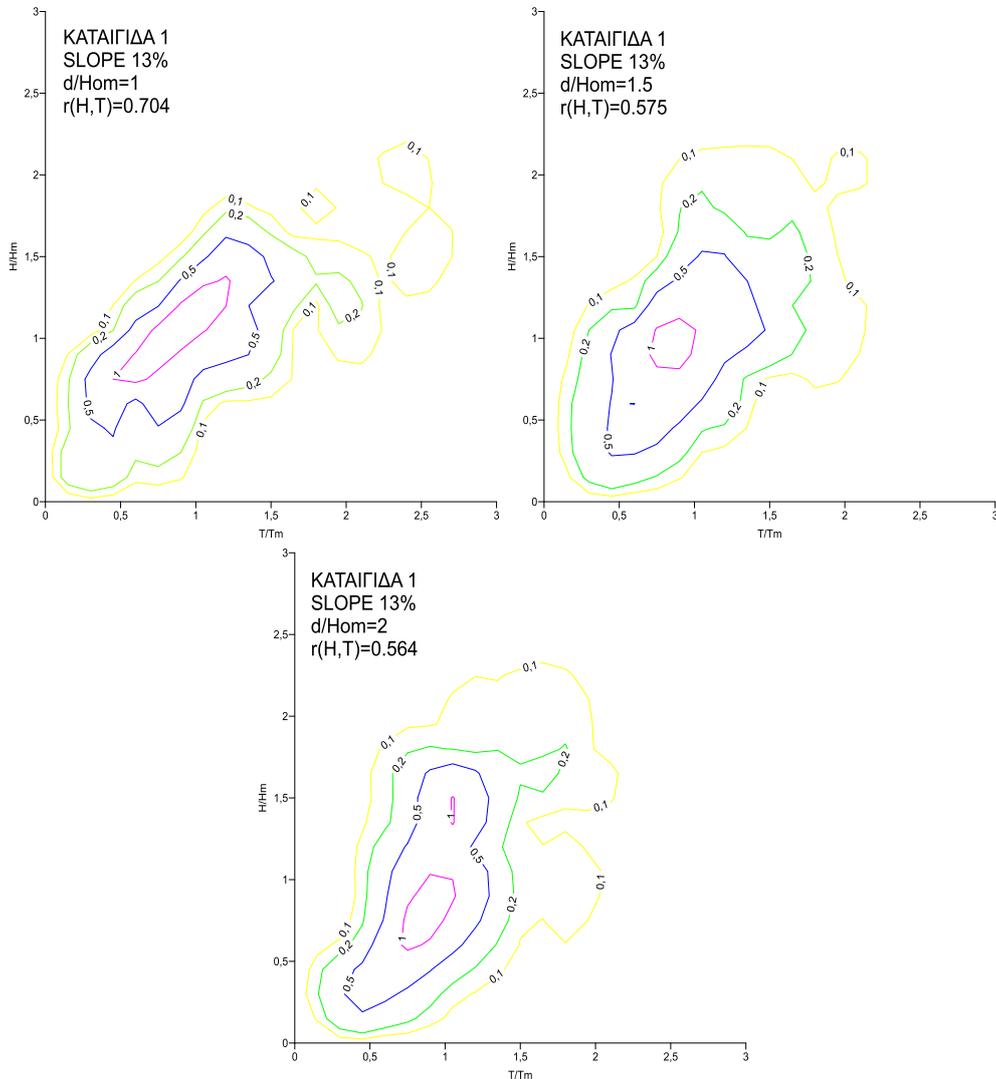
6.1.4 ΣΕΝΑΡΙΟ 4 (ΚΛΙΣΗ 10%)



Εικόνα 6.4: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$.

Σε αυτό το σημείο φαίνεται πιο έντονο το γεγονός ότι μετά τη θραύση ($d/H_{om}=1$), η αδιάστατη Πιθανοτική εικόνα τείνει να έχει μορφή Γ, ενώ πριν τη θραύση ($d/H_{om}=1.5$, $d/H_{om}=2$), οι εικόνες συμπιέζονται ως προς τη διαγώνιο.

6.1.5 ΣΕΝΑΡΙΟ 5 (ΚΛΙΣΗ 13%)

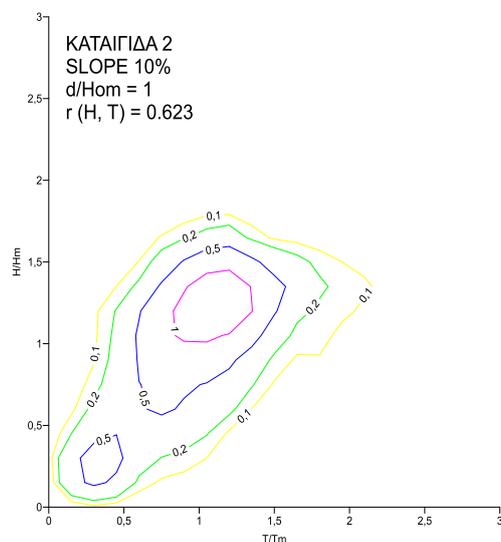


Εικόνα 6.5: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 13% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$.

Στο τελευταίο σενάριο αυτής της περίπτωσης όπου έχουμε την πιο έντονη κλίση, παρατηρούμε ότι οι εικόνες δεν αποτυπώνονται τόσο ομαλά όπως στην Εικόνα 6.1

Γενικά πρέπει να σημειωθεί ότι και για της πέντε αδιάστατες πιθανοτικές Εικόνες της πρώτης καταιγίδας, ο συντελεστής συσχέτισης μετά την θραύση τείνει να κυμαίνεται από 0,6 έως 0,7 ενώ πριν τη θραύση από 0,5 έως 0,6. Οι εικόνες συμφωνούν μεταξύ τους, παρόλη την αλλαγή της κλίσης.

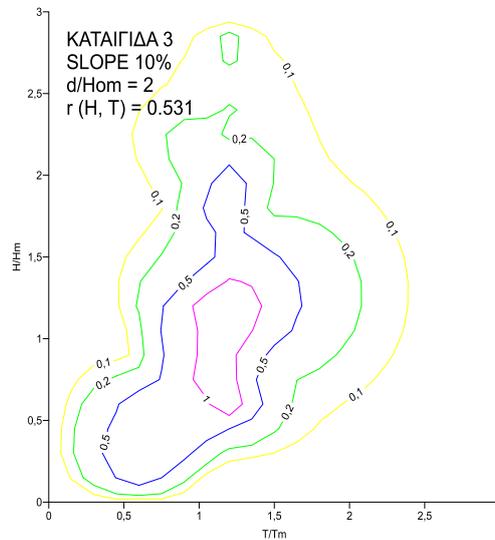
6.2 ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 2



Εικόνα 6.6: Πιθανοτικό διάγραμμα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09\text{m}$ και $T_m=1.01\text{sec}$.

Σε αυτό το σενάριο, η αλλαγή ήταν η πύκνωση του χρονικού βήματος διακριτοποίησης. Ο συντελεστής συσχέτισης και πάλι έχει αυξηθεί, και οι ισοπιθανοτικές καμπύλες τείνουν να συμπιέζονται γύρω από τη διαγώνιο, ωστόσο δεν παρατηρείται η εικόνα να έχει μορφή Γ. Η αντίστοιχη εικόνα χωρίς πύκνωση του χρονικού βήματος, εμφανίζεται στην εικόνα 6.4.

6.3 ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 3



Εικόνα 6.7: Πιθανοτικό διάγραμμα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$.

Σε αυτή την περίπτωση επιλέχθηκαν χαρακτηριστικά κύματος που συναντούμε στο πεδίο. Ο συντελεστής συσχέτισης έχει αυξηθεί, ωστόσο η μορφή των καμπυλών φαίνεται να τείνει να είναι περισσότερο παράλληλη ως προς τον άξονα H/H_m παρά να συμπυκνώνεται ως προς την διαγώνιο όπως στις υπόλοιπες εικόνες. Μάλιστα οι καμπύλες δεν είναι τόσο ομαλές όπως στις προηγούμενες περιπτώσεις και τείνουν να αναπτύσσονται σε μεγαλύτερο εύρος του άξονα H/H_m , κυμαίνονται από 0 έως και 2.9. Ενώ αντίθετα οι προηγούμενες κυμαίνονταν έως και 2,5 στον άξονα H/H_m . Η αντίστοιχη εικόνα με τιμές υπό κλίμακα εμφανίζεται στην εικόνα 6.4.

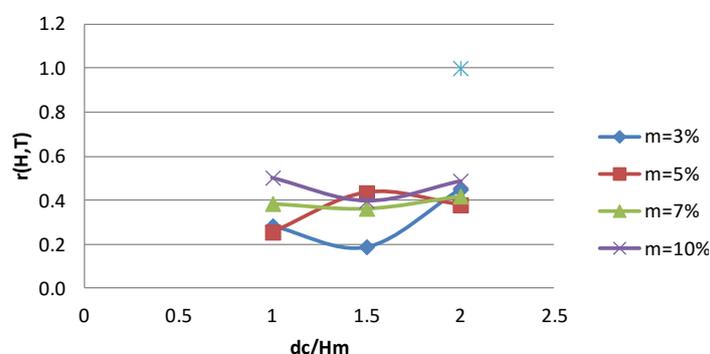
6.4 ΚΑΤΑΙΓΙΔΑ 4

Σε αυτή την περίπτωση παρατηρούμε ότι ο Συντελεστής Συσχέτισης (Πίνακας 6.3) έχει αυξηθεί στις περισσότερες περιπτώσεις σε σχέση με τον Συντελεστή Συσχέτισης στα βαθιά ύδατα που είναι $r(H,T)=0.266$ (Εικόνα 5.1), γεγονός που υποδηλώνει ότι καθώς το κύμα διαδίδεται από τα βαθιά στα αβαθή, αυξάνεται η συσχέτιση του H,T . Ωστόσο στην περίπτωση της κλίσης πυθμένα $m_1=3\%$ για τον σταθμό $d/H_{om}=1.5$, ο

συντελεστής συσχέτισης είναι $r(H,T)=0.189$ τιμή μικρότερη από αυτή των βαθιών υδάτων. Το φαινόμενο αυτό θα μπορούσε να αποδοθεί στην εγγενή αδυναμία της απόλυτης προσομοίωσης ενός φυσικού φαινομένου. Ομοίως και στην περίπτωση της κλίσης πυθμένα $m_2=5\%$ για τον σταθμό $d/H_{om}=1$. Επομένως για να οδηγηθούμε σε ασφαλή συμπεράσματα κατασκευάστηκε αυτό το πλήθος των ισοπιθανοτικών εικόνων. Ακόμη παρατηρούμε ότι για το σενάριο της πιο απότομης κλίσης ($m_4=10\%$) ο συντελεστής συσχέτισης έχει μεγαλύτερες τιμές σε σχέση με ηπιότερες κλίσεις (Πίνακας 6.3).

Πίνακας 6.3: Συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος (αβαθή ύδατα), για την καταιγίδα 4.

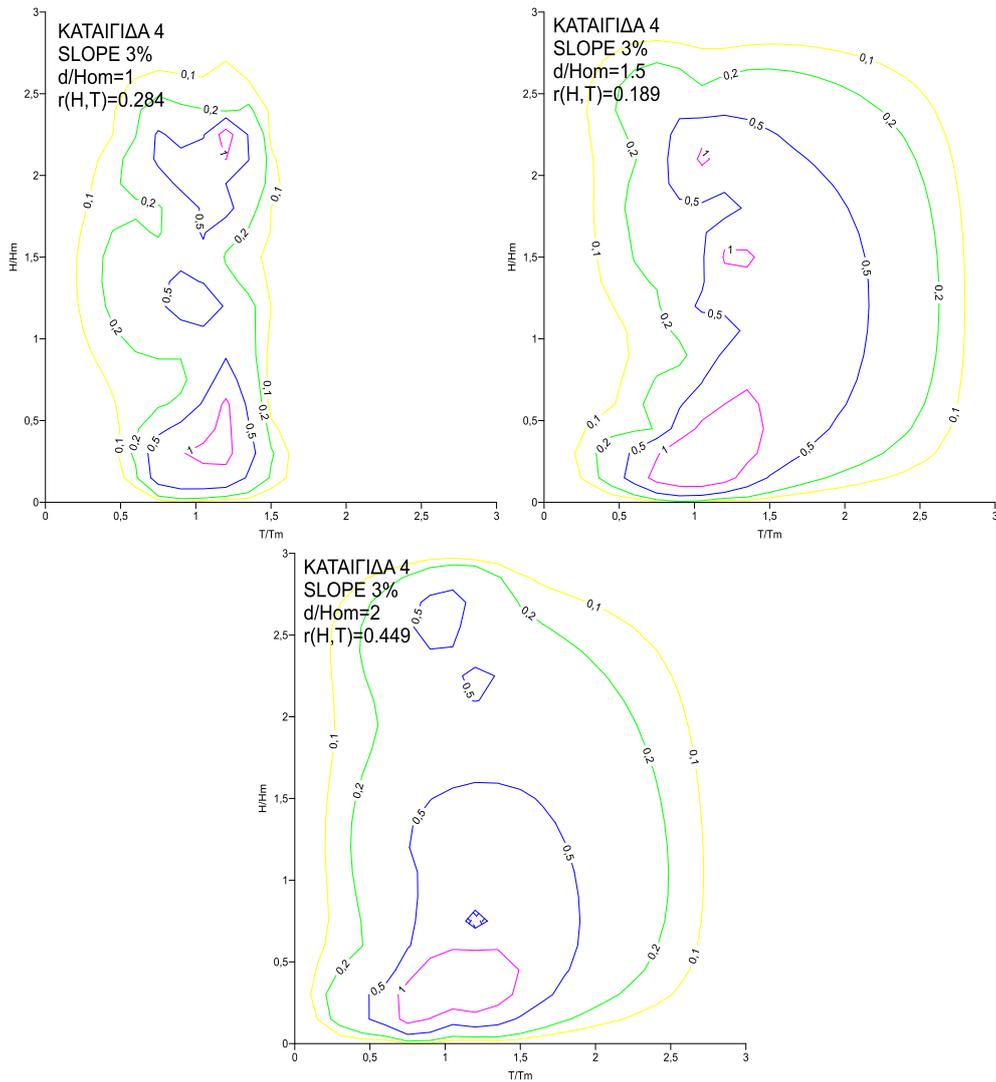
Συντελεστής συσχέτισης $r(H,T)$ για την καταιγίδα 4				
	SLOPE 3%	SLOPE 5%	SLOPE 7%	SLOPE 10%
Station 1 ($d/H_m=1$)	0.284	0.256	0.386	0.503
Station 2 ($d/H_m=1.5$)	0.189	0.434	0.364	0.398
Station 3 ($d/H_m=2$)	0.449	0.379	0.419	0.488



Διάγραμμα 6.3: Εξέλιξη του συντελεστή συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος, για καταιγίδα 4.

Στην συνέχεια παρουσιάζονται οι ισοπιθανοτικές εικόνες στα αβαθή ύδατα για τις εξεταζόμενες κλίσεις πυθμένα.

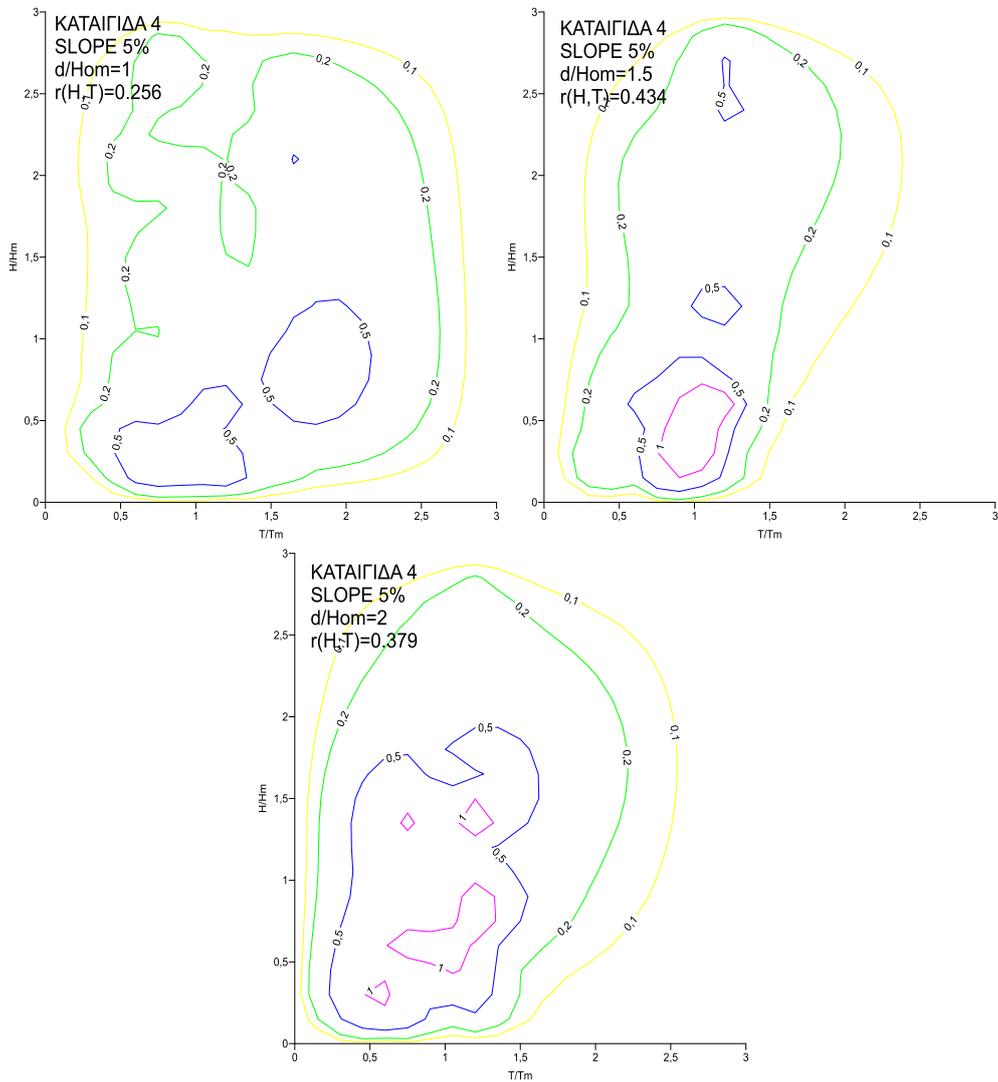
6.4.1 ΣΕΝΑΡΙΟ 1 (ΚΛΙΣΗ 3%)



Εικόνα 6.8: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 3% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$.

Σε αυτή την περίπτωση, οι εικόνες στα αβαθή ύδατα να τείνουν να είναι παράλληλες στον κατακόρυφο άξονα H/H_m και δεν είναι τόσο ομαλές όπως σε προηγούμενες περιπτώσεις. Οι τιμές του H/H_m κυμαίνονται από 0-2.9.

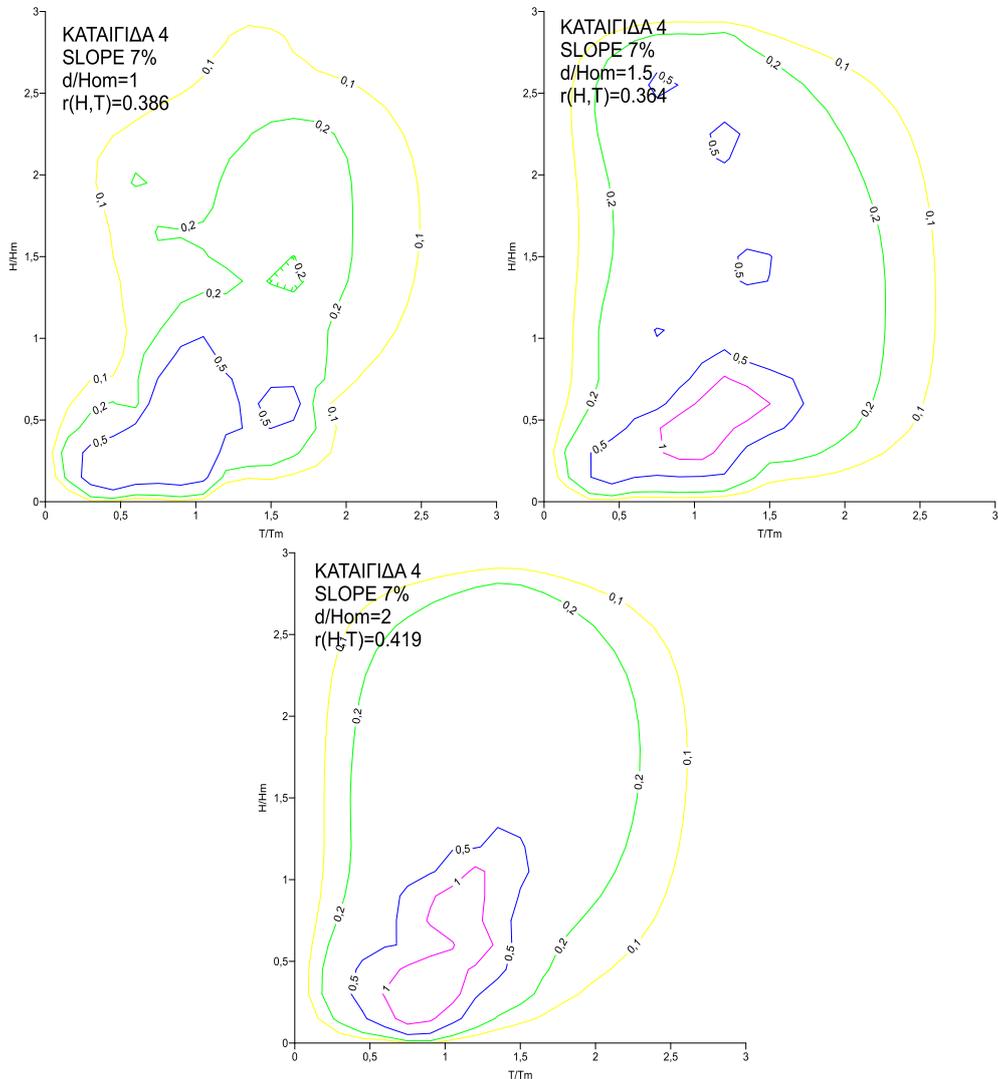
6.4.2 ΣΕΝΑΡΙΟ 2 (ΚΛΙΣΗ 5%)



Εικόνα 6.9: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$.

Όμοια και εδώ οι εικόνες τείνουν να είναι παράλληλες στον κατακόρυφο άξονα H/H_m και αντίστοιχα οι τιμές του H/H_m κυμαίνονται από 0-2.9.

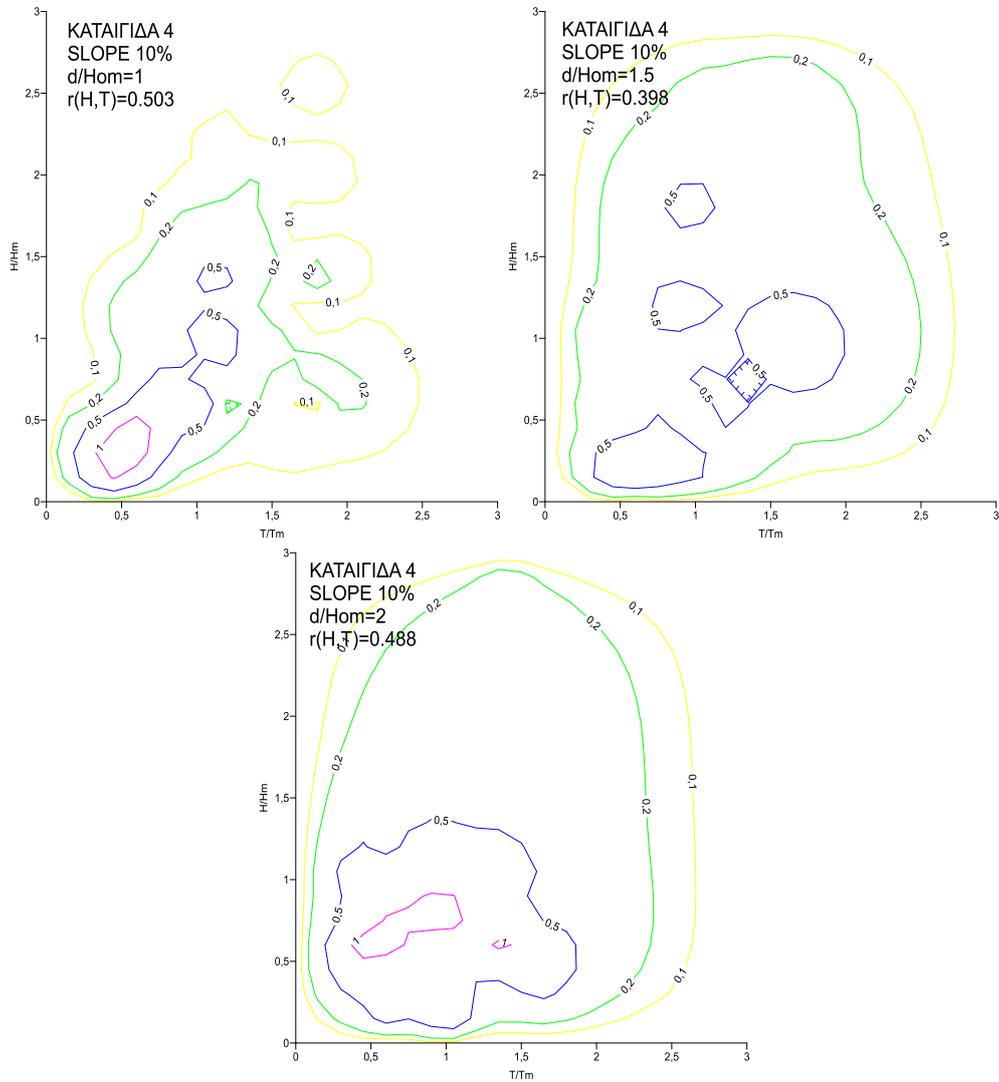
6.4.3 ΣΕΝΑΡΙΟ 3 (ΚΛΙΣΗ 7%)



Εικόνα 6.10: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 7% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$.

Σε αυτή την περίπτωση, ο συντελεστής συσχέτισης ύψους-περιόδου κύματος έχει αυξηθεί (σε σχέση με τον συντελεστή στα βαθιά) και στους τρεις εξεταζομενους σταθμούς, γεγονός που υποδηλώνει καλύτερη συσχέτιση του ύψους κύματος με την περίοδο. Τα αποτελέσματα είναι παρόμοια με αυτά των Σεναρίων 1 και 2, οι καμπύλες τείνουν να είναι παράλληλες στον κατακόρυφο άξονα.

6.4.4 ΣΕΝΑΡΙΟ 4 (ΚΛΙΣΗ 10%)



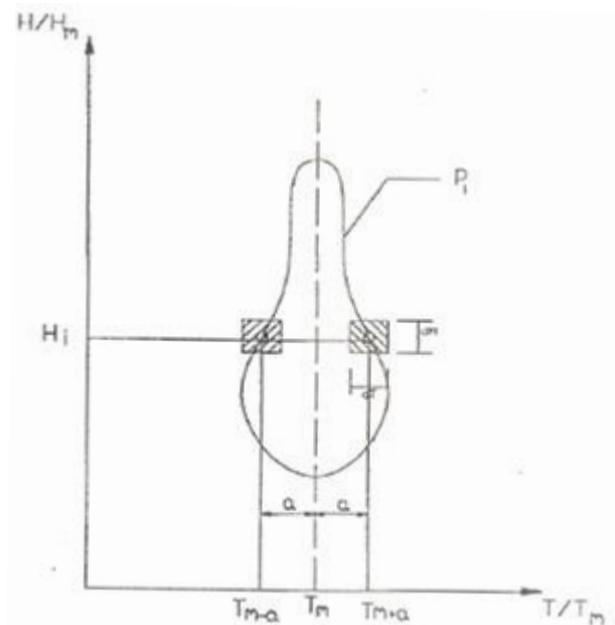
Εικόνα 6.11: Πιθανοτικά διαγράμματα κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα, για χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά: $\sigma_j=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$ και $T_m=6.44sec$.

Για την κλίση πυθμένα $m_4=10\%$ παρατηρούμε μεγάλη αύξηση του συντελεστή συσχέτισης. Μάλιστα στον εξεταζόμενο σταθμό $d/H_{om}=1$ (μετά τη θραύση), ο συντελεστής έχει την μέγιστη τιμή του, σε αντίθεση με τους δύο άλλους σταθμούς που βρίσκονται πριν την θραύση και έχουν χαμηλότερο συντελεστή συσχέτισης.

6.5 ΣΥΓΚΡΙΣΕΙΣ ΤΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ

6.5.1 ΓΕΝΙΚΑ ΣΧΟΛΙΑ ΓΙΑ ΤΙΣ ΕΙΚΟΝΕΣ ΣΤΑ ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ.

Αν θεωρηθεί ότι οι ισοπιθανοτικές καμπύλες παρουσιάζουν συμμετρία ως προς τον κατακόρυφο άξονα, αυτόν που διέρχεται από την μέση περίοδο T_m (Εικόνα 6.12), τότε το κάθε άθροισμα της μορφής $\sum\{(H_i - H_m)(T_i - T_m)\}$ του επί μέρους πλήθους $p_i(H_i, T_{m-a})dTdH$ και $p_i(H_i, T_{m+a})dTdH$ έχει μηδενική τιμή, επομένως η ολοκλήρωση του ανωτέρω αθροίσματος ολόκληρης της καμπύλης p_i θα είναι επίσης μηδενική. Στην περίπτωση λοιπόν που όλες οι ισοπιθανοτικές καμπύλες ήταν συμμετρικές η τιμή του $r(H,T)$ θα προέκυπτε μηδενική. Αντίστοιχα θα συνέβαινε και στην περίπτωση που οι ισοπιθανοτικές καμπύλες είχαν άξονα συμμετρίας τον οριζόντιο άξονα συμμετρίας.

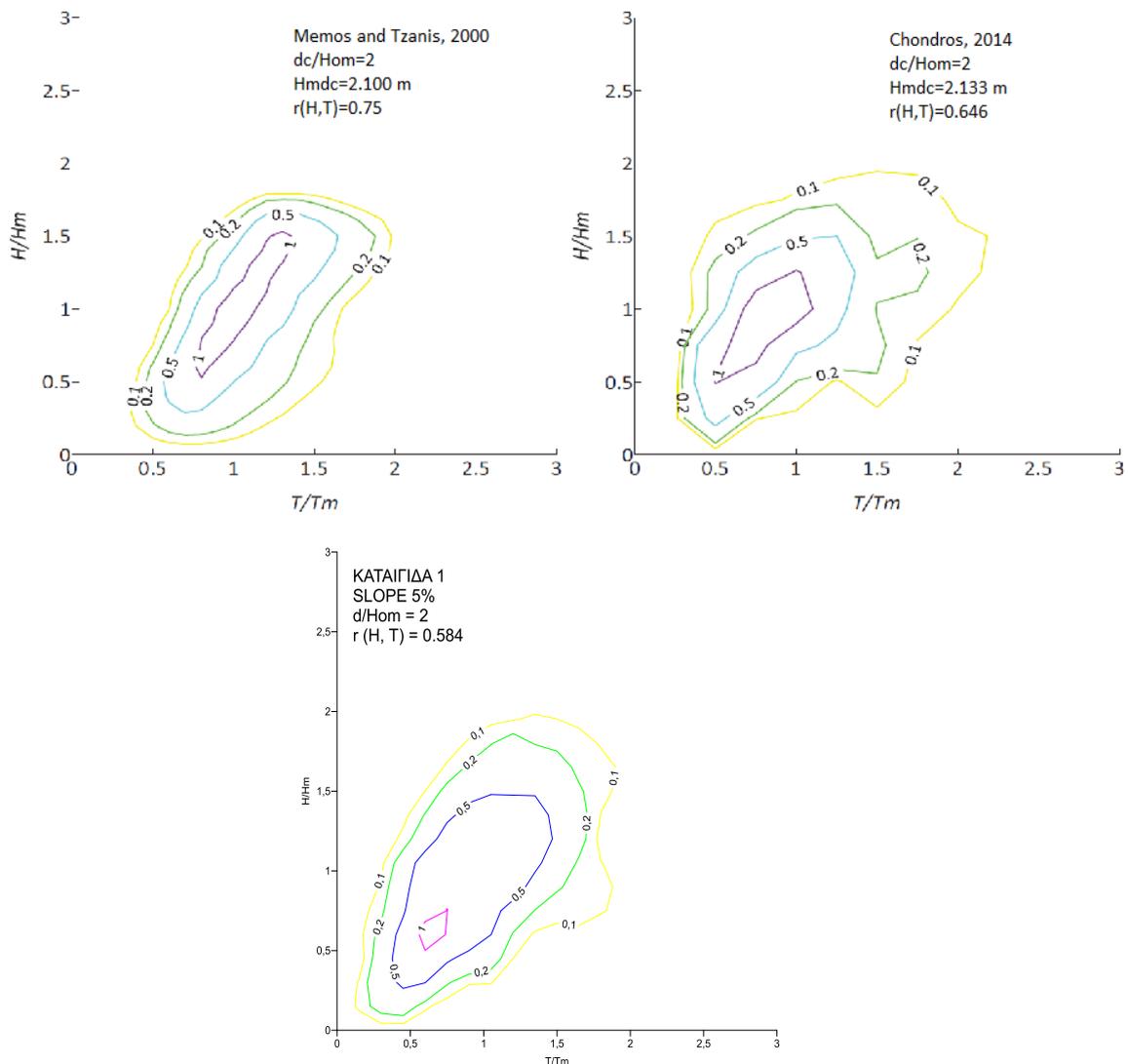


Εικόνα 6.12: Συμμετρική μορφή ισοπιθανοτικών καμπυλών ως προς τον κατακόρυφο άξονα (Πηγή: Τζανής, 2003).

Συνεπώς, η τάση των ισοπιθανοτικών καμπυλών να συμπυκνώνονται γύρω από τη διαγώνιο συνεπάγεται την αύξηση του συντελεστή συσχέτισης $r(H,T)$.

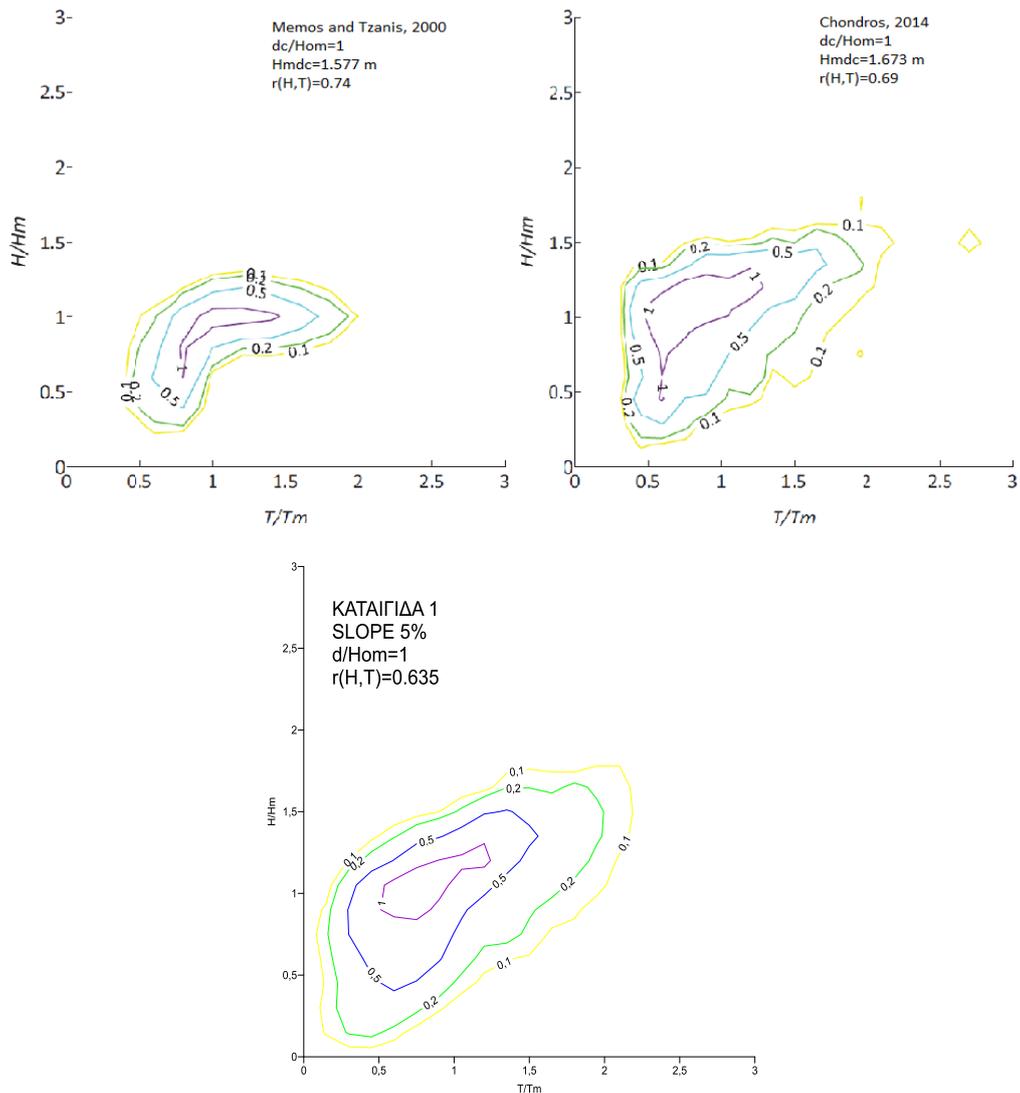
Στην συνέχεια ακολουθεί σύγκριση των εικόνων τόσο μεταξύ τους όσο και με αυτές των Memos and Tzanis (2000) καθώς και με του Chondros (2014).

6.5.2 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΤΩΝ ΕΙΚΟΝΩΝ ΜΕ ΑΛΛΕΣ ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΕΙΣ



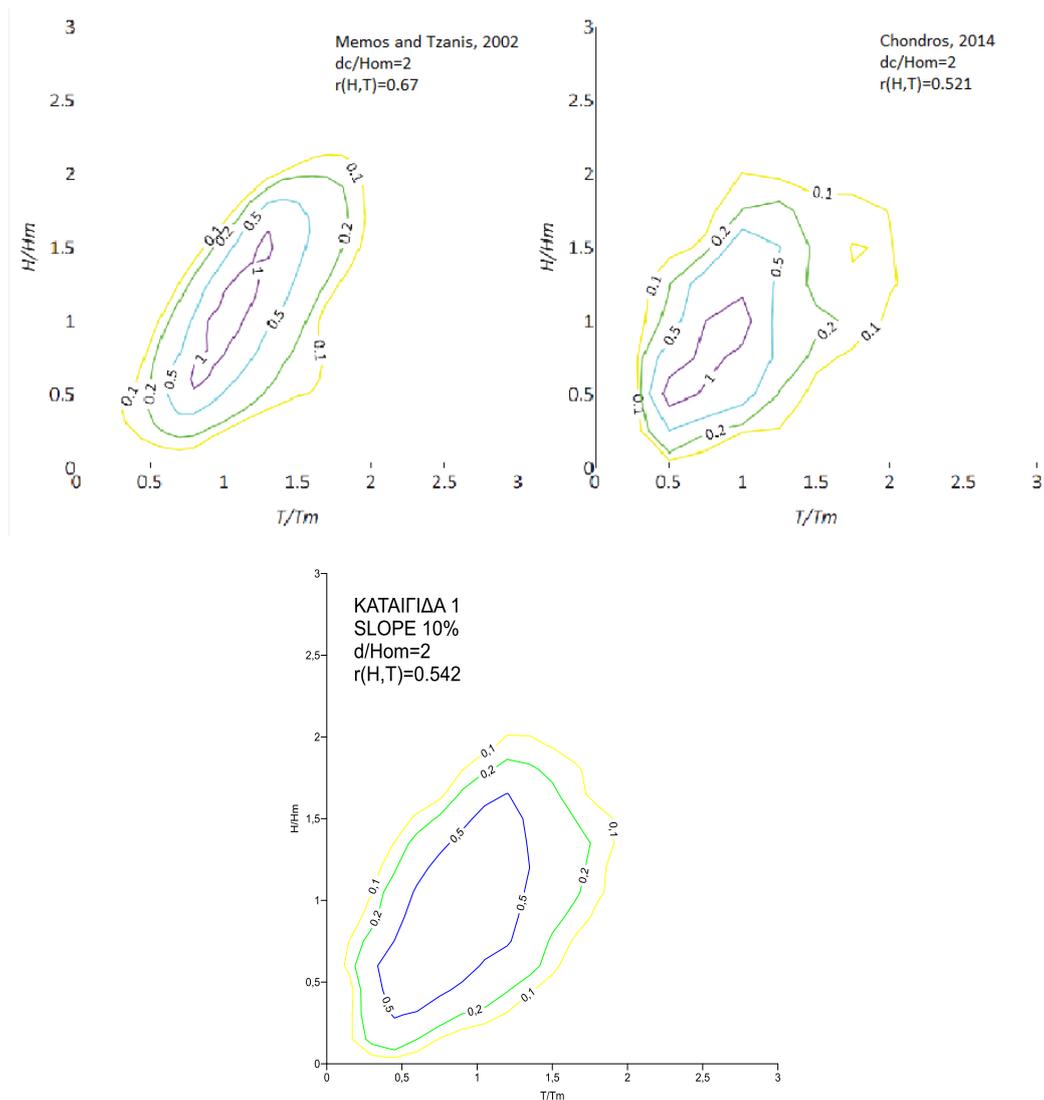
Εικόνα 6.13: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα στο σημείο ελέγχου $d/H_{om}=2$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09\text{m}$ και $T_m=1.01\text{sec}$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzani (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185\text{m}$ και $T_m=5.05\text{sec}$.

Σύμφωνα με την Εικόνα 6.13 φαίνονται και οι τρεις εικόνες να έχουν αυξησει τον συντελεστή συσχέτισης του ύψους κύματος με την περίοδο σε σχέση με τον συντελεστή στα βαθιά. Οι εικόνες δείχνουν να έχουν και οι τρεις την τάση να συμπυκνώνονται γύρω από τη διαγώνιο και να αναπτύσσονται περίπου στο ίδιο εύρος των H/H_m και T/T_m . στην θέση ελέγχου $d/H_{om}=2$ (πριν τη θραύση).



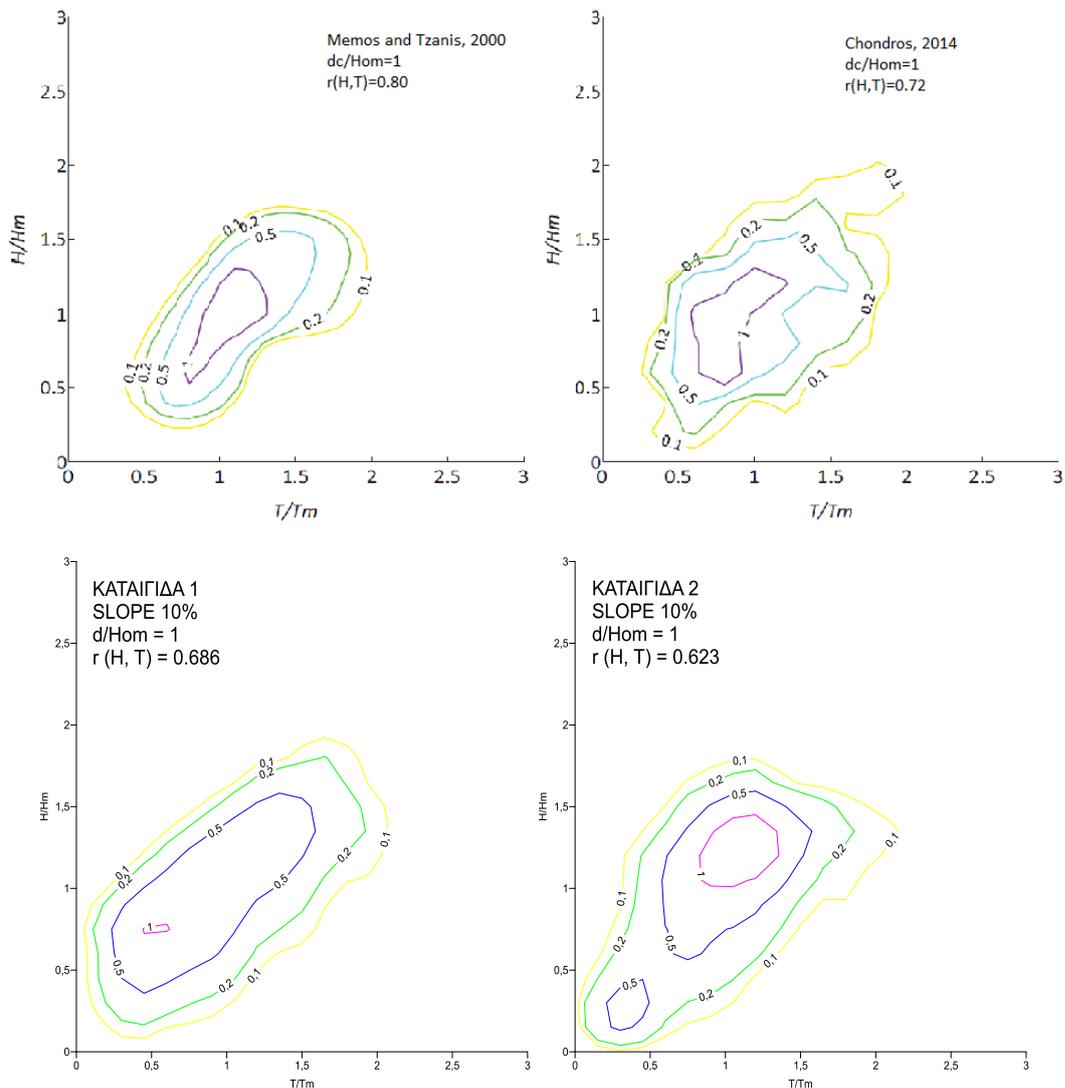
Εικόνα 6.14: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 5% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=1$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09$ m και $T_m=1.01$ sec. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzanis (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185$ m και $T_m=5.05$ sec.

Και εδώ οι συντελεστές συσχέτισης έχουν αυξηθεί. Η θέση ελέγχου είναι μετά τη θραύση ($d/H_{om}=1$) και οι εικόνες τείνουν να έχουν μορφή Γ. Αναπτύσσονται περίπου στο ίδιο εύρος των H/H_m και T/T_m .



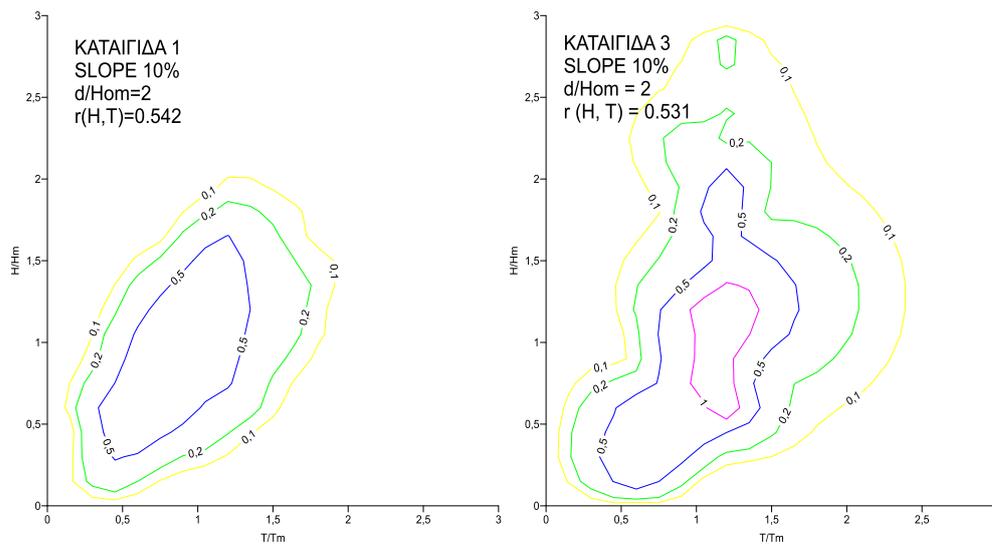
Εικόνα 6.15: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=2$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzani (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$.

Οι εικόνες ακολουθούν ίδια λογική με αυτές της Εικόνας 6.13. Η θέση ελέγχου είναι πριν τη θραύση και οι ισοπιθανοτικές καμπύλες τείνουν να συμπιέζονται γύρω από τη διαγώνιο, γεγονός που υποδηλώνει καλή συσχέτιση του ύψους κύματος με την περίοδο.



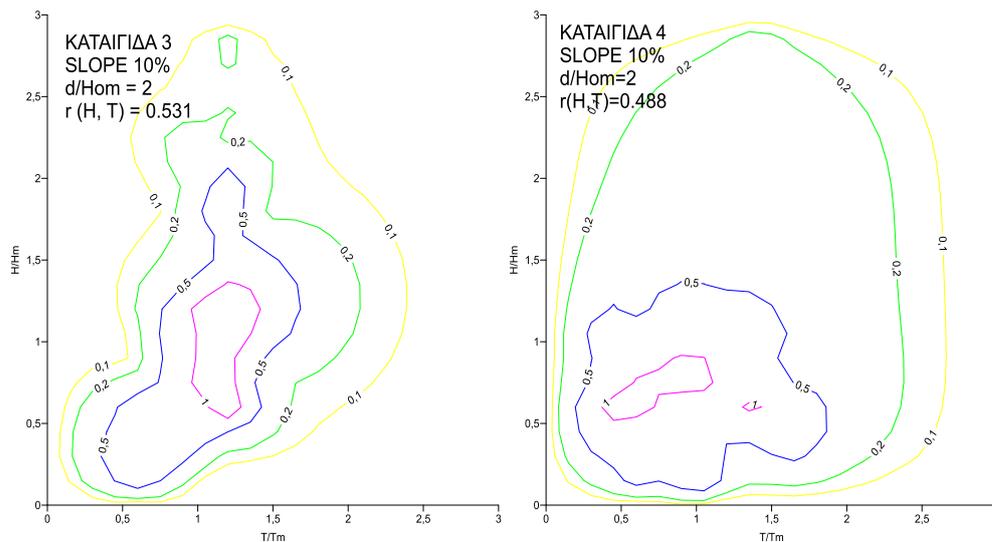
Εικόνα 6.16: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{0m}=1$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά παρόντος μοντέλου: $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{0m}=0.09m$ και $T_m=1.01sec$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά των Memos and Tzanis (2000), Chondros (2014): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{0m}=2.185m$ και $T_m=5.05sec$.

Αντίστοιχα και εδώ, καταλήγουμε στις ίδιες παρατηρήσεις με αυτές της Εικόνας 6.14. Ωστόσο η καταιγίδα 2 (χρονικά πυκνωμένη), έχει περισσότερες ομοιότητες με τις άλλες δύο εικόνες. Η εικόνα της καταιγίδας 2, φαίνεται να περιγράφει με περισσότερη ακρίβεια τις ισοπιαθνοτικές καμπύλες της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας και οι καμπύλες της δεν είναι τόσο ομαλές όσο αυτές της καταιγίδας 1, όμως οι συντελεστές συσχέτισης σε αυτές τις δύο εικόνες είναι περίπου ίσοι. Όμοια και στην εικόνα του Chondros (2014), οι ισοπιθανοτικές καμπύλες δεν είναι ομαλές.



Εικόνα 6.17: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=2$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 1 (εικόνα στα αριστερά): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=0.09m$, χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 3 (εικόνα στα δεξιά): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$.

Είναι σαφές από την Εικόνα 6.19 ότι οι ισοπιθανοτικές καμπύλες είναι πιο ομαλές για χαρακτηριστικά κύματος που είναι υπό κλίμακα (αριστερή εικόνα) σε αντίθεση με δεδομένα που αντιστοιχούν σε χαρακτηριστικά πεδίου (δεξιά εικόνα). Ωστόσο, φαίνεται ότι οι συντελεστές συσχέτισης είναι περίπου ίσοι μεταξύ τους. Ο λόγος είναι ότι οι εικόνες με χαρακτηριστικά πεδίου, έχουν προκύψει από χρονοσειρές στα αβαθή ύδατα, με καλύτερη ενσωμάτωση του φαινομένου της μη γραμμικότητας που εμφανίζεται στα αβαθή ύδατα. Ενώ οι εικόνες που έχουν προκύψει από χαρακτηριστικά υπό κλίμακα, αποκρύπτουν αυτή την πληροφορία.



Εικόνα 6.18: Σύγκριση πιθανοτικών διαγραμμάτων κλίσης 10% στα αβαθή ύδατα στο σημείο $d/H_{om}=2$. χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 3 (εικόνα στα αριστερά): $\sigma_0=1.0$, $r=0.495$, $H_{om}=2.185m$, χαρακτηριστικά κύματος στα βαθιά της ΚΑΤΑΙΓΙΔΑΣ 2 (εικόνα στα δεξιά): $\sigma_0=0.5$, $r=0.266$, $H_{om}=1.020m$.

Και οι δύο ισοπιθανοτικές εικόνες αντιστοιχούν σε χαρακτηριστικά κύματος που συναντώνται στο πεδίο. Οι δύο αυτές περιπτώσεις έχουν προκύψει από διαφορετικές εικόνες στα βαθιά ύδατα, για τον λόγο αυτό παρατηρούμε τόσο έντονη διαφοροποίηση στην γεωμετρία τους. Ωστόσο, οι συντελεστές συσχέτισης έχουν μικρή διαφορά. Ακόμη, η εικόνα της καταιγίδας 4 τείνει να είναι περισσότερο συμμετρική σε σχέση με αυτή της καταιγίδας 3.

6.6 ΓΕΝΙΚΟΣ ΣΧΟΛΙΑΣΜΟΣ ΤΗΣ ΜΕΛΕΤΗΣ

Ελέγχοντας τις ανωτέρω εικόνες στα αβαθή ύδατα, καταλήγουμε στα εξής σημαντικά σημεία:

- Παρατηρείται ότι, ο συντελεστής συσχέτισης $r(H,T)$ αυξάνεται εν γένει, καθώς το κύμα διαδίδεται από τα βαθιά στα αβαθή ύδατα, γεγονός που υποδηλώνει την καλύτερη συσχέτιση μεταξύ του ύψους κύματος με την περίοδο. Ωστόσο, αν εστιάσουμε στα αβαθή ύδατα (Διαγράμματα 6.1 και 6.3), παρατηρούμε ότι ο συντελεστής συσχέτισης έχει διακυμάνσεις. Η αιτία αυτών των τοπικών διακυμάνσεων στα αβαθή ύδατα, είναι ότι λαμβάνουν χώρα φαινόμενα όπως η θραύση, η ρήχωση και εμφανίζονται έντονες μη γραμμικές συμπεριφορές στα κύματα.
- Σε συμφωνία με την προηγούμενη γενική εικόνα, στις θέσεις ελέγχου πριν την θραύση, οι ισοπιθανοτικές καμπύλες τείνουν να συμπιέζονται ως προς την διαγώνιο, γεγονός που υποδηλώνει εντονότερη συσχέτιση του ύψους κύματος με την περίοδο αφού ο συντελεστής συσχέτισης $r(H,T)$ αυξάνεται λόγω της μη συμμετρίας (όπως έχει αναλυθεί στο υποκεφάλαιο 6.5.1), επομένως, επαληθεύεται η ορθή μαθηματική συμπεριφορά της προσομοίωσης.
- Μετά την θραύση, οι εικόνες της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας, τείνουν να παίρνουν την μορφή 'Γ', δείχνοντας με αυτή την μορφή ότι οι καμπύλες κινούνται έως ένα άνω όριο (ύψος κύματος στη θραύση) του άξονα H/H_m , λόγω αυτού του φαινομένου.
- Οι εικόνες της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας, που προέκυψαν από τα μεγέθη υπό κλίμακα (Καταιγίδα 1, 2) τείνουν να συμπυκνώνονται γύρω από την διαγώνιο του H/H_m και T/T_m και η μορφή των καμπυλών είναι ομαλή ενώ στα φυσικά μεγέθη οι εικόνες τείνουν να είναι περισσότερο παράλληλες στον άξονα H/H_m και η μορφή τους λιγότερο ομαλή. Ο λόγος είναι ότι, οι μη γραμμικότητες των αβαθών υδάτων εμφανίζονται εντονότερα στα φυσικά χαρακτηριστικά από ότι στα υπό κλίμακα, όπου αποκρύπτεται σημαντικό τους μέρος. Επομένως, σε περιπτώσεις όπου η μελέτη εστιάζει στα αβαθή

ύδατα, όπου κατά τη διαδρομή από τα βαθιά, εμφανίζονται οι μη γραμμικότητες, τα προσομοιώματα κυματισμών θα πρέπει να γίνονται, ει δυνατόν, με χρήση πραγματικών χαρακτηριστικών. Ωστόσο, αυτή η διαδικασία απαιτεί μεγαλύτερο υπολογιστικό χρόνο, όμως τα αποτελέσματα είναι περισσότερο αξιόπιστα σε σχέση με αυτά των χαρακτηριστικών υπό κλίμακα.

- Γενικά οι παραγόμενες εικόνες είναι παρόμοιες με αυτές των Memos and Tzanis (2000) και Chondros (2014). Οι διαφοροποιήσεις που εμφανίζονται οφείλονται στην διαφορετική μαθηματική, θεωρητική και υπολογιστική προσέγγιση των προσομοιωμάτων που χρησιμοποιούνται για την μετάδοση των κυματισμών από τα βαθιά στα αβαθή ύδατα, αφού κάθε ένα αντιμετωπίζει διαφορετικά τις μη γραμμικότητες καθώς και την θραύση.
- Το MIKE 21 BW, μπορεί να προσομοιώσει τη διάδοση θραυόμενων τυχαίων κυματισμών σε πυθμένα ήπιας κλίσης και ήπιες μη γραμμικότητες σύμφωνα με τους Madsen et al (1997 a, b).
- Τέλος, θα πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι κάθε ισοπιθανοτική εικόνα εξαρτάται από την αρχική καταιγίδα στα βαθιά ύδατα. Ωστόσο, παρατηρείται μία συνέπεια στα αποτελέσματα στα αβαθή ύδατα και οι καμπύλες κινούνται σύμφωνα με τις παραπάνω παρατηρήσεις.

7 ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ ΚΑΙ ΜΕΛΛΟΝΤΙΚΗ ΕΡΕΥΝΑ.

7.1 ΣΥΝΟΨΗ ΚΑΙ ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η παρούσα μεταπτυχιακή εργασία, εστιάζει στην βραχυπρόθεσμη περιγραφή του θαλάσσιου κυματικού καθεστώτος, με τον προσδιορισμό της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας υψών-περιόδων, τυχαίων κυματικών καταστάσεων στα αβαθή ύδατα, με χρήση του υπολογιστικού προγράμματος προσομοίωσης MIKE 21 BW. Τα αποτελέσματα αυτής της έρευνας μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε ρεαλιστικό σχεδιασμό λιμενικών και παράκτιων έργων, διότι ο πιθανοτικός υπολογισμός ή η ανάλυση επικινδυνότητας τέτοιων έργων, απαιτεί τη γνώση της πυκνότητας πιθανότητας $p(H,T)$. Ακόμη, φαινόμενα που εξελίσσονται στον χρόνο όπως η μετατόπιση ογκολίθων σε πρηνή θωράκισης, υπερπήδησης κυματισμών, κ.α., μπορούν να ποσοτικοποιηθούν με ακρίβεια μέσω αυτού του πιθανοτικού μεγέθους, στο πλαίσιο μίας καταιγίδας σχεδιασμού. Τέλος, μία επιπλέον πρακτική εφαρμογή της μεθόδου είναι αυτή για τον υπολογισμό της παράκτιας στερεομεταφοράς, η οποία είναι απαραίτητη στο σχεδιασμό παράκτιων έργων προστασίας. Σε τέτοιες περιπτώσεις, μία ρεαλιστική αλληλουχία των κυμάτων, όπως αυτή προσδιορίζεται από την πιθανοτική ανάλυση ως δεδομένο εισόδου, διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην ακρίβεια των αποτελεσμάτων.

Η μέθοδος που παρουσιάζεται ουσιαστικά καταγράφει την περιγραφή του κυματικού πεδίου μέσω μίας περισσότερο 'φυσικής' προσέγγισης με το κατάλληλο μαθηματικό υπόβαθρο. Είναι αρκετά εύχρηστη μέθοδος με μεγάλο εύρος εφαρμογής, αφού τα μόνα δεδομένα που απαιτούνται είναι τα βαθυμετρικά στοιχεία της περιοχής μελέτης, καθώς και το μέσο ύψος κύματος και η μέση περίοδος του στα βαθειά ύδατα και πλεονεκτεί έναντι των υπολοίπων μεθόδων αφού παρέχει ουσιώδη πληροφορία σχετικά με την γεωμετρία της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας. Η αναφορά των κυματικών καταστάσεων γίνεται τελικά με τον αδιάστατο συντελεστή συσχέτισης υψών και περιόδων κύματος $r(H,T)$. Ο εν λόγω συντελεστής είναι μία παράμετρος αντιστοίχισης των αποτελεσμάτων του

προσομοιώματος με το φυσικό φαινόμενο. Τα βασικά σημεία ενδιαφέροντος που αποκάλυψε η παρούσα ερευνητική προσπάθεια είναι τα εξής:

- Καθώς οι κυματισμοί ταξιδεύουν από τα βαθιά στα αβαθή ύδατα, ο συντελεστής συσχέτισης του ύψους με την περίοδο κύματος έχει την τάση να αυξάνεται, ωστόσο στα αβαθή ύδατα παρουσιάζονται τοπικές διακυμάνσεις.
- Οι μη γραμμικότητες των κυματισμών δεν αυξάνονται γραμμικά από μελέτες που έχουν γίνει με παραμέτρους υπό κλίμακα σε μελέτες που έχουν γίνει με φυσικά μεγέθη που συναντώνται στο πεδίο. Από τις εικόνες που δημιουργήθηκαν, παρατηρείται ότι στα μεγέθη υπό κλίμακα, μέρος της μη γραμμικότητας των κυματισμών αποκρύπτεται. Για αυτό το λόγο όταν η έρευνα εστιάζεται στα αβαθή ύδατα, όπου κατά κανόνα έχουν προηγηθεί σημαντικές μη γραμμικές αλληλεπιδράσεις (wave-wave interactions), θα πρέπει στο μοντέλο προσομοίωσης να εισάγονται χαρακτηριστικά μεγέθη του πεδίου.
- Κάθε ισοπιθανοτική εικόνα εξαρτάται από την αρχική καταιγίδα στα βαθιά ύδατα. Ωστόσο, παρατηρείται μία συνέπεια των αποτελεσμάτων στα αβαθή ύδατα και οι καμπύλες κινούνται σύμφωνα με τις παραπάνω παρατηρήσεις.

Συμπερασματικά, η βραχυπρόθεσμη περιγραφή της θαλάσσιας διαταραχής, μπορεί να αποτυπωθεί με χρήση της από κοινού πυκνότητας πιθανότητας των ζευγών ύψους και περιόδου κύματος, σε οποιαδήποτε παράκτια περιοχή, δοσμένης της βαθυμετρίας της και επιλέγοντας μόνο το μέσο ύψος κύματος και τη μέση περίοδο που εκπροσωπούν την αντίστοιχη θαλάσσια κατάσταση στα βαθιά ύδατα.

7.2 ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ

Μελλοντικά, ενδιαφέρον θα παρουσίαζε η εξαγωγή ισοπιθανοτικών εικόνων στα αβαθή ύδατα μέσα από ένα εύρος αρχικών καταιγίδων στα βαθιά ύδατα, με την προσθήκη διαφόρων γωνιών πρόσπτωσης των κυματισμών. Ακόμη, θα ήταν δυνατόν να γίνουν μετρήσεις στο πεδίο ώστε να υπάρχει άμεση σύγκριση των

προσομοιωμένων εικόνων με αυτές που θα παραχθούν από τα ρεαλιστικά δεδομένα.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

ΞΕΝΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Bretschneider, C.L., 1959. Wave Variability and Wave Spectra for Wave Spectra for Wind-Generated Gravity Waves. U.S. Army Corps. Of Eng., Beach Erosion Board, Tech. Memo. 118.
- Bouws, E., Günther, H., Rosenthal, W. and Vincent, C.L. 1985. Similarity of the wind wave spectrum in finite depth water, Part I-Spectral form. Journal of Geophysical Research 85(C3), 1524-1530
- Cartwright, D.E. and Longuet-Higgins, M.S., 1956. The Statistical Distribution of the Maxima of a Random Function.
- Cavanie', A., Arhan, M. and Ezraty, R., 1976. A statistical relationship between individual heights and periods of storm wavew. 1st Int. Conf. on Behavior of Offshore Structurew, BOSS '76, Trondheim. The Norwegian Institute of Technology, Vol.2, pp 354-360, France
- Costal Engineering Manual, 2006.
- Chondros, M.K., 2014. Stochastic Simulation of Sea Waves. Athens.
- Danish Hydraulic Institute, Water and Environment, DHI Software (2007), MIKE 21 BW, Boussinesq Waves Module, User Guide
- Dean, R.G., 1965. Stream Function representation of nonlinear ocean waves. Journal of Geophysical research, 70, 4561-4572.
- Dean, R.G., Dalrymple, R.A., 1984. Water Wave Mechanics for Engineers and Scientists. Prentice- Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey.
- Fenton, J.D. 1985, A fifth-order Stokes theory for steady waves, Journal of Waterway Port Coastal and Ocean Engineering 111 (2): 216–234, New York.
- Fenton, J.D., 1990. Nonlinear Wave Theories. The Sea, Vol.9: Ocean Engineering Science. Department of Civil Engineering, University of Auckland, Private Bag, Auckland, New Zealand.
- Goda, Y., 1978. The observed joint distribution of periods and heights of ocean waves. Proc. 16th Conf. on Coast. Eng. ASCE, 227-246, New York.
- Hasselmann , K., Barnett, T.P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D.E., Enke, K., Weing, J.A., Gienapp, H., Hasselmann, D.E., Kruseman, O., Meerburg, A., Muller, P., Olbers, K.J., Richter, K., Sell, W., Walden, W.H., 1973. Measurements of Wind-Wave Growth and Swell Decay During the Joint North Sea Wave Project (Jonswap). Deutsche Hydrograph. Zeit., Ergänzungscheft Reihe A(80), 12.
- Lindgren, G., Rychlik, I., 1982, Wave Characteristic distributions for Gaussian Waves- -Wave-Length, Amplitude and Steepness. Ocean Engineering 9 (5), 411-432.
- Longuet-Higgins, M.S, 1983, On the joint distribution of wave periods and amplitudes in a random wave field. Proc. Roy. Soc., London

- Longuet–Higgins, M.S., 1975, On the joint distribution of the periods and amplitudes of sea waves. *Journal of geophysical research*, England
- Madsen, P.A., Murray, R., Sorensen, O.R., 1991. A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics. *Coastal Engineering* 15 (4), 371-388.
- Madsen, P.A., Sorensen, O.R., 1992, A new form of Boussinesq equations with linear dispersion characteristics. Part 2. A slowly-varying bathymetry. *Coastal Engineering* 18 (3-4), 183-204.
- Madsen, P.A., Sorensen, O.R., Schaffer, H.A., 1997a. Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model. Part I: model description and cross-shore motion of regular waves. *Coastal Engineering* 32 (4), 255-287. [111]
- Madsen, P.A., Sorensen, O.R., Schaffer, H.A., 1997b. Surf Zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model. Part II: surf and swash oscillations for wave groups and irregular waves. *Coastal Engineering* 32 (4), 289-319. [112]
- Memos, C.D., 1994a. On the theory of the joint probability of heights and periods of sea waves. *J. Coastal Engineering* 22
- Memos, C.D., 1994b. Experimental results of wave transformation across a sloping beach. Proc. 24th Conf. on Coast. Eng. ASCE, New York
- Memos, C.D., Tzani, K., 1994 Numerical results of the joint probability of heights and periods of sea waves. *J. Coastal Engineering* 22
- Memos, C.D., Tzani, K., 2000. Joint Distribution of Wave Heights and Periods in Waters of any Depth. *Journal of Waterway, Port, Coastline and Ocean Engineering*
- MIKE 21 BW, 2007. User Guide
- Mizuguchi, M., 1982. Individual Wave Analysis of Irregular Wave deformation in the Nearshore Zone
- Newland D. E., 1993. *An Introduction to Random Vibrations, Spectral & Wavelet Analysis*, Third Edition, Dover Publications, New York
- Peregrine, D.H., 1967. Long waves on a beach, *Journal of Fluid Mechanics* 27(4), 815-827, [137].
- PIANC, 1968. Final Report of the International Commission for the Study of Waves
- Pierson, W. J., Moskowitz, L. A., 1964. Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69(24), 5181-5190.
- Rice, S.O., 1994. *Mathematical Analysis of Random Noise*. Bell System Technical J.
- Rice, S.O., 1995. *The Mathematical Analysis of Random Noise*. Bell System Technical J.
- Sharpe, M.M., 1990. *The Distribution of Wave Heights and Periods for Seas with Unimodal and Bimodal Power Density Spectra*. MIT, Boston

- Shum, K.T., Melville, W.K., 1984. Estimate of the joint statistics of amplitudes and periods of ocean waves using an integral transform technique. J. Geophys.
- Sorensen, O.R., Schaffer, H.A., Madsen, P.A., 1998. Surf zone dynamics simulated by a Boussinesq-type model. Part III: Wave-induced horizontal nearshore circulations. Coastal Engineering 33 (2-3), 155-176. [157]
- Sorensen, O.R., Schaffer, H.A., Sorensen, L.S., 2004. Boussinesq-type modeling using an unstructured finite element technique. Coastal Engineering 50 (4), 181-198. [158]
- Weggel, J.R., 1972. Maximum Breaker Height, Harbors and Coastal Engineering Division 98 (4), 529-548

ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- Δήμας, Α., 2012. Παράκτια Υδραυλική. Πανεπιστήμιο Πατρών, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών, Πάτρα
- Δουκάκης, Ε., 2006. Εκτίμηση των Επιπτώσεων της Ανόδου της Θαλάσσιας Στάθμης και των Κυματικών Καταιγίδων στην Ελληνική Παράκτια Ζώνη, 8ο Πανελλήνιο Συμπόσιο Ωκεανογραφίας & Αλιείας, Θεσσαλονίκη
- Καραμπάς Θ., Κρεστένιτης Γ., Κουτίτας Χ., 2015. Ακτομηχανική Έργα Προστασίας Ακτών, Σύνδεσμος Ελληνικών Ακαδημαϊκών Βιβλιοθηκών, Ζωγράφου
- Κουτίτας Χ., 1986. Εισαγωγή στις θεωρίες κυματισμών, Θεσσαλονίκη
- Μέμος Κ., 2007. Θαλάσσια Υδροδυναμική. Σημειώσεις Μαθήματος
- Μέμος Κ., 2008. Εισαγωγή στα Λιμενικά Έργα, Εκδόσεις Συμμετρία, Αθήνα
- Μουτζούρης Κ.Ι., 2009. Θαλάσσια Υδραυλική, Εκδόσεις Ε.Μ.Π, Αθήνα
- Τζανής, Κ., 2003. Πιθανοτική Περιγραφή Τυχαίων Καταστάσεων Θαλάσσης. Διδακτορική Διατριβή, Αθήνα

ΔΙΑΔΙΚΤΥΚΕΣ ΠΗΓΕΣ

<http://www.wikiwaves.org>

<http://alizul2.blogspot.html>

<http://www.geo.auth.gr>

<http://frontiersmagazine.org>.

<https://en.wikipedia.org>

**ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΙ ΚΩΔΙΚΕΣ ΣΕ ΓΛΩΣΣΑ
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΙΣΜΟΥ FORTRAN**

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΣ ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΑΔΙΑΣΤΑΤΩΝ ΖΕΥΓΩΝ ΥΨΟΥΣ ΚΥΜΑΤΟΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΟΥ (ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ)

```
implicit real*8 (a-h,o-z)
implicit integer*4 (i-n)
parameter (iim=80000)
DIMENSION xn(iim),t(iim),h(iim), n(iim)
pi=3.141592653
open (unit=11,file='modified.dat')
open (unit=13,file='final.dat')
open (unit=14,file='finalpoia.dat')
im=961
do i=1,im
read (11,*) t(i), h(i), xn(i)
end do
do i=1,im
n(i)=xn(i)
if (n(i).gt.0) then
do j=1,n(i)
write (13,*) t(i), h(i)
end do
write (14,*) t(i), h(i)
else
end if
end do
stop
end
```

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΣ ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΧΡΟΝΟΣΕΙΡΑΣ (ΒΑΘΙΑ ΥΔΑΤΑ)

```
implicit real*8 (a-h,o-z)
implicit integer*4 (i-n)
parameter (iim=1500000)
DIMENSION t(iim),h(iim), zn(iim)
pi=3.141592653
open (unit=11,file='final.dat')
open (unit=12,file='ts.dat')
im=1871
do i=1,im
read (11,*) T(i), h(i) !, xn(i)
end do
dt=0.01
sum=0.
do i=1,im
sum=sum+t(i)
end do
tol=sum/dt
jm=tol
i=1
tsum=t(1)
do j=1,jm
tt=float(j)*dt-dt
100 continue
if (tt.le.tsum) then
zn(j)=(h(i)/2.)*sin(2.*pi*(tt-tsum)/T(i))
else
i=i+1
tsum=tsum+t(i)
go to 100
end if
write (*,*) j
end do
do j=1,jm
tt=float(j)*dt-dt
write (12,*) tt, zn(j)
end do
stop
end
```

ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΣ ΚΩΔΙΚΑΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΑΔΙΑΣΤΑΤΩΝ ΖΕΥΓΩΝ ΥΨΟΥΣ ΚΑΙ ΠΕΡΙΟΔΟΥ ΚΥΜΑΤΟΣ ΚΑΘΩΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑΣ ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑΣ (ΑΒΑΘΗ ΥΔΑΤΑ)

```
implicit real*8 (a-h,o-z)
implicit integer*4 (i-n)
parameter (iim=1200000)
double precision :: h, tt
integer :: ih, it
DIMENSION xn(iim), g(iim), t(iim),h(iim), tt(iim)
!,prob(100,100),torio(lim), horio(lim), zero(iim)
pi=3.141592653
open (unit=11,file='wg.txt')
open (unit=12,file='wavelets.dat')
open (unit=13,file='HT.dat')
open (unit=14,file='probs wg.dat')
open (unit=15,file='AVGstdevR.dat')
open (unit=16,file='oria.dat')
open (unit=61,file='G.dat')
open (unit=62,file='intNUMS.dat')
open (unit=69,file='averageht.dat')
mthorio=123
tmin=0.2
tmax=3.0
!tmin=0.2      times mixalh
!tmax=3.0 times mixalh
do i=1,mthorio
read (16,*) torio(i), horio(i), zero(i)
end do
im=939050
do i=1,im
read (11,*) t(i), xn(i)
end do
iwarm=0
do i=1,im-iwarm
t(i)=t(iwarm+i)
xn(i)=xn(iwarm+i)
end do
im=im-iwarm
j=0
m=0
dHdT=0.2
do i=2,im-1
zero down-crossing
if (xn(i-1).ge.0.and.xn(i).lt.0) then
j=j+1
g(j)=t(i-1)+abs(xn(i-1))*(t(i)-t(i-1))
!/abs(abs(xn(i))+abs(xn(i-1)))
else
end if
zero up-crossing
if (xn(i-1).le.0.and.xn(i).gt.0) then
j=j+1
```

```

g(j)=t(i-1)+abs(xn(i-1))*(t(i)-t(i-1))
!/abs(abs(xn(i))-abs(xn(i-1)))
else
end if
end do
last potential point
kend=j
if(mod(kend,2).eq.0) then
kend=kend-1
else
kend=kend
end if
!DO j=1,kend
!WRITE(61,*) G(J)
!END DO
kk=0
DO j=1,kend-2,2
hmax=0.
hmin=0.
dif=0.
do i=1,im
if (t(i).ge.g(j).and.t(i).le.g(j+2)) then
if (xn(i).gt.hmax) then
hmax=xn(i)
else
end if
if (xn(i).lt.hmin) then
hmin=xn(i)
else
end if
else
end if
if (hmax.eq.abs(hmin)) then
difypsh=2*hmax
else
difypsh=hmax-hmin
end if
end do
difper=g(j+2)-g(j)
if (difper.gt.tmin.and.difypsh.gt.0.) then
if (difper.Lt.tmax) then
!difper=difper+0.005
!difypsh=difypsh+0.005
write (12,123) difper,difypsh
123    format(f7.2,f7.4)
kk=kk+1
else
end if
else
end if
END DO
close (12)
WRITE(*,*) KK
open (unit=12,file='wavelets.dat')
sumh=0.
sumt=0.
do i=1,kk

```

```

read (12,*) tt(i),h(i)
sumh=sumh+h(i)
sumt=sumt+tt(i)
end do
avgh=sumh/float(kk)
avgt=sumt/float(kk)
write(*,*) avgh, avgt
stdevh=0.
stdevt=0.
do i=1,kk
stdevh=stdevh+(h(i)-avgh)**2
stdevt=stdevt+(tt(i)-avgt)**2
end do
stdevh=sqrt(stdevh/float(kk))
stdevt=sqrt(stdevt/float(kk))
r=0.
do i=1,kk
r=r+(h(i)-avgh)*(tt(i)-avgt)
end do
r=r/(stdevh*stdevt*float(kk))
write (15,*) avgh
write (15,*) avgt
write (15,*) stdevh
write (15,*) stdevt
write (15,*) r
write (15,*) kk
write (*,*) r
do i=1,kk
h(i)=h(i)/avgh
ih=anint(h(i)*100)
h(i)=float(ih)/100.0
tt(i)=tt(i)/avgt
it=anint(tt(i)*100)
tt(i)=float(it)/100.0
end do
do i=1,kk
write (69,*) tt(i),h(i)
end do
126      FORMAT (2F5.2)
morioh=3.0/dHdT+0.1
moriot=3.0/dHdT+0.1
do J=1,morioh-1
hj1=float(j)*dHdT-dHdT/2. !-DHDT/20.
hj2=float(j)*dHdT+dhdt/2. !+DHDT/20.
do M=1,moriot-1
tm1=float(m)*dHdT-dHdT/2. !-DHDT/20.
tm2=float(m)*dHdT+dhdt/2. !+DHDT/20.
mmk=0
do i=1,kk
IF (h(i).ge.hj1.and.h(i).lt.hj2) then
IF (tt(i).ge.tm1.and.tt(i).lt.tm2) then
mmk=mmk+1
else
end if
else
end if
end do

```

```

hj=float(j)*dHdT
tm=float(m)*dHdT
write (62,*) tm,hj, MMK
prob(j,m)=float(mmk)/float(kk)/dHdT/dHdT !*float(kk)/2000
end do
end do
do J=2,morih-2
do m=2,moriot-2
IF (prob(j,m).EQ.0) THEN
!prob(j,m)=(prob(j+1,m)+prob(j-1,m))/2.
ELSE
END IF
end do
end do
do J=1,morih-1
do m=1,moriot-1
hj=float(j)*dHdT
tm=float(m)*dHdT
IF (prob(j,m).Ge.0.01) THEN
write (14,*) tm,hj,prob(j,m)
ELSE
END IF
end do
end do
do J=1,morih
hj=float(j)*dHdT
tm=0*dHdT
write (14,*) tm,hj,0.
end do
do J=1,morih
hj=float(j)*dHdT
tm=float(moriot)*dHdT
write (14,*) tm,hj,0.
end do
do m=1,moriot
hj=0*dHdT
tm=float(m)*dHdT
write (14,*) tm,hj,0.
end do
do m=1,moriot
hj=float(morih)*dHdT
tm=float(m)*dHdT
write (14,*) tm,hj,0.
end do
do i=1,kk
write (13,124) tt(i), h(i)
124    format(f7.2,f7.4,f5.2)
end do
stop
end

```