



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

Διπλωματική Εργασία

Επιμέλεια: Παπάζογλου Κωνσταντίνα

Επιβλέπων: Αζοράκος Σαμψών, Λέκτορας ΕΜΠ

## Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ



ΑΘΗΝΑ 2015



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

Διπλωματική Εργασία

Επιμέλεια: Παπάζογλου Κωνσταντίνα

Επιβλέπων: Αζοράκος Σαμψών, Λέκτορας ΕΜΠ

**Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ  
ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ**

**THE IMPACT OF SHOALING IN THE CHARACTERISTICS OF WIND  
GENERATED WAVES**

**ΑΘΗΝΑ 2015**

Πηγή εικόνας εξωφύλλου: <http://imgkid.com/>

Το περιεχόμενο της ανά χείρας διπλωματικής εργασίας αποτελεί προϊόν της δικής μου πνευματικής προσπάθειας. Η ενσωμάτωση σε αυτήν υλικού τρίτων, δημοσιευμένου ή μη, γίνεται με δόκιμη αναφορά στις πηγές, που δεν επιτρέπει ασάφειες ή παρερμηνείες.

## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Ξεκινώντας θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στον επιβλέποντά της εργασίας, κύριο Αζοράκο, για τη βοήθεια και τις συμβουλές κατά την εκπόνηση της εργασίας. Ευχαριστώ για την προθυμία να αφιερώσει χρόνο για να απαντήσει στις ερωτήσεις μου και στο να μου παρέχει το απαραίτητο υλικό.

Ευχαριστώ επίσης την οικογένειά μου, που με στήριξε με κάθε τρόπο καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου και ιδιαίτερα την αδελφή μου Άννα, που με βοήθησε να ανταπεξέλθω στη δύσκολη καθημερινότητα της φοιτητικής μου ζωής.

Δε θα μπορούσα να μην αναφέρω τη φίλη μου Άννα για τον πολύτιμο χρόνο που αφιέρωσε για τη δημιουργία του εξωφύλλου και τέλος όλους τους φίλους, συμφοιτητές, συναδέλφους που ήταν δίπλα μου τα φοιτητικά μου χρόνια.

## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Στην παρούσα διπλωματική εργασία εξετάζεται η επίδραση του φαινομένου της ρήχωσης στα χαρακτηριστικά των κυματισμών. Οι παραδοχές που έχουν γίνει αφορούν την προέλευση των κυματισμών και την κλίση του πυθμένα. Οι κυματισμοί που εξετάζονται είναι ανεμογενείς και διαδίδονται πάνω από ήπιας κλίσης πυθμένα, έως 2%. Επίσης, ισχύει η παραδοχή πλήρως ανεπτυγμένης θάλασσας. Σκοπός της εργασίας είναι η παραγωγή σχέσεων μεταξύ χαρακτηριστικών υψών κύματος που χρησιμοποιούνται στο σχεδιασμό των κατασκευών, σε βάθη όπου ο πυθμένας επηρεάζει την τελική μορφή του κυματισμού. Εφαρμόζονται καταρχάς τα μοντέλα φασμάτων ενέργειας Pierson- Moskowitz και JONSWAP για τα βαθιά, ενώ στη συνέχεια εξετάζουμε το φάσμα TMA για τις περιοχές ενδιάμεσων και ρηχών νερών. Σύμφωνα με πρόσφατες μετρήσεις και πειράματα, για τα ύψη κύματος σε μια θεομηνία ισχύει η κατανομή Rayleigh, ενώ σε μικρά βάθη η κατανομή των υψών κύματος προσεγγίζει την κατανομή Weibull. Μέσα από την εφαρμογή των παραπάνω, για έναν τυχαίο κυματισμό σε διάφορα βάθη, συγκρίνουμε τα αποτελέσματα της κατανομής Rayleigh με αυτά της Weibull και παρατηρούμε αξιοσημείωτη διαφορά. Οι σχέσεις που παρουσιάζονται στο τέλος της εργασίας αφορούν τυχαίο κυματισμό και τα μοντέλα που χρησιμοποιήθηκαν έχουν τις παραμέτρους που προτείνουν οι ερευνητές που τα εισήγαγαν.

**Λέξεις κλειδιά:** Ρήχωση, φάσμα TMA, κατανομή Rayleigh, κατανομή Weibull, χαρακτηριστικό ύψος κύματος

## ABSTRACT

This thesis examines the effect of the phenomenon of shoaling in the characteristics of the waves. The assumptions made concern the origin of the waves and the bottom slope. The Waves are considered to be wind generated and transmitted over a bottom of mild slope, up to 2%. Additionally, we have made the assumption of a fully developed sea. The purpose of this thesis is the production of ratios between significant wave heights that are used for the design of structures in depths in which the bottom affects the shape of the wave profile. First of all, the Pierson- Moskowitz and JONSWAP models of the energy spectra are applied for deep water and then the TMA spectrum is examined for intermediate and shallow waters. According to recent research and experiments, the Rayleigh distribution of wave heights has an effective application for the deepest while Weibull distribution is applicable to smaller depth. After the examination of the above for a random wave, the results of Rayleigh distribution are compared to those of Weibull and a great difference is observed. Correlation among the wave heights is presented at the end and is a result of the examination of a random wave. The models applied use the parameters proposed by the researchers.

**Keywords:** shoaling effect, TMA spectrum, Rayleigh distribution, Weibull distribution, significant wave height

## ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ .....	i
ΠΕΡΙΛΗΨΗ.....	ii
ABSTRACT.....	iii
Παράρτημα Πινάκων .....	vi
Παράρτημα Σχημάτων .....	vii
Παράρτημα Εικόνων .....	viii
Σύμβολα- Ορισμοί.....	ix
1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ.....	1
1.1 Σκοπός της διπλωματικής εργασίας .....	1
1.2 Δομή εργασίας- περιγραφή κάθε κεφαλαίου .....	2
2. ΑΝΕΜΟΓΕΝΕΙΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ .....	3
2.1 Ορισμός- Γένεση των κυματισμών στη θάλασσα .....	3
2.2 Καταγραφή- ανάλυση της χρονοσειράς .....	8
2.3 Προσέγγιση- Επαλληλία απλών αρμονικών κυματισμών .....	10
2.4 Σχέση μεταξύ χαρακτηριστικών μεγεθών στα βαθιά .....	12
3. ΑΠΛΑ ΑΡΜΟΝΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ .....	15
3.1 Διάθλαση.....	15
3.2 Ρήχωση.....	15
3.3 Θραύση.....	17
4. ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ .....	21
4.1 Γενικά στοιχεία.....	21
4.2 Μοντέλο Pierson - Moskowitz.....	24
4.3 Μοντέλο JONSWAP .....	25
4.4 Κατανομή υψών κύματος Rayleigh.....	27
5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ.....	29
5.1 Φάσμα κυματισμών στα ρηχά .....	29
5.2 Κατανομή Weibull των Battjes and Groenendijk .....	30
5.3 Τροποποίηση της κατανομής Weibull .....	33
6. ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ .....	35
7. ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΩΝ- ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ .....	37
7.1 Φάσματα Pierson- Moskowitz και JONSWAP .....	37
7.2 Φάσματα TMA.....	42
7.3 Αριθμητικά Αποτελέσματα .....	47

8. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ.....	51
9. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ.....	65



## Παράρτημα Πινάκων

Πίνακας 1: Χαρακτηριστικά δισδιάστατου κύματος. Προέλευση: Μουτζούρης, Κ.Ι., 2009 [1] μετά από προσαρμογή .....	ix
Πίνακας 2: Ορισμοί και βασικοί τύποι που αναφέρονται στην εργασία .....	xi
Πίνακας 3: Τύποι για το ύψος θραυόμενου κυματισμού .....	18
Πίνακας 4: Πίνακας κανονικοποιημένων υψών Πηγή: Battjes and Groenendijk, 2000 [3] ....	32
Πίνακας 5: Πίνακας κανονικοποιημένων υψών (συνέχεια) Πηγή: Battjes and Groenendijk, 2000 [3] .....	33
Πίνακας 6: Ροπές και παράμετρος φασματικού εύρους.....	38
Πίνακας 7: Σύγκριση προσεγγιστικών και αναλυτικών τύπων.....	39
Πίνακας 8: Ροπές και παράμετρος φασματικού εύρους για τα διάφορα βάθη και το μοντέλο TMA.....	43
Πίνακας 9: Χαρακτηριστικά ύψη κύματος από την κατανομή Rayleigh .....	47
Πίνακας 10: Χαρακτηριστικά ύψη κύματος από την κατανομή Rayleigh .....	47
Πίνακας 11: Στατιστικά μεγέθη από κατανομή Rayleigh .....	48
Πίνακας 12: Αποτελέσματα υπολογισμών για το σχεδιασμό της καμπύλης Weibull .....	48
Πίνακας 13:Μεγέθη κατανομής Weibull ως προς $H_{rms}$ .....	48
Πίνακας 14: Χαρακτηριστικά ύψη κύματος, όπως προέκυψαν από τον Πίνακα 13 .....	49
Πίνακας 15: Σχέσεις χαρακτηριστικών υψών κύματος- Κατανομή Raleigh .....	54
Πίνακας 16: Σχέσεις χαρακτηριστικών υψών κύματος- Κατανομή Weibull .....	55
Πίνακας 17: Συγκεντρωτικός πίνακας αποτελεσμάτων .....	56

## Παράρτημα Σχημάτων

Σχήμα 1: Φάσματα Pierson- Moskowitz και JONSWAP .....	38
Σχήμα 2: Κατανομή υψών κατά Rayleigh για τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JONSWAP	39
Σχήμα 3: Πιθανότητα μη υπέρβασης για τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JONSWAP .....	40
Σχήμα 4: Βαθμονομημένο διάγραμμα Rayleigh για τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JONSWAP .....	41
Σχήμα 5: Πιθανότητα μη υπέρβασης του κανονικοποιημένου ύψους κύματος $H/H_{rms}$ .....	41
Σχήμα 6: Φάσματα TMA και JONSWAP .....	42
Σχήμα 7: Κατανομή υψών κατά Rayleigh για διάφορα βάθη του μοντέλου TMA.....	43
Σχήμα 8: Πιθανότητα μη υπέρβασης για διάφορα βάθη του μοντέλου TMA κατά Rayleigh	44
Σχήμα 9: Πιθανότητα μη υπέρβασης για το ύψος κύματος ρηχών νερών από τον τύπο Weibull .....	45
Σχήμα 10: Πιθανότητα μη υπέρβασης για βάθος 5 μέτρων .....	45
Σχήμα 11: Πιθανότητα μη υπέρβασης για βάθος 10 μέτρων .....	46
Σχήμα 12: Διαγράμματα πυκνότητας πιθανότητας κατά Rayleigh και Weibull.....	51
Σχήμα 13: Πιθανότητα μη υπέρβασης για βάθος 5m .....	52
Σχήμα 14: Πιθανότητα υπέρβασης για βάθος 5m.....	52
Σχήμα 15: Πιθανότητα υπέρβασης για βάθος 5m σε λογαριθμική κλίμακα .....	53
Σχήμα 16: Σύγκριση των $H_s$ ως προς $H_{s,0}$ Weibull και Rayleigh .....	57
Σχήμα 17: Σύγκριση των $H_s$ ως προς $m_0^{1/2}$ Weibull και Rayleigh .....	57
Σχήμα 18: Σύγκριση των $H_{1/50}$ ως προς $H_{s,0}$ Weibull και Rayleigh .....	58
Σχήμα 19: Σύγκριση των $H_{1/50}$ ως προς $m_0^{1/2}$ Weibull και Rayleigh .....	58
Σχήμα 20: Κατανομή Weibull: διάγραμμα όλων των $H$ ως προς το $H_s$ .....	59
Σχήμα 21: Κατανομή Rayleigh: διάγραμμα όλων των $H$ ως προς το $H_s$ .....	59
Σχήμα 22: Κατανομή Weibull: διάγραμμα όλων των $H$ ως προς το $H_{s,0}$ .....	60
Σχήμα 23: Κατανομή Rayleigh: διάγραμμα όλων των $H$ ως προς το $H_{s,0}$ .....	60
Σχήμα 24: Κατανομή Weibull: διάγραμμα όλων των $H$ ως προς το $m_0^{1/2}$ .....	61
Σχήμα 25: Κατανομή Rayleigh: διάγραμμα όλων των $H$ ως προς το $m_0^{1/2}$ .....	61
Σχήμα 26: Αποτελέσματα από το συγκεντρωτικό πίνακα (Weibull και Rayleigh ανάλογα το βάθος) ως προς $H_s$ .....	62
Σχήμα 27: Αποτελέσματα από το συγκεντρωτικό πίνακα (Weibull και Rayleigh ανάλογα το βάθος) ως προς $H_s$ .....	62
Σχήμα 28: Αποτελέσματα από το συγκεντρωτικό πίνακα (Weibull και Rayleigh ανάλογα το βάθος) ως προς $m_0^{1/2}$ .....	63
Σχήμα 29: Καμπύλη και γραμμή τάσης για το $H_s/m_0^{1/2}$ .....	63

## Παράρτημα Εικόνων

Εικόνα 1: Απλό αρμονικό κύμα και τα χαρακτηριστικά του. Πηγή: <i>Recommended Practice DNV-RP-C205</i> , 2010 [13] .....	x
Εικόνα 2: Χάρτης τμήματος Μεσογείου. Πηγή: <a href="http://www.google.gr/maps?hl=en">www.google.gr/maps?hl=en</a> .....	4
Εικόνα 3: Προφίλ κυμάτων. Πηγή: Chakrabarti, 1987 [3] .....	6
Εικόνα 4: Διάγραμμα καταλληλότητας των θεωριών κύματος. Πηγή: Chakrabarti, 1987 [3]..	7
Εικόνα 5: (α) Μέθοδος τομής της μέσης στάθμης προς τα κάτω (β) Μέθοδος τομής της μέσης στάθμης προς τα πάνω. Πηγή: <i>EAK 2002</i> [7] .....	9
Εικόνα 6: Σύνθεση της θαλάσσιας επιφάνειας. Προέλευση: K.K.Turekian, 1968 [16] .....	10
Εικόνα 7: (α) διάγραμμα της καταγραφής (b) συνάρτηση εξομάλυνσης (c) τελικό διάγραμμα της καταγραφής μετά από πολλαπλασιασμό με τη συνάρτηση (b) Πηγή: <i>EAK 2002</i> [7]	12
Εικόνα 8: Μεταβολές του ύψους και μήκους κύματος συναρτήσει του βάθους Πηγή: Μουτζούρης, 2009 [1] .....	16
Εικόνα 9: Βασικοί Τύποι Θραύσεως Πηγή: K.I.Μουτζούρης, 2005 [2].....	18
Εικόνα 10: Γραφική παράσταση φάσματος. Πηγή: <i>Recommendations of the Committee for Waterfront Structures Harbours and Waterways EAU 2004</i> , 2006 [12] .....	21
Εικόνα 11: Φάσμα JONSWAP για $H_s=4,0m$ , $T_p=8,0s$ για $\gamma=1$ , $\gamma=2$ και $\gamma=5$ . Πηγή: <i>Recommended practice DNV-RP-C205</i> , 2010 [13] .....	26
Εικόνα 12: Κατανομή Rayleigh. Πηγή: Droste W. et al., 1982 [6].....	27
Εικόνα 13: Διάγραμμα Rayleigh και Weibull. Πηγή: EurOtop [8] .....	31

## Σύμβολα- Ορισμοί

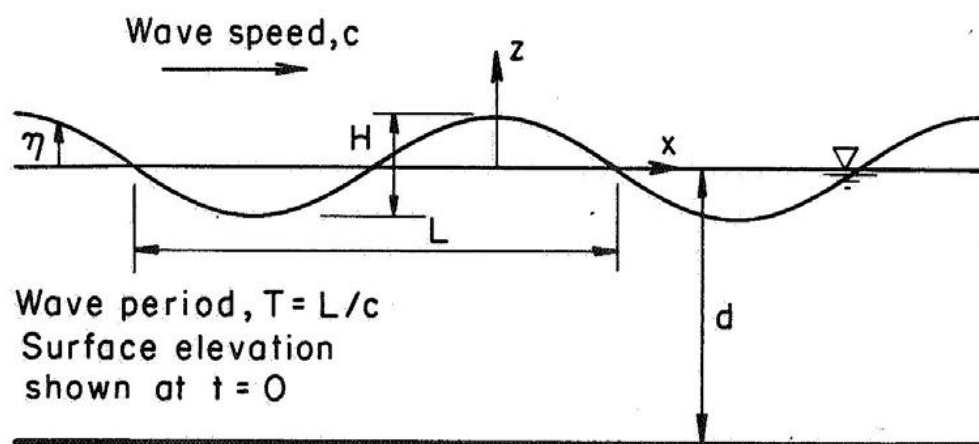
Παρουσιάζονται οι ορισμοί των βασικών μεγεθών της θαλάσσιας υδραυλικής και οι διάφοροι συμβολισμοί που χρησιμοποιούνται στη συνέχεια του τεύχους.

Ο δείκτης 0 δίπλα από κάποιο μέγεθος δηλώνει ότι αυτό αναφέρεται στα βαθιά, εκεί όπου δεν υπάρχει επίδραση του πυθμένα.

**Πίνακας 1: Χαρακτηριστικά διαστάσεων κύματος. Προέλευση: Μουτζούρης, Κ.Ι., 2009 [1] μετά από προσαρμογή**

<b>Ύψος κύματος H:</b> η κατακόρυφη απόσταση μεταξύ της κορυφής και της κοιλίας του κύματος. Ισούται με το διπλάσιο του εύρους ταλάντωσης των σωματιδίων.
<b>Μήκος κύματος L ή λ:</b> η οριζόντια απόσταση μεταξύ δύο σωματιδίων που βρίσκονται στην ίδια φάση ταλαντώσεως. Μετράται κατά μήκος της διεύθυνσης μετάδοσης.
<b>Καμπυλότητα ή κυρτότητα κύματος γ:</b> ο λόγος του ύψους κύματος προς το μήκος κύματος. $\gamma = \frac{H}{L}$
<b>Περίοδος κύματος T:</b> ο χρόνος μιας πλήρους ταλάντωσης των σωματιδίων. Ορίζεται σαν το χρονικό διάστημα μεταξύ της διελεύσεως δύο διαφορετικών κορυφών κύματος από ένα ορισμένο σημείο.
<b>Κυκλική συχνότητα ω:</b> $\omega = \frac{2\pi}{T}$
<b>Συχνότητα:</b> $f = \frac{1}{T}$
<b>Ταχύτητα κύματος C (ή ταχύτητα φάσεως):</b> η απόσταση που διανύεται από το μέτωπο του κύματος στη μονάδα του χρόνου. Εξ ορισμού είναι: $C = \frac{L}{T} \quad \text{και} \quad C_0 = \frac{L_0}{T}$
<b>Ταχύτητα ομάδας κυμάτων C<sub>g</sub>:</b> ταχύτητα μιας ομάδας κυμάτων. Διαφέρει από την ταχύτητα κύματος τόσο στα βαθιά όσο και στα ρηχά. $C_g = C * n \quad \text{και} \quad C_{g0} = \frac{C_0}{2}$
<b>Βάθος νερού d:</b> η στάθμη της ελεύθερης επιφάνειας της θάλασσας σε ηρεμία πάνω από τον πυθμένα.
<b>Σχετικό βάθος νερού:</b> $\frac{d}{L}$
<b>Αριθμός κύματος k:</b> $k = \frac{2\pi}{L}$
<b>Άνοδος της ελεύθερης επιφάνειας z=η(x,y,t):</b> η απόσταση της επιφάνειας του κύματος από τη στάθμη ηρεμούντος ύδατος. Δίνεται από την κατάλληλη συνάρτηση ανάλογα με τη θεωρία που εφαρμόζεται.

<b>Μέτωπο κύματος:</b> ένα επίπεδο κάθετο προς το επίπεδο ταλάντωσης και εφαπτόμενο στη διατομή του κύματος.
<b>Διεύθυνση μεταδόσεως (ή ακτίνα κύματος):</b> η κάθετη γραμμή προς το μέτωπο του κύματος (κείται στο επίπεδο της ταλάντωσης).
<b>Ανάπτυγμα κύματος F (fetch):</b> το χωρίς εμπόδια ευθύγραμμο και κατά τη διεύθυνση μετάδοσης του κύματος μέγιστο μήκος της θάλασσας εκείνης περιοχής πάνω στην οποία δρα ο άνεμος. Το πλάτος της περιοχής αυτής δεν είναι μικρότερο από το 1/4 του αναπτύγματος.
<b>Διατομή κύματος:</b> η κατακόρυφη διατομή του κατά τη διεύθυνση μετάδοσης.
<b>Κορυφή κύματος:</b> το ψηλότερο σημείο του πάνω από την ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας σε ηρεμία.
<b>Κοιλία κύματος:</b> το χαμηλότερο σημείο του κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας σε ηρεμία.
<b>ΣΗΥ:</b> η ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας σε ηρεμία (Στάθμη Ηρεμούντος Ύδατος)



Εικόνα 1: Απλό αρμονικό κύμα και τα χαρακτηριστικά του. Πηγή: *Recommended Practice DNV-RP-C205, 2010* [13]

**Πίνακας 2: Ορισμοί και βασικοί τύποι που αναφέρονται στην εργασία**

<b>tan(a):</b> κλίση του πυθμένα
<b>H<sub>s,0</sub>:</b> χαρακτηριστικό ύψος κύματος στα βαθιά. Ισούται με το H <sub>m0</sub> ή το H <sub>1/3</sub>
<b>H<sub>m0</sub>:</b> χαρακτηριστικό ύψος κύματος. Ισούται με $4 \cdot m_0^{1/2}$
<b>H<sub>1/n</sub>:</b> ο μέσος όρος των 1/n μεγαλύτερων υψών κύματος από μία καταγραφή
<b>H<sub>rms</sub>:</b> μέσο τετραγωνικό ύψος κύματος. Ισούται με: $H_{rms} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n H_i^2}{n}}$ , όπου n ο συνολικός αριθμός υψών κύματος που έχουν καταγραφεί
<b>H<sub>tr</sub>:</b> Ύψος κύματος που αντιστοιχεί στο σημείο καμπής. Χρησιμοποιείται στην κατανομή Weibull για τα ρηχά. Δίνεται από τον τύπο: $H_{tr} = (\beta_{tr,1} + \beta_{tr,2} \tan a)d$
<b>S(ω) ή S(f):</b> Φάσμα ενέργειας κυματισμού
<b>M<sub>n</sub>:</b> ροπή n τάξης, ισούται με το ολοκλήρωμα $M_n = \int_0^\infty \omega^n \cdot S(\omega) d\omega$
<b>m<sub>n</sub>:</b> ροπή n τάξης, τύπος όπως παραπάνω με αντικατάσταση της κυκλικής συχνότητας ω με τη συχνότητα f. Ισχύει η σχέση: $M_n = (2\pi)^n m_n$
<b>m<sub>0</sub>:</b> ροπή μηδενικής τάξης, ισούται με το εμβαδόν του φάσματος και είναι ίση με τη διασπορά (σ) της κατανομής. Ισχύει m <sub>0</sub> =M <sub>0</sub>
<b>T<sub>01</sub>:</b> μέση περίοδος, ισούται με $\frac{m_0}{m_1}$
<b>T<sub>z</sub>:</b> μέση περίοδος zero-up-crossing, ισούται με $T_z = T_{02} = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}}$
<b>T<sub>p</sub>:</b> περίοδος κορυφής (peak period), αντιστοιχεί στη συχνότητα (f <sub>p</sub> ) που δίνει το μέγιστο του φάσματος ενέργειας
<b>ε:</b> παράμετρος φασματικού εύρους. Ισούται με: $\varepsilon = \sqrt{\frac{m_0 \cdot m_4 - m_2^2}{m_0 \cdot m_4}}$



## 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ

*Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφεται ο σκοπός της παρούσας εργασίας και η δομή της. Αναφέρονται επιγραμματικά τα περιεχόμενα κάθε κεφαλαίου.*

Ο σχεδιασμός έργων στη θάλασσα είναι από τις πιο απαιτητικές εργασίες για τον πολιτικό μηχανικό, καθώς το υγρό στοιχείο από μόνο του προβάλλει δυσκολίες. Η μηχανική των ρευστών και η θαλάσσια υδραυλική αποτελούν τομείς που προσφέρονται για διαρκή έρευνα λόγω της δυσκολίας τόσο στην κατανόηση των μηχανισμών που διέπουν το κομμάτι αυτό του φυσικού κόσμου, όσο και της προσομοίωσής του με εφαρμόσιμα μοντέλα και εξισώσεις. Κατά το σχεδιασμό μιας κατασκευής λαμβάνονται υπόψη οι επιδράσεις ρευμάτων και κυματισμών μέσω των δράσεων (φορτίων και πιέσεων) που αυτά θα ασκήσουν στην κατασκευή. Κυρίαρχη θέση έχουν οι ανεμογενείς κυματισμοί, που είναι και αυτοί που θα μας απασχολήσουν στη συνέχεια.

### 1.1 Σκοπός της διπλωματικής εργασίας

Στην παρούσα εργασία γίνεται μελέτη της επίδρασης του πυθμένα στα χαρακτηριστικά ανεμογενών κυματισμών που διαδίδονται σε περιοχές με ήπια κλίση. Για το σκοπό αυτό εξετάζονται τα φαινόμενα της ρήγωσης και της θραύσης, που είναι τα κυριότερα όσον αφορά τη μεταβολή του ύψους κύματος. Η διάθλαση, που σαφώς επηρεάζει τα χαρακτηριστικά του κύματος, δεν εξετάζεται εδώ. Η απόφαση αυτή είναι υπέρ της ασφαλείας, εφόσον προκαλεί περαιτέρω μείωση των χαρακτηριστικών και οδηγεί σε πιο ευνοϊκά ως προς την κατασκευή αποτελέσματα για την περίπτωση του επίπεδου, ομαλά μεταβαλλόμενου πυθμένα. Σε οποιαδήποτε εφαρμογή όμως θα πρέπει να γίνεται προσεκτική αξιολόγηση των παραγόντων που θα ληφθούν υπόψη για τη ρεαλιστική εκτίμηση των χαρακτηριστικών του κυματισμού σχεδιασμού.

Ο σχεδιασμός ενός παράκτιου έργου βασίζεται στο φάσμα ενέργειας των κυματισμών που εμφανίζονται στην περιοχή μελέτης. Ενώ φάσματα για την περιοχή βαθιών νερών έχουν αναπτυχθεί πολλά και προσεγγίζουν αρκετά καλά την πραγματικότητα, η επίδραση της ρήγωσης προσεγγίζεται με το φάσμα TMA. Από τα χαρακτηριστικά του φάσματος και εφαρμόζοντας την κατάλληλη συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας, παίρνουμε την κατανομή των υψών κύματος, που είναι το βασικό μέγεθος που επηρεάζει το σχεδιασμό ενός έργου. Στην παρούσα εργασία επιθυμούμε να παράγουμε σχέσεις μεταξύ των χαρακτηριστικών υψών κύματος με εφαρμογή του μοντέλου TMA για διάφορα βάθη.



## 1.2 Δομή εργασίας- περιγραφή κάθε κεφαλαίου

Η εργασία διαρθρώνεται σε κεφάλαια και υποενότητες.

Στο κεφάλαιο 2 αναφέρονται βασικές πληροφορίες για τους ανεμογενείς κυματισμούς, τα μέσα που χρησιμοποιούνται για την καταγραφή τους, τον τρόπο ανάλυσης των μετρήσεων και τον τρόπο προσέγγισης τους. Τέλος παρατίθενται οι σχέσεις μεταξύ χαρακτηριστικών υψών κύματος και περιόδων για την περιοχή βαθιών νερών.

Στο κεφάλαιο 3 περιγράφονται οι μηχανισμοί διάθλασης, ρήχωσης και θραύσης για τον απλό αρμονικό κυματισμό.

Στο κεφάλαιο 4 αναλύεται η θεωρία των φασμάτων για τους κυματισμούς στα βαθιά. Παρουσιάζονται τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JOSWAP και η κατανομή Rayleigh που αντιστοιχεί σε αυτά.

Στο κεφάλαιο 5 γίνεται βιβλιογραφική ανασκόπηση. Αναλύεται το φάσμα TMA, η κατανομή Weibull, όπως προτείνεται από τους Battjes and Groenendijk και παρουσιάζονται τα αποτελέσματα της εργασίας των Mai, Wilhelmi and Barjenbruch πάνω στην καταλληλότητα της προηγούμενης κατανομής.

Στο κεφάλαιο 6 γίνεται η προσέγγιση του προβλήματος που εξετάζεται στη συνέχεια.

Στο κεφάλαιο 7 περιγράφεται η διαδικασία υπολογισμών που ακολουθήθηκε. Εφαρμόστηκε το φάσμα TMA για πέντε βάθη που αντιστοιχούν σε ενδιάμεσα και ρηχά νερά και οι κατανομές που αναφέρονται στο κεφάλαιο 5.

Στο κεφάλαιο 8 παρουσιάζονται τα συμπεράσματα της εργασίας με διαγράμματα και πίνακες δεδομένων.

## 2. ΑΝΕΜΟΓΕΝΕΙΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ

Ορισμένα βασικά στοιχεία για τη γένεση των κυματισμών παρουσιάζονται σε αυτό το κεφάλαιο. Αναφέρονται οι μηχανισμοί γένεσης των ανεμογενών κυματισμών και οι μέθοδοι που χρησιμοποιούνται για τις μετρήσεις στη φύση, καθώς και οι τρόποι ανάλυσης των καταγραφών. Τέλος, δίνονται ορισμένες σχέσεις μεταξύ των χαρακτηριστικών μεγεθών των κυμάτων για την περιοχή βαθιών νερών.

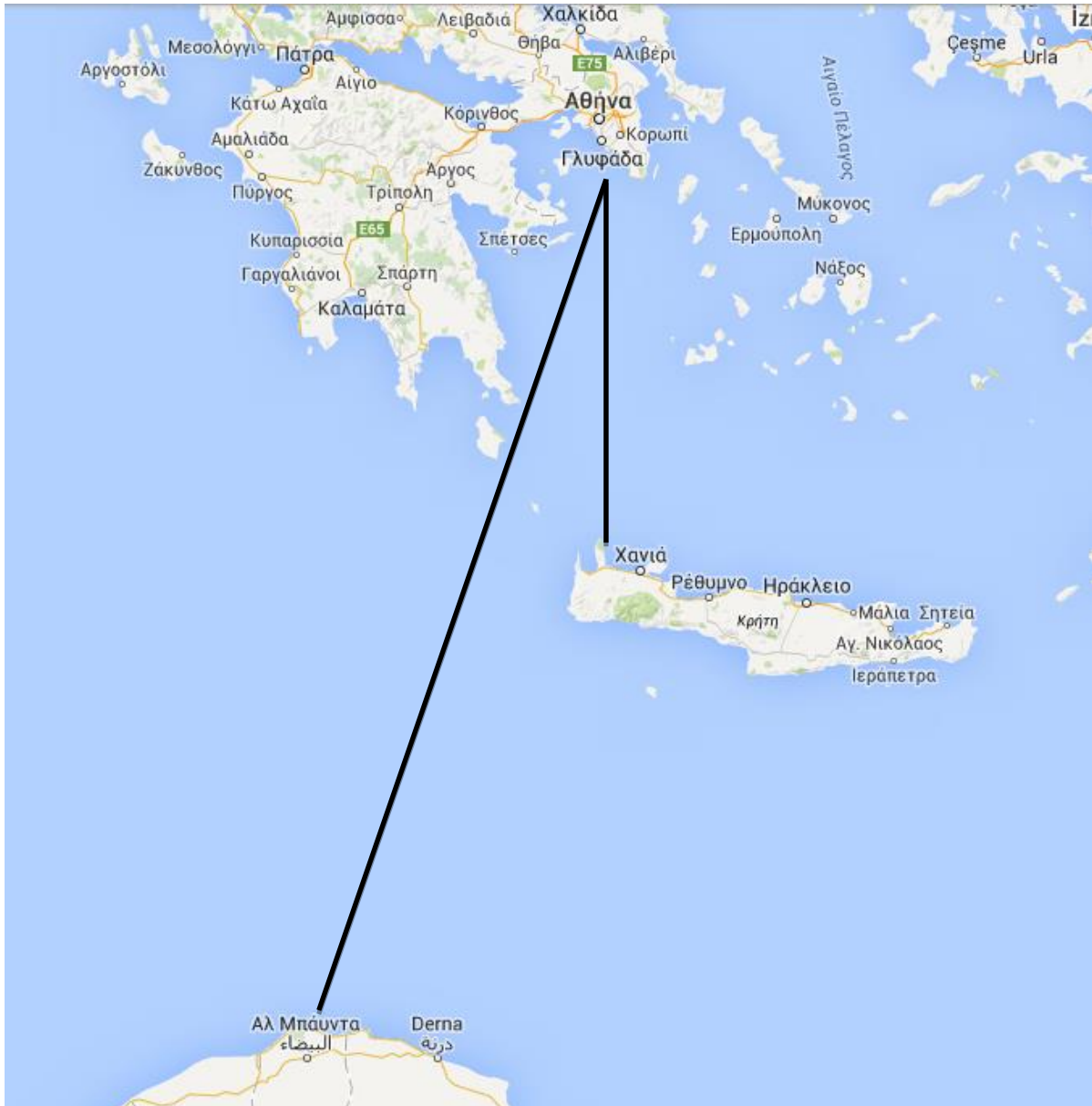
### 2.1 Ορισμός- Γένεση των κυματισμών στη θάλασσα

Η κίνηση των μαζών νερού τους ωκεανούς μπορεί να προκαλείται από διάφορες αιτίες με κυρίαρχες την παλίρροια και τους κυματισμούς. Η αστρονομική παλίρροια, δηλαδή η περιοδική άνοδος και ταπείνωση της θαλάσσιας επιφάνειας, προκαλείται από την επίδραση κατά κύριο λόγο της σελήνης στη θαλάσσια μάζα. Οι κυματισμοί προκαλούνται από τη μεταφορά ενέργειας από τους ανέμους που πνέουν πάνω από την επιφάνεια του νερού, από σεισμικές δυνάμεις, από εκρήξεις ηφαιστείων ή κατολισθήσεις στις παράκτιες περιοχές και στο βυθό. Οι κυματισμοί που δημιουργούνται από τις τρεις τελευταίες αιτίες ονομάζονται "τσουνάμι" και είναι εξαιρετικά σπάνια.

Στην παρούσα εργασία θα ασχοληθούμε με τους κυματισμούς και πιο συγκεκριμένα με τους ανεμογενείς κυματισμούς, οι οποίοι επικρατούν των υπολοίπων. Τα χαρακτηριστικά τους, όπως το ύψος κύματος και η περίοδος, είναι ανάλογα της έντασης του ανέμου που τα προκαλεί. Αναλυτικά τα χαρακτηριστικά δίνονται σε προηγούμενο κεφάλαιο (Πίνακας 1 και Πίνακας 2). Οι κυματισμοί δημιουργούνται ως αποτέλεσμα της ανεμπόδιστης πνοής ανέμου πάνω από τη θαλάσσια επιφάνεια για ορισμένο χρονικό διάστημα, που λέγεται διάρκεια πνοής ανέμου. Η απόσταση που διανύεται από τον άνεμο, κατά συνέπεια και από τον κυματισμό, σε μια ορισμένη διεύθυνση από την πλησιέστερη ακτή έως την εξεταζόμενη θέση ονομάζεται ανάπτυγμα πελάγους (fetch). Μέσα στην περιοχή δράσης του ανέμου γεννιούνται, αναπτύσσονται και διατηρούνται μέσα σε αυτή τα θυελλώδη «κοντά» κύματα (storm waves). Καθώς η διάδοση του κυματισμού συνεχίζεται και αυτό απομακρύνεται από τη ζώνη γενέσεώς του, μένουν τα κύματα μακράς περιόδου, που ονομάζονται ανεπτυγμένα περιοδικά κύματα (swell). Τα swell είναι μια επαλληλία απλών αρμονικών κυματισμών με παραπλήσιες περιόδους (στενό φάσμα), που τους δίνουν επαρκή ταχύτητα ( $C = \frac{L}{T} = \frac{gT}{2\pi}$ ), ώστε να φτάσουν κοντά στην ξηρά.

Για παράδειγμα, στο Σαρωνικό κόλπο φτάνουν κύματα που δημιουργούνται από ανέμους που πνέουν στη νότια διεύθυνση από την Κρήτη, αλλά και από τη Λιβύη στη νοτιοανατολική διεύθυνση (Εικόνα 2).

## Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ



Εικόνα 2: Χάρτης τμήματος Μεσογείου. Πηγή: [www.google.gr/maps?hl=en](http://www.google.gr/maps?hl=en)

Το σχήμα, το ύψος, το μήκος και η ταχύτητα μετάδοσης των κυμάτων είναι ακανόνιστα και τυχαία. Για την προσέγγιση της κίνησης των κυμάτων, αυτά διαχωρίζονται ανάλογα με το σχήμα της ελεύθερης επιφάνειάς τους στους παρακάτω τύπους:

- ημιτονοειδή κύματα
- τροχοειδή
- κύματα πεπερασμένου ή ορισμένου ύψους
- ελλειπτικά κύματα (cnoidal waves)
- υπερβολικά κύματα
- μεμονωμένα ή μοναχικά ή μονήρη κύματα

Πολλά μαθηματικά μοντέλα -γραμμικά και μη γραμμικά- έχουν αναπτυχθεί για την περιγραφή της θαλάσσιας επιφάνειας με κάθε θεωρία να έχει ορισμένο πεδίο εφαρμογής. Οι αδιάστατες παράμετροι που καθορίζουν την καταλληλότητα μιας θεωρίας για κάποιο συγκεκριμένο πρόβλημα είναι τρεις: η καμπυλότητα κύματος  $\gamma$  ή  $S$  (wave steepness parameter), η παράμετρος ρηχών νερών  $\mu$  (shallow water parameter) και ο αριθμός Ursell  $U_R$  (Ursell number). Για τον καθορισμό των παραπάνω παραμέτρων χρησιμοποιούνται το ύψος κύματος  $H$ , η περίοδος  $T$  και το βάθος του νερού  $d$ , καθώς και το μήκος κύματος στα βαθιά  $\lambda_0$  (ή  $L_0$ ). Οι εξισώσεις είναι:

$$S = 2\pi \frac{H}{gT^2} = \frac{H}{\lambda_0}$$

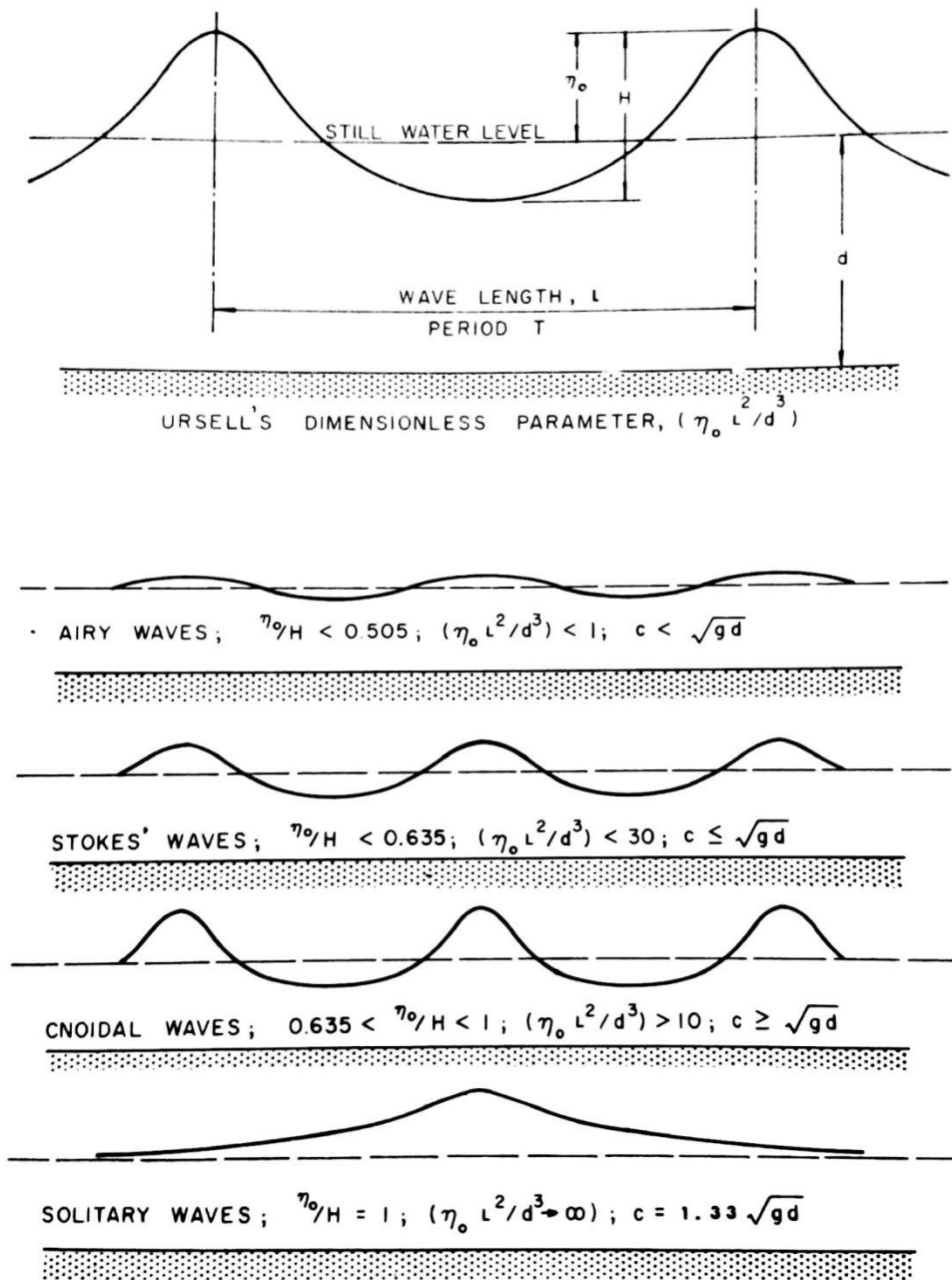
$$\mu = 2\pi \frac{d}{gT^2} = \frac{d}{\lambda_0}$$

$$U_R = \frac{\eta_0 \lambda^2}{d^3}$$

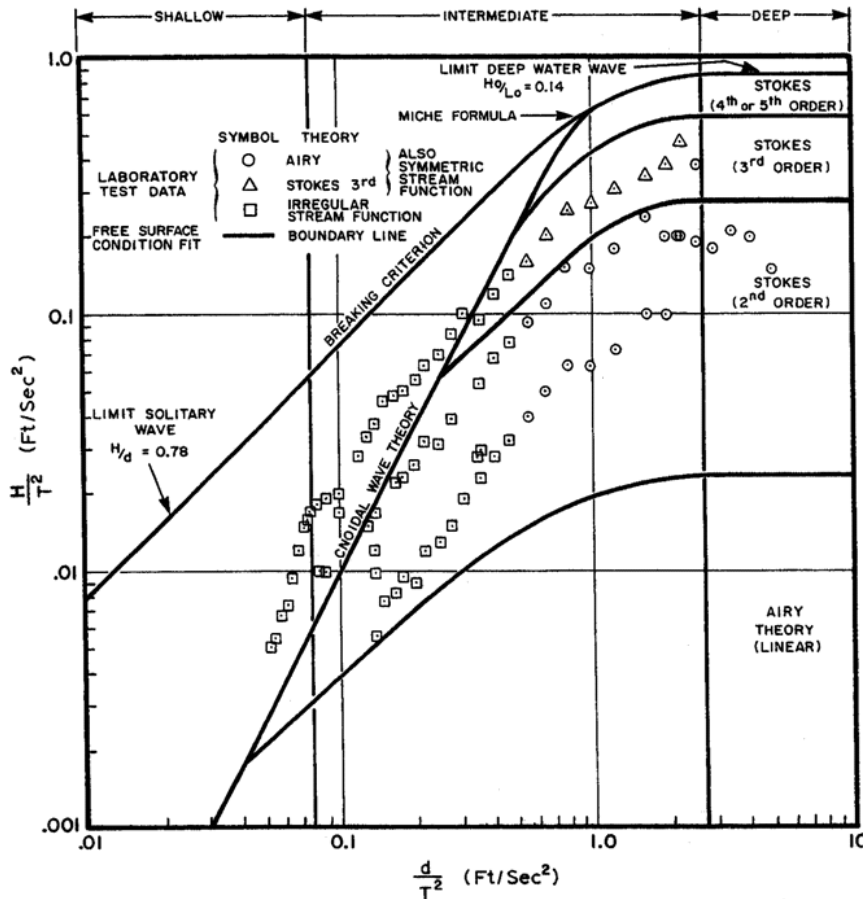
Επιγραμματικά οι μαθηματικές θεωρίες που χρησιμοποιούνται:

- Γραμμική θεωρία ή θεωρία Airy (Linear Airy wave theory)
- Θεωρία Stokes (Stokes finite amplitude theory)
- Θεωρία ελλειπτικού κύματος (Cnoidal wave theory)
- Θεωρία του μοναχικού κύματος (Solitary wave theory)
- Stream function wave theory
- Θεωρία Στάσιμου Κύματος (Standing wave theory)

Στην Εικόνα 3 φαίνεται η μορφή του κύματος, για τέσσερις από τις παραπάνω θεωρίες. Για την επιλογή της καταλληλότερης θεωρίας δίνεται το ακόλουθο διάγραμμα (Εικόνα 4) από τον Chakrabarti, 1987 [5], που παρουσιάζει τα όρια εφαρμογής κάθε θεωρίας μαζί με πειραματικά αποτελέσματα.



Εικόνα 3: Προφίλ κυμάτων. Πηγή: Chakrabarti, 1987 [3]



Εικόνα 4: Διάγραμμα καταλληλότητας των θεωριών κύματος. Πηγή: Chakrabarti, 1987 [3]

Για το σχεδιασμό έργων στη θάλασσα είναι απαραίτητο να γίνει εκτίμηση του κυματικού κλίματος που επικρατεί στην περιοχή μελέτης. Για το σκοπό αυτό είναι επιθυμητό να γίνονται μετρήσεις των κυματισμών για επαρκές διάστημα που, για να είναι αξιόπιστα τα αποτελέσματα, είναι συνήθως ένα με τρία έτη. Όπου αυτό δεν είναι δυνατό λόγω οικονομικών ή χρονικών περιορισμών, οι μηχανικοί καλούνται να εφαρμόσουν θεωρίες που βασίζονται στην αξιοποίηση μόνο ανεμολογικών δεδομένων.

Στοιχεία απαραίτητα για τον προσδιορισμό των κυματισμών είναι η ένταση του ανέμου, η διάρκεια πνοής και η συχνότητα εμφάνισής του για κάθε διεύθυνση. Τις πληροφορίες αυτές τις παρέχουν οι πίνακες ανεμολογικών δεδομένων της Εθνικής Μετεωρολογικής υπηρεσίας (ΕΜΥ) και αποτελούν τη μοναδική πηγή δεδομένων για την εξαγωγή του κυματικού κλίματος για τις περιοχές όπου δεν υπάρχουν απευθείας μετρήσεις κυματισμών. Στις περιπτώσεις αυτές γίνεται εφαρμογή μοντέλων που εξάγουν τα χαρακτηριστικά μεγέθη των κυματισμών από τα ανεμολογικά στοιχεία του πλησιέστερου μετεωρολογικού σταθμού. Ιδανικά, οι μετρήσεις των κυματισμών συνδυάζονται με αυτές των ανέμων για να προκύψει το κύμα σχεδιασμού.

Όσον αφορά τη μέτρηση των κυματισμών στη φύση, υπάρχουν διάφορες μέθοδοι καταγραφής που διαφέρουν στο κόστος του εξοπλισμού, την ακρίβεια των μετρήσεων και την ευκολία μετάδοσης των καταγραφών στην ξηρά. Συνήθως το μέγεθος που καταγράφεται είναι η μεταβολή της θαλάσσιας επιφάνειας ( $\eta$ ) ως συνάρτηση του χρόνου.

Μερικές από τις μεθόδους καταγραφής είναι οι εξής:

- ανάγνωση από κατακόρυφη σταδία
- μετρητές στα ύφαλα των πλοίων
- οπτικές μέθοδοι
- μετρητές με υπερήχους
- μετρητές πιέσεως
- πλωτήρες

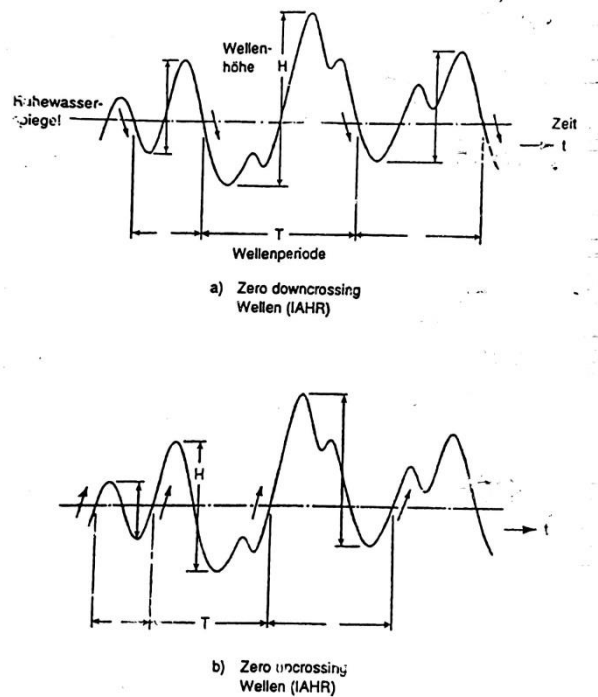
Στη συνέχεια, με τη χρήση υπολογιστικών προγραμμάτων γίνεται επεξεργασία των καταγραφών με τη μέθοδο της αυτοσυσχέτισης ή του μετασχηματισμού Fourier, ώστε να προκύψει το φάσμα ενέργειας, στο οποίο θα αναφερθούμε στη συνέχεια.

### 2.2 Καταγραφή- ανάλυση της χρονοσειράς

Οι καταγραφές γίνονται για 15- 20 λεπτά ανά τρεις ώρες περίπου με κάποια από τις μεθόδους που προαναφέρθηκαν. Για την ελαχιστοποίηση των σφαλμάτων προτείνεται στο EAK 2002 [7] οι μετρήσεις να γίνονται για τουλάχιστον 30 λεπτά. Για τον προσδιορισμό των διαδοχικών κυμάτων ακολουθείται η «μέθοδος τομής της ελεύθερης στάθμης προς τα πάνω» (zero up-crossing method) ή η «μέθοδος τομής της ελεύθερης στάθμης προς τα κάτω» (zero down-crossing method). Η πρώτη ορίζει μια περίοδο κύματος ως την απόσταση μεταξύ των δυο κοντινότερων σημείων τομής με την οριζόντια ευθεία της ελεύθερης επιφάνειας δυο ανοδικών κλάδων της καταγραφής. Το ύψος κύματος ορίζεται ως η κατακόρυφη απόσταση μεταξύ κορυφής και κοιλίας του κύματος που βρίσκονται εκατέρωθεν της ευθείας της ελεύθερης επιφάνειας. Αντίστοιχα η άλλη μέθοδος λειτουργεί μεταξύ καθοδικών κλάδων, ενώ ο ορισμός του ύψους κύματος μένει ο ίδιος. Στην Εικόνα 5 απεικονίζεται ο διαχωρισμός των διαδοχικών κυμάτων της ίδιας καταγραφής με τις δυο μεθόδους.

Η ανάλυση των κυμάτων μπορεί να γίνει είτε στην περιοχή του χρόνου είτε στην περιοχή των συχνοτήτων. Στην πρώτη περίπτωση προσδιορίζονται οι χρονικές μεταβολές της θαλάσσιας επιφάνειας με την παραδοχή ότι κάθε κύμα είναι ανεξάρτητο από τα υπόλοιπα. Χρησιμοποιείται ένα αντιπροσωπευτικό μονοχρωματικό κύμα, πράγμα που καθιστά εύχρηστη και απλή αυτή τη μέθοδο. Με αυτή τη μέθοδο συνιστάται η εξέταση αρκετών

κυμάτων, ώστε ο σχεδιασμός της κατασκευής να βασιστεί στα δυσμενέστερα φορτία που δίνει οποιοδήποτε από αυτά.



**Εικόνα 5: (α) Μέθοδος τομής της μέσης στάθμης προς τα κάτω (β) Μέθοδος τομής της μέσης στάθμης προς τα πάνω. Πηγή: EAK 2002 [7]**

Ο δεύτερος τρόπος ανάλυσης ονομάζεται και φασματική ανάλυση και εξετάζει την ανώμαλη κίνηση της θαλάσσιας επιφάνειας ως επαλληλία απλών αρμονικών ταλαντώσεων με διάφορες συχνότητες. Η διαταραχή της θαλάσσιας επιφάνειας περιγράφεται σε όλο το φάσμα συχνοτήτων και ενεργειών.

Από την ανάλυση υπολογίζονται μέσω της στατιστικής μεγέθη, όπως το μέγιστο και ελάχιστο ύψος κύματος ( $H_{max}$ ,  $H_{min}$ ), μέσο ύψος κύματος ( $H_m$ ), το μέσο ύψος των υψηλότερων  $\frac{100}{n}$  % κυμάτων στην καταγραφή ( $H_{1/n}$ ), η μέση περίοδος ( $T_m$ ), η χαρακτηριστική περίοδος ( $T_s$ ) και η τυπική απόκλιση ( $\sigma$ ). Όσον αφορά το χαρακτηριστικό ύψος κύματος ( $H_s$ ), αυτό ορίζεται ως το  $H_{1/3}$ , δηλαδή το μέσο ύψος του υψηλότερου 33% των κυμάτων που έχουν καταγραφεί και υπολογίζεται είτε από την καταγραφή σύμφωνα με τον ορισμό του είτε από έναν από τους ακόλουθους τύπους:  $H_{m0} = 4\sqrt{m_0}$  αν η ανάλυση είναι στην περιοχή συχνοτήτων, όπου  $m_0$  η ροπή μηδενικής τάξης της καμπύλης του φάσματος ή  $H_\sigma = 4\sigma$  για την ανάλυση στην περιοχή του χρόνου. Θεωρητικά ισχύει  $m_0 = \sigma^2$ .

Ο υπολογισμός του μέγιστου κύματος που μπορεί να εμφανιστεί στην περιοχή μελέτης μπορεί γίνει με προέκταση (extrapolation) της κατανομής των  $H_s$  για  $N$  χρόνια (συνήθως 50 ή 100), η οποία εμπεριέχει μια πιθανότητα σφάλματος. Μπορεί να χρησιμοποιηθούν τρεις

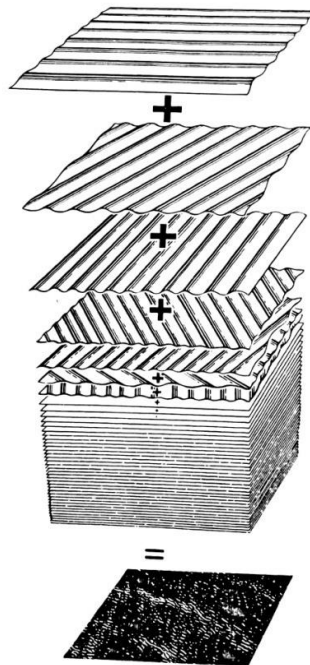


κατανομές για το σκοπό αυτό. Η επιλογή για την εφαρμογή τους δεν έχει τόσο θεωρητική βάση, αλλά γίνεται λόγω του γεγονότος ότι τα δεδομένα των καταγραφών σχηματίζουν ευθεία γραμμή όταν χρησιμοποιηθούν στο σχεδιασμό των καμπυλών τους. Οι καταγραφές αυτές είναι:

- Λογαριθμοκανονική Κατανομή του Jasper
- Κατανομή Weibull
- Κατανομή Gumbel

### 2.3 Προσέγγιση- Επαλληλία απλών αρμονικών κυματισμών

Όπως προαναφέρθηκε, στη φασματική ανάλυση η τυχαία μορφή της θαλάσσιας επιφάνειας που προκύπτει από την επίδραση του ανέμου μπορεί να θεωρηθεί ως επαλληλία απλούστερων κυματισμών. Οι πραγματικοί κυματισμοί που παρατηρούμε στους ωκεανούς εξετάζονται ως αποτέλεσμα επαλληλίας πολλών απλών αρμονικών κυματισμών με διαφορετικές διευθύνσεις μετάδοσης και χαρακτηριστικά, συνεπώς και διαφορετική μεταφερόμενη ενέργεια. Σχηματικά δίνεται στην Εικόνα 6.



Εικόνα 6: Σύνθεση της θαλάσσιας επιφάνειας. Προέλευση: K.K.Turekian, 1968 [16]

Δεχόμαστε ότι η διαταραχή της ελεύθερης επιφάνειας συντίθεται από μια απειροσειρά ανεξάρτητων ημιτονοειδών κυμάτων με μία θεμελιώδη συχνότητα, που μπορούν να περιγραφούν από τον παρακάτω τύπο:

$$\eta(x, t) = c * \cos(kx - \omega t + \varepsilon)$$

Όπου  
 c: εύρος  
 k: αριθμός κύματος  
 ω: θεμελιώδης κυκλική συχνότητα  
 ε: διαφορά φάσης

Για x=0 ένας ισοδύναμος τύπος είναι:

$$\eta(t) = a * \cos(\omega t) + b * \sin(\omega t)$$

Κατά συνέπεια, οι απομακρύνσεις της θαλάσσιας επιφάνειας  $\eta(t)$  μπορούν να προσεγγιστούν με μια σειρά Fourier σύμφωνα με τον τύπο:

$$\eta(t) = \sum_{n=0}^N a_n \cos(n\omega_0 t) + b_n \sin(n\omega_0 t)$$

όπου  $a_n$  και  $b_n$ : συντελεστές της σειράς Fourier  
 N: ο αριθμός των συνιστωσών Fourier  
 $\omega_0$ : θεμελιώδης κυκλική συχνότητα

$$a_n = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0} \eta(t) \cos(n\omega_0 t) dt$$

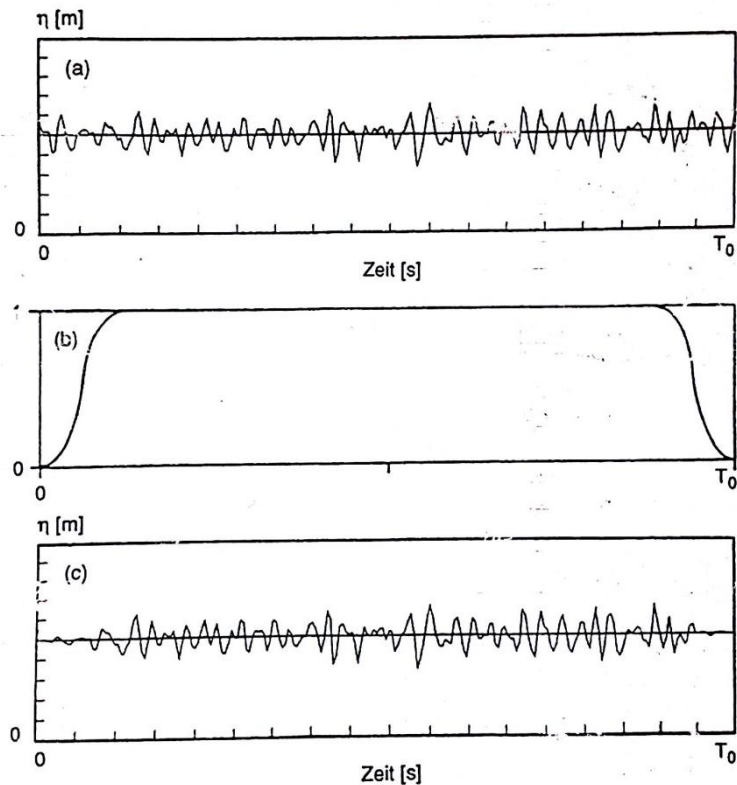
$$b_n = \frac{2}{T_0} \int_0^{T_0} \eta(t) \sin(n\omega_0 t) dt$$

Με το  $T_0$  να είναι ο συνολικός χρόνος της καταγραφής.

Πολλαπλασιάζουμε την καταγραφή με μια συνάρτηση εξομάλυνσης, ώστε να αρχίζει και να τελειώνει με μηδενική τιμή. Η συνάρτηση αυτή ξεκινάει με την τιμή 0 και με κλίση εφαιπτομένης 0 και σταδιακά αυξάνεται μέχρι να πάρει την τιμή 1. Ομοίως συμπεριφέρεται και στο τέλος, όπως φαίνεται στο διάγραμμα που ακολουθεί (Εικόνα 7).

Από την καταγραφή της ελεύθερης επιφάνειας με μετασχηματισμό Fourier προκύπτει το φάσμα της καταγραφής  $S(f)$ , ενώ ο αντίστροφος μετασχηματισμός Fourier θα δώσει μια χρονοσειρά  $\eta(t)$  με τα ίδια στατιστικά χαρακτηριστικά που είχε η αρχική καταγραφή. Το αποτέλεσμα του αντίστροφου μετασχηματισμού είναι μια χρονοσειρά που αποτελεί μία πιθανή εκδοχή της πραγματικότητας.

Η συνάρτηση φάσματος που προκύπτει είναι:  $S(f) = \frac{\alpha^2 + b^2}{2 \Delta f}$



Εικόνα 7: (α) διάγραμμα της καταγραφής (β) συνάρτηση εξομάλυνσης (γ) τελικό διάγραμμα της καταγραφής μετά από πολλαπλασιασμό με τη συνάρτηση (β) Πηγή: ΕΑΚ 2002 [7]

## 2.4 Σχέση μεταξύ χαρακτηριστικών μεγεθών στα βαθιά

Γενικά για τα ύψη κύματος ισχύει:

$$H_{1/3} = H_{m0} = H_s$$

Έχει αποδειχτεί ότι για τα κύματα στα βαθιά, όπου ο πυθμένας δεν επιδρά στα χαρακτηριστικά τους, ισχύουν οι παρακάτω σχέσεις μεταξύ των χαρακτηριστικών υψών κύματος. Οι σχέσεις έχουν προκύψει και ισχύουν για τις περιπτώσεις στενών φασμάτων, στις οποίες θα αναφερθούμε σε επόμενο κεφάλαιο, που αντιστοιχούν στην κατανομή Rayleigh.

$$H_{1/3} = 1,598 H_m$$

$$H_{1/10} = 2,032 H_m = 1,272 H_{1/3}$$

$$H_{1/50} = 1,40 H_{1/3}$$

$$H_{1/100} = 1,67 H_{1/3}$$

$$H_{rms} = 1,129 H_m = 0,71 H_{1/3}$$

$$H_{max} = 1,86H_{1/3}$$

Η σχέση του  $H_{max}$  εξαρτάται από το πλήθος των κυμάτων της καταγραφής ( $N$ ). Η σχέση που αναφέρεται εδώ αντιστοιχεί σε 1000 κύματα. Για τις πρακτικές εφαρμογές το μέγιστο ύψος κύματος μπορεί να προσεγγιστεί ως  $H_{max} = 2H_{1/3}$ . Για οποιαδήποτε άλλη περίπτωση μπορεί να εφαρμοστεί ο τύπος:

$$H_{max} = 1,13\sqrt{\ln N} H_m = 0,707\sqrt{\ln N} H_{1/3} = \left[ \sqrt{\ln N} + \frac{0,2886}{\sqrt{\ln N}} \right] H_{rms}$$

$$H_{max,mean} = \left[ \sqrt{\frac{1}{2} \ln N} + \frac{0,2886}{\sqrt{\ln N}} \right] H_s$$

Επίσης, αφού υπολογιστεί το εμβαδόν, δηλαδή η ροπή μηδενικής τάξης  $m_0$ , του φάσματος μπορούν να εφαρμοστούν οι σχέσεις:

$$H_{1/3} = (3,8 \text{ ή } 4,0)\sqrt{m_0}$$

$$H_{1/10} = 5,091\sqrt{m_0}$$

$$H_{1/50} = 5,607\sqrt{m_0}$$

$$H_{1/100} = 6,627\sqrt{m_0}$$

$$H_{rms} = 2\sqrt{2m_0}$$

$$H_m = \sqrt{2\pi m_0}$$

Για τις περιόδους, όπως διαπιστώνεται από τις μετρήσεις, υπάρχει διασπορά τιμών και έτσι ισχύουν οι ακόλουθοι τύποι:

$$T_{H_{max}} = (0,6 \text{ ως } 1,3)T_{H_{1/3}}$$

$$T_{H_{1/10}} = (0,9 \text{ ως } 1,1)T_{H_{1/3}}$$

$$T_{H_{1/3}} = (0,9 \text{ ως } 1,4)\bar{T}$$

Ο Goda (2000) μετά από σειρές μετρήσεων προτείνει:

$$T_{H_{max}} \cong T_{H_{1/3}} \cong T_{H_{1/10}} \cong 1,2\bar{T}$$

Ενώ επίσης όσον αφορά τις μέσες περιόδους:

$$T_{02} = 0,93 T_{01}$$

$$T_p = 1,21 T_{02}$$

## Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

$$T_p = (1,05 \text{ ως } 1,72) \bar{T}$$

Οι ορισμοί των παραπάνω μεγεθών δίνονται στην ενότητα «Σύμβολα- Ορισμοί».

### 3. ΑΠΛΑ ΑΡΜΟΝΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο αναφέρεται η επίδραση που έχει ο πυθμένας στα χαρακτηριστικά του απλού αρμονικού κύματος μέσω της ρήχωσης, της διάθλασης και της θραύσης. Τα τρία αυτά φαινόμενα, που έχουν ερευνηθεί σε βάθος όσον αφορά τους μονοχρωματικούς κυματισμούς, καθώς και οι τύποι που έχουν εξαχθεί για τη μελέτη τους, αναλύονται στη συνέχεια.

Η επίδραση του πυθμένα γίνεται αισθητή από ένα συγκεκριμένο βάθος και μέχρι την ακτή. Όσο ισχύει η σχέση  $d/L > 0.5$  θεωρούμε ότι δεν υπάρχει επίδραση του πυθμένα στο κύμα και η περιοχή που εξετάζουμε ονομάζεται περιοχή ή ζώνη βαθιών νερών. Τα μεγέθη στην περιοχή αυτή συμβολίζονται με το δείκτη 0. Ζώνη ρηχών νερών είναι η εξεταζόμενη περιοχή όταν  $d/L < 0.04$  ή  $0.05$  και ενδιάμεσων στην τελευταία περίπτωση, όπου  $0.04$  ή  $0.05 < d/L < 0.5$ .

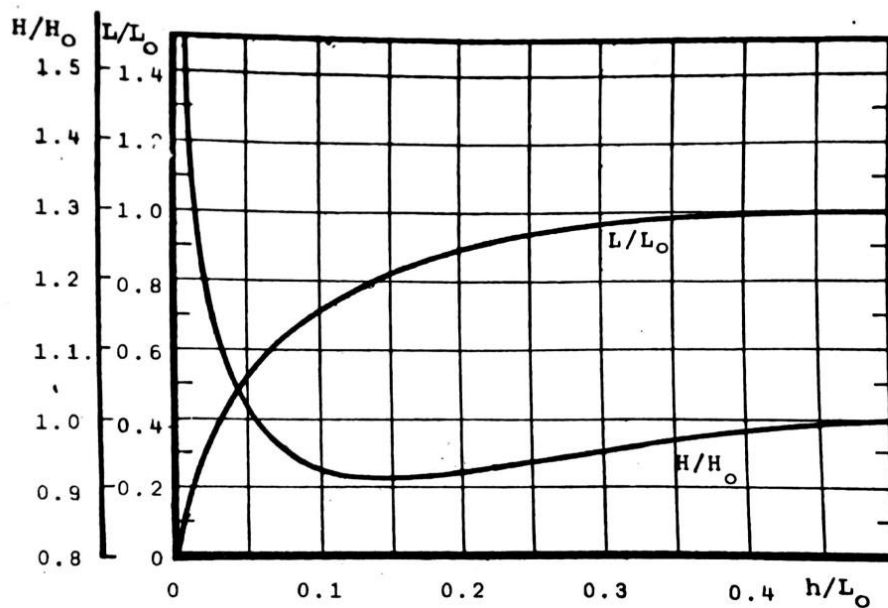
Εξετάζοντας αρχικά το απλό αρμονικό κύμα, το μέγεθος που δε μεταβάλλεται σε όλη τη μετάδοση του κύματος σε κεκλιμένο πυθμένα είναι η περίοδος του ( $T$ ). Επηρεάζεται πάντα το ύψος κύματος ( $H$ ), με διαφορετικό τρόπο ανάλογα το φαινόμενο που εξετάζεται. Επίσης, μεταβολές παρατηρούνται στο μήκος κύματος ( $L$ ), τη γωνία πρόσπτωσης ( $\beta$ ), την καμπυλότητα ( $\gamma$ ) και στη μορφή της διατομής του κύματος.

#### 3.1 Διάθλαση

Ένα από τα φαινόμενα που μεταβάλλουν τα χαρακτηριστικά του κύματος είναι η διάθλαση, που παρουσιάζεται όταν το μέτωπο του κυματισμού στα βαθιά βρίσκεται υπό γωνία ως προς τις ισοβαθείς καμπύλες. Σε αυτή την περίπτωση μεταβάλλεται το ύψος κύματος ( $H$ ), αλλά και η γωνία πρόσπτωσης (συνήθως συμβολίζεται με  $\beta$ ), καθώς το μέτωπο του κύματος τείνει να γίνει παράλληλο στις ισοβαθείς. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η ταχύτητα του κύματος  $C$  μειώνεται όταν ξεκινά η επίδραση του πυθμένα ( $C = \frac{L}{T} < C_0$ ).

#### 3.2 Ρήχωση

Σημαντική είναι η επίδραση της ρήχωσης, με την οποία και θα ασχοληθούμε κατά κύριο λόγο. Κατά το φαινόμενο αυτό, παρατηρείται μείωση του μήκους κύματος ( $L$ ) με το βάθος, ενώ όσον αφορά το ύψος κύματος ( $H$ ), αυτό αρχικά μειώνεται και στη συνέχεια όσο πλησιάζουμε στα ρηχά αυξάνεται. Οι μεταβολές αυτές απεικονίζονται στο διάγραμμα που δίνεται στην Εικόνα 8. Στη συνέχεια δίνονται τύποι που δίνουν τα μεγέθη που αναφέρθηκαν μετά την επίδραση της ρήχωσης.



Εικόνα 8: Μεταβολές του ύψους και μήκους κύματος συναρτήσει του βάθους Πηγή: Μουτζούρης, 2009 [1]

$\omega^2 = kg \cdot \tanh(kd)$	Εξίσωση διασποράς από τη θεωρία απειροστού ύψους
---------------------------------	--

Από όπου αντικαθιστώντας τον αριθμό κύματος  $k=2\pi/L$ , το  $\omega=2\pi/Ta$  και λύνοντας ως προς  $L$  προκύπτει η εξίσωση του μήκους κύματος:

$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi}{L}d\right)$	Θεωρία απειροστού ύψους
$L = L_0 \left[ \tanh\left(\frac{2\pi d}{L_0}\right)^{3/4} \right]^{2/3}$	Προσεγγιστικός τύπος

Ο πρώτος τύπος λύνεται με επαναλήψεις, καθώς περιέχει το ζητούμενο μέγεθος και στα δυο μέρη της εξίσωσης. Εναλλακτικά μπορεί να χρησιμοποιηθεί ο δεύτερος τύπος, ο οποίος είναι προσεγγιστικός. Οι υπολογισμοί για το μήκος κύματος, όπου χρειάστηκαν, έχουν γίνει βάσει αυτής της σχέσης.

Το ύψος κύματος στα βαθιά ( $H_0$ ) πολλαπλασιάζεται με το συντελεστή ρήχωσης ( $K_s$ ) και προκύπτει το ύψος στο βάθος που εξετάζουμε ( $H$ ).

$K_s = \sqrt{\frac{c_{g,0}}{c_g}} = \sqrt{\frac{1}{2n} \cdot \frac{c_0}{c}}$	Συντελεστής ρήχωσης
<p>όπου: <math>c</math> η ταχύτητα κύματος  <math>c_g</math> η ταχύτητα ομάδας κύματος</p>	
<p>ενώ <math display="block">n = \frac{c_g}{c} = \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{2kd}{\sinh(2kd)} \right]</math></p>	

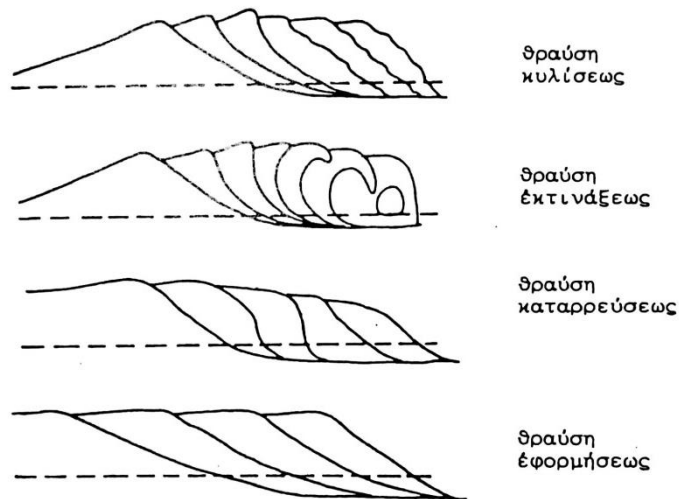
Η προηγούμενη εξίσωση έχει προκύψει με την παραδοχή ότι η ενέργεια ή πυκνότητα ενέργειας, δηλαδή η συνολική ενέργεια -δυναμική και κινητική- ανά μονάδα μήκους της κορυφογραμμής του κύματος ισούται με:

$\bar{E} = \frac{1}{8} \rho g H^2$	Ειδική ενέργεια ανά μονάδα μήκους
------------------------------------	-----------------------------------

### 3.3 Θραύση

Ένα ακόμα φαινόμενο που επηρεάζει τη διατομή του κύματος και κατά συνέπεια και τα χαρακτηριστικά του είναι η θραύση. Υπάρχουν διαφορετικές μορφές θραύσης ανάλογα με τα χαρακτηριστικά του πυθμένα και του κυματισμού, που παρουσιάζονται στην Εικόνα 9. Η θραύση μπορεί να γίνει στην κορυφή, στον κορμό ή στη βάση του κύματος. Το ενδιαφέρον των ερευνητών κινείται γύρω από τον προσδιορισμό του ύψους κύματος στη ζώνη περί τη θραύση ( $H_b$ ). Υπάρχουν αρκετοί τύποι και διαγράμματα που συσχετίζουν την καμπυλότητα του κύματος ή/και την κλίση του πυθμένα με το ύψος κύματος στα βαθιά για την εξαγωγή κάποιας τιμής για το  $H_b$  και έχουν προκύψει είτε θεωρητικά είτε πειραματικά. Μερικοί τύποι παρατίθενται στη συνέχεια (Πίνακας 3).





Εικόνα 9: Βασικοί Τύποι Θραύσεως Πηγή: Κ.Ι.Μουτζούρης, 2005 [2]

Πίνακας 3: Τύποι για το ύψος θραυόμενου κυματισμού

Τύποι που προέκυψαν θεωρητικά	
$\frac{H_b}{H_0} = 0.3\gamma_0^{-0.33}$	Munk, 1949
$\frac{H_b}{H_0} = 0.56\gamma_0^{-0.2}$	Komar and Gaughan, 1973
Τύποι που προέκυψαν πειραματικά	
Για κλίση πυθμένα: $1/50 \leq \tan \alpha \leq 1/5$ και καμπυλότητα: $0,2\% \leq \gamma_0 \leq 9\%$ $\frac{H_b}{H_0} = 0.76(\tan \alpha)^{1/7} \gamma_0^{-1/4}$	LeMéhauté and Koh, 1967
$\frac{H_b}{H_0} = 1.8\gamma_0^\delta$ όπου $\delta = -0.5(d_0/L_0)^{0.7}$	Moutzouris et Marcou, 1978

Για τον προσδιορισμό του βάθους νερού έχει διατυπωθεί η θεωρητική σχέση του Mei (1966), τα αποτελέσματα της οποίας όμως διαφέρουν αρκετά από τα πειραματικά (Κ.Ι. Μουτζούρης, 2005 [2]).

$\frac{d_b}{H_0} = (32\pi)^{1/3} \gamma_0^{1/3} (\tan \alpha)^{-4/3}$	Μει, 1966
---	-----------

Ο επόμενος προσεγγιστικός τύπος που αναφέρεται στο απλό αρμονικό κύμα και ονομάζεται κριτήριο θραύσης δίνει μια ένδειξη του ύψους κύματος του θραυόμενου κυματισμού σε ορισμένο βάθος. Ο τύπος είναι θεωρητικός και κατά συνέπεια έχει αδυναμίες στην εφαρμογή του.

$$0,8 < \frac{H_b}{d_b} < 1,0$$



#### 4. ΦΑΣΜΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

Στη συνέχεια αναπτύσσεται η θεωρία των μοντέλων των φασμάτων για την περιοχή βαθιών νερών. Παρουσιάζονται οι παραδοχές και οι τύποι των μοντέλων Pierson-Moskowitz και JONSWAP, που χρησιμοποιούνται στην παρούσα εργασία και τέλος η κατανομή Rayleigh των υψών κύματος που ακολουθούν τα μεγέθη των στενών φασμάτων.

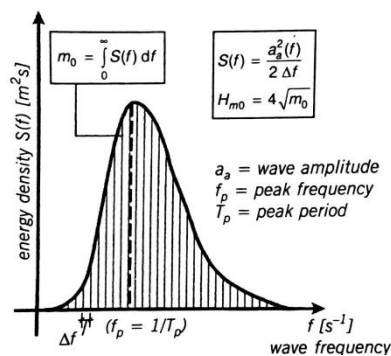
##### 4.1 Γενικά στοιχεία

Φάσμα κυματισμού (wave spectrum) είναι η συνάρτηση πυκνότητας ενέργειας της κατακόρυφης μετατόπισης της θαλάσσιας επιφάνειας  $\eta(t)$  ως προς τη συχνότητα. Πρόκειται για την κατανομή της ενέργειας του κυματισμού μεταξύ των διαφόρων συχνοτήτων. Συμβολίζεται  $S(f)$  ή  $S(\omega)$ . Μεταξύ των δυο ισοδύναμων τρόπων έκφρασης του φάσματος, ως προς την απλή συχνότητα ή την κυκλική, ισχύει η σχέση:  $S(\omega) = S(f)/2\pi$ . Το φάσμα εκφράζεται σε μονάδες επιφάνειας επί χρόνο ( $m^2*s$ ). Δίνεται από τον τύπο

$$S(\omega) = \frac{A(\omega)^2}{2 \Delta f}$$

Όπου:  $A(\omega)$  το εύρος ταλάντωσης

$\Delta f$  το στοιχειώδες διάστημα στον άξονα των συχνοτήτων



Εικόνα 10: Γραφική παράσταση φάσματος. Πηγή: *Recommendations of the Committee for Waterfront Structures Harbours and Waterways EAU 2004, 2006 [12]*

Η ολική ενέργεια  $E$  της θαλάσσιας διαταραχής δίνεται από το ολοκλήρωμα του φάσματος:

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

Τα φάσματα αναφέρονται σε συνθήκες πλήρως ανεπτυγμένης θάλασσας, όπου δηλαδή έχει μεταδοθεί η μέγιστη δυνατή ενέργεια από τον άνεμο στο κύμα, του οποίου το ύψος εξαρτάται μόνο από την ταχύτητα του ανέμου. Έχει επέλθει κορεσμός και περισσότερη μεταφορά οδηγεί σε θραύση του κύματος. Επίσης, γίνονται οι εξής παραδοχές:

- Τα θαλάσσια κύματα είναι στάσιμη και εργοδική τυχαία διαδικασία Γκάους με μηδενική μέση τιμή.<sup>1</sup>
- Το φάσμα του κυματισμού είναι στενό.
- Τα μέγιστα της ελεύθερης επιφάνειας είναι στατιστικά ανεξάρτητα μεταξύ τους.
- Οι στατιστικές ιδιότητες διατηρούνται οι ίδιες κατά την εξέταση κοντινών σημείων.

Αφού επιλεγεί το μαθηματικό φασματικό μοντέλο που θα χρησιμοποιηθεί, αυτό συνδυάζεται με μετρήσεις πεδίου για να καθοριστούν κάποιες από τις παραμέτρους. Προκύπτει τελικά ένα τροποποιημένο μοντέλο, που είναι το πλέον κατάλληλο για τη συγκεκριμένη περιοχή και δίνει την κατανομή ενέργειας με τη συχνότητα για την εξεταζόμενη περιοχή.

Η γενική μορφή των φασμάτων δίνεται από την εξίσωση:

$$S(\omega) = B\omega^{-p} \exp(-C\omega^{-q})$$

Όπου B, C, q, p τέσσερις παράμετροι του φάσματος. Το χαρακτηριστικό ύψος κύματος ( $H_s$ ) και η μέση περίοδος ( $\bar{T}$ ) είναι δυο κοινές παράμετροι για το φάσμα και υπολογίζονται από τις ροπές του.

Η εξίσωση ροπής n-οστής τάξης: 
$$M_n = \int_0^\infty \omega^n S(\omega) d\omega$$

ή ισοδύναμα: 
$$m_n = \int_0^\infty f^n S(f) df$$

Ενώ τα προαναφερθέντα μεγέθη γράφονται ως εξής: 
$$H_s = 4\sqrt{m_0}$$

$$\bar{\omega} = \frac{m_1}{m_0} \quad \text{και} \quad \bar{T} = \frac{2\pi}{\bar{\omega}}$$

Επιγραμματικά τα κυριότερα μαθηματικά μοντέλα φασμάτων για ανεμογενείς κυματισμούς που προτείνονται στη βιβλιογραφία είναι:

<sup>1</sup> Στάσιμο φαινόμενο: σημαίνει ότι τα μεγέθη δεν αλλάζουν με τη μεταβολή του χρόνου.  
Εργοδικό φαινόμενο: τα στατιστικά μεγέθη, όπως η τυπική απόκλιση ( $\sigma$ ), παραμένουν τα ίδια αν πάρουμε δείγματα που διαφέρουν είτε ως προς χ είτε ως προς t.

- Φάσμα Philips (1958)
- Φάσμα Neumann (1953)
- Φάσμα Pierson- Moskowitz (1964)
- Φάσμα Bretschneider (1959, 1969)
- Φάσμα ISSC (International Ship Structures Congress) (1964)
- Φάσμα ITTC (International Towing Tank Conference) (1966, 1969, 1972)
- Φάσμα JONSWAP (1973)
- Φάσμα Scott (1965)
- Φάσμα Liu (1971)
- Φάσμα Mitsuyasu (1972)

Από αυτά τα μοντέλα στη συνέχεια θα χρησιμοποιήσουμε το Pierson- Moskowitz και το JONSWAP, γι' αυτό και αναλύονται σε επόμενη υποενότητα του κεφαλαίου. Επειδή όμως το πρώτο μοντέλο βασίζεται σε αυτό του Phillips, θα αναφερθούμε και σε αυτόν τον τύπο στην επόμενη ενότητα.

Το μοναδικό φάσμα που συνυπολογίζει τον παράγοντα βάθος είναι το φάσμα TMA, το οποίο και χρησιμοποιούμε σε περιπτώσεις σχεδιασμού σε ενδιάμεσα ή ρηχά νερά. Η θεωρία του μοντέλου αυτού βρίσκεται στην ενότητα 5.1.

Για την περιγραφή καταστάσεων όπου συνυπάρχουν ανεμογενείς κυματισμοί και κυματισμοί που έχουν διαδοθεί μακριά από την περιοχή γενέσεώς τους (swell) χρησιμοποιείται το φάσμα δύο κορυφών. Δύο μοντέλα που εφαρμόζονται σε τέτοιες περιπτώσεις), όπως αναφέρεται στο *Recommended practice DNV-RP-C205, 2010* [13], είναι:

- Occhi-Hubble (1976)
- Torsethaugen (1996, 2004)

Για τον ορισμό του εύρους ενός φάσματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί οποιαδήποτε από τις επόμενες παραμέτρους:

$$v = \sqrt{\frac{M_0 M_2}{M_1^2} - 1}$$

$$\delta = \sqrt{1 - \frac{M_1^2}{M_0 M_2}} = \frac{v}{\sqrt{v^2 + 1}}$$

$$\alpha = \frac{M_2}{\sqrt{M_0 M_4}}$$

$$\varepsilon = \sqrt{1 - \frac{M_2^2}{M_0 M_4}} = \sqrt{1 - \alpha^2}$$

Στους υπολογισμούς χρησιμοποιήσαμε την παράμετρο  $\varepsilon$ . Το εύρος τιμών των συχνοτήτων δείχνει αν υπάρχει περιοδικότητα (στενό εύρος τιμών) και κατά πόσο πλησιάζει στο λευκό θόρυβο, δηλαδή την εντελώς τυχαία διαδικασία ( $\varepsilon \rightarrow \infty$ ). Το μονοχρωματικό κύμα έχει μόνο μία συχνότητα.

Για  $\varepsilon \rightarrow 1$  η κατανομή υψών κύματος είναι μια κατανομή Gauss και το φάσμα είναι ευρύ. Στενό είναι το φάσμα στο οποίο η ενέργεια συγκεντρώνεται σε μια μικρή περιοχή γύρω από μια συγκεκριμένη συχνότητα και χαρακτηρίζεται από  $\varepsilon \ll 1$ , που πλησιάζει στο 0. Δεχόμαστε ότι για  $\varepsilon \in [0,4, 0,8]$  το φάσμα είναι στενό και η κατανομή των υψών κύματος που αντιπροσωπεύει περιγράφεται από μία κατανομή Rayleigh.

## 4.2 Μοντέλο Pierson - Moskowitz

Για την κατανομή του φάσματος ενέργειας οι Pierson και Moskowitz πρότειναν μια τροποποίηση στον τύπο του Phillips. Το φάσμα που πρότεινε ο Phillips είχε την παρακάτω μορφή:

$$S_p(f) = \frac{ag^2}{(2\pi)^4 f^5}$$

Όπου  $f$ : η συχνότητα

$\alpha=0,0081$  η σταθερά του Phillips

$g$ : επιτάχυνση της βαρύτητας

Το μοντέλο των Pierson και Moskowitz για την κατανομή ενέργειας ανεμογενών κυματισμών περιέχει μόνο μία παράμετρο, την ταχύτητα του ανέμου  $U_w$ . Δέχθηκαν ότι στην περιοχή μελέτης η θάλασσα είναι πλήρως ανεπτυγμένη και το ανάπτυσμα πελάγους όπως και η διάρκεια πνοής είναι άπειρα. Για να είναι εφαρμόσιμο αυτό το μοντέλο (P-M) θα πρέπει ο άνεμος να έχει σταθερή ταχύτητα και διεύθυνση για αρκετές ώρες πριν την έναρξη της καταγραφής. Παρά τις παραδοχές αυτές όμως, το μοντέλο αυτό βρίσκει εφαρμογή σε αρκετές περιπτώσεις σχεδιασμού κατασκευών στα βαθιά. Η μετατροπή που έκαναν στην προηγούμενη εξίσωση ήταν να πολλαπλασιάσουν το  $S_p$  με  $\exp\left(-\frac{5}{4}\left(\frac{f}{f_0}\right)^{-4}\right)$ , όπου  $f_0$  η συχνότητα που αντιστοιχεί στη μέγιστη ενέργεια. Η εξίσωση του φάσματος είναι:

$$S(f) = \frac{ag^2}{(2\pi)^4 f^5} \exp \left[ -1,25 \left( \frac{f}{f_0} \right)^{-4} \right]$$

Σε όρους κυκλικής συχνότητας το φάσμα γίνεται:

$$S(\omega) = ag^2 \omega^{-5} \exp \left[ -0,74 \left( \frac{\omega U_w}{g} \right)^{-4} \right]$$

ή ισοδύναμα 
$$S(\omega) = ag^2 \omega^{-5} \exp \left[ -1,25 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-4} \right]$$

Όπου  $\omega_0$  η κυκλική συχνότητα που αντιστοιχεί στην κορυφή του φάσματος  
 $\alpha=0,0081$  η σταθερά του Phillips

Η διασπορά ή η ροπή μηδενικής τάξης είναι ίση με την επιφάνεια κάτω από την καμπύλη του φάσματος:

$$\sigma^2 = m_0 = \int_0^{\infty} S(\omega) d\omega$$

Στις εφαρμογές χρησιμοποιήθηκε ο τύπος που δίνεται από το *Recommended practice DNV-RP-C205 2010* [13]:

$$S_{PM}(\omega) = \frac{5}{16} H_s^2 \omega_p^4 \omega^{-5} \exp \left[ -\frac{5}{4} \left( \frac{\omega}{\omega_p} \right)^{-4} \right]$$

Όπου  $\omega_p = \omega_0$  η κυκλική συχνότητα που αντιστοιχεί στην κορυφή του φάσματος  
 $H_s$ : χαρακτηριστικό ύψος κύματος

### 4.3 Μοντέλο JONSWAP

Το φάσμα JONSWAP (JOint North Sea WAve Project) προτάθηκε από τους Hasselman et al. και τροποποιεί το φάσμα P-M, ώστε να περιλαμβάνει περιοχές περιορισμένου αναπτύγματος πελάγους (fetch limited seas). Εφαρμόζεται με επιτυχία όταν πληρείται η συνθήκη  $3,6 < \frac{T_p}{\sqrt{H_s}} < 5$  με  $T_p$  σε δευτερόλεπτα (s) και  $H_s$  σε μέτρα (m). Για ένα πεδίο όπου ο επικρατής άνεμος έχει ταχύτητα  $U_w$  και το ανάπτυγμα πελάγους είναι  $X$ :

$$S_J(\omega) = ag^2 \omega^{-5} \exp \left[ -1,25 \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-4} \right] \gamma \exp \left[ -0,5 \left( \frac{\omega - \omega_0}{\sigma \omega_0} \right)^2 \right]$$



Όπου  $\gamma$ : παράμετρος κορυφής (peakedness parameter)

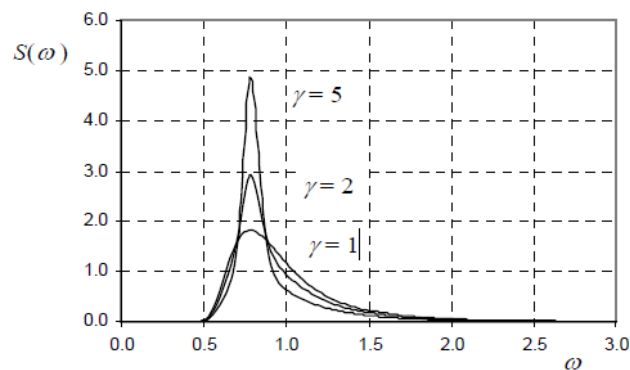
$$\sigma: \text{παράμετρος σχήματος} \quad \sigma = \begin{cases} \sigma_a & \text{για } \omega \leq \omega_0 \\ \sigma_b & \text{για } \omega > \omega_0 \end{cases}$$

Μια μέση τιμή για την παράμετρο  $\gamma$  είναι 3,30, αλλά μπορεί να κυμαίνεται από 1 έως 7. Η επιρροή που έχει το  $\gamma$  στο φάσμα φαίνεται στην Εικόνα 11.

$$\text{Το } \sigma \text{ είναι σταθερό: } \sigma = \begin{cases} \sigma_a = 0,07 \\ \sigma_b = 0,09 \end{cases}$$

Το  $\alpha = 0,076(X_0)^{-0,22}$  ή  $\alpha = 0,0081$  αν το  $X$  είναι άγνωστο.

$$\omega_0 = 2\pi \frac{g}{U_w} X_0^{-0,33} \quad \text{και} \quad X_0 = \frac{gX}{U_w^2}$$



**Εικόνα 11: Φάσμα JONSWAP για  $H_s=4,0m$ ,  $T_p=8,0s$  για  $\gamma=1$ ,  $\gamma=2$  και  $\gamma=5$ .  
Πηγή: *Recommended practice DNV-RP-C205, 2010* [13]**

Αξίζει να σημειωθεί ότι για  $\gamma=1$  το φάσμα ταυτίζεται με το φάσμα P-M.

Στις εφαρμογές χρησιμοποιήθηκε ο τύπος που δίνεται από το *Recommended practice DNV-RP-C205, 2010* [13]:

$$S_J(\omega) = A_\gamma S_{PM}(\omega) \gamma \exp\left[-0,5\left(\frac{\omega-\omega_p}{\sigma \omega_p}\right)^2\right]$$

Όπου  $A_\gamma$ : παράγοντας κανονικοποίησης (normalizing factor)  $A_\gamma = 1 - 0,287 \ln \gamma$

$S_{PM}$ : το φάσμα Pierson- Moskowitz

Στο ίδιο σύγγραμμα αναφέρεται επίσης ότι αν δε δίνεται συγκεκριμένη τιμή για την παράμετρο  $\gamma$ , τότε μπορούν να εφαρμοστούν οι τιμές:

$$\gamma = \begin{cases} 5 & \text{για } \frac{T_p}{\sqrt{H_s}} \leq 3,6 \\ \exp\left(5,75 - 1,15 \frac{T_p}{\sqrt{H_s}}\right) & \text{για } 3,6 < \frac{T_p}{\sqrt{H_s}} < 5 \\ 1 & \text{για } 5 \leq \frac{T_p}{\sqrt{H_s}} \end{cases}$$

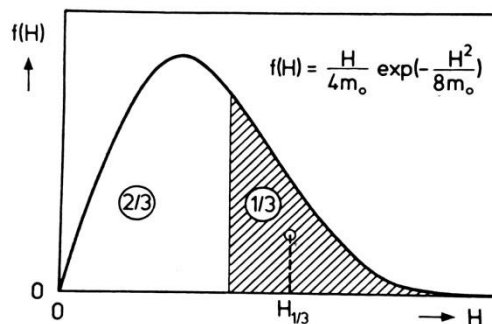
Μεταξύ της μέσης περιόδου και της περιόδου κορυφής εφαρμόστηκε η σχέση:

$$\frac{T_1}{T_p} = 0,7303 + 0,04936\gamma - 0,006556\gamma^2 + 0,0003610\gamma^3$$

#### 4.4 Κατανομή υψών κύματος Rayleigh

Τα παραπάνω φάσματα, που θεωρούνται στενά, δηλαδή έχουν παράμετρο εύρους  $\epsilon \ll 1$ , αντιστοιχούν στην κατανομή Rayleigh για το ύψος κύματος (H). Η κατανομή πυκνότητας πιθανότητας των υψών κύματος δίνεται από τον τύπο:

$$P_H(H) = \frac{2H}{H_{rms}^2} \exp\left(-\frac{H^2}{H_{rms}^2}\right) \quad \text{ή} \quad P_H(H) = \frac{H}{4\sigma^2} \exp\left(-\frac{H^2}{8\sigma^2}\right)$$



Εικόνα 12: Κατανομή Rayleigh. Πηγή: Droste W. et al., 1982 [6]

Στην Εικόνα 12 παρουσιάζεται η γενική μορφή του διαγράμματος Rayleigh, όπως προτάθηκε από τον Kokkinowrachos [6]. Όπως απεικονίζεται στο διάγραμμα, το χαρακτηριστικό ύψος κύματος  $H_{1/3}$  αντιστοιχεί στην τετμημένη του κέντρου βάρους του γραμμοσκιασμένου τμήματος, που ισούται με το 1/3 της συνολικής επιφάνειας του διαγράμματος. Αντίστοιχα μπορούν να υπολογιστούν οι τιμές των υπολοίπων χαρακτηριστικών υψών.

## Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

Το μοντέλο ΤΜΑ, που αναφέρεται σε ενδιάμεσα και ρηγά νερά παρουσιάζεται στο 5.1. Η κατανομή πυκνότητας πιθανότητας που αντιστοιχεί σε αυτό το φάσμα μπορεί να είναι η Rayleigh, όπως στα φάσματα βαθιών νερών, μπορεί όμως να είναι και μια κατανομή Weibull, όπως αποδείχθηκε από τους Battjes and Groenendijk και αναλύεται στο επόμενο κεφάλαιο.

## 5. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΗ ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ

Στο κεφάλαιο αυτό γίνεται μια γενική ανασκόπηση της βιβλιογραφικής έρευνας. Παρουσιάζεται το φάσμα TMA, που συνοπολογίζει την επίδραση του βάθους στην ενέργεια των κυματισμών. Επίσης, αναφέρεται η κατανομή Weibull, με τις παραμέτρους των Battjes and Groenendij και γίνεται συνοπτική αναφορά στη μελέτη των Mai, Wilhelmi and Barjenbruch που αποδεικνύει την ανάγκη τροποποίησης κάποιων παραμέτρων της προηγούμενης κατανομής ανάλογα με την περιοχή μελέτης.

### 5.1 Φάσμα κυματισμών στα ρηχά

Ενώ φάσματα κυματισμών για τα βαθιά, όπου δεν υπάρχει η επίδραση του πυθμένα, υπάρχουν αρκετά, το μοναδικό μοντέλο που δίνει το φάσμα για συνθήκες πεπερασμένου βάθους και για μη θραυόμενο κυματισμό είναι το TMA. Το TMA βασίζεται στο μοντέλο JONSWAP και το μετατρέπει σε μοντέλο ρηχών νερών πολλαπλασιάζοντάς το με μία συνάρτηση βάθους  $\phi(\omega)$ . Η συνάρτηση για το φάσμα JONSWAP ( $S_J(\omega)$ ) δίνεται στο προηγούμενο κεφάλαιο.

$S_{TMA}(\omega) = S_J(\omega) \cdot \phi(\omega)$ <p>όπου <math display="block">\phi(\omega) = \frac{\cosh^2(kd)}{\sinh^2(kd) + \frac{\omega^2 d}{g}}</math></p>	<p>Φάσμα TMA Bouws et al., 1985</p>
---	---

Οι συστάσεις του Γερμανικού Νηογνώμονα (Guideline for the Certification of Offshore Wind Turbines, 2005 [9]) δίνουν ένα διαφορετικό τύπο για τη συνάρτηση  $\phi$ , την οποία συμβολίζουν  $\Phi_k(\omega_d)$ , η οποία λαμβάνει υπόψη της την εξαρτώμενη από το βάθος συχνότητα  $\omega_d$ . Το  $\Phi_k(\omega_d)$  ονομάζεται παράγοντας μετασχηματισμού.

$\Phi_k(\omega_d) = \begin{cases} 0.5\omega_d^2 & \text{για } \omega_d \leq 1 \\ 1 - 0.5(2 - \omega_d)^2 & \text{για } 1 < \omega_d < 2 \\ 1 & \text{για } \omega_d \geq 2 \end{cases}$	<p>Παράγοντας Μετασχηματισμού</p>
<p>ενώ <math display="block">\omega_d = \omega \sqrt{\frac{d}{g}}</math></p>	<p>Συχνότητα εξαρτώμενη από το βάθος</p>

## 5.2 Κατανομή Weibull των Battjes and Groenendijk

Μετά το σχεδιασμό του φάσματος είτε από τα ανεμολογικά δεδομένα είτε από μετρήσεις κυμάτων στο πεδίο είναι απαραίτητος ο σχεδιασμός της καμπύλης κατανομής για τα διάφορα μεγέθη, ώστε να εξαχθούν συμπεράσματα για τα χαρακτηριστικά που μας ενδιαφέρουν. Η καμπύλη Rayleigh δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα για την πιθανότητα εμφάνισης κάθε ύψους κύματος ( $H$ ) για την περιοχή των βαθιών νερών. Όσο το βάθος μειώνεται, έχει αποδειχθεί ότι μια σύνθετη καμπύλη Weibull απεικονίζει την πιθανότητα εμφάνισης του  $H$  πιο ρεαλιστικά, ενώ η καμπύλη Rayleigh, παρόλο που χρησιμοποιείται ευρέως και στα ρηχά, οδηγεί σε υπερδιαστασιολόγηση των κατασκευών.

Το 2000 οι Battjes and Groenendijk [3], μετά τη διεξαγωγή πειραμάτων που αφορούσαν το ύψος κύματος στα ρηχά για διάφορες κλίσεις πυθμένα, κατέληξαν στα παρακάτω συμπεράσματα. Η κατανομή Rayleigh για στενά φάσματα συχνοτήτων στα βαθιά δίνει μια πολύ καλή προσέγγιση για την πιθανότητα εμφάνισης των υψών κύματος. Σε μικρότερα βάθη όμως, που η υπόθεση στενού φάσματος δεν είναι ρεαλιστική, υποεκτιμά τα μικρά ύψη κύματος, ενώ υπερεκτιμά τα μεγαλύτερα. Η συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας δίνεται από τους δύο παρακάτω ισοδύναμους τύπους:

$$P_H(H) = \frac{2H}{H_{rms}^2} \exp\left(-\frac{H^2}{H_{rms}^2}\right) \quad P_H(H) = \frac{H}{4\sigma^2} \exp\left(-\frac{H^2}{8\sigma^2}\right)$$

Μετά τη μελέτη των πειραματικών αποτελεσμάτων παρατηρήθηκε ότι μια κατανομή Weibull (Composite Weibull Distribution, CWD) με δύο κλάδους απεικονίζει πιο ρεαλιστικά τα ύψη κύματος στα ρηχά. Για βάθη στα ρηχά προσεγγίζει καλύτερα την πραγματικότητα ο τύπος:

$P(H^* \leq H) = \begin{cases} 1 - \exp\left[-\left(\frac{H}{H_1}\right)^{k_1}\right] & H \leq H_{tr} \\ 1 - \exp\left[-\left(\frac{H}{H_2}\right)^{k_2}\right] & H \geq H_{tr} \end{cases}$	Πιθανότητα μη υπέρβασης για το ύψος κύματος στα ρηχά, Battjes and Groenendijk, 2000
--	---

όπου  $k_1=2.0$

$k_2=3.6$

$H_{tr}$  το μεταβατικό ύψος κύματος (transitional wave height) με  $H_{tr}=\gamma_{tr}(\alpha)*d$

$\gamma_{tr}(\alpha)=\beta_{tr,1}+ \beta_{tr,2}*\tan(\alpha)$  με  $\beta_{tr,1}=0.35$  και  $\beta_{tr,2}=5.8$

Η παράμετρος  $\gamma$  αυξάνεται με την κλίση του πυθμένα, πράγμα που οδηγεί σε υψηλότερο  $H_{tr}$ . Συνεπώς, σε πιο απότομες κλίσεις λιγότερα κύματα αποκλίνουν από την κατανομή Rayleigh. Με αυτήν την παράμετρο είναι εύκολος ο υπολογισμός του  $H_{tr}$  για κάποιο συγκεκριμένο βάθος αν είναι γνωστή η κλίση του πυθμένα.

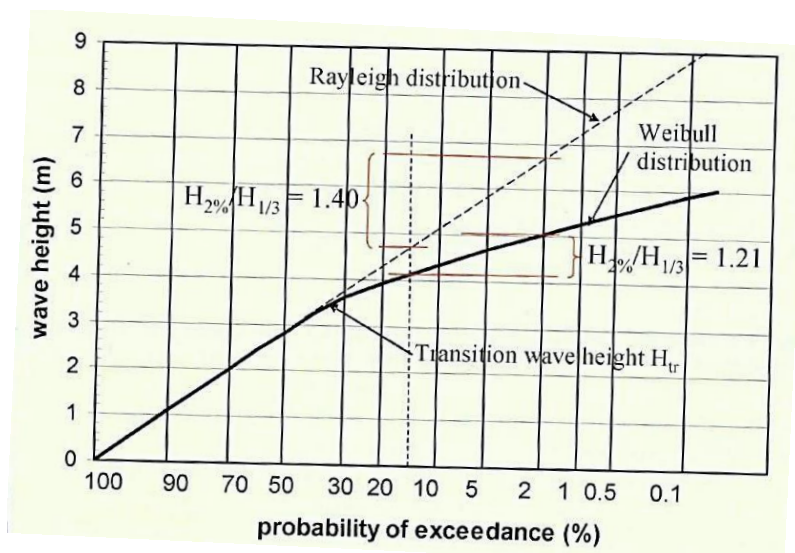
Για τον υπολογισμό του  $H_{rms}$  προτείνουν ένα νέο τύπο, εφόσον τα πειραματικά αποτελέσματα δείχνουν ότι δεν ισχύει ο τύπος  $H_{rms} = 2 \cdot \sqrt{2m_o}$  που χρησιμοποιείται στα βαθιά.

$H_{rms} = (2.69 + 3.24 \cdot \sqrt{m_o / d}) \cdot \sqrt{m_o}$	Battjes and Groenendijk, 2000
---	-------------------------------

Οι Battjes and Groenendijk κατασκεύασαν πίνακα συσχέτισης του μεταβατικού ύψους κύματος  $H_{tr}$  με διάφορα ύψη κύματος κανονικοποιημένα ως προς το  $H_{rms}$ , ώστε γνωρίζοντας μόνο το  $H_{tr}$  να είναι άμεσος ο υπολογισμός των ζητούμενων μεγεθών. Ο πίνακας (Πίνακας 4 και Πίνακας 5) δίνει τα ύψη κανονικοποιημένα ως προς το  $H_{rms}$  σύμφωνα με τον ακόλουθο τύπο.

$$\bar{H}_x = \frac{H_x}{H_{rms}}$$

Μπορεί να εφαρμοστεί γραμμική παρεμβολή για τις τιμές που δεν αναφέρονται στον πίνακα, ενώ για  $H_{tr} / H_{rms} > 2,75$  οι τιμές των μεγεθών πλησιάζουν εκείνες της κατανομής Rayleigh και κατά συνέπεια αυτή χρησιμοποιείται. Στο διάγραμμα της επόμενης εικόνας παρουσιάζεται η καμπύλη της κατανομής Weibull σε σύγκριση με τη Rayleigh.



Εικόνα 13: Διάγραμμα Rayleigh και Weibull. Πηγή: EurOtop [8]

Πίνακας 4: Πίνακας κανονικοποιημένων υψών Πηγή: Battjes and Groenendijk, 2000 [3]

$\tilde{H}_{rr}$	$\tilde{H}_1$	$\tilde{H}_2$	$\tilde{H}_{1/3}$	$\tilde{H}_{1/10}$	$\tilde{H}_{2\%}$	$\tilde{H}_{1\%}$	$\tilde{H}_{0.1\%}$
0.05	12.193	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.1	7.003	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.15	5.063	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.2	4.022	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.25	3.365	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.3	2.908	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.35	2.571	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.4	2.311	1.060	1.279	1.466	1.548	1.620	1.813
0.45	2.104	1.060	1.279	1.466	1.549	1.620	1.813
0.5	1.936	1.061	1.280	1.467	1.549	1.621	1.814
0.55	1.796	1.061	1.281	1.468	1.550	1.622	1.815
0.6	1.678	1.062	1.282	1.469	1.552	1.624	1.817
0.65	1.578	1.064	1.284	1.471	1.554	1.626	1.820
0.7	1.492	1.066	1.286	1.474	1.557	1.629	1.823
0.75	1.419	1.069	1.290	1.478	1.561	1.634	1.828
0.8	1.356	1.073	1.294	1.483	1.567	1.639	1.835
0.85	1.302	1.077	1.300	1.490	1.573	1.646	1.843
0.9	1.256	1.083	1.307	1.498	1.582	1.655	1.852
0.95	1.216	1.090	1.315	1.507	1.591	1.665	1.864
1	1.182	1.097	1.324	1.518	1.603	1.677	1.877
1.05	1.153	1.106	1.335	1.530	1.616	1.690	1.892
1.1	1.128	1.116	1.346	1.543	1.630	1.705	1.909
1.15	1.108	1.126	1.359	1.558	1.645	1.721	1.927
1.2	1.090	1.138	1.371	1.573	1.662	1.739	1.946
1.25	1.075	1.150	1.381	1.590	1.679	1.757	1.967
1.3	1.063	1.162	1.389	1.607	1.698	1.776	1.988
1.35	1.052	1.175	1.395	1.626	1.717	1.796	2.011
1.4	1.043	1.189	1.399	1.644	1.737	1.817	2.034
1.45	1.036	1.203	1.403	1.664	1.757	1.838	2.058
1.5	1.030	1.217	1.406	1.683	1.778	1.860	2.082
1.55	1.024	1.231	1.408	1.703	1.799	1.882	2.106
1.6	1.020	1.246	1.410	1.721	1.820	1.904	2.131
1.65	1.016	1.261	1.411	1.736	1.841	1.927	2.156
1.7	1.013	1.275	1.412	1.749	1.863	1.949	2.182
1.75	1.011	1.290	1.413	1.759	1.884	1.972	2.207
1.8	1.009	1.305	1.413	1.767	1.906	1.994	2.232
1.85	1.007	1.320	1.414	1.773	1.927	2.017	2.257
1.9	1.006	1.334	1.414	1.779	1.949	2.039	2.282
1.95	1.004	1.349	1.415	1.783	1.970	2.062	2.307
2	1.004	1.363	1.415	1.786	1.985	2.084	2.332
2.05	1.003	1.378	1.415	1.789	1.983	2.106	2.357
2.1	1.002	1.392	1.415	1.791	1.982	2.128	2.382
2.15	1.002	1.407	1.415	1.793	1.981	2.150	2.406
2.2	1.001	1.421	1.415	1.795	1.981	2.149	2.430
2.25	1.001	1.435	1.415	1.796	1.980	2.148	2.454
2.3	1.001	1.449	1.415	1.797	1.979	2.148	2.478
2.35	1.001	1.462	1.415	1.797	1.979	2.147	2.502
2.4	1.000	1.476	1.416	1.798	1.979	2.147	2.525
2.45	1.000	1.490	1.416	1.798	1.979	2.147	2.548

Πίνακας 5: Πίνακας κανονικοποιημένων υψών (συνέχεια) Πηγή: Battjes and Groenendijk, 2000 [3]

$\tilde{H}_{tr}$	$\tilde{H}_1$	$\tilde{H}_2$	$\tilde{H}_{1/3}$	$\tilde{H}_{1/10}$	$\tilde{H}_{2\%}$	$\tilde{H}_{1\%}$	$\tilde{H}_{0.1\%}$
2.5	1.000	1.503	1.416	1.799	1.978	2.147	2.571
2.55	1.000	1.516	1.416	1.799	1.978	2.146	2.593
2.6	1.000	1.529	1.416	1.799	1.978	2.146	2.616
2.65	1.000	1.542	1.416	1.799	1.978	2.146	2.629
2.7	1.000	1.555	1.416	1.799	1.978	2.146	2.629
2.75	1.000	1.568	1.416	1.800	1.978	2.146	2.628
2.8	1.000	1.580	1.416	1.800	1.978	2.146	2.628
2.85	1.000	1.593	1.416	1.800	1.978	2.146	2.628
2.9	1.000	1.605	1.416	1.800	1.978	2.146	2.628
2.95	1.000	1.617	1.416	1.800	1.978	2.146	2.628
3	1.000	1.630	1.416	1.800	1.978	2.146	2.628

### 5.3 Τροποποίηση της κατανομής Weibull

Το 2010 πραγματοποιήθηκαν από τους Mai, Wilhelmi and Barjenbruch [10] μετρήσεις σε τρία σημεία του γερμανικού τμήματος της Βόρειας Θάλασσας με σκοπό αυτές να συγκριθούν με τα αποτελέσματα των εργαστηριακών πειραμάτων των Battjes and Groenendijk. Οι μετρήσεις έγιναν στην περιοχή Gauge Borkum, όπου το βάθος είναι 8 μέτρα, στο φάρο “Alte Weser” σε βάθος 11 μέτρων και στον ερευνητικό σταθμό FINO 1 στα 29 μέτρα.

Για τα τρία αυτά πεδία έγινε σύγκριση των κατανομών του ύψους κύματος από τις μετρήσεις με τις εμπειρικές κατανομές: Rayleigh, Weibull με τις παραμέτρους που είχαν ορίσει οι Battjes and Groenendijk και τέλος με την κατανομή Weibull με βελτιστοποιημένο σύνολο παραμέτρων. Το τελικό συμπέρασμα από αυτή τη διαδικασία ήταν ότι η κατανομή Rayleigh διαφέρει αρκετά, ενώ η κατανομή Weibull με τις παραμέτρους που είχαν ορίσει οι Battjes and Groenendijk ταιριάζει στις μετρήσεις πεδίου καλύτερα. Όταν πρόκειται όμως να γίνει σχεδιασμός κάποιας κατασκευής συνιστάται να γίνεται έλεγχος της καταλληλότητας των παραμέτρων  $k_2$  και  $\beta_{tr,1}$ . Για τις τρεις θέσεις που έγιναν μετρήσεις στη Βόρεια Θάλασσα οι βέλτιστες τιμές είναι μικρότερες. Συγκεκριμένα μια μέση τιμή για το  $k_2$  είναι 2.31 και για το  $\beta_{tr,1}$  0.23.





## 6. ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΗ ΤΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

### Επίδραση του πυθμένα στους κυματισμούς

*Στη συνέχεια αναφέρεται το πρόβλημα της επίδρασης του πυθμένα στους κυματισμούς. Αναλύονται οι λόγοι που κρίνεται απαραίτητη η εφαρμογή μοντέλων διαφορετικών από αυτά των βαθιών νερών.*

Σε ρηχά νερά η διατομή του κύματος αλλάζει λόγω της ρήχωσης. Αποκτά πιο απότομες κορυφές και πιο ρηχές κοιλίες, γεγονός που εντείνεται από το φαινόμενο της θραύσης. Αυτό το γεγονός επισημαίνει την ακαταλληλότητα των μοντέλων που χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό του φάσματος στα βαθιά και σηματοδοτεί την ανάγκη για εφαρμογή ενός μοντέλου όπως το TMA, που προσμετρά τον παράγοντα βάθος στους υπολογισμούς. Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό το φάσμα είναι συνάρτηση τόσο της συχνότητας ( $f$ ) όσο και του βάθους ( $d$ ).

Κατά το σχεδιασμό ενός έργου αυτό που μας ενδιαφέρει είναι η απόκρισή του όταν μεταφέρεται σε αυτό μια ποσότητα ενέργειας μέσω της πρόσκρουσης των κυμάτων. Έχοντας ήδη το φάσμα ενέργειας των κυμάτων στην περιοχή υπό μελέτη και πολλαπλασιάζοντάς το με μια συνάρτηση μεταφοράς  $Y_i(\omega)$  παίρνουμε το φάσμα απόκρισης της κατασκευής  $S_i(\omega)$ . Από το φάσμα απόκρισης υπολογίζεται η πιθανότητα υπέρβασης κάποιας τιμής και κατά συνέπεια η πιθανότητα αστοχίας της κατασκευής σε κάποια ροπή, τάση, κίνηση. Αυτός είναι ο λόγος που η εύστοχη επιλογή του μοντέλου φάσματος είναι κρίσιμης σημασίας για την ομαλή έκβαση της μελέτης.

Κατά τη διάδοση του κυματισμού από τα βαθιά στα ρηχά το φάσμα υφίσταται ορισμένες μεταβολές. Σύμφωνα με όσα αναφέρονται από τον Κ. Μουτζούρη (2009) στη *Θαλάσσια Υδραυλική* [1], μειώνεται το εύρος διακύμανσης του ύψους κύματος ( $H$ ) στα ρηχά κάτι που συνεπάγεται μεταβολή των σχέσεων μεταξύ των χαρακτηριστικών υψών. Οι διατομές γίνονται ασύμμετρες, ενώ αυξάνεται η μέση περίοδος ( $T_m$ ). Επίσης, αυξάνεται το εύρος του φάσματος και η ενέργεια στις χαμηλότερες συχνότητες, ενώ εμφανίζονται και ταλαντώσεις μεγάλης περιόδου (surf beats).

Ο καθορισμός της κατανομής πυκνότητας πιθανότητας των υψών κύματος είναι το επόμενο απαραίτητο στοιχείο για το σχεδιασμό των κατασκευών. Ένα ευρύ φάσμα, που ορίζεται από την παράμετρο φασματικού εύρους ως εξής:  $\varepsilon \rightarrow 1$ , πλησιάζει την κατανομή Gauss, ενώ ένα στενό φάσμα, με  $\varepsilon \rightarrow 0$ , την κατανομή Rayleigh. Οι παραπάνω κατανομές αποτελούν καλές προσεγγίσεις για τις δύο οριακές περιπτώσεις, που αντιστοιχούν στην παράμετρο φασματικού εύρους μηδέν και ένα. Για τις ενδιάμεσες τιμές όμως, έχει αποδειχθεί ότι ενώ εφαρμόζεται η κατανομή Rayleigh ως επί το πλείστον, συχνά οδηγεί σε υπερδιαστασιολόγηση των κατασκευών.

Η απόκλιση από την παραπάνω κατανομή αυξάνεται όσο μεγαλώνει το ύψος κύματος, ενώ μειώνεται όσο στενεύει το εύρος του φάσματος. Η επίδραση που έχει η θραύση στην

εξέλιξη του φαινομένου, όπως έχει ήδη αναφερθεί, είναι ιδιαίτερα σημαντική. Αρχικά θραύονται οι κυματισμοί με μεγαλύτερο ύψος κύματος, ενώ αυτοί με μικρότερο μένουν ανεπηρέαστοι, κάτι που συνεπάγεται την παρουσία τόσο θραυόμενων όσο και μη θραυόμενων κυμάτων στην ίδια περιοχή. Το σύνολο των κυματισμών είναι μη ομογενές και για το λόγο αυτό έχει προταθεί η χρήση μιας κατανομής Weibull με ορισμένες παραμέτρους, οι οποίες όμως, για την επίτευξη της μέγιστης ακρίβειας, θα πρέπει να προσαρμόζονται στα δεδομένα της περιοχής μελέτης.

Σε μια προσπάθεια εξαγωγής σχέσεων μεταξύ των χαρακτηριστικών υψών κύματος σε περιοχές όπου η επίδραση του βάθους δεν είναι αμελητέα εφαρμόσαμε το μοντέλο TMA και τις κατάλληλες κατανομές (Rayleigh και Weibull με τις παραμέτρους των Battjes και Groenendijk) σε διάφορα βάθη. Οι σχέσεις που προέκυψαν παρουσιάζονται στο κεφάλαιο 8.

## 7. ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΩΝ- ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΠΑΡΑΔΕΙΓΜΑΤΑ

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφεται η διαδικασία υπολογισμών που ακολουθήθηκε. Χρησιμοποιήθηκαν τα μοντέλα φασμάτων Pierson- Moskowitz, JONSWAP και TMA για πέντε διαφορετικά βάθη. Παρουσιάζονται τα διαγράμματα των φασμάτων και κάποια στατιστικά στοιχεία από την πορεία των υπολογισμών.

### 7.1 Φάσματα Pierson- Moskowitz και JONSWAP

Ο κυματισμός μελέτης που επιλέχθηκε έχει τα παρακάτω χαρακτηριστικά:

$H_{s,0}$	4,5 m	$\tan\alpha$	2%
$L_0$	112,80 m	$\gamma_0$	0,0399
$k_0$	0,0557 rad/m		
$T_1$	8,5 s		
$T_p$	10,18 s		

Με καθορισμένες τιμές για το ύψος κύματος στα βαθιά, την περίοδο κύματος και την κλίση του πυθμένα και με χρήση των εξισώσεων που έχουν παρατεθεί σε προηγούμενα κεφάλαια έγινε ο υπολογισμός των υπολοίπων μεγεθών. Υπολογίστηκε το μήκος κύματος, η καμπυλότητα και ο αριθμός κύματος στα βαθιά, όπως και η περίοδος όπου θα εμφανίζεται η κορυφή του φάσματος από τον τύπο που προτείνεται για  $1 \leq \gamma < 7$  από το *Recommended Practice DNV-RP-C205*, 2010, DET NORSKE VERITAS.

$$\frac{T_1}{T_p} = 0,7303 + 0,04936\gamma - 0,006556\gamma^2 + 0,0003610\gamma^3$$

Σε πρώτη φάση έγινε σχεδιασμός του φάσματος Pierson- Moskowitz για κυκλική συχνότητα έως 3 rad. Οι τιμές του φάσματος για αυτή τη συχνότητα έχουν μηδενικό και το δεύτερο δεκαδικό ψηφίο και γι' αυτό δεν υπάρχει λόγος να συνεχίσουμε σε μεγαλύτερες συχνότητες.

Κάνουμε τον έλεγχο αν μπορεί να εφαρμοστεί το μοντέλο JONSWAP:

$$3,6 < \frac{T_p}{\sqrt{(H_s)}} < 5$$

Η ανισότητα ικανοποιείται, καθώς το αποτέλεσμα της διαίρεσης είναι 4,80. Μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε, λοιπόν, το φάσμα Pierson- Moskowitz και να κάνουμε τη μετατροπή για να εξάγουμε το JONSWAP με χρήση του αντίστοιχου τύπου. Λόγω απουσίας δεδομένων, η παράμετρος  $\gamma$  λαμβάνεται ίση με 3,3 που είναι η προτεινόμενη τιμή για αυτές τις

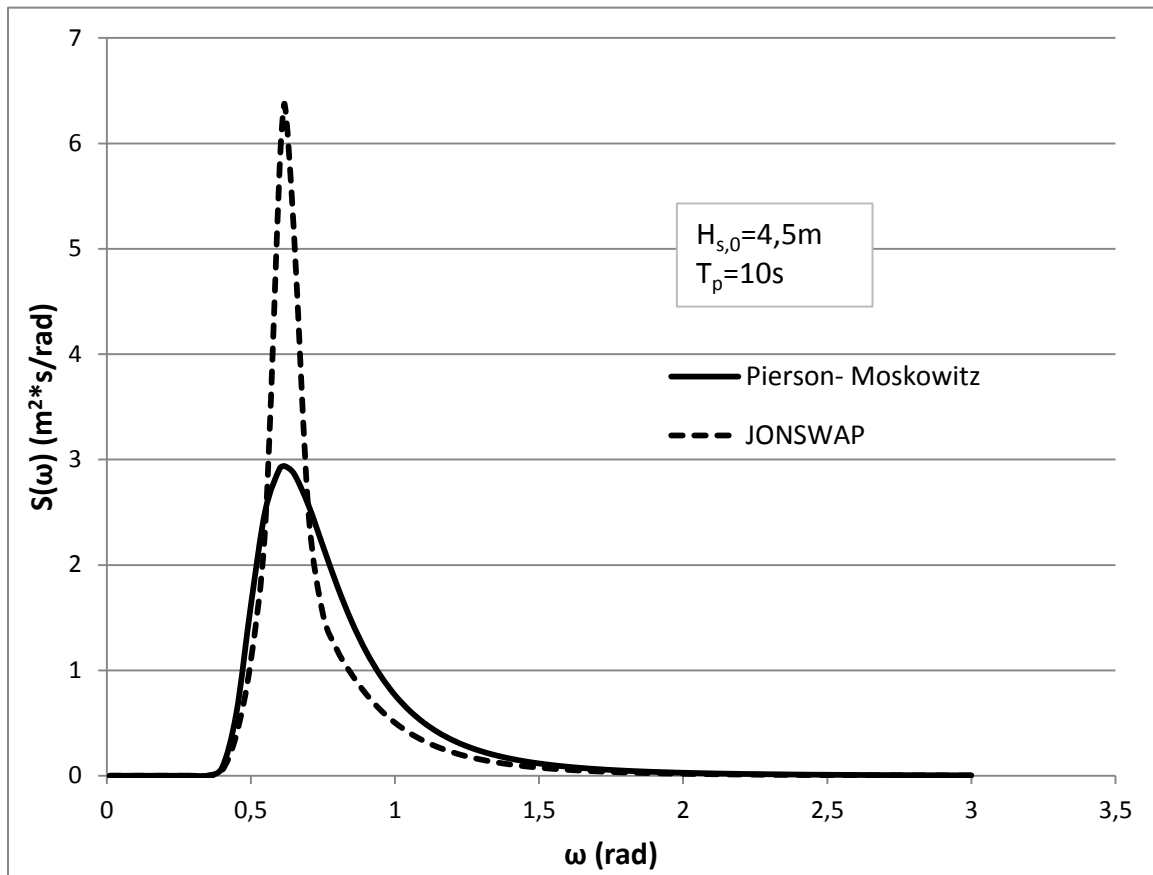
## Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

περιπτώσεις. Το  $A_\gamma$  δίνεται από τον τύπο  $A_\gamma = 1 - 0,287 \ln \gamma$ , ενώ όλες οι παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν στο μοντέλο είναι οι ακόλουθες.

$\gamma$	3,3
$A_\gamma$	0,6573

$\sigma_a$	0,07
$\sigma_b$	0,09

Στη συνέχεια παρατίθενται τα παραπάνω φάσματα σε ένα διάγραμμα. Το φάσμα JONSWAP παρουσιάζει έντονη αύξηση στο  $\omega_p$ , σε σύγκριση με το Pierson- Moskowitz, όπως είναι αναμενόμενο.



Σχήμα 1: Φάσματα Pierson- Moskowitz και JONSWAP

Στη συνέχεια υπολογίστηκαν οι ροπές μηδενικής, πρώτης, δεύτερης και τέταρτης τάξης με τη μέθοδο των τραπεζιών από τα ήδη σχεδιασμένα διαγράμματα. Η ροπή μηδενικής τάξης ισούται με το εμβαδόν του διαγράμματος για την κάθε περίπτωση.

$$M_n = \int_0^{\infty} \omega^n S(\omega) d\omega$$

Πίνακας 6: Ροπές και παράμετρος φασματικού εύρους

Μοντέλο	$M_0$	$M_1$	$M_2$	$M_4$	E
Pierson- Moskowitz	1,2638	1,0012	0,9052	1,2711	0,69994
JONSWAP	1,2889	0,9444	0,7750	0,9080	0,69766

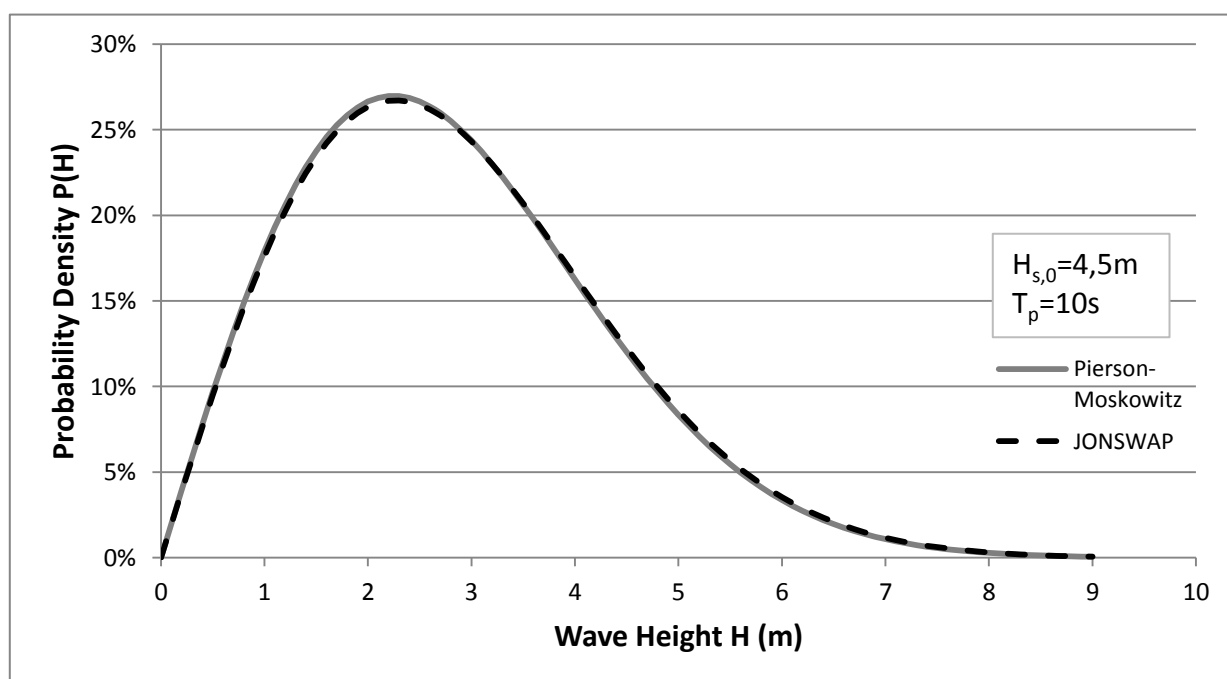
Για τις τάξεις 0 έως 2 δίνονται και προσεγγιστικοί τύποι, τα αποτελέσματα των οποίων διαφέρουν από 0,14 για τη ροπή μηδενικής τάξης και το μοντέλο Pierson- Moskowitz έως 7,13% για τη ροπή δεύτερης τάξης του JONSWAP, όπως φαίνεται στον Πίνακα 7. Στους υπολογισμούς έχουν χρησιμοποιηθεί τα αποτελέσματα των αναλυτικών τύπων, τα οποία είναι πιο ακριβή.

Πίνακας 7: Σύγκριση προσεγγιστικών και αναλυτικών τύπων

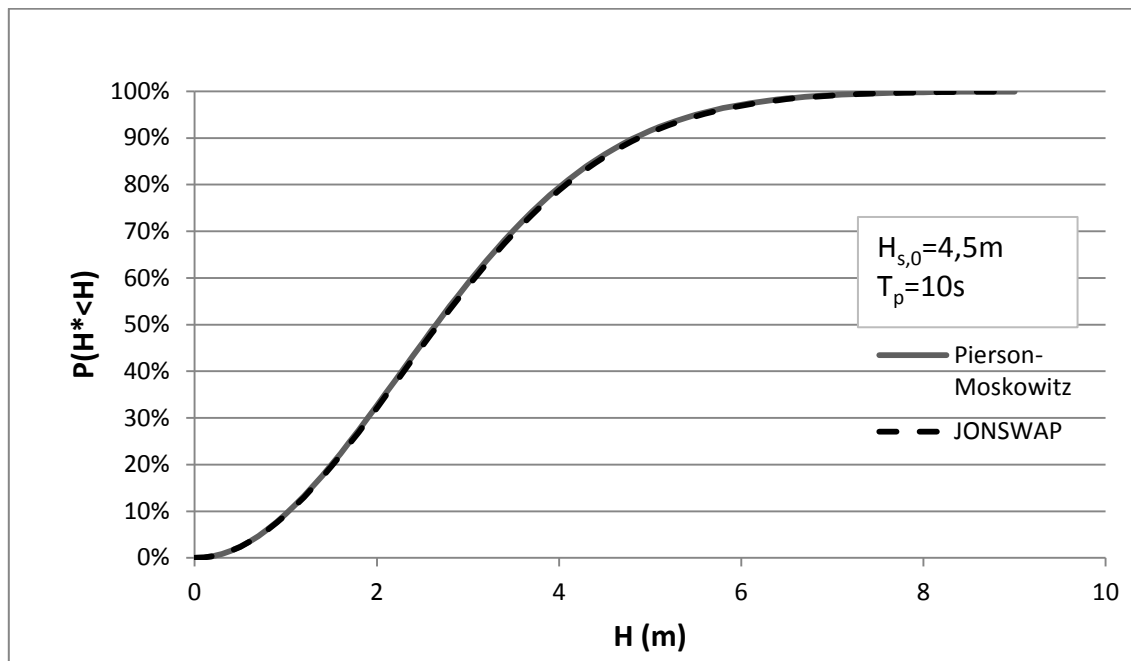
Μοντέλο	$M_0$	$M_1$	$M_2$
Pierson-Moskowitz	0,14%	1,40%	6,47%
JONSWAP	-1,80%	0,62%	7,13%

Οι ροπές είναι απαραίτητες στον προσδιορισμό της παραμέτρου φασματικού εύρους ( $\epsilon$ ). Μας ενδιαφέρει  $\epsilon < 1$ , ώστε να μπορεί να θεωρηθεί το φάσμα στενό (narrow banded spectrum). Συγκεκριμένα επειδή  $0,4 < \epsilon < 0,8$  είναι δυνατή η χρήση της συνάρτησης Rayleigh κι όχι της Gauss για την πυκνότητα πιθανότητας εμφάνισης του ύψους κύματος σε βάθη όπου η επίδραση του πυθμένα είναι αμελητέα.

Το παρακάτω διάγραμμα απεικονίζει τις καμπύλες Rayleigh που προκύπτουν από τα δυο μοντέλα. Η μια καμπύλη σχεδόν ταυτίζεται με την άλλη, πράγμα λογικό εφόσον και οι δυο αναφέρονται στο φάσμα στα βαθιά και μάλιστα το ένα μοντέλο έχει προκύψει από τροποποίηση του άλλου. Το εμβαδόν της γραφικής παράστασης είναι περίπου 1, όπως περιμέναμε.



Σχήμα 2: Κατανομή υψών κατά Rayleigh για τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JONSWAP

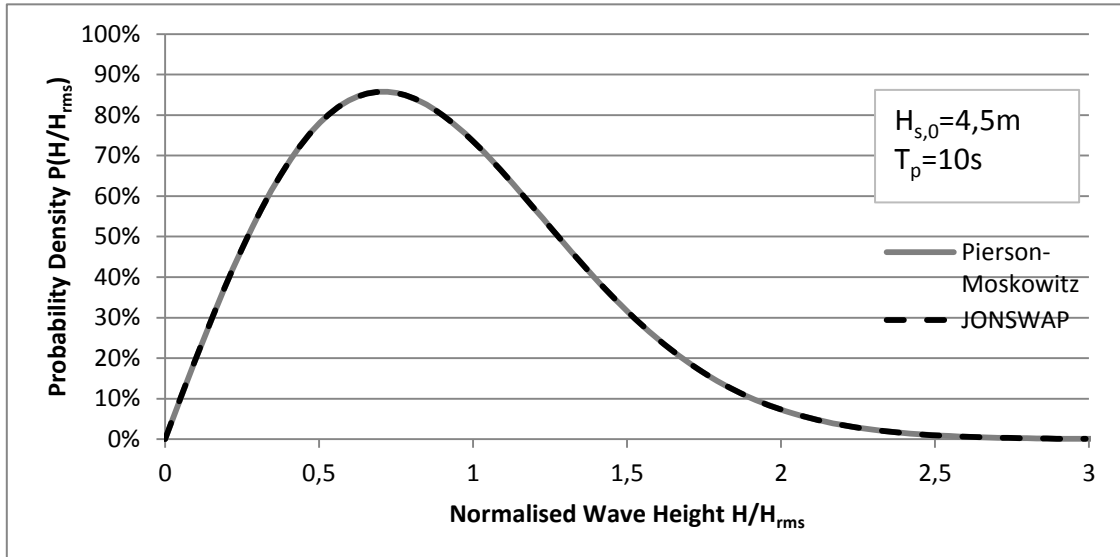


Σχήμα 3: Πιθανότητα μη υπέρβασης για τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JONSWAP

Στο Σχήμα 3 βλέπουμε την πιθανότητα μη υπέρβασης από την κατανομή Rayleigh. Σε επόμενο διάγραμμα (Σχήμα 4) έχει γίνει κανονικοποίηση των μεγεθών ως προς το  $H_{rms}$ . Για το σκοπό αυτό έχει διαιρεθεί το  $H$  με το  $H_{rms}$ , ενώ ο τύπος Rayleigh έχει γίνει:

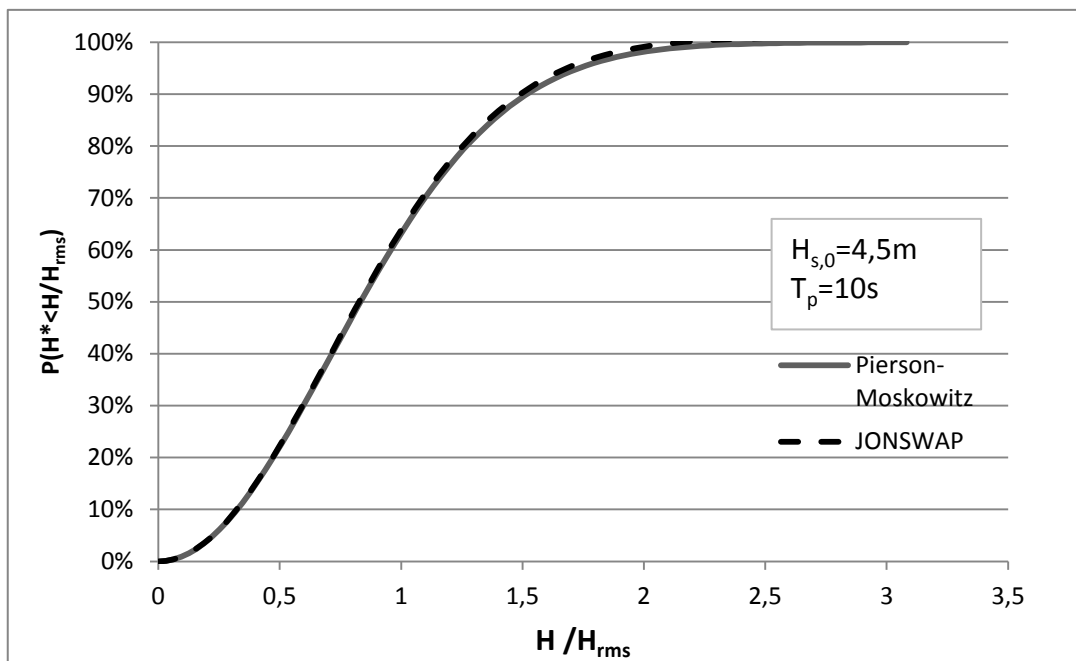
$$P_H (H/H_{rms}) = \frac{2(H / H_{rms})}{(H_{rms} / H_{rms})^2} \exp\left(-\frac{(H/H_{rms})^2}{(H_{rms} / H_{rms})^2}\right) \Rightarrow$$

$$P_H (H/H_{rms}) = \frac{2H}{H_{rms}} \exp\left(-\frac{H^2}{H_{rms}^2}\right)$$



Σχήμα 4: Βαθμονομημένο διάγραμμα Rayleigh για τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JONSWAP

Το επόμενο διάγραμμα απεικονίζει την πιθανότητα μη υπέρβασης που προκύπτει από την κατανομή Rayleigh. Είναι αυτή από την οποία καθορίζεται η πιθανότητα αστοχίας μιας κατασκευής που έχει βασιστεί στα παραπάνω μοντέλα.



Σχήμα 5: Πιθανότητα μη υπέρβασης του κανονικοποιημένου ύψους κύματος  $H/H_{rms}$



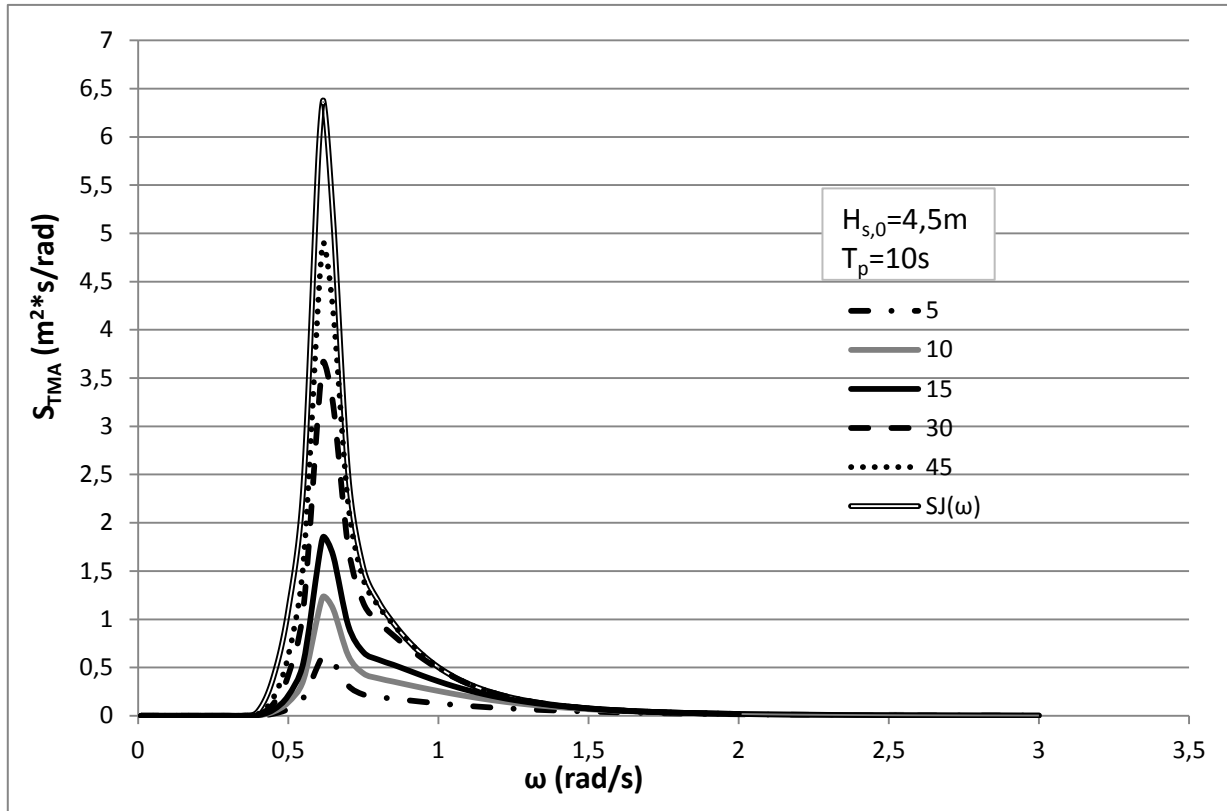
## 7.2 Φάσματα TMA

Όταν η επίδραση του πυθμένα στα χαρακτηριστικά των κυματισμών δεν μπορεί πια να αμεληθεί, τα φάσματα είναι αναγκαίο να τροποποιούνται. Το μοντέλο TMA είναι το πλέον κατάλληλο για αυτή την περίπτωση, καθώς πολλαπλασιάζει το φάσμα JONSWAP με τον παράγοντα  $\Phi$  και δίνει ένα φάσμα που συνυπολογίζει την επίδραση του βάθους.

Για το δεδομένο κύμα σχεδιασμού, το βάθος στο οποίο ξεκινά η επίδραση του πυθμένα, επομένως και της ρήχωσης, δίνεται από το γνωστό τύπο  $d/L_0=0,5$  και είναι τα 56,40 μέτρα. Από το βάθος αυτό ξεκινά η περιοχή των ενδιάμεσων βαθών, η οποία διαχωρίζεται από τα ρηγά μέσω του τύπου  $d/L_0 < 0,05$ , που δίνει  $d=5,64\text{m}$ . Ο υπολογισμός του φάσματος έχει γίνει για βάθος 5, 10, 15, 30 και 45 μέτρα με χρήση του προσεγγιστικού τύπου για το  $\Phi_k$  που προτείνει ο γερμανικός νηογνώμονας.

$$\Phi_k(\omega_d) = \begin{cases} 0,5\omega_d^2 & \text{για } \omega_d \leq 1 \\ 1 - 0,5(2 - \omega_d)^2 & 1 < \omega_d < 2 \\ 1 & \omega_d \geq 2 \end{cases}$$

Στο επόμενο διάγραμμα απεικονίζονται οι καμπύλες του TMA για τα βάθη που προαναφέρθηκαν μαζί με την καμπύλη του μοντέλου JONSWAP, η οποία εμφανίζει αρκετά μεγαλύτερες τιμές.



Σχήμα 6: Φάσματα TMA και JONSWAP

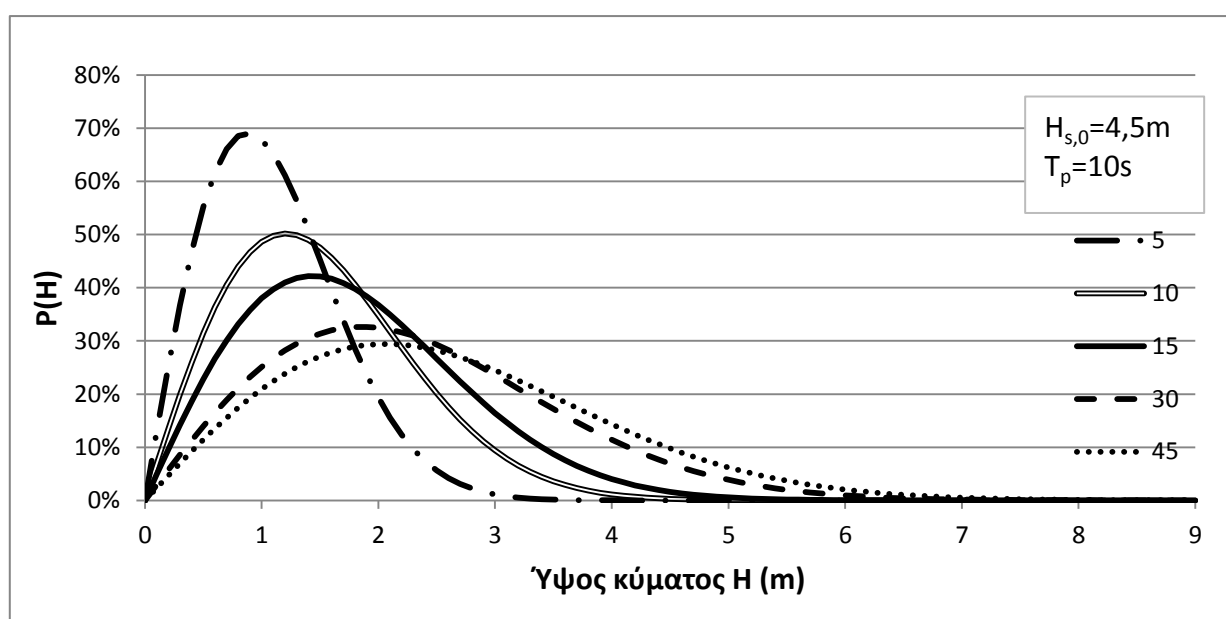
Όπως και στην προηγούμενη περίπτωση, με τα μοντέλα Pierson- Moskowitz και JONSWAP, υπολογίζονται οι ροπές και η παράμετρος φασματικού εύρους. Ισχύει και πάλι  $\epsilon < 1$ , επομένως η κατανομή των υψών κύματος πλησιάζει τη Rayleigh περισσότερο από τη Gauss. Όσο όμως μειώνεται το βάθος, τόσο η παράμετρος  $\epsilon$  πλησιάζει τη μονάδα κι έτσι η υπόθεση στενού φάσματος δεν είναι έγκυρη. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η κατανομή Rayleigh δεν ανταποκρίνεται αρκετά καλά σε αυτή την περίπτωση, αλλά υποεκτιμά τα μικρά ύψη κύματος και υπερεκτιμά τα μεγαλύτερα. Γι' αυτό θα χρησιμοποιηθούν οι τύποι που προτείνουν οι Battjes and Groenendijk για τα βάθη 5, 10, 15 μέτρων, ενώ για τα μεγαλύτερα η καμπύλη Rayleigh δίνει ικανοποιητικά αποτελέσματα.

**Πίνακας 8: Ροπές και παράμετρος φασματικού εύρους για τα διάφορα βάθη και το μοντέλο TMA**

	d	M <sub>0</sub>	M <sub>1</sub>	M <sub>2</sub>	M <sub>4</sub>	ε
TMA	5	0,1926	0,1802	0,2044	0,4804	0,74048
	10	0,3648	0,3233	0,3372	0,6455	0,71918
	15	0,5162	0,4391	0,4323	0,7277	0,70879
	30	0,8624	0,6803	0,6078	0,8362	0,69832
	45	1,0628	0,8095	0,6931	0,8763	0,69583

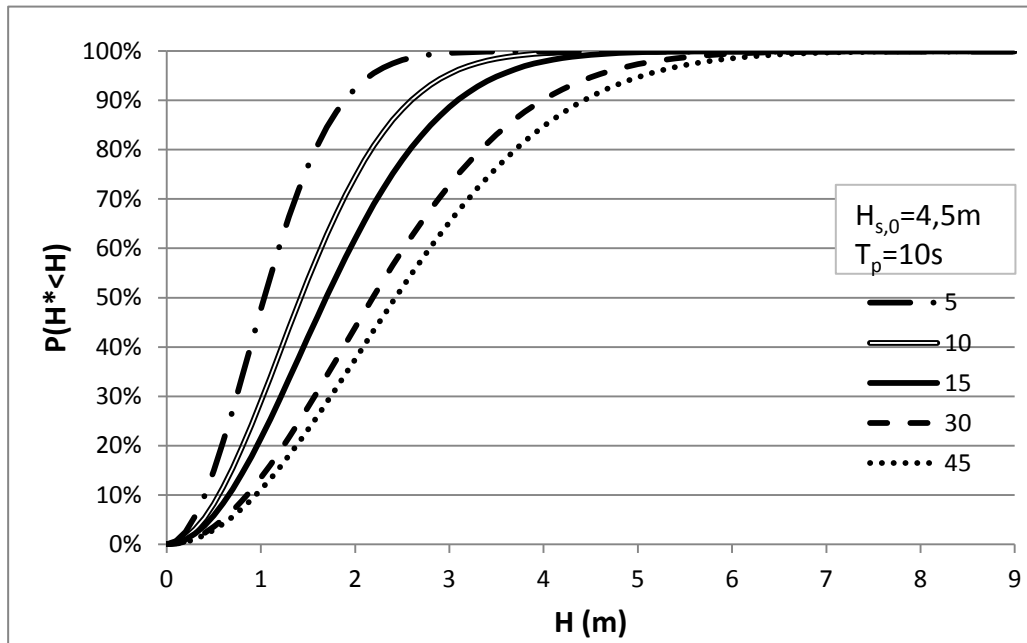
Παρατηρούμε ότι η μεταβολή των ροπών με το βάθος είναι πολύ μεγάλη. Η πιο εντυπωσιακή μείωση είναι της  $M_0$ , που από τα 45 μέτρα μέχρι τα 5 έχει μειωθεί σχεδόν κατά μία τάξη μεγέθους.

Παρόλο που γνωρίζουμε ότι ο τύπος του Rayleigh δεν ανταποκρίνεται καλά για τα μικρότερα βάθη, σχεδιάζουμε τα διαγράμματα και γι' αυτά. Το επόμενο διάγραμμα δείχνει την κατανομή αυτή για τα διάφορα βάθη.



**Σχήμα 7: Κατανομή υψών κατά Rayleigh για διάφορα βάθη του μοντέλου TMA**

Παρατηρούμε πόσο αυξάνεται η πιθανότητα εμφάνισης μικρών υψών κύματος με ταυτόχρονη μείωση της πιθανότητας για μεγαλύτερα όσο μειώνεται το βάθος. Η καμπύλη Rayleigh εμφανίζει κορυφή σε μικρότερο ύψος κύματος, δηλαδή η πιο πιθανή τιμή του ύψους κύματος είναι μικρότερη, όπως είναι λογικό. Παρατίθεται και το διάγραμμα της αντίστοιχης πιθανότητας μη υπέρβασης.



Σχήμα 8: Πιθανότητα μη υπέρβασης για διάφορα βάθη του μοντέλου TMA κατά Rayleigh

Φυσικά, σύμφωνα με τους Battjes and Groenendijk, η κατανομή δεν είναι ακριβής και γι' αυτό εφαρμόζουμε την κατανομή Weibull για τα βάθη 5 και 10 μέτρων.

Οι τύποι που χρησιμοποιούνται είναι, όπως έχει ήδη αναφερθεί σε προηγούμενο κεφάλαιο:

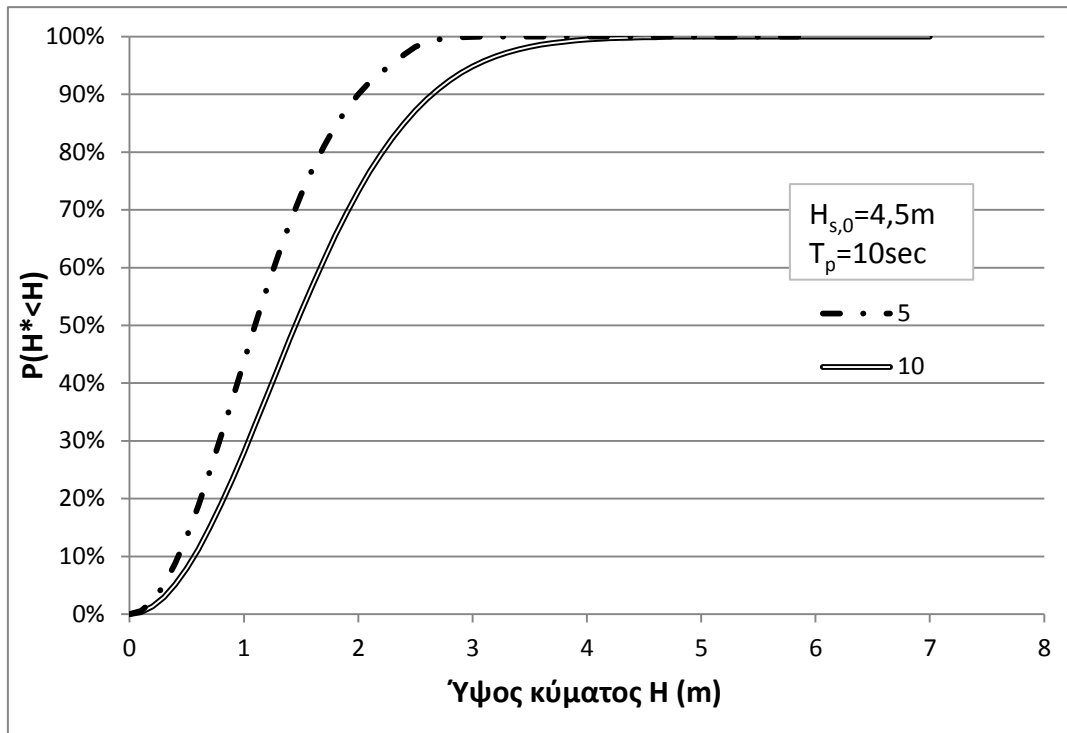
$$P(H^* \leq H) = \begin{cases} 1 - \exp \left[ - \left( \frac{H}{H_1} \right)^{k_1} \right] & H \leq H_{tr} \\ 1 - \exp \left[ - \left( \frac{H}{H_2} \right)^{k_2} \right] & H \geq H_{tr} \end{cases}$$

$$H_{tr} = (0,35 + 5,8 \tan \alpha) d$$

$$H_{rms} = (2,69 + 3,24 \sqrt{m_0} / d) \sqrt{m_0}$$

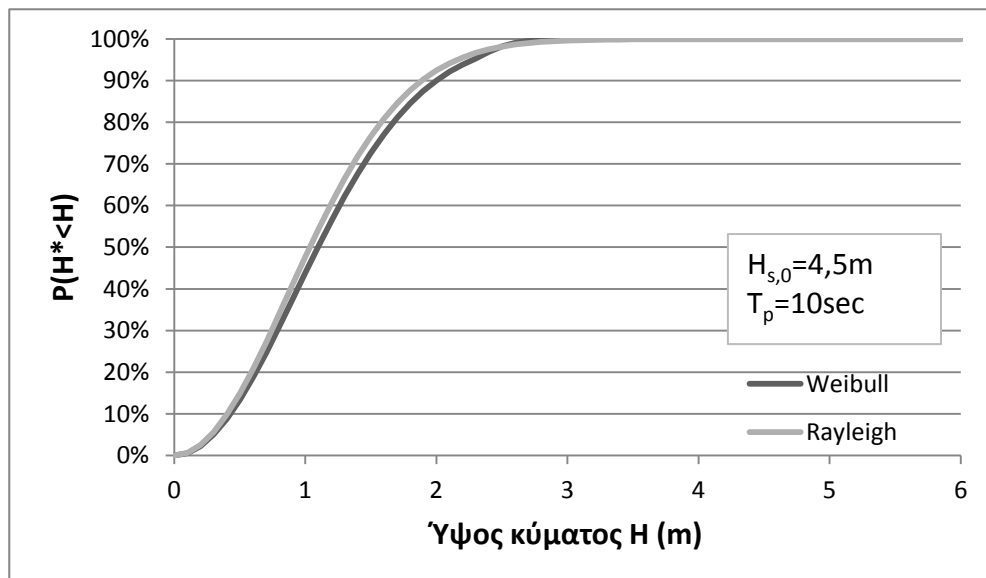
Με  $k_1=2,0$  και  $k_2=3,6$ , όπως προτείνεται από τους συγγραφείς του άρθρου.

Η πιθανότητα μη υπέρβασης κατά Weibull παρουσιάζεται στο ακόλουθο διάγραμμα.



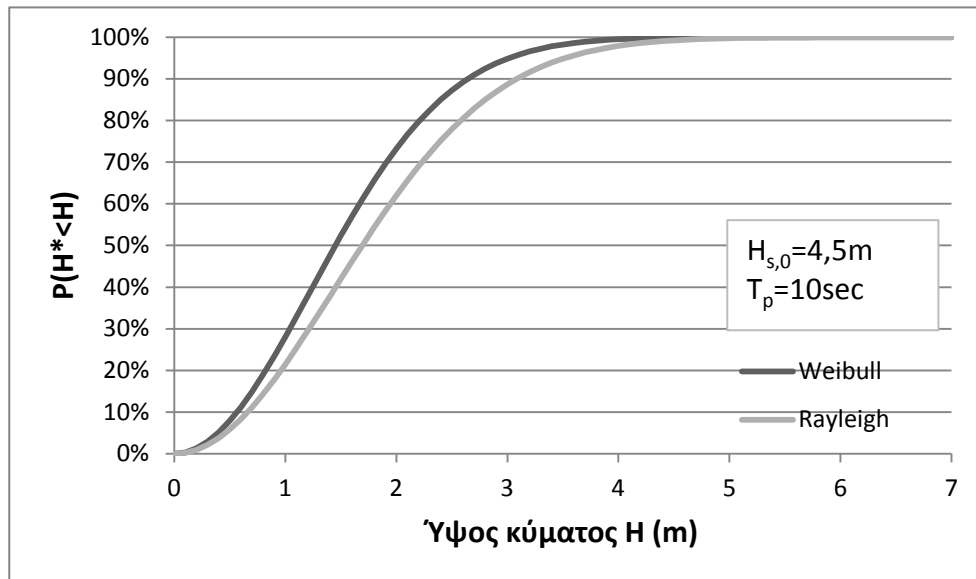
Σχήμα 9: Πιθανότητα μη υπέρβασης για το ύψος κύματος ρηχών νερών από τον τύπο Weibull

Στη συνέχεια αντιπαρατίθενται για το κάθε βάθος οι καμπύλες που προκύπτουν από τους τύπους Rayleigh και Weibull.



Σχήμα 10: Πιθανότητα μη υπέρβασης για βάθος 5 μέτρων

# Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ



Σχήμα 11: Πιθανότητα μη υπέρβασης για βάθος 10 μέτρων

### 7.3 Αριθμητικά Αποτελέσματα

Μετά τη σχεδίαση των φασμάτων και των κατανομών Rayleigh και Weibull έγινε ο υπολογισμός των χαρακτηριστικών υψών κύματος βάσει τύπων που προτείνονται στη βιβλιογραφία για τις δεδομένες κατανομές.

Από την κατανομή Rayleigh για όλα τα βάθη και με χρήση των τύπων που αναφέρονται πάνω από κάθε πίνακα προέκυψαν οι ακόλουθες τιμές.

$$H_{1/3} = 3,8\sqrt{m_0} \quad H_{rms} = 2\sqrt{2m_0}$$

Πίνακας 9: Χαρακτηριστικά ύψη κύματος από την κατανομή Rayleigh

	5	10	15	30	45
$m_0$	0,1926	0,3648	0,5162	0,8624	1,0628
$H_{1/3}$	1,668	2,295	2,730	3,529	3,917
$H_{rms}$	1,241	1,708	2,032	2,627	2,916

$$H_{1/n} = \frac{\int_{H^*}^{\infty} H P(H) dH}{\int_{H^*}^{\infty} P(H) dH} \quad \text{για } n \in [3, 20]$$

$$H_{1/n} = 2\sqrt{2 \ln n} \sqrt{m_0} \quad \text{για } n > 50$$

$$H^* = \sqrt{8\sigma^2 \ln n}$$

Πίνακας 10: Χαρακτηριστικά ύψη κύματος από την κατανομή Rayleigh

	5	10	15	30	45
$H_{1/3}$	1,655	2,221	<b>2,690</b>	<b>3,468</b>	<b>3,851</b>
$H_{1/10}$	2,040	2,825	<b>3,382</b>	<b>4,389</b>	<b>4,933</b>
$H_{1/50}$	2,455	3,379	<b>4,019</b>	<b>5,195</b>	<b>5,767</b>
$H_{1/100}$	2,664	3,666	<b>4,361</b>	<b>5,637</b>	<b>6,257</b>
$H_{max}$	4,200	4,750	<b>5,550</b>	<b>7,050</b>	<b>7,800</b>
$H_{1/1000}$	3,262	4,490	<b>5,341</b>	<b>6,903</b>	<b>7,664</b>

Στον Πίνακα 10 το  $H_{max}$  είναι αυτό για το οποίο ισχύει  $P(H_{max})=0,999$ , σύμφωνα με τον Chakrabarti, 1987 [5].

**Πίνακας 11: Στατιστικά μεγέθη από κατανομή Rayleigh**

	5	10	15	30	45
<b>Κορυφή-πιθανότερη τιμή (<math>H_d</math>)</b>	0,900	1,200	<b>1,400</b>	<b>1,900</b>	<b>2,100</b>
<b>διασπορά (<math>\sigma^2</math>)</b>	0,1926	0,3648	<b>0,5162</b>	<b>0,8624</b>	<b>1,0628</b>
<b>τυπική απόκλιση (<math>\sigma</math>)</b>	0,439	0,604	<b>0,718</b>	<b>0,929</b>	<b>1,031</b>
<b>διάμεση τιμή (<math>x_{0,5}</math>)</b>	1,050	1,450	<b>1,700</b>	<b>2,200</b>	<b>2,400</b>

Για την καμπύλη Weibull δεν είναι δυνατό να προσδιοριστούν τα στατιστικά μεγέθη με τους κλασικούς τύπους της στατιστικής, καθώς η καμπύλη εμφανίζει άλμα- ασυνέχεια εκεί όπου γίνεται η αλλαγή στον τύπο. Κατά συνέπεια περιοριζόμαστε στον υπολογισμό των μεγεθών που προκύπτουν από τους πίνακες των Battjes and Groenendijk.

**Πίνακας 12: Αποτελέσματα υπολογισμών για το σχεδιασμό της καμπύλης Weibull**

	5	10	15	30	45
<b><math>m_0</math></b>	0,1926	0,3648	0,5162	0,8624	1,0628
<b><math>H_{tr}</math></b>	2,330	4,660	6,990	13,980	20,970
<b><math>H_{rms}</math></b>	1,305	1,743	2,044	2,591	2,850
<b><math>H_{tr}/H_{rms}</math></b>	<b>1,78</b>	<b>2,67</b>	<b>3,42</b>	<b>5,40</b>	<b>7,36</b>

Από τα αποτελέσματα για το  $H_{tr}/H_{rms}$  και κάνοντας γραμμική παρεμβολή, όπου χρειάζεται στον πίνακα των Battjes and Groenendijk, προκύπτουν τα μεγέθη του Πίνακα 13. Ο αρχικός πίνακας παρατίθεται αυτούσιος στο κεφάλαιο 5.2 ως Πίνακας 4 και Πίνακας 5.

**Πίνακας 13: Μεγέθη κατανομής Weibull ως προς  $H_{rms}$**

<b><math>H_{tr}/H_{rms}</math></b>	<b><math>H_1/H_{rms}</math></b>	<b><math>H_2/H_{rms}</math></b>	<b><math>H_{1/3}/H_{rms}</math></b>	<b><math>H_{1/10}/H_{rms}</math></b>	<b><math>H_{2\%}/H_{rms}</math></b>	<b><math>H_{1\%}/H_{rms}</math></b>	<b><math>H_{0,1\%}/H_{rms}</math></b>
1,75	1,011	1,290	1,413	1,759	1,884	1,972	2,207
<b>1,78</b>	1,010	1,300	1,413	1,765	1,899	1,987	2,224
1,80	1,009	1,305	1,413	1,767	1,906	1,994	2,232
2,65	1,000	1,542	1,416	1,799	1,978	2,146	2,629
<b>2,67</b>	1,000	1,286	1,416	1,799	1,978	2,146	2,629
2,70	1,000	1,000	1,416	1,799	1,978	2,146	2,629
<b>3,42</b>	Σύμφωνα με τους Battjes and Groenendijk για $H_{tr}/H_{rms} > 2,75$ μπορεί να εφαρμοστεί η κατανομή Rayleigh						
<b>5,40</b>							
<b>7,36</b>							

Πολλαπλασιάζοντας με το αντίστοιχο  $H_{rms}$  τις τιμές του πίνακα έχουμε τα πραγματικά μεγέθη.

**Πίνακας 14: Χαρακτηριστικά ύψη κύματος, όπως προέκυψαν από τον Πίνακα 13**

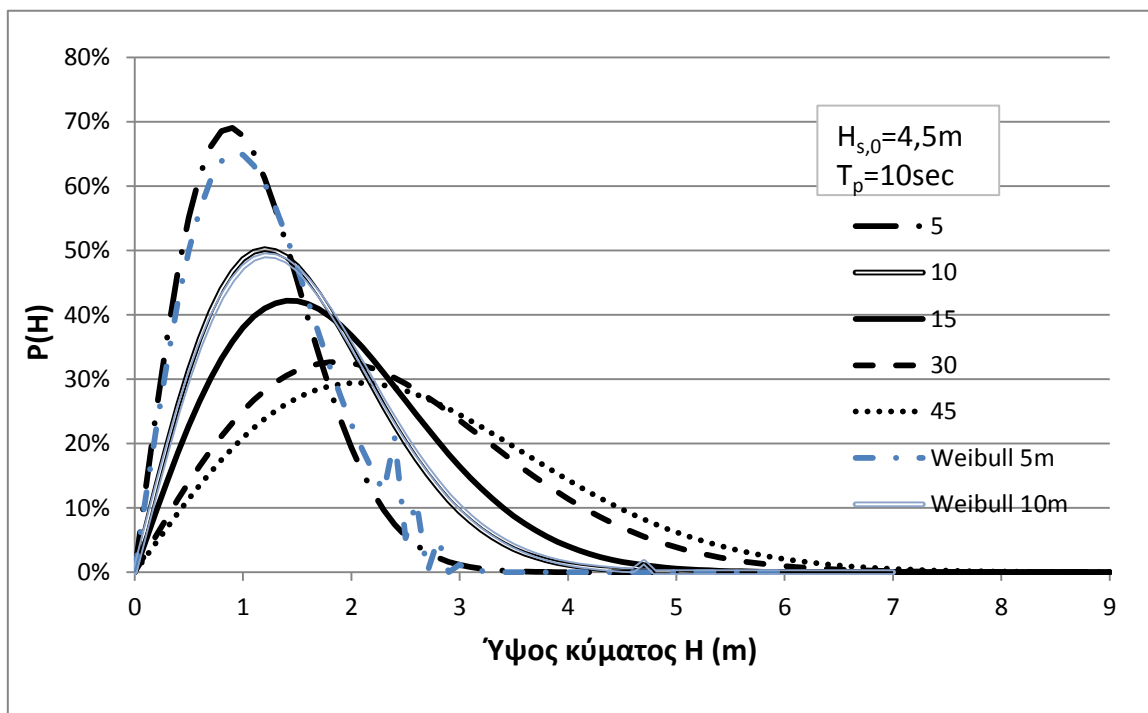
	$H_{tr}/H_{rms}$	$H_1$	$H_2$	$H_{1/3}$	$H_{1/10}$	$H_{2\%}$	$H_{1\%}$	$H_{0,1\%}$
5	1,78	1,318	1,698	1,844	2,303	2,479	2,594	2,904
10	2,67	1,743	2,242	2,468	3,136	3,448	3,740	4,582





## 8. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Στο τελευταίο κεφάλαιο παρουσιάζονται τα αποτελέσματα που προέκυψαν από τη διαδικασία υπολογισμών για το παράδειγμα που αναλύεται στο προηγούμενο κεφάλαιο. Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι σχέσεις μεταξύ των χαρακτηριστικών υψών κύματος που έδωσε το μοντέλο φάσματος TMA.

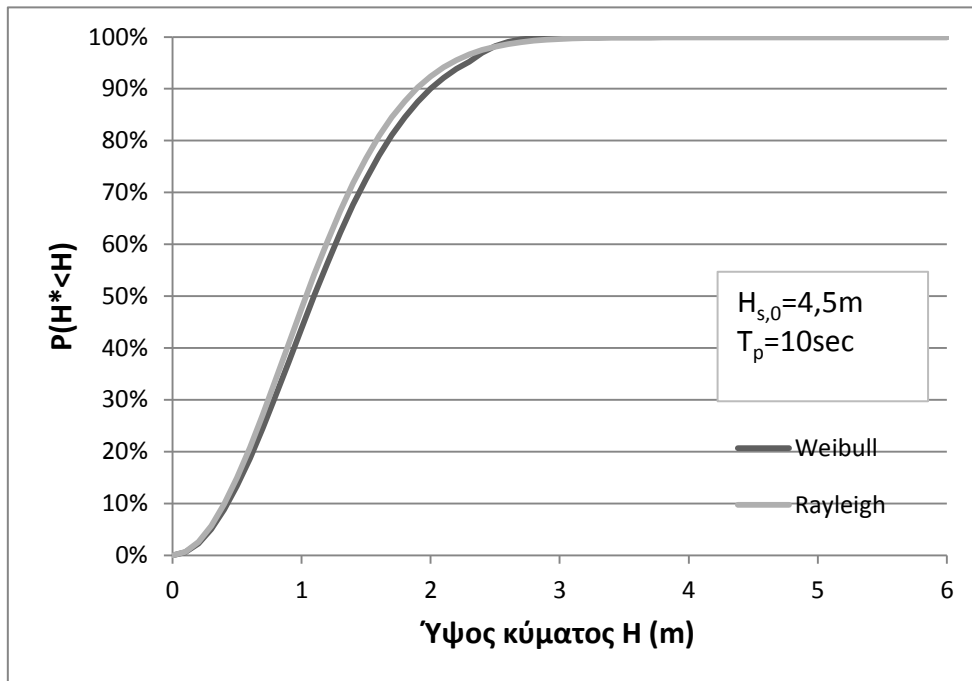


Σχήμα 12: Διαγράμματα πυκνότητας πιθανότητας κατά Rayleigh και Weibull

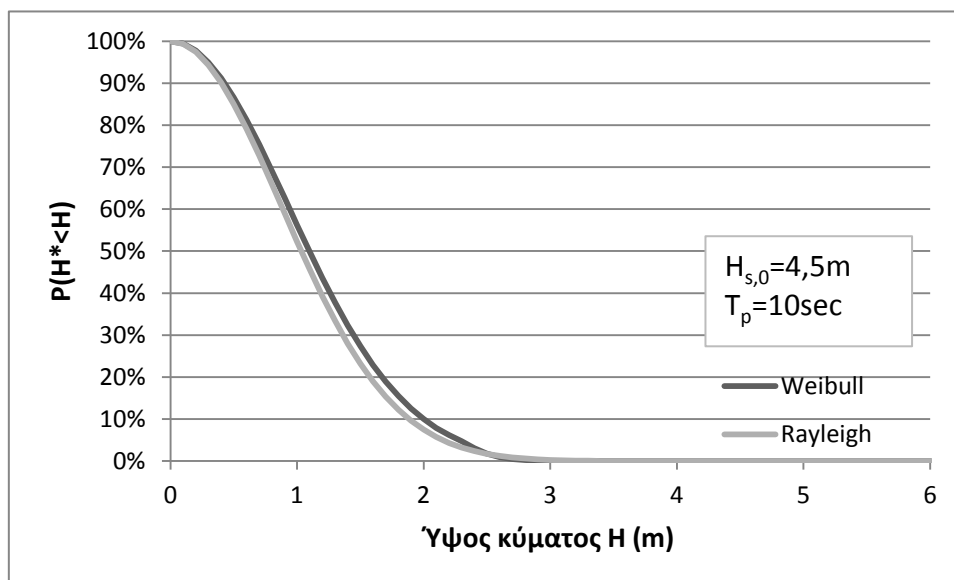
Μετά τον υπολογισμό των κατανομών Rayleigh και Weibull σχεδιάστηκαν σε ένα γράφημα οι καμπύλες των πιθανοτήτων υπέρβασης. Λόγω των δυο κλάδων στον τύπο του Weibull για την πιθανότητα μη υπέρβασης, η σχεδίαση του διαγράμματος για την πυκνότητα πιθανότητας δεν είναι καλή μετά το  $H_{tr}$ . Παρατηρούμε όμως ότι οι καμπύλες από τις δυο κατανομές δεν παρουσιάζουν μεγάλη απόκλιση.

Από τα διαγράμματα πιθανοτήτων μη υπέρβασης είναι διακριτή μια μικρή διαφορά μεταξύ των δυο καμπυλών. Για να γίνει ορατή αυτή και να κατανοήσουμε το συμπέρασμα στο οποίο κατέληξαν οι Battjes and Groenendijk [3], δηλαδή ότι η καμπύλη Rayleigh υποεκτιμά τα μικρά ύψη κύματος και υπερεκτιμά τα μεγαλύτερα, αρκεί να δούμε την πιθανότητα υπέρβασης σε λογαριθμική κλίμακα (Σχήμα 15). Ακολουθούν τα διαγράμματα που αντιστοιχούν στα 5 μέτρα, όπου οι διαφορές είναι εντονότερες.

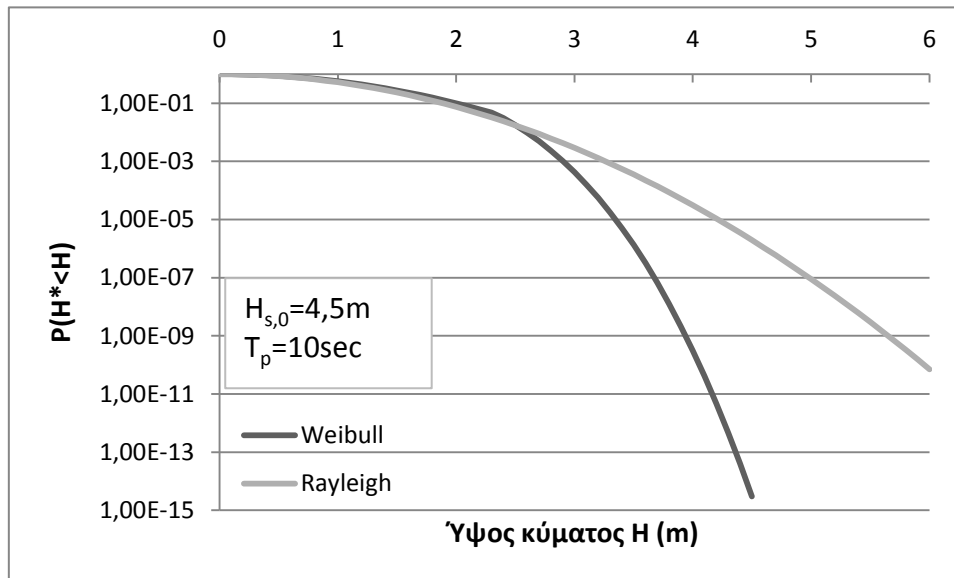
# Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ



Σχήμα 13: Πιθανότητα μη υπέρβασης για βάθος 5m



Σχήμα 14: Πιθανότητα υπέρβασης για βάθος 5m



Σχήμα 15: Πιθανότητα υπέρβασης για βάθος 5m σε λογαριθμική κλίμακα

Ακολουθούν τα αποτελέσματα από τη διαδικασία παραγωγής σχέσεων μεταξύ των χαρακτηριστικών υψών κύματος για τα ρηγά, καθώς είναι γνωστές μόνο οι αντίστοιχες για την περιοχή βαθιών νερών. Στην τελευταία στήλη δίνονται οι προϋπάρχουσες σχέσεις για τα ύψη κύματος στα βαθιά, όπως προτείνονται από τον Chakrabarti, 1987 [5] και το Shore Protection Manual, 1984 [15]. Η επικεφαλίδα «>56,40» έχει οριστεί, διότι αυτό είναι το όριο μεταξύ ρηχών και βαθιών νερών στο παράδειγμά μας σύμφωνα με τον τύπο  $d/L < 0,5$ .

Ο πρώτος πίνακας (Πίνακας 15) αφορά την κατανομή Rayleigh και έχει προκύψει υπολογίζοντας το λόγο του εκάστοτε ύψους κύματος, που συμβολίζεται ως  $H_x$ , ως προς κάποιο άλλο μέγεθος. Αρχικά υπολογίζονται οι λόγοι ως προς το χαρακτηριστικό ύψος κύματος για το συγκεκριμένο βάθος ( $H_s$ ), στη συνέχεια ως προς το χαρακτηριστικό ύψος κύματος στα βαθιά ( $H_{s,0}$ ) και τέλος ως προς την τετραγωνική ρίζα τη ροπής μηδενικής τάξης  $m_0^{1/2}$  του φάσματος για τα βαθιά, δηλαδή αυτή που αντιστοιχεί στο φάσμα JONSWAP.

Αντίστοιχα υπολογίστηκαν οι λόγοι αυτοί από την κατανομή Weibull και παρατέθηκαν στον Πίνακας 16. Συγκεντρωτικά τα αποτελέσματα που θεωρούνται έγκυρα για το κάθε βάθος από τα δυο μοντέλα στον Πίνακας 17. Στους παρακάτω πίνακες όπου  $H_s$  είναι το  $H_{1/3}$ .

Πίνακας 15: Σχέσεις χαρακτηριστικών υψών κύματος- Κατανομή Raleigh

d		5	10	15	30	45	>56,40
d/L <sub>0</sub>		0,044	0,089	0,133	0,266	0,399	>0,50
d/H <sub>s,0</sub>		1,111	2,222	3,333	6,667	10,000	12,534
H <sub>x</sub> /H <sub>s</sub>	H <sub>s</sub> / H <sub>x</sub>	<b>1,655</b>	<b>2,221</b>	<b>2,690</b>	<b>3,468</b>	<b>3,851</b>	<b>4,500</b>
	H <sub>1/10</sub>	1,232	1,272	1,257	1,266	1,281	1,27
	H <sub>1/50</sub>	1,483	1,521	1,494	1,498	1,498	1,40
	H <sub>1/100</sub>	1,609	1,650	1,621	1,625	1,625	1,67
	H <sub>max</sub>	2,537	2,138	2,063	2,033	2,025	1,86
	H <sub>1/1000</sub>	1,971	2,021	1,985	1,991	1,990	
H <sub>x</sub> /H <sub>s,0</sub>	H <sub>s,0</sub> / H <sub>x</sub>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>
	H <sub>s</sub>	0,368	0,494	0,598	0,771	0,856	1,00
	H <sub>1/10</sub>	0,453	0,628	0,752	0,975	1,096	1,27
	H <sub>1/50</sub>	0,546	0,751	0,893	1,154	1,282	1,40
	H <sub>1/100</sub>	0,592	0,815	0,969	1,253	1,391	1,67
	H <sub>max</sub>	0,933	1,056	1,233	1,567	1,733	1,86
H <sub>x</sub> /m <sub>0</sub> <sup>1/2</sup>	m <sub>0</sub> <sup>1/2</sup> / H <sub>x</sub>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>
	H <sub>s</sub>	1,458	1,957	2,370	3,055	3,392	4,005
	H <sub>1/10</sub>	1,797	2,488	2,979	3,866	4,345	5,091
	H <sub>1/50</sub>	2,163	2,976	3,540	4,576	5,080	5,607
	H <sub>1/100</sub>	2,346	3,229	3,841	4,965	5,512	6,672
	H <sub>max</sub>	3,700	4,184	4,889	6,210	6,871	7,449
H <sub>x</sub> /m <sub>0</sub> <sup>1/2</sup>	H <sub>1/1000</sub>	2,874	3,955	4,705	6,081	6,750	

Πίνακας 16: Σχέσεις χαρακτηριστικών υψών κύματος- Κατανομή Weibull

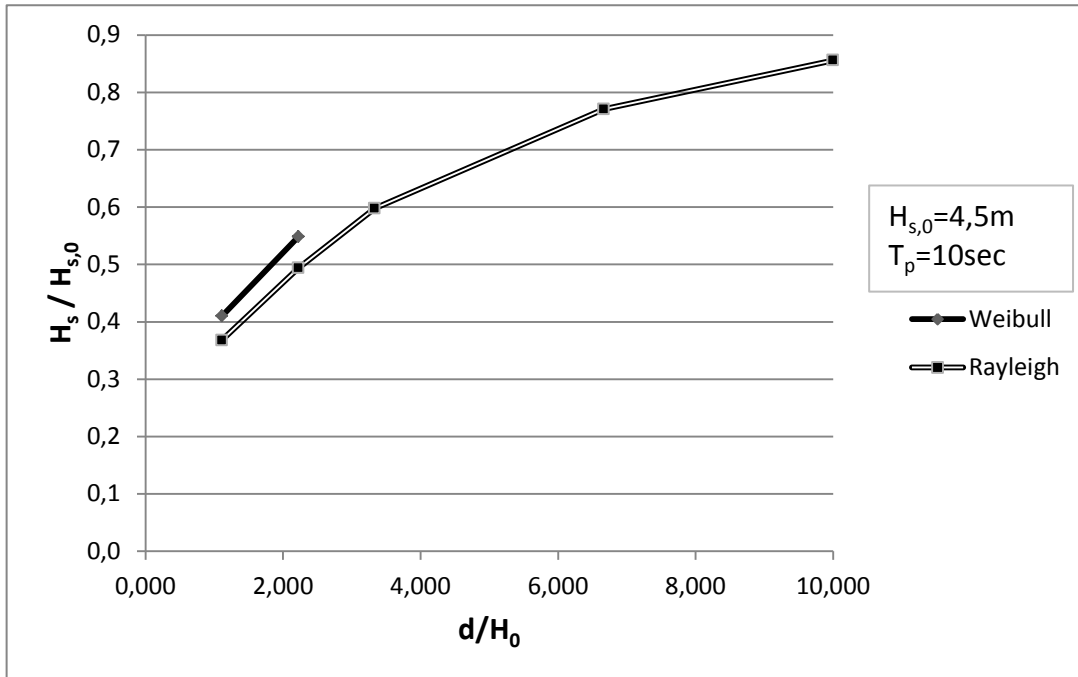
d		5	10
d/L <sub>0</sub>		0,044	0,089
d/H <sub>s,0</sub>		1,111	2,222
H <sub>x</sub> /H <sub>s</sub>	$\begin{matrix} H_s \\ H_x \end{matrix}$	<b>1,844</b>	<b>2,468</b>
	H <sub>1/10</sub>	1,249	1,270
	H <sub>1/50</sub>	1,344	1,397
	H <sub>1/100</sub>	1,406	1,516
	H <sub>1/1000</sub>	1,574	1,857
H <sub>x</sub> /H <sub>s,0</sub>	$\begin{matrix} H_{s,0} \\ H_x \end{matrix}$	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>
	H <sub>s</sub>	0,410	0,548
	H <sub>1/10</sub>	0,512	0,697
	H <sub>1/50</sub>	0,551	0,766
	H <sub>1/100</sub>	0,576	0,831
	H <sub>1/1000</sub>	0,645	1,018
H <sub>x</sub> /m <sub>0</sub> <sup>1/2</sup>	$\begin{matrix} m_0^{1/2} \\ H_x \end{matrix}$	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>
	H <sub>s</sub>	1,625	2,174
	H <sub>1/10</sub>	2,029	2,762
	H <sub>1/50</sub>	2,184	3,037
	H <sub>1/100</sub>	2,285	3,295
	H <sub>1/1000</sub>	2,558	4,036

Πίνακας 17: Συγκεντρωτικός πίνακας αποτελεσμάτων

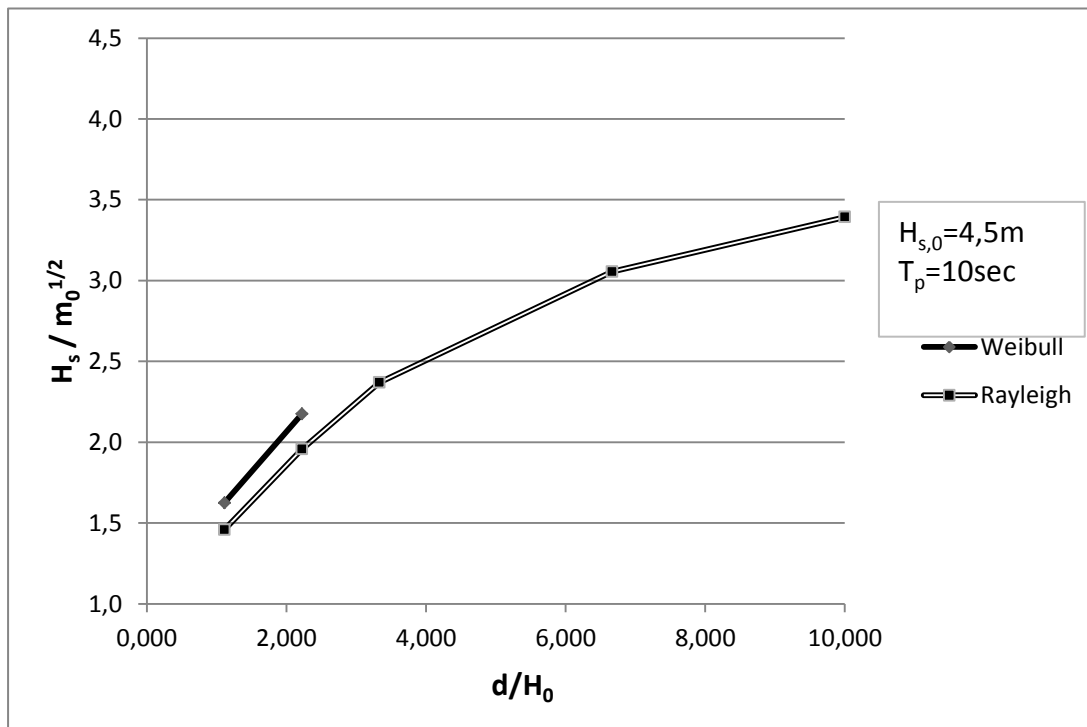
d		Weibull		Rayleigh			
		5	10	15	30	45	>56,40
d/L <sub>0</sub>		0,044	0,089	0,133	0,266	0,399	>0,50
d/H <sub>s,0</sub>		1,111	2,222	3,333	6,667	10,000	12,534
H <sub>x</sub> /H <sub>s</sub>	H <sub>s</sub> / H <sub>x</sub>	<b>1,844</b>	<b>2,468</b>	<b>2,690</b>	<b>3,468</b>	<b>3,851</b>	<b>4,50</b>
	H <sub>1/10</sub>	1,249	1,270	1,257	1,266	1,281	1,27
	H <sub>1/50</sub>	1,344	1,397	1,494	1,498	1,498	1,40
	H <sub>1/100</sub>	1,406	1,516	1,621	1,625	1,625	1,67
	H <sub>max</sub>			2,063	2,033	2,025	1,86
	H <sub>1/1000</sub>	1,574	1,857	1,985	1,991	1,990	
H <sub>x</sub> /H <sub>s,0</sub>	H <sub>s,0</sub> / H <sub>x</sub>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>	<b>4,50</b>
	H <sub>s</sub>	0,410	0,548	0,598	0,771	0,856	1,00
	H <sub>1/10</sub>	0,512	0,697	0,752	0,975	1,096	1,27
	H <sub>1/50</sub>	0,551	0,766	0,893	1,154	1,282	1,40
	H <sub>1/100</sub>	0,576	0,831	0,969	1,253	1,391	1,67
	H <sub>max</sub>			1,233	1,567	1,733	1,86
H <sub>x</sub> /m <sub>0</sub> <sup>1/2</sup>	m <sub>0</sub> <sup>1/2</sup> / H <sub>x</sub>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>	<b>1,135</b>
	H <sub>s</sub>	1,625	2,174	2,370	3,055	3,392	4,005
	H <sub>1/10</sub>	2,029	2,762	2,979	3,866	4,345	5,091
	H <sub>1/50</sub>	2,184	3,037	3,540	4,576	5,080	5,607
	H <sub>1/100</sub>	2,285	3,295	3,841	4,965	5,512	6,672
	H <sub>max</sub>			4,889	6,210	6,871	7,449
H <sub>1/1000</sub>	2,558	4,036	4,705	6,081	6,750		

Ακολουθούν τα διαγράμματα όπου παρουσιάζονται τα προαναφερθέντα αποτελέσματα.

Ως χαρακτηριστικό ύψος κύματος για τις κατασκευές στα ρηχά συνήθως χρησιμοποιείται το  $H_{1/50}$  γι' αυτό έγινε ξεχωριστά διάγραμμα γι' αυτό το μέγεθος που συγκρίνει τα αποτελέσματα των δυο κατανομών, όπως και για το  $H_s$ .

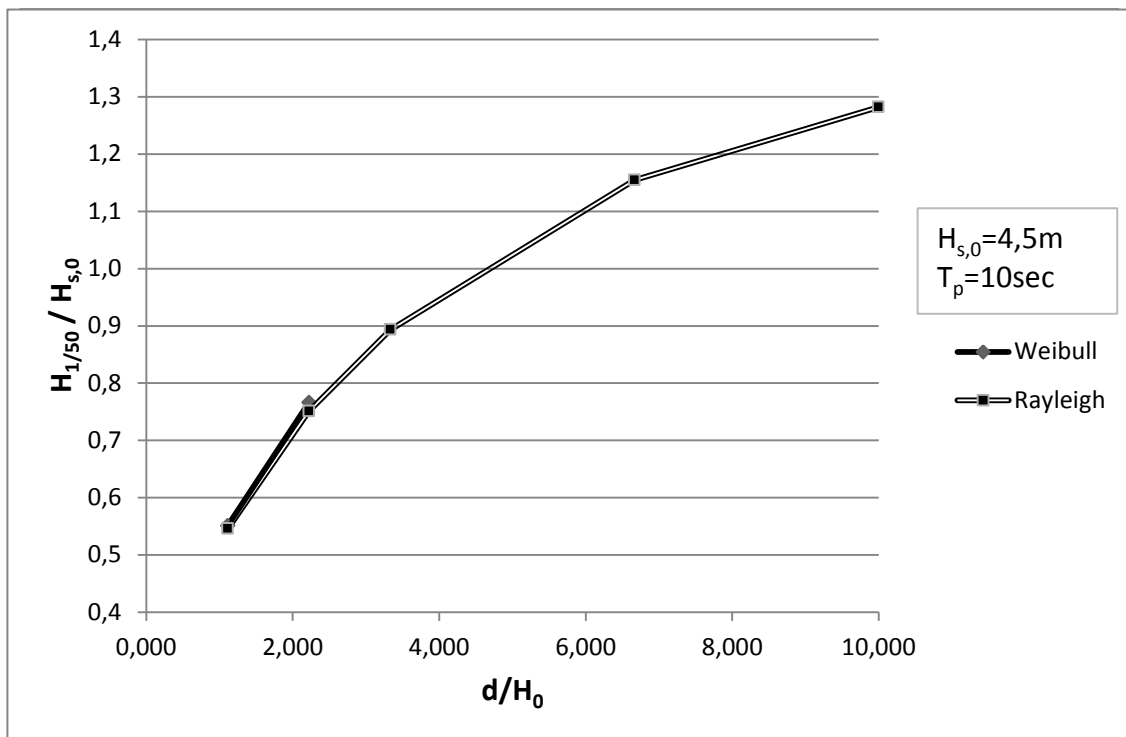


Σχήμα 16: Σύγκριση των  $H_s$  ως προς  $H_{s,0}$  Weibull και Rayleigh

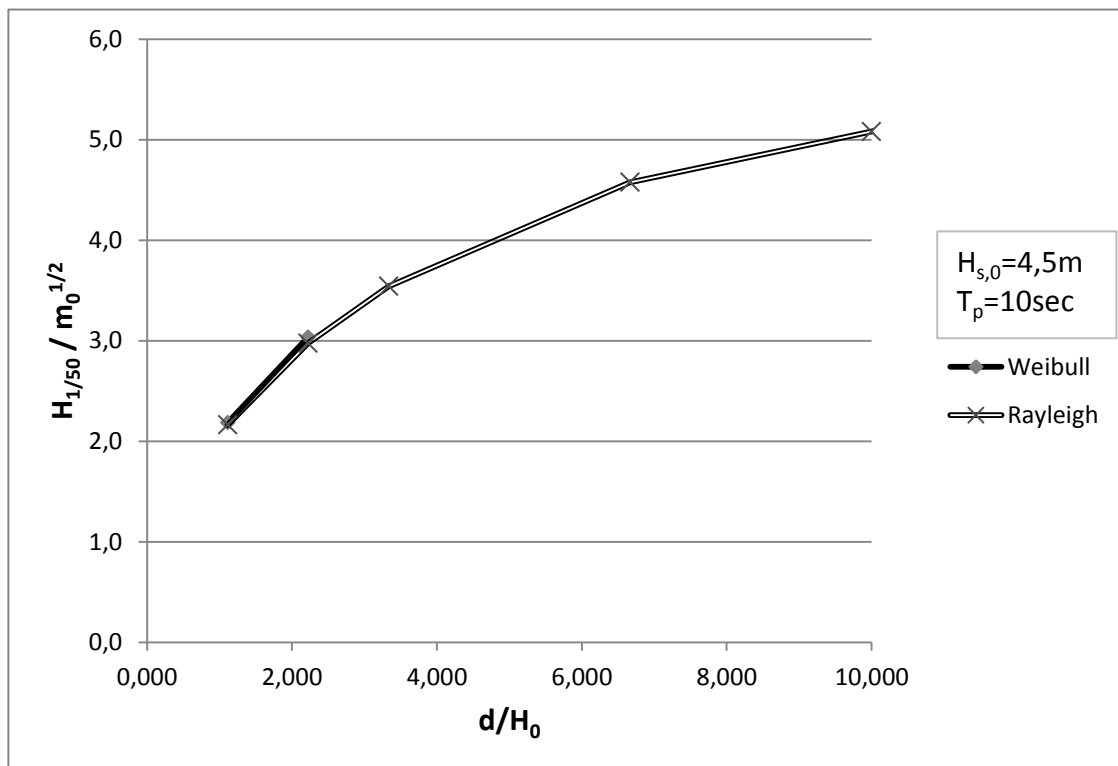


Σχήμα 17: Σύγκριση των  $H_s$  ως προς  $m_0^{1/2}$  Weibull και Rayleigh

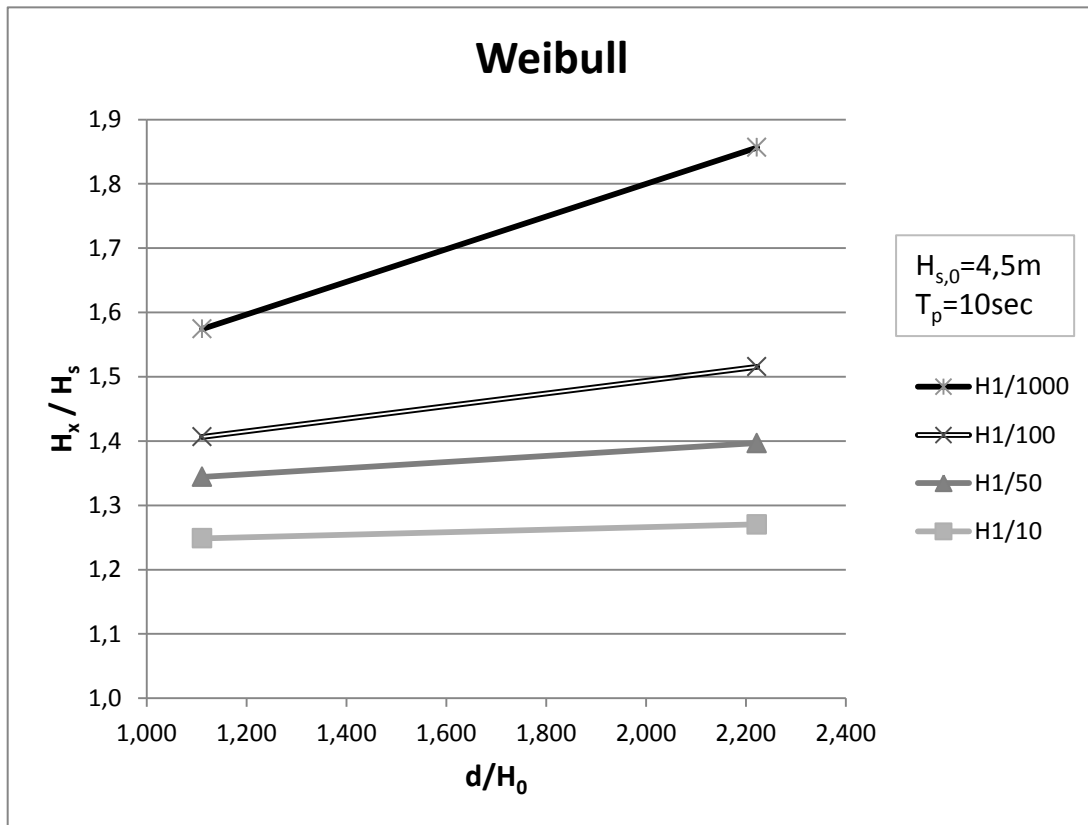




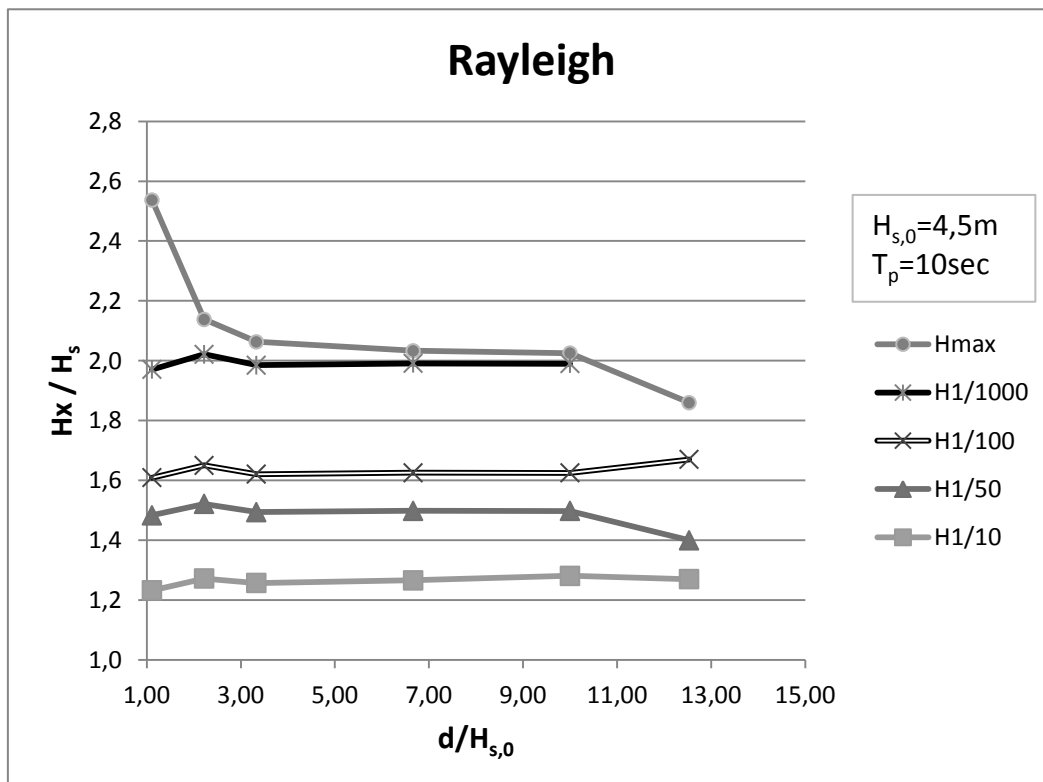
Σχήμα 18: Σύγκριση των  $H_{1/50}$  ως προς  $H_{s,0}$  Weibull και Rayleigh



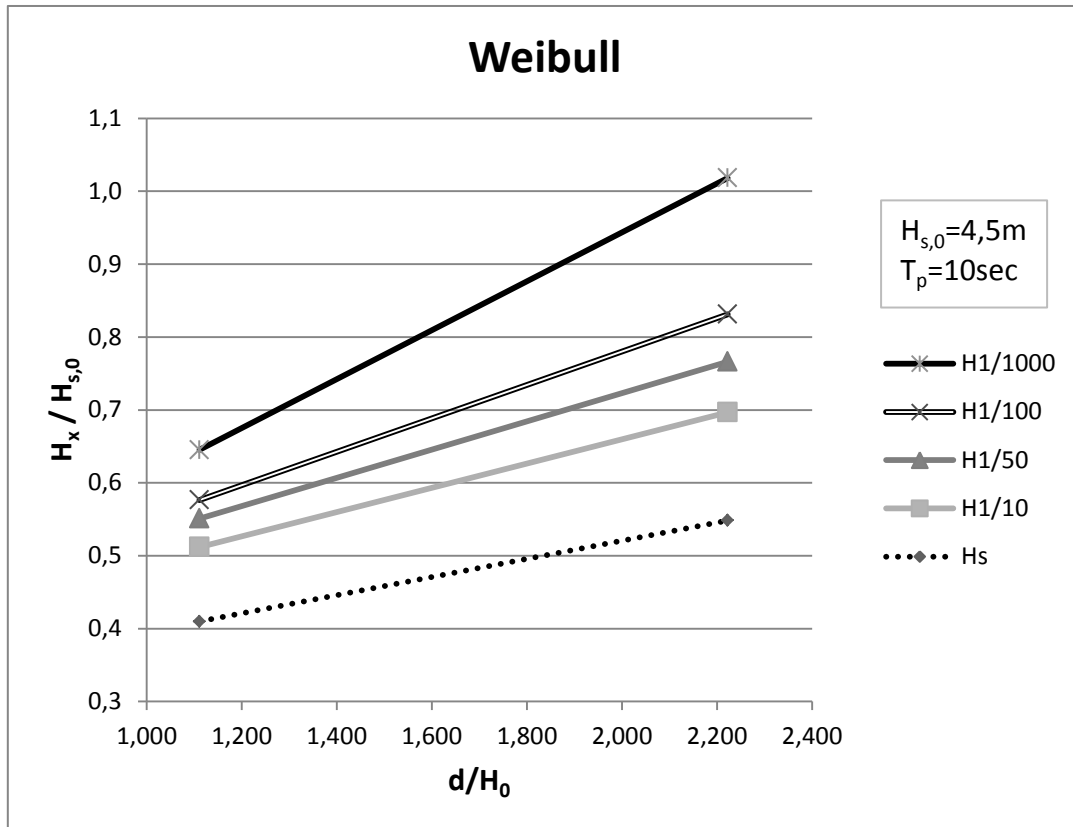
Σχήμα 19: Σύγκριση των  $H_{1/50}$  ως προς  $m_0^{1/2}$  Weibull και Rayleigh



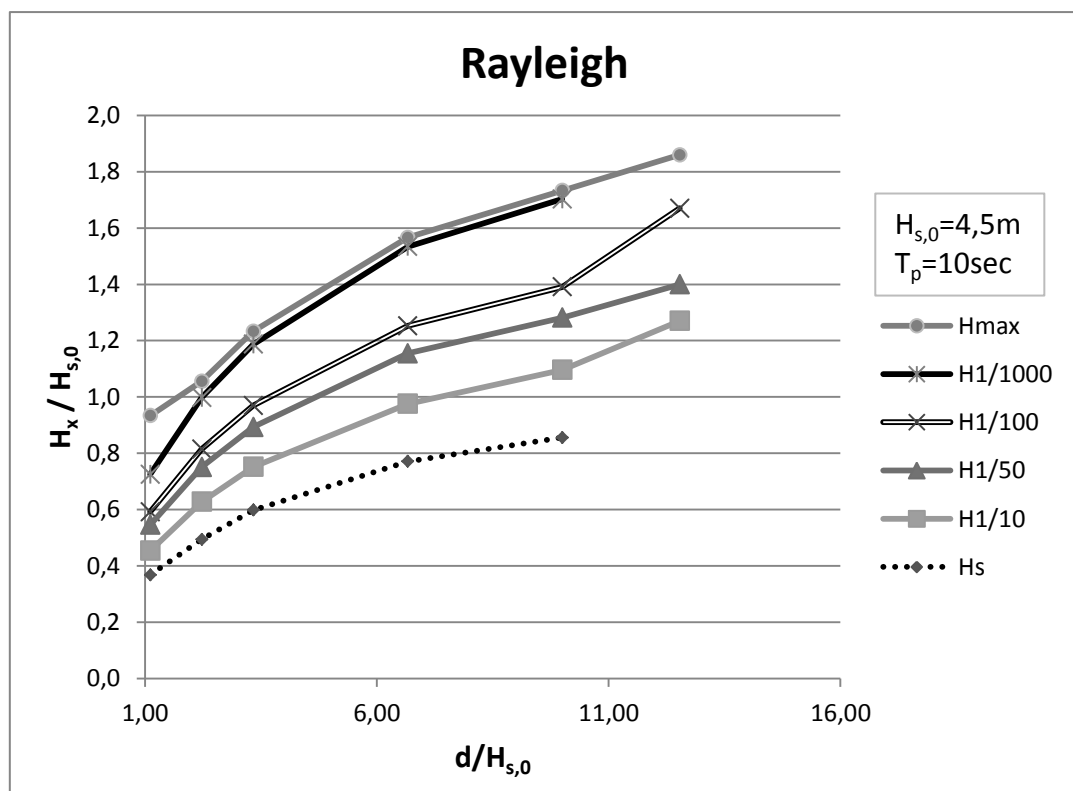
Σχήμα 20: Κατανομή Weibull: διάγραμμα όλων των H ως προς το Hs



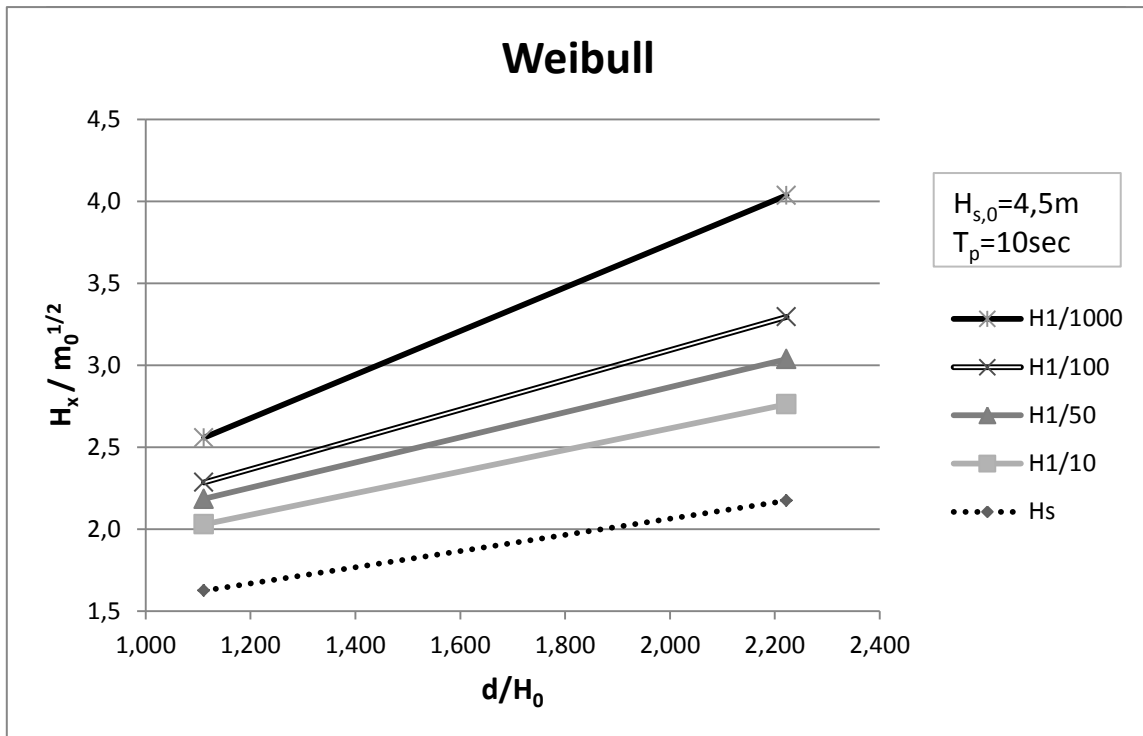
Σχήμα 21: Κατανομή Rayleigh: διάγραμμα όλων των H ως προς το Hs



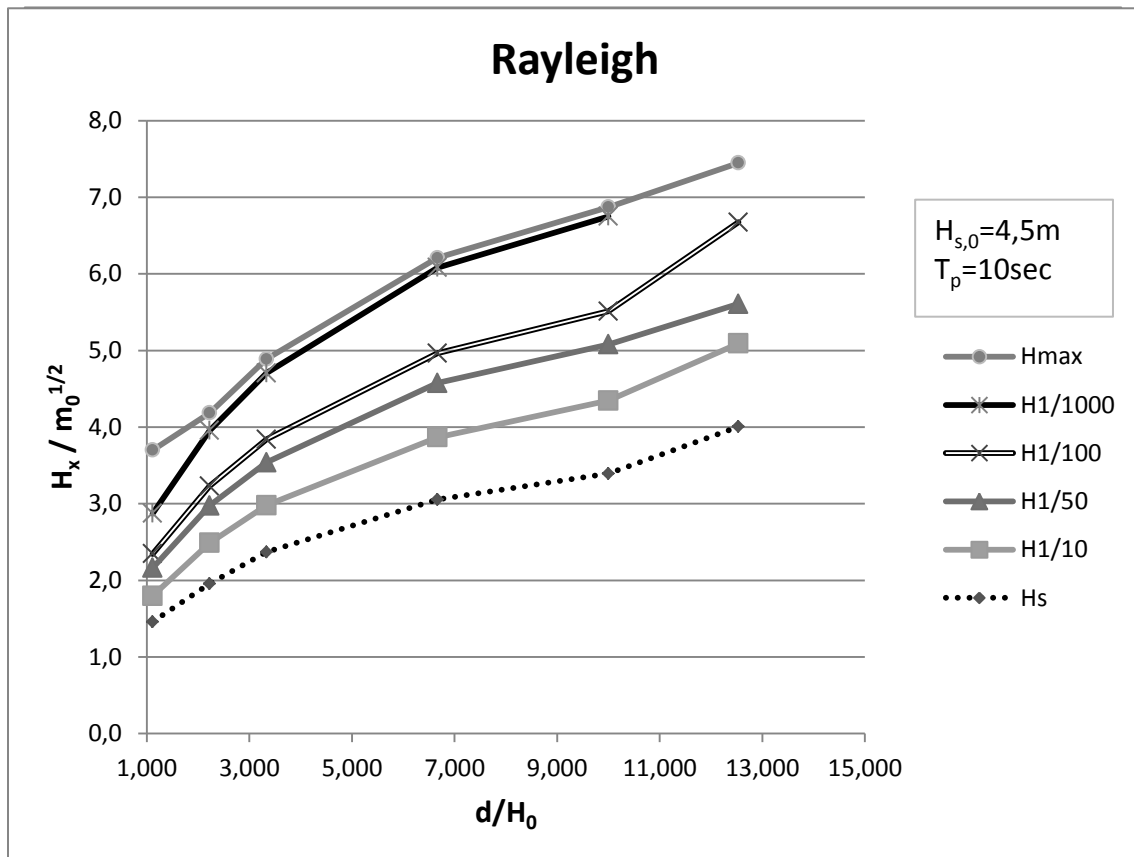
Σχήμα 22: Κατανομή Weibull: διάγραμμα όλων των  $H$  ως προς το  $H_{s,0}$



Σχήμα 23: Κατανομή Rayleigh: διάγραμμα όλων των  $H$  ως προς το  $H_{s,0}$



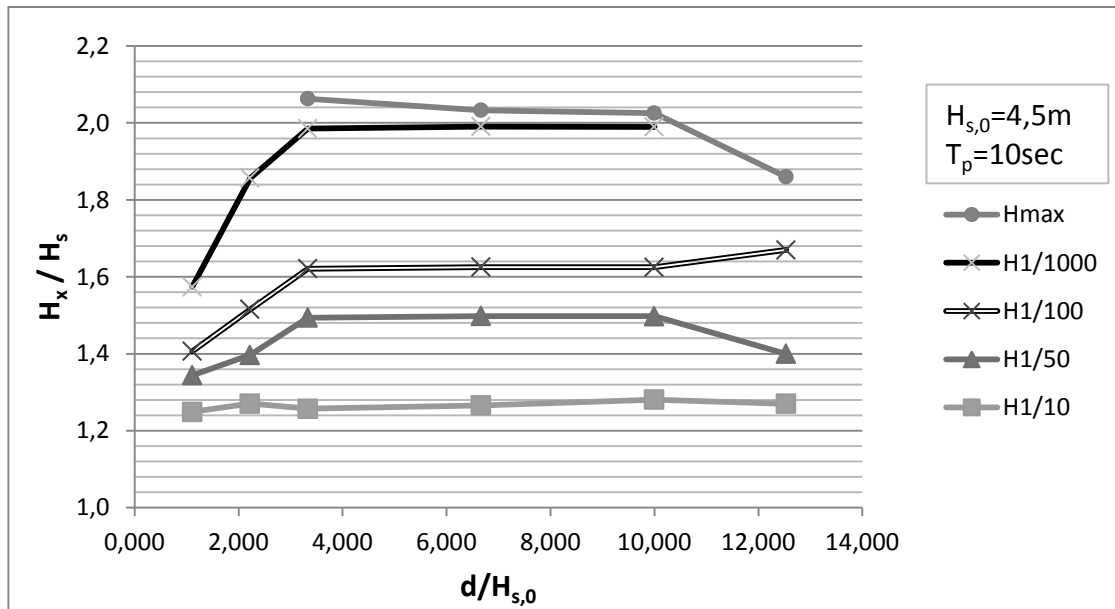
Σχήμα 24: Κατανομή Weibull: διάγραμμα όλων των  $H$  ως προς το  $m_0^{1/2}$



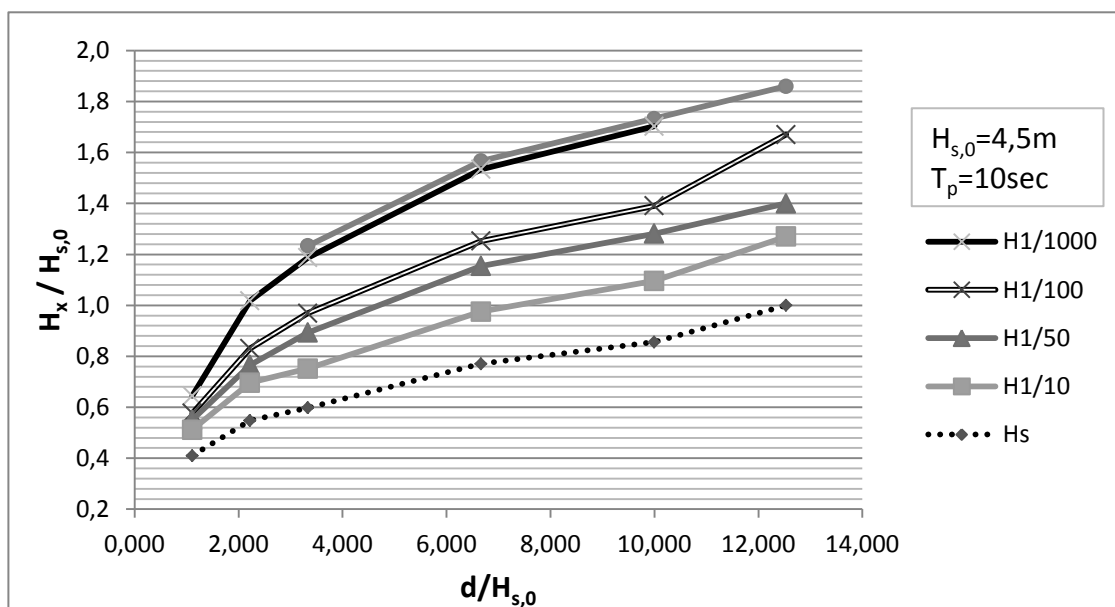
Σχήμα 25: Κατανομή Rayleigh: διάγραμμα όλων των  $H$  ως προς το  $m_0^{1/2}$

## Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

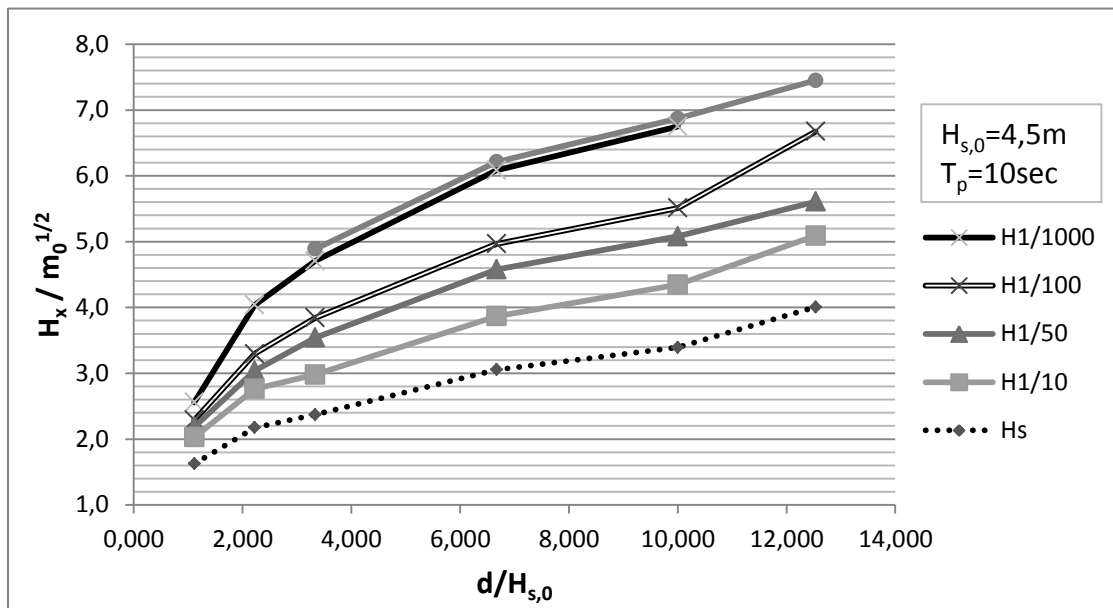
Παρατηρώντας τα συγκεντρωτικά διαγράμματα, βλέπουμε ότι οι καμπύλες που αφορούν τα ύψη ως προς το  $H_s$  δε διατηρούν κάποια μονοτονία. Αντίθετα εκείνες που αφορούν το λόγο ως προς το  $H_{s,0}$  και το  $m_0^{1/2}$  είναι αύξουσες. Επίσης, το  $H_{max}$  με το  $H_{1/1000}$  σχεδόν ταυτίζονται και στις τρεις περιπτώσεις για τα δυο βάθη που υπάρχουν δεδομένα.



Σχήμα 26: Αποτελέσματα από το συγκεντρωτικό πίνακα (Weibull και Rayleigh ανάλογα το βάθος) ως προς  $H_s$

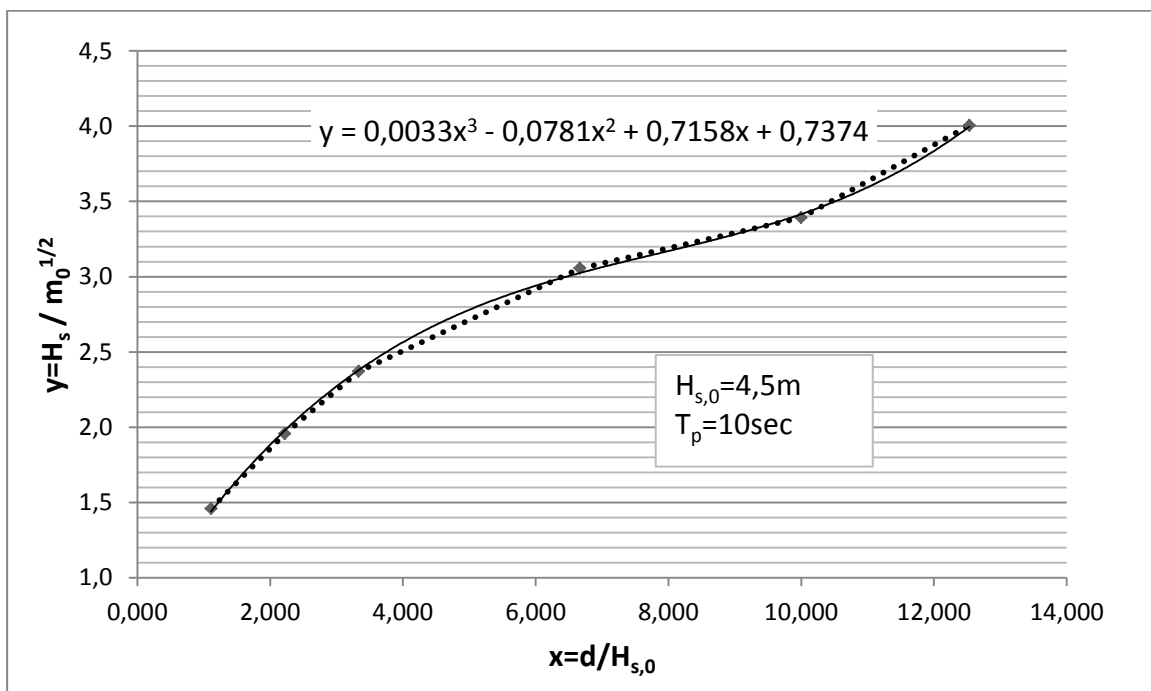


Σχήμα 27: Αποτελέσματα από το συγκεντρωτικό πίνακα (Weibull και Rayleigh ανάλογα το βάθος) ως προς  $H_s$



Σχήμα 28: Αποτελέσματα από το συγκεντρωτικό πίνακα (Weibull και Rayleigh ανάλογα το βάθος) ως προς  $m_0^{1/2}$

Εφόσον έχουν σχεδιαστεί οι παραπάνω καμπύλες είναι πολύ απλό να σχεδιαστεί και μια γραμμή τάσης. Για παράδειγμα, για την καμπύλη του  $H_s$  ως προς το  $m_0^{1/2}$  μπορεί να υπολογιστεί μια πολυωνυμική γραμμή τάσης δευτέρου βαθμού με την εξίσωση που φαίνεται στο σχήμα. Με τη βοήθεια αυτής της εξίσωσης και αλλάζοντας τις τιμές του  $x=d/H_{s,0}$  υπολογίζεται το  $y=H_x/m_0^{1/2}$ . Ομοίως γίνεται για όλες τις καμπύλες που έχουν υπολογιστεί παραπάνω.



Σχήμα 29: Καμπύλη και γραμμή τάσης για το  $H_s/m_0^{1/2}$

## Η ΕΠΙΔΡΑΣΗ ΤΗΣ ΡΗΧΩΣΗΣ ΣΤΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ

Ανακεφαλαιώνοντας, γνωρίζοντας τα χαρακτηριστικά του κυματισμού στα βαθιά μπορεί να υπολογιστεί το ζητούμενο ύψος κύματος σε οποιοδήποτε βάθος υπάρχει επίδραση του πυθμένα εφόσον έχουν σχεδιαστεί οι παραπάνω καμπύλες.

## 9. ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ

1. Μουτζούρης Κ.Ι., *Θαλάσσια Υδραυλική*, Εκδόσεις ΕΜΠ, Αθήνα, 2009
2. Μουτζούρης Κ.Ι., *Εισαγωγή στην Ακτομηχανική*, Εκδόσεις ΕΜΠ, Αθήνα, 2005
3. Battjes and Groenendijk, *Wave height distributions on shallow foreshores*, Coastal Engineering (40), 161-182, 2000
4. Bergmeister K., Fingerloos F., Worner J.D., *Beton-Kalender 2011: Kraftwerke, Faserbeton*, Ernst & Sohn, Berlin, 2011
5. Chakrabarti S.K., *Hydrodynamics of Offshore Structures*, CMP, Southampton Boston & Springer-Verlag, Berlin, 1987
6. Droste W. et al., *Handbuch der Werften*, Schiffahrts-Verlag "Hansa", Hamburg, 1981
7. *EAK 2002*, Kuratorium für Forschung im Küsteningenieurwesen, 2007
8. *EurOtop Wave Overtopping of Sea Defenses and Related Structures: Assessment Manual*, Boyens Offset, Heide i. Holstein, 2007
9. *Guideline for the Certification of Offshore Wind Turbines*, Heydorn Druckerei und Verlag, Uetersen, 2005
10. Mai S., Wilhelmi J., Barjenbruch U., *Wave height distributions in shallow waters*, Proceedings of 32nd Conference on Coastal Engineering, Shanghai, 2010
11. Patel M. H., *Dynamics of offshore structures*, Butterworths, London, 1989
12. *Recommendations of the Committee for Waterfront Structures Harbours and Waterways EAU 2004*, Ernst & Sohn, Berlin, 2006
13. *Recommended Practice DNV-RP-C205*, DET NORSKE VERITAS, 2010
14. *Recommended practice DNV-OS-J101*, DET NORSKE VERITAS, 2011
15. *Shore Protection Manual*, U.S. Government Printing Office, Washington, 1984
16. Turekian K. K., *Oceans*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1968
17. <https://www.google.gr/maps?hl=en>
18. <http://imgkid.com/>