



ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΙΑΣ
ΤΜΗΜΑ ΠΟΛΙΤΙΚΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ:
ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΥΠΟΔΟΜΩΝ

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ
ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ

**«ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΤΗΣ ΠΛΑΤΦΟΡΜΑΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ SLEIPNER A,
STATOIL. ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΩΝ ΑΝΑΛΥΤΙΚΩΝ ΛΥΣΕΩΝ ΜΕ ΠΛΗΡΩΣ ΜΗ
ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΑΡΙΘΜΗΤΙΚΑ ΜΟΝΤΕΛΑ».**

ΟΙΚΟΝΟΜΟΥ ΠΗΝΕΛΟΠΗ ΜΑΡΙΑ
ΒΟΛΟΣ, ΙΟΥΛΙΟΣ 2024

Διπλωματική Εργασία Μεταπτυχιακών Σπουδών: «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil.
Σύγκριση μη γραμμικών αναλυτικών λύσεων με πλήρως μη γραμμικά αριθμητικά μοντέλα».

Διπλωματική Εργασία Μεταπτυχιακών Σπουδών: «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil.
Σύγκριση μη γραμμικών αναλυτικών λύσεων με πλήρως μη γραμμικά αριθμητικά μοντέλα».

Εγκρίθηκε από την τριμελή επιτροπή:

ΚΑΤΣΑΡΔΗ ΒΑΣΙΛΙΚΗ ΒΑΣΙΛΕΙΑΔΗΣ ΛΑΜΠΡΟΣ ΜΥΛΟΠΟΥΛΟΣ ΝΙΚΗΤΑΣ

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά την επιβλέπουσα καθηγήτριά μου κυρία Βασιλική Κατσαρδή για την καθοδήγηση και την υποστήριξη της όλα αυτά τα χρόνια. Έδειξε αμέριστη υπομονή και πάντοτε σεβόμενη τους προβληματισμούς μου και τις συνθήκες κάθε περιόδου, είχε κατανόηση και έβρισκε τον τρόπο να προχωράμε μπροστά. Η αφοσίωσή της ήταν καθοριστική για την ολοκλήρωση τόσο της προπτυχιακής όσο και της μεταπτυχιακής μου εργασίας. Το επιστημονικό της υπόβαθρο, η εμπειρία της, το ακαδημαϊκό και το κοινωνικό της έργο πάντα αποτελούσαν έμπνευση για εμένα και το ισχυρότερο κίνητρο της ενασχόλησής μου με την κυματομηχανική, πόσο μάλλον στο πλευρό της. Εύχομαι η ενθάρρυνση που μου δίνει να διέπει και τα χρόνια που ακολουθούν. Είμαι σίγουρη πως η δική της πορεία θα χαρακτηρίζεται πάντοτε από την ίδια αφοσίωση και πάθος.

Ο Γιώργος Σπηλιωτόπουλος, διδακτορικός φοιτητής της κυρίας Κατσαρδή, αξίζει τις ιδιαίτερες ευχαριστίες μου για την συμβολή του στην επίλυση προβλημάτων και την καθοδήγησή του στους υπολογισμούς της μεταπτυχιακής μου εργασίας. Η τεχνογνωσία και η διάθεσή του να την μοιραστεί, έπαιξαν πολύ σημαντικό ρόλο στην επίτευξη αυτού του στόχου. Είμαι ευγνώμων για την υποστήριξή του και εύχομαι κάθε επιτυχία στις μελλοντικές του προσπάθειες.

Θα ήθελα επίσης να εκφράσω τις ειλικρινείς μου ευχαριστίες στους εξεταστές μου, καθηγητές Νικήτα Μυλόπουλο και Λάμπρο Βασιλειάδη, για τη συμβολή τους στην ολοκλήρωση της διπλωματικής μου εργασίας. Η ενθάρρυνση και η καθοδήγησή τους κατά τη διάρκεια της εξέτασης με βοήθησαν να αναπτύξω περαιτέρω τις αναλυτικές μου ικανότητες. Οι παρατηρήσεις τους ήταν πάντοτε καίριες, και η ικανότητά τους να προσφέρουν συγκεκριμένες, πρακτικές συμβουλές συνέβαλαν ουσιαστικά στη βελτίωση της ποιότητας της διπλωματικής μου.

Είμαι βαθιά ευγνώμων για την υποστήριξή τους και τη βοήθειά τους σε αυτό το σημαντικό στάδιο της ακαδημαϊκής μου πορείας.

Διπλωματική Εργασία Μεταπτυχιακών Σπουδών: «Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil.
Σύγκριση μη γραμμικών αναλυτικών λύσεων με πλήρως μη γραμμικά αριθμητικά μοντέλα».

Αφιερωμένη στην μνήμη του αγαπημένου μου καθηγητή, του μπαμπά μου, Νίκου Οικονόμου.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ.....	3
ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ	5
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ	6
ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ	7
1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	8
ΑΦΟΡΜΗ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΡΕΥΝΑ.....	8
ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ.....	8
ΔΙΑΡΘΡΩΣΗ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ	8
2 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΕΔΡΑΣΗΣ.....	10
Η ΥΠΟ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ	10
ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ	11
ΜΟΝΤΕΛΟ NEW WAVE	13
ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ NEW WAVE	14
3 ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ	15
ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (STEADY WAVES)	15
ΤΥΧΑΙΟΙ- ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (RANDOM WAVES).....	16
ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ 2ΗΣ ΤΑΞΗΣ (SECOND ORDER RANDOM WAVE THEORY-SHARMA & DEAN)	17
ΜΟΝΤΕΛΟ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΤΑΞΗΣ H-OS Ocean (High- Order Spectral)	19
4 ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΦΟΡΤΙΣΕΙΣ	21
ΕΞΙΣΩΣΗ MORISON	21
ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ	23
ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΙΣ ΚΟΛΟΝΕΣ.....	23
5 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ	29
ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΕΝΟΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ NEW WAVE	29
ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΟΡΘΗΣ ΕΠΙΛΟΓΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΣ	30
ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟΤΗΤΑΣ.....	39
6 ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ.....	42
7 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	43

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΕΙΚΟΝΩΝ ΚΑΙ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑΤΩΝ

ΕΙΚΟΝΑ 1: Η ΞΕΔΡΑ SLEIPNER A, BERNT JAKOBSEN (1994)	10
ΕΙΚΟΝΑ 2: ΚΑΤΟΨΗ ΚΑΙ ΟΨΗ ΤΗΣ SLEIPNER A GBS, ΝΙΚΗ ΚΑΝΑΚΗ(2017)	11
ΕΙΚΟΝΑ 3: ΓΡΑΦΙΚΗ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΙΣ ΧΡΟΝΟΪΣΤΟΡΙΑΣ ΤΗΣ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ, ΤΗΣ ΤΑΧΥΤΗΤΑΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΕΠΙΤΑΧΥΝΣΗΣ ΜΕ ΤΟ ΒΑΘΟΣ ΓΙΑ ΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΥΣ ΚΑΙ ΜΟΝΟΚΑΤΕΥΘΥΝΤΙΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥΣ ΕΦΑΡΜΟΖΟΝΤΑΣ ΚΑΙ ΜΗ ΕΝΑ ΜΟΝΤΕΛΟ NEW WAVE.	15
ΕΙΚΟΝΑ 4:ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΑΝΥΨΩΣΗ ΚΑΙ ΦΑΣΜΑ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ ΚΑΝΟΝΙΚΟΥ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥ, AIRY (1870) ^[1]	16
ΕΙΚΟΝΑ 5: ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΑΝΥΨΩΣΗ ΚΑΙ ΦΑΣΜΑ ΣΥΧΝΟΤΗΤΩΝ ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΥ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥ, GIBSON, R. & SWAN, C., THE EVOLUTION OF LARGE OCEAN WAVES: THE ROLE OF LOCAL AND RAPID SPECTRAL CHANGES. PHILOSOPHICAL TRANSACTIONS OF THE ROYAL SOCIETY OF LONDON, 2007 ^[1]	16
ΕΙΚΟΝΑ 6: ΒΟΡΕΙΑ (RS) ΚΑΙ ΝΟΤΙΑ (US) ΚΟΛΟΝΑ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΓΙΣΤΗ ΑΝΥΨΩΣΗ	26
ΕΙΚΟΝΑ 7: ΑΝΑΤΟΛΙΚΗ (DS-E) ΚΑΙ ΔΥΤΙΚΗ (DS-W) ΚΟΛΟΝΑ ΚΑΤΑ ΤΗΝ ΜΕΓΙΣΤΗ ΑΝΥΨΩΣΗ	26
ΕΙΚΟΝΑ 8: ΣΥΣΤΗΜΑ ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΩΝ ΓΙΑ ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ ΔΙΑΔΟΣΗΣ 90° ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΒΟΡΡΑ.....	27
ΕΙΚΟΝΑ 9: ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΩΝ ΤΕΤΜΗΜΕΝΩΝ ΚΑΘΕ ΚΟΛΟΝΑΣ ΓΙΑ ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΚΥΜΑΤΟΣ 90°ΩΣ ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΒΟΡΡΑ	28
ΕΙΚΟΝΑ 10: ΓΡΑΦΙΚΗ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΩΝ ΧΡΟΝΟΪΣΤΟΡΙΩΝ ΤΗΣ ΑΝΥΨΩΣΗΣ ΤΗΣ ΕΛΕΥΘΕΡΗΣ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ ΚΑΙ ΤΗΣ ΣΥΝΟΛΙΚΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΓΙΑ ΤΗΝ ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ LRWT ΜΕ ΧΡΗΣΗ ΚΑΙ ΧΩΡΙΣ ΕΝΟΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ NEW WAVE	29
ΕΙΚΟΝΑ 11: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP(J) ΚΑΙ TORSETHAUGEN (T) ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ LRWT ΣΤΟΥΣ ΠΟΔΕΣ	30
ΕΙΚΟΝΑ 12: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ LRWT-ΣΥΝΟΛΙΚΗ ΦΟΡΤΙΣΗ	30
ΕΙΚΟΝΑ 13: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _{max} ΜΕ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ LRWT ΣΤΟΥΣ ΠΟΔΕΣ.	31
ΕΙΚΟΝΑ 14: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _{max} ΜΕ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ LRWT- ΣΥΝΟΛΙΚΗ ΦΟΡΤΙΣΗ.....	32
ΕΙΚΟΝΑ 15: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΤΗΝ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ SD ΑΝΑ ΠΟΔΑ.	33
ΕΙΚΟΝΑ 16: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΤΗΝ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ SD- ΣΥΝΟΛΙΚΗ ΦΟΡΤΙΣΗ	33
ΕΙΚΟΝΑ 17: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _{max} ΜΕ ΤΗΝ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ SD ΑΝΑ ΠΟΔΑ	34
ΕΙΚΟΝΑ 18: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _{max} ΜΕ ΤΗΝ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ SD- ΣΥΝΟΛΙΚΗ ΦΟΡΤΙΣΗ	35
ΕΙΚΟΝΑ 19: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ HOS ΑΝΑ ΠΟΔΑ.	36
ΕΙΚΟΝΑ 20: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ HOS -ΣΥΝΟΛΙΚΗ ΦΟΡΤΙΣΗ.	36
ΕΙΚΟΝΑ 21: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ HOS ΑΝΑ ΠΟΔΑ.	37
ΕΙΚΟΝΑ 22: ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΦΑΣΜΑΤΩΝ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΓΙΑ ΥΨΟΣ H _s ΜΕ ΤΟ ΜΟΝΤΕΛΟ HOS ΑΝΑ ΠΟΔΑ.	38
ΕΙΚΟΝΑ 23: ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΟΛΙΚΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΚΑΤΑ LRWT ΜΕ ΦΑΣΜΑ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΣΕ H _s ΚΑΙ H _{max}	39
ΕΙΚΟΝΑ 24: ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΟΛΙΚΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΚΑΤΑ SD ΜΕ ΦΑΣΜΑ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΣΕ H _s ΚΑΙ H _{max}	39
ΕΙΚΟΝΑ 25: ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΟΛΙΚΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΚΑΤΑ HOS ΜΕ ΦΑΣΜΑ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN ΣΕ H _s ΚΑΙ H _{max}	40
ΕΙΚΟΝΑ 26: ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΟΛΙΚΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΜΕ ΦΑΣΜΑ TORSETHAUGEN ΣΕ H _s ΓΙΑ ΟΛΑ ΤΑ ΜΟΝΤΕΛΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ.	40
ΕΙΚΟΝΑ 27: ΣΥΓΚΡΙΤΙΚΗ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΤΗΣ ΧΡΟΝΟΪΣΤΟΡΙΑΣ ΤΗΣ ΦΟΡΤΙΣΗΣ ΤΟΥ ΠΛΗΡΩΣ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ HOS ΜΕ ΦΑΣΜΑ JONSWAP ΚΑΙ TORSETHAUGEN, ΜΕ ΟΛΟΥΣ ΤΟΥΣ ΜΟΝΟΧΡΩΜΑΤΙΚΟΥΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥΣ.....	41
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ: 1 (Α) ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΣΕ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ (Β). ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟ ΦΑΣΜΑ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΣΕ ΔΙΕΥΘΥΝΣΕΙΣ.	12
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ: 2 ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΗ ΑΠΕΙΚΟΝΙΣΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΣ JONSWAP ΣΕ ΣΥΧΝΟΤΗΤΕΣ.....	13
ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ: 3 ΜΟΝΤΕΛΟ NEWWAVE ΣΥΜΦΩΝΑ ΜΕ ΤΟΝ ΦΑΣΜΑ TORSETHAUGEN. ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΑΥΤΟ-ΣΥΣΧΕΤΙΣΗΣ ΥΠΟΚΕΙΜΕΝΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΓΙΑ ΜΕΓΙΣΤΗ ΑΝΥΨΩΣΗ ΕΠΙΦΑΝΕΙΑΣ H _{max} =1m.	14

ΚΑΤΑΛΟΓΟΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

ΠΙΝΑΚΑΣ 1: SWAN C., KATSARDI, V. (2012). ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ	12
ΠΙΝΑΚΑΣ 2 ΑΡΙΘΜΟΣ ΚC ΚΑΙ ΣΥΝΤΕΛΕΣΤΕΣ C _D C _M ΓΙΑ ΚΑΘΕ ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΚΑΙ ΚΑΘΕ ΚΥΜΑΤΙΚΟ ΓΕΓΟΝΟΣ.	24
ΠΙΝΑΚΑΣ 3 ΜΕΓΙΣΤΕΣ ΚΑΙ ΕΛΑΧΙΣΤΕΣ ΔΙΑΜΕΤΡΟΙ ΚΟΛΟΝΩΝ (KATSARDI AND SWAN 2012)	25
ΠΙΝΑΚΑΣ 4 ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΕΣ ΣΗΜΕΙΩΝ 'UP' ΚΑΙ 'DOWN' ΚΑΘΕ ΚΟΛΟΝΑΣ (KANAKH 2017).....	28

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

ΑΦΟΡΜΗ ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΡΕΥΝΑ

Αφορμή για την παρούσα διπλωματική εργασία αποτέλεσαν οι προτάσεις για περαιτέρω έρευνα της διπλωματικής εργασίας των προπτυχιακών μου σπουδών «ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΣ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΤΗΣ ΠΛΑΤΦΟΡΜΑΣ ΒΑΡΥΤΗΤΑΣ SLEIPNER A, STATOIL, ΣΕ ΝΕΡΑ ΕΝΔΙΑΜΕΣΟΥ ΒΑΘΟΥΣ. ΑΝΑΣΚΟΠΗΣΗ ΚΑΝΟΝΩΝ ΣΧΕΔΙΑΣΜΟΥ.», Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, 2021. Η συγκεκριμένη διπλωματική εργασία είχε σκοπό να συγκρίνει τις συνήθεις πρακτικές σχεδιασμού έναντι ενός πλήρως μη γραμμικού μοντέλου τυχαίων κυματισμών κάνοντας παράλληλα σύγκριση των συνήθων φασμάτων συχνοτήτων για νερά ενδιάμεσου βάθους ως προς την καταλληλότητά τους.

ΣΚΟΠΟΣ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η σύγκριση των προγενέστερων υπολογισμών με ένα πλήρως μη γραμμικό μοντέλο τυχαίων κυματισμών το οποίο επιτρέπει την μοντελοποίηση οποιουδήποτε κυματικού πεδίου καθώς επίσης και η σύγκριση δύο συνήθων φασμάτων ενεργειακής πυκνότητας σε νερά ενδιάμεσου βάθους.

Πιο συγκεκριμένα, στο παρελθόν συγκρίθηκαν τα μοντέλα γραμμικών κυματισμών Stokes 1st, Stokes 2nd, Stokes 5th, Fourier 18th (steady) και του γραμμικού μοντέλου τυχαίων κυματισμών LRWT (unsteady) με το πλήρως μη γραμμικό μοντέλο τυχαίων κυματισμών BST ως προς την κινηματική των σωματιδίων και τις κυματικές φορτίσεις. Παράλληλα έγινε σύγκριση του μοντέλου τυχαίων κυματισμών LRWT για τα φάσματα συχνοτήτων Torsethaugen και JONSWAP ως προς την κατευθυντικότητα και την μη γραμμικότητά τους. Η παρούσα εργασία συγκρίνει την κινηματική των σωματιδίων και τις κυματικές φορτίσεις όλων των προηγούμενων μοντέλων γραμμικών και μη γραμμικών κυματισμών με την αναλυτική λύση τυχαίων κυματισμών δεύτερης τάξης Sharma & Dean (1981) (SD). Επιπρόσθετα, τα φάσματα Torsethaugen και JONSWAP χρησιμοποιούνται και για τα τρία μοντέλα τυχαίων κυματισμών LRWT, SD και BST, ή το παραπλήσιο HOS, και συγκρίνονται ως προς την γραμμικότητά τους.

ΔΙΑΡΘΡΩΣΗ ΤΗΣ ΕΡΓΑΣΙΑΣ

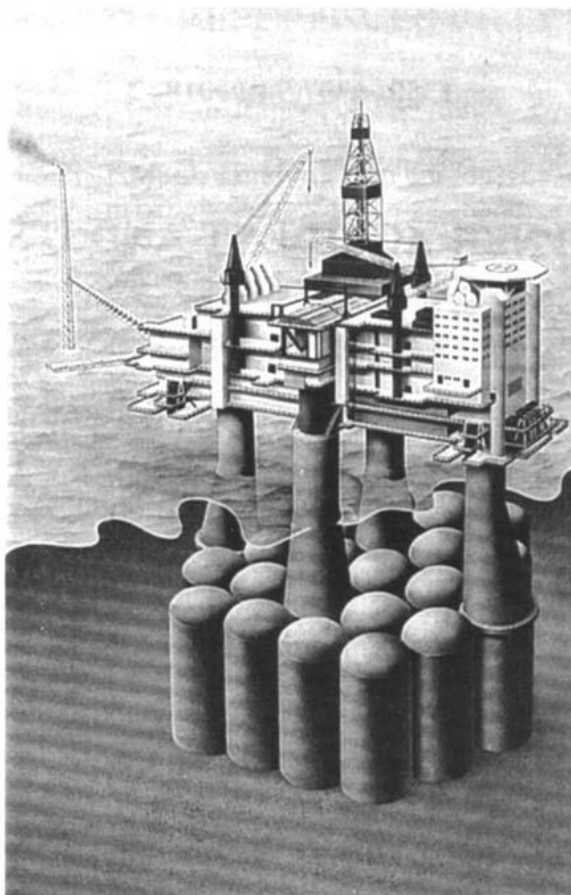
Στο κεφάλαιο 2 γίνεται μια σύντομη ανασκόπηση της κατασκευής και των γεωμετρικών της χαρακτηριστικών και παρουσιάζονται οι περιβαλλοντικές συνθήκες του υπό μελέτη θαλάσσιου πεδίου. Στο κεφάλαιο 3 παρατίθενται οι κυματικές θεωρίες με βάση τις οποίες πραγματοποιήθηκαν οι υπολογισμοί αλλά και ο τρόπος υπολογισμού της κινηματικής των σωματιδίων και των κυματικών φορτίσεων που ασκούνται στην κατασκευή. Το κεφάλαιο 4

αφορά την σύγκριση των αποτελεσμάτων με σχετικά διαγράμματα. Το κεφάλαιο 5 αφορά στον υπολογισμό των φορτίσεων και την σύγκριση των αποτελεσμάτων με σχετικά διαγράμματα . Τέλος το 6ο κεφάλαιο αφορά σε συμπεράσματα και προτάσεις για περεταίρω έρευνα και το 7ο στην Βιβλιογραφία που μελετήθηκε.

2 ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΚΑΙ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ ΕΔΡΑΣΗΣ

Η ΥΠΟ ΜΕΛΕΤΗ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ

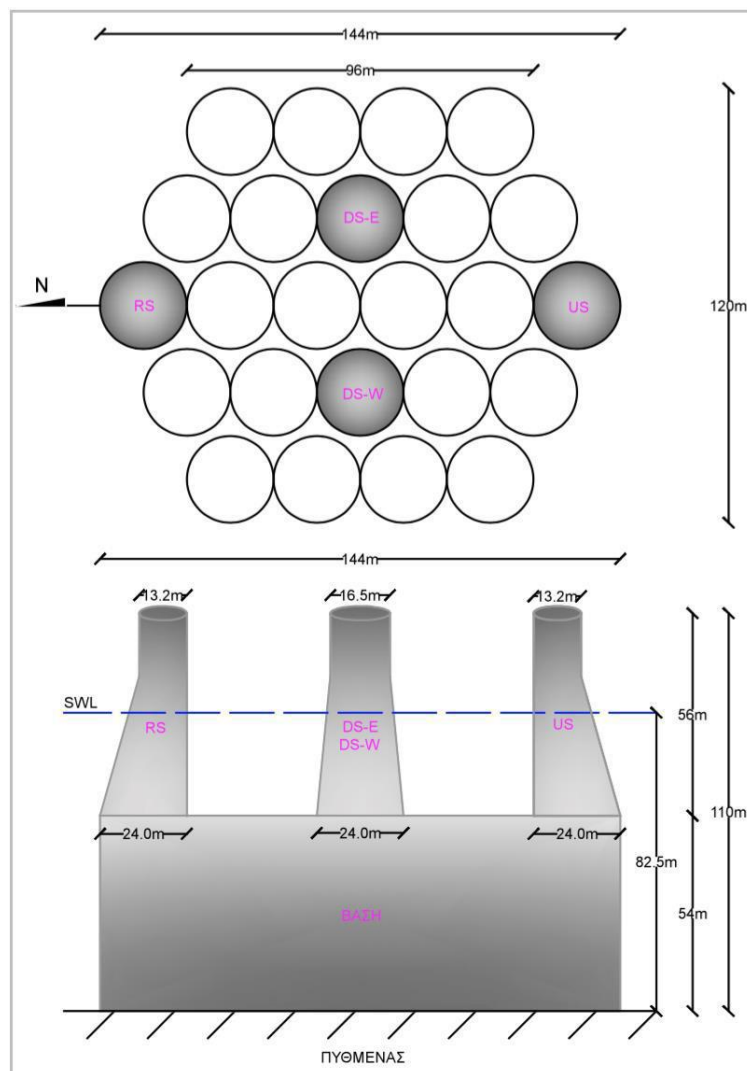
Η κατασκευή που μελετήθηκε είναι η Sleipner A της εταιρείας Statoil. Αποτελεί ένα έργο βαρύτητας Condeep GBS (Concrete- Deep water Gravity Based Structures) που κατασκευάστηκε από την NC (Norwegian Contractors) για την εξόρυξη ορυκτών καυσίμων στην Βόρεια Θάλασσα.



Εικόνα 1: Η εξέδρα Sleipner A, Bernt Jakobsen (1994)

Το βάθος έδρασής της είναι τα 82,5 μ. και θεμελιώνεται με μία βάση είκοσι τεσσάρων σκυρόδετων κυλίνδρων διαμέτρου 24 μ. και ύψους 54 μ. που δημιουργούν μια κυψελωτή επιφάνεια μέγιστης διαμέτρου 144 μ.

Η κυψελωτή βάση και το κατάστρωμα της πλατφόρμας συνδέονται μεταξύ τους με τέσσερις πόδες 56 μ. ύψους και μεταβλητής διατομής, με διάμετρο βάσης ίση με 24 μ. Όπως αναλύθηκε και στην διπλωματική εργασία των προπτυχιακών μου σπουδών, οι πόδες αναλύονται στις βόρεια (riser shaft-RS) και νότια κολόνα (utility shaft-US) που η διάμετρός τους αγγίζει τα 13.2 μέτρα στο μέγιστο ύψος τους και στις ανατολική και δυτική κολόνα (drill shaft) DS-E και DS-W αντίστοιχα με διάμετρο 16.5 μέτρων στο μέγιστο (κοινό) τους ύψος.



Εικόνα 2: Κάτοψη και όψη της Sleipner A GBS, Νίκη Κανάκη(2017)

ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΙΚΕΣ ΣΥΝΘΗΚΕΣ

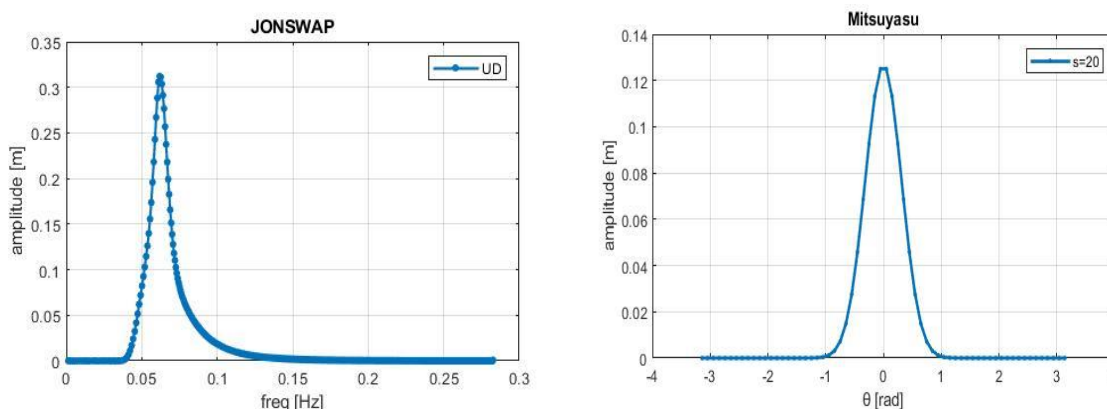
Οι συνθήκες του κυματικού πεδίου είναι γνωστές καθώς πρόκειται για μια υπαρκτή κατασκευή και αναλύονται στον πίνακα των Swan C., Katsardi, V. (2012). εν προκειμένω $H_s=17.2\text{m}$, που αποτελεί το 33% των κυματικών υψών, όσο και το μέγιστο ύψος κύματος, εν προκειμένω $H_{max} = 31.82\text{ m}$ που είναι το ύψος σχεδιασμού και το οποίο σύμφωνα με τον κανονισμό DNV 2010^[10] λαμβάνεται ίσο με $H_{max}=1.85H_s$. Η υψομετρική διαφορά μεταξύ της ελεύθερης επιφάνειας του νερού και του πυθμένα, δηλαδή το βάθος του νερού, είναι $d = 82.5\text{m}$ ενώ η περίοδος κορυφής του φάσματος είναι ίση με $T_p=16\text{s}$.

Πίνακας 1: Swan C., Katsardi, V. (2012). Περιβαλλοντικές συνθήκες

Βάθος	$d=82.5\text{m}$
Φάσμα, $S_{nn}(f)$	JONSWAP
Περίοδος κορυφής	$T_p=16\text{s}$
Σημαντικό ύψος	$H_s=17.2\text{m}$
Μέγιστο ύψος κύματος (DNV 2010)	$H_{\max}=31.82\text{m}$
Σχετική περίοδος κύματος (NewWave)	$T_{tt}=13.4\text{s}$
Παράμετρος κατευθυντικότητας (Mitsuyasu)	$s=20, \infty$
Τυπική απόκλιση (Κανονική κατανομή)	$\sigma_\theta=18^\circ$
Συντελεστής μείωσης κινηματικών μεγεθών (Steady Waves)	$\Phi=0.953$

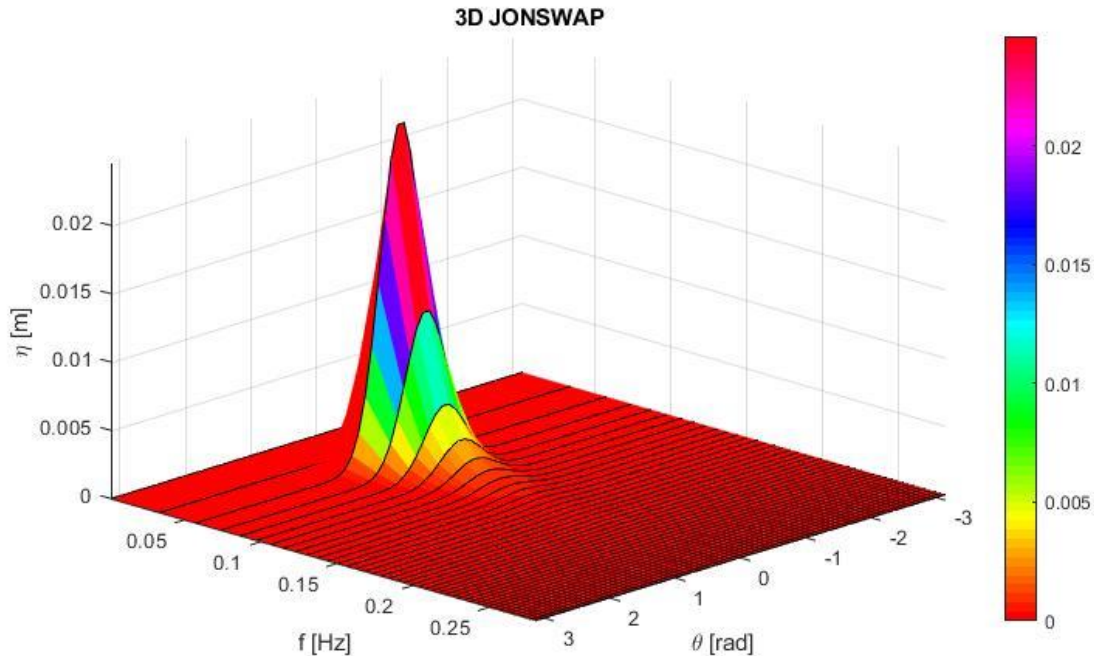
Τόσο στην παρούσα όσο και στην διπλωματική εργασία του 2021, τα φάσματα που χρησιμοποιούνται στα συγκριτικά αποτελέσματα είναι τα JONSWAP και Torsethaugen και αναλύθηκαν διεξοδικά κατά το παρελθόν.

Η κατευθυντικότητα του κυματικού πεδίου εισάγεται με την κατανομή Mitsuyasu με παράμετρο κατευθυντικότητας $s \rightarrow \infty$ για την μελέτη των μονοκατευθυντικών κυματισμών και $s = 20$ (ή $\cos^{2s}(\theta)$) για τους κατευθυντικούς σε αντιστοιχία με μια κανονική κατανομή τυπικής απόκλισης $\sigma_\theta = 18^\circ$.



Διάγραμμα: 1 (α) Ενεργειακό φάσμα κατανομής σε συχνότητες (β). Ενεργειακό φάσμα κατανομής σε διευθύνσεις.

Διάγραμμα: 2 Τρισδιάστατη απεικόνιση ενεργειακού φάσματος JONSWAP σε συχνότητες.



MONTELO NEW WAVE

Με σκοπό την συγκριτική παράθεση διαγραμμάτων, οι υπολογισμοί των κανονικών κυματισμών έγιναν σε τρία κυματικά γεγονότα ως εξής:

Κυματικό γεγονός 1: $\{H_s, T_p\} = \{17.2, 16\}$

Κυματικό γεγονός 2: $\{H_{max}, T_p\} = \{31.82, 16\}$

Κυματικό γεγονός 3: $\{H_{max}, T_{tt}\} = \{31.82, 13.4\}$

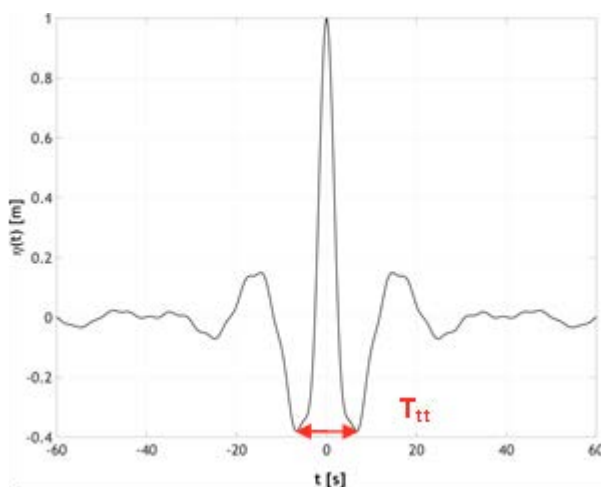
ενώ όσων αφορά στους τυχαίους κυματισμούς ως εξής:

Κυματικό γεγονός 1: $\{H_s, s \rightarrow \infty\}$

Κυματικό γεγονός 2: $\{H_{max}, s \rightarrow \infty\}$

Οι μονοχρωματικές θεωρίες μειώθηκαν γραμμικά με μειωτικό συντελεστή $\Phi=0.953$ για να συγκριθούν με τις κατευθυντικές λύσεις. Η σχετική περίοδος κύματος T_{tt} είναι η περίοδος κύματος που ορίστηκε στο μοντέλο New Wave που σύμφωνα με τους Katsardi and Swan (2009) δίνει πιο ρεαλιστικά αποτελέσματα στο μοντέλο.

Διάγραμμα: 3 Μοντέλο NewWave σύμφωνα με τον φάσμα Torsethaugen. Συνάρτηση αυτό-συσχέτισης υποκείμενου φάσματος για μέγιστη ανύψωση επιφάνειας $\eta_{max}=1m$.

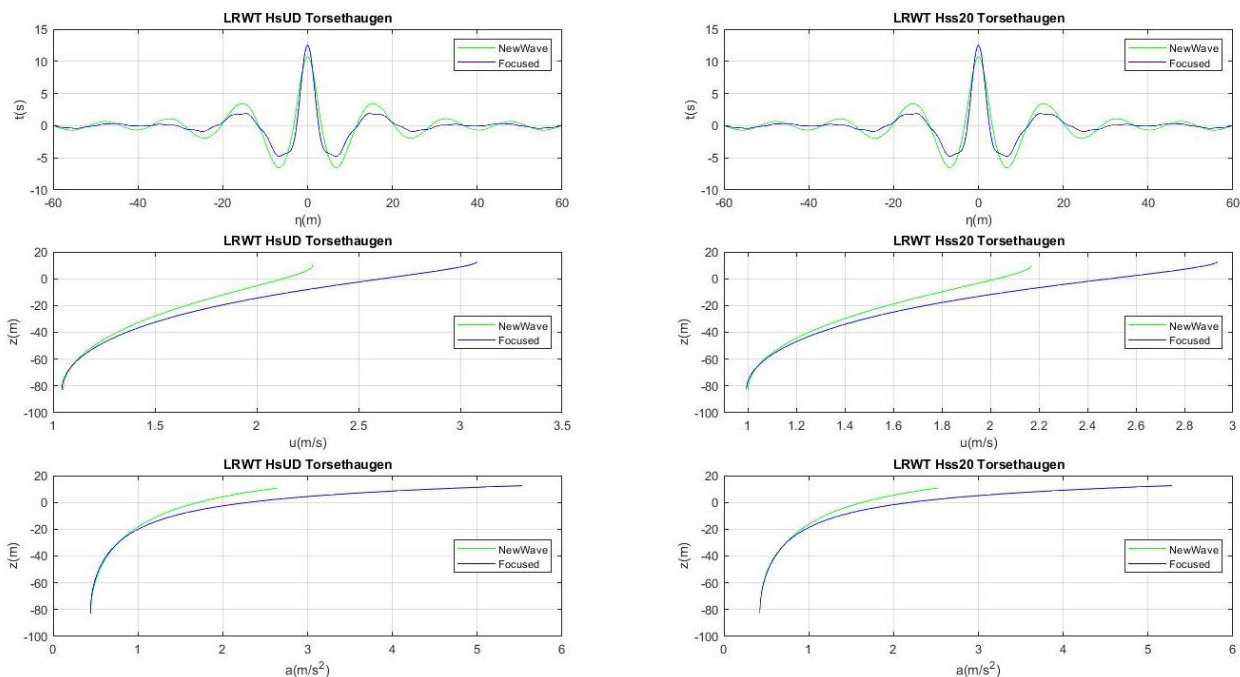


ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΟΥ ΜΟΝΤΕΛΟΥ NEW WAVE

Οι Tromans et al.(1991) παρουσίασαν το γραμμικό μοντέλο NewWave. Αυτό το μοντέλο εισάγει μια μορφική αναπαράσταση του πιο πιθανού μεγάλου κυματισμού, για μια γραμμική κατάσταση του πεδίου, όπου η ανύψωση του κύματος φτάνει στην μέγιστη τιμή της, η_{max} . Για να περιγραφεί αυτός ο μεγάλος κυματισμός και να συμπεριληφθούν όλες οι διαφορετικές συχνότητες και φάσεις των κυματικών συνιστωσών, το μοντέλο χρησιμοποιεί τη συνάρτηση αυτοσυσχέτισης. Η συνάρτηση αυτή δημιουργείται με την εφαρμογή του αντίστροφου γρήγορου μετασχηματισμού Fourier (Inverse FFT) στο αντίστοιχο φάσμα. Αυτό ουσιαστικά δημιουργεί μια τεχνητή κατάσταση συντονισμού, όπου οι γραμμικές συνιστώσες τοποθετούνται σε επαλληλία με την υπόθεση ότι είναι συμφασικές ώστε να συντονίζονται. Στην συνέχεια ορίζεται μια περίοδος κύματος και αυτό μπορεί να συμβεί με του εξής τρόπους:

- Με την **περίοδο κορυφής φάσματος** T_p
- Με την **σχετική περίοδο κύματος** T_{tt} η οποία ορίζεται ως η χρονική απόσταση ανάμεσα στις διαδοχικές κοιλίες που γειτνιάζουν με την μέγιστη κορυφή.
- Με την **μέθοδο zero crossing** σύμφωνα με την οποία η περίοδος του κύματος είναι η χρονική απόσταση μεταξύ των διαδοχικών σημείων μηδενισμού της κυματικής ανύψωσης, τόσο στις περιπτώσεις που η μορφή της χρονοϊστορίας είναι αυξανόμενη (zero up-crossing) όσο και στις περιπτώσεις που είναι μειούμενη (zero down-crossing).

Στην παρούσα μελέτη, εξετάστηκε η πρακτική σημασία του μοντέλου NewWave, προγραμματίζοντας μοντέλα τυχαίων κυματισμών με και χωρίς την εφαρμογή του μοντέλου.



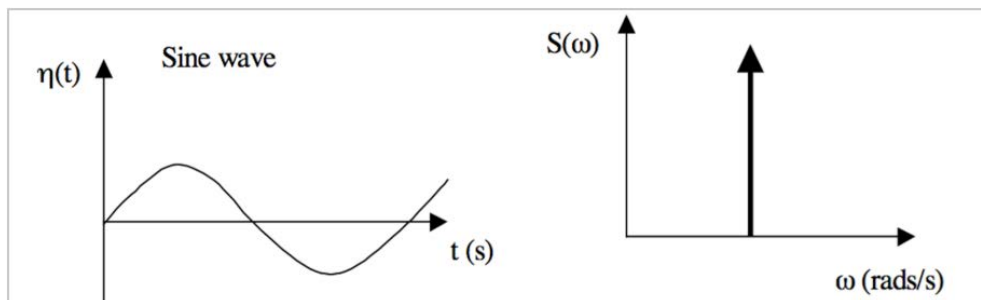
Εικόνα 3: Γραφική απεικόνιση τις χρονοϊστορίας της ελεύθερης επιφάνειας, της ταχύτητας και της επιτάχυνσης με το βάθος για κατευθυντικούς και μονοκατευθυντικούς κυματισμούς εφαρμόζοντας και μη ένα μοντέλο New Wave.

Οι κυματικές θεωρίες συγκρίνονται με εφαρμογή του μοντέλου New Wave. Στο κανονικό (non New Wave) φάσμα η ενέργεια είναι διαμοιρασμένη σε πολύ ευρύτερο πεδίο συχνοτήτων με αποτέλεσμα ο συντονισμός (focusing) όλων αυτών των κυμάτων να δημιουργεί ένα τεράστιο κύμα με δραματική διαφορά από αυτά που έρχονται πριν και μετά από αυτό. Επίσης η συγκέντρωση ενέργειας στις υψηλές συχνότητες προσδίδει σαφώς αυξημένες ταχύτητες και επιταχύνσεις. Ωστόσο το κύμα αυτό δεν αποτελεί την ιδανική ρεαλιστική απεικόνιση ενός τυπικού μεγάλου κύματος.

3 ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΘΕΩΡΙΕΣ

ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (STEADY WAVES)

Τα κυματικά μοντέλα κανονικών κυματισμών, χαρακτηρίζονται από περιοδικότητα καθώς διατηρούν την μορφή και τα χαρακτηριστικά τους σε κάθε περίοδο. Συνεπώς παρόλο που η ροή δεν είναι μόνιμη, τους αποδόθηκε ο όρος 'steady waves'. Συντελούνται από απλές εξισώσεις, πλήθος παραδοχών και συνοδεύονται από αναλυτικές λύσεις. Η ενέργεια συσσωρεύεται γύρω από μια συχνότητα που αντιστοιχεί στο μέγιστο πλάτος του κυματισμού, ενώ το φάσμα αντιπροσωπεύεται από ένα σημείο στο πεδίο των συχνοτήτων.

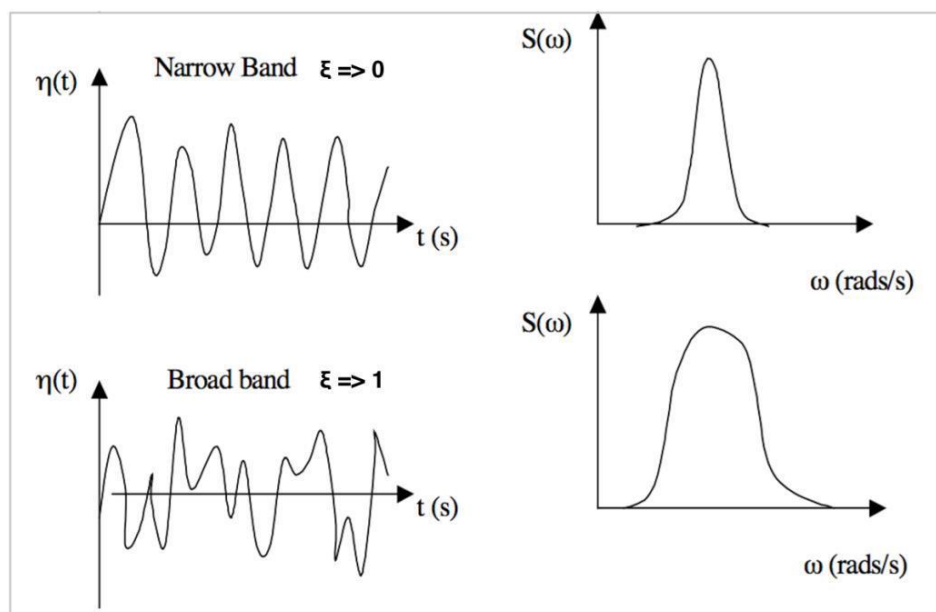


εικόνα 4:Κυματική ανύψωση και φάσμα συχνοτήτων κανονικού κυματισμού, Airy (1870) ^[1]

Οι κυματισμοί αυτοί υπολογίστηκαν σύμφωνα με τα μοντέλα γραμμικών κυματισμών Stokes 1st, Stokes 2nd, Stokes 5th, Fourier 18th και η ανάλυση του τρόπου υπολογισμού τους έγινε εκτενώς στην διπλωματική εργασία των προπτυχιακών μου σπουδών.

ΤΥΧΑΙΟΙ- ΜΗ ΚΑΝΟΝΙΚΟΙ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΙ (RANDOM WAVES)

Οι μη κανονικοί κυματισμοί φέρουν διαφορετικές συχνότητες μεταξύ τους και αντιπροσωπεύουν τους τυχαίους κυματισμούς της πραγματικής θάλασσας. Προκύπτει πλέον ένα εύρος τιμών συχνοτήτων οι οποίες αντιστοιχούν σε διαφορετικά πλάτη κυματισμών.



εικόνα 5: Κυματική ανύψωση και φάσμα συχνοτήτων μη κανονικού κυματισμού, Gibson, R. & Swan, C., *The evolution of large ocean waves: the role of local and rapid spectral changes*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 2007^[1]

Όσο πιο μικρό εύρος διαφορετικών τιμών εντοπίζεται στο διάγραμμα της ελεύθερης επιφάνειας τόσο πιο στενό προκύπτει το φάσμα των συχνοτήτων. Η μορφή των κυματισμών αλλάζει σε σχέση με τον χρόνο, χωρίς να αλλοιώνονται τα χαρακτηριστικά τους, λόγω της μη κανονικότητας του πραγματικού κυματικού πεδίου. Τα κυματικά μοντέλα τυχαίων κυματισμών αφορούν πλέον στις τρεις διαστάσεις και δεν αγνοούν την κατευθυντικότητα που διέπει τους πραγματικούς κυματισμούς.

Στην παρούσα μελέτη, προστίθενται στα μοντέλα τυχαίων κυματισμών και αναλύονται παρακάτω, τα κυματικά μοντέλα SD (Second Order Random Wave Theory – Sharma & Dean)

και H-OS Ocean (High- Order Spectral). Η μελέτη τους πραγματοποιήθηκε για να συγκριθούν με τα μοντέλα LRWT και BST που αναλύθηκαν στην προπτυχιακή διπλωματική εργασία.

MONTELO TYXAIΩN KYMATISMΩN 2ΗΣ ΤΑΞΗΣ (SECOND ORDER RANDOM WAVE THEORY-SHARMA & DEAN)

Οι Longuet-Higgins και Stewart (1960) πρότειναν μια λύση για την αλληλεπίδραση μεταξύ δύο γραμμικών κυματικών συνιστωσών, εισάγοντας τους όρους αθροίσματος και διαφοράς συχνότητας (frequency-sum και frequency-difference terms) σε μια γραμμική περιγραφή του θαλάσσιου πεδίου. Αργότερα, οι Sharma και Dean (1981), βασιζόμενοι σε αυτά τα αποτελέσματα, συνδύασαν τις αλληλεπιδράσεις κάθε πιθανής συνδυασμένης ελεύθερης γραμμικής κυματικής συνιστώσας σε μια τυχαία κατάσταση της θάλασσας, καταλήγοντας σε μια δευτεροτάξια μη γραμμική λύση γνωστή ως Second Order Wave Random Theory (SD). Αυτή η θεωρία παρέχει μια προσέγγιση της επίδρασης της μη γραμμικότητας και συνδυάζεται με το μοντέλο NewWave δεύτερης τάξης, για τον καθορισμό του πιο πιθανού σχήματος ενός "μεγάλου" κυματισμού, όταν η διαφορά φάσης μεταξύ των κυματισμών είναι μηδενική και τα εύρη των κυματισμών αντιστοιχούν στο φάσμα.

Στη συνέχεια, η λύση κανονικοποιείται μέσω μιας επαναληπτικής διαδικασίας, με σκοπό την επίτευξη του κατάλληλου ύψους σχεδιασμού (H_{max}) που αντιστοιχεί σε συγκεκριμένη πιθανότητα υπέρβασης. Η εισαγωγή της κατευθυντικότητας που χαρακτηρίζει τους τυχαίους κυματισμούς και η ακρίβεια της επαναληπτικής διαδικασίας, που επιτυγχάνεται μόνο με την εισαγωγή μεγάλου αριθμού συνιστωσών, κάνουν το μοντέλο των Sharma και Dean ιδιαίτερα χρονοβόρο.

Οι Katsardi και Swan (2009) εξέτασαν την ακρίβεια των λύσεων αυτού του μοντέλου, με τα αποτελέσματα να δείχνουν ότι ο υπολογισμός των ταχυτήτων των κυματισμών μεγάλης καμπυλότητας μπορεί να παρουσιάζει σφάλματα κοντά στην ελεύθερη επιφάνεια. Αυτό συμβαίνει επειδή το τελευταίο τμήμα του φάσματος δυσκολεύει την περιγραφή της κατανομής των ταχυτήτων. Αντί της εμπειρικής διόρθωσης των γραμμικών κυματισμών, η διόρθωση αυτού του φαινομένου επιτυγχάνεται με την αποκοπή της κορυφής του ενεργειακού φάσματος σε κάποιο πολλαπλάσιο της συχνότητας κορυφής του φάσματος, συνηθέστερα μεταξύ $3\omega_p$ και $3.5\omega_p$ (όπου ω_p είναι η συχνότητα κορυφής του φάσματος). Στην έρευνά μας, εφαρμόστηκε αποκοπή στο $f_{end}=3.45f_p=0.215$ Hz.

Σύμφωνα με τους Sharma και Dean, το ρευστό θεωρείται ασυμπίεστο και η ροή αστρόβιλη. Ισχύει η εξίσωση συνέχειας της μάζας για ασυμπίεστο ρευστό $\text{div} \vec{U} = 0$, όπου $\vec{U} = (u, v, w)$ η ταχύτητα στις τρεις διευθύνσεις καθώς και η εξίσωση Laplace $\nabla^2 \phi = 0$ σε όρους δυναμικού ροής. Οι οριακές συνθήκες του μοντέλου βασίζονται στη θεωρία διαταραχών (perturbation theory). Το δυναμικό, η ελεύθερη επιφάνεια και ο όρος του Bernoulli αναπτύσσονται σε δυνάμεις της καμπυλότητας, ε, ως εξής:

$$\varphi(x, y, z, t) = \varphi^{(1)}(x, y, z, t) + \varphi^{(2)}(x, y, z, t) \quad \text{Εξίσωση 3.1}$$

$$\eta(x, y, z, t) = \eta^{(1)}(x, y, z, t) + \eta^{(2)}(x, y, z, t) \quad \text{Εξίσωση 3.2}$$

$$Q(t) = Q^{(1)}(t) + Q^{(2)}(t) \quad \text{Εξίσωση 3.3}$$

- (1) αφορά στον γραμμικό όρο

- (2) αφορά στον όρο 2ης τάξης

Κινηματική οριακή συνθήκη πυθμένα (Kinematic Bottom Boundary Condition-KBBC):

$$\frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial z} = 0, \text{ στο } z=-d \quad \text{Εξίσωση 3.4}$$

$$\frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial z} = 0, \text{ στο } z=-d \quad \text{Εξίσωση 3.5}$$

Κινηματική οριακή συνθήκη επιφάνειας (Kinematic Free-Surface Boundary Condition-KFSBC):

$$\frac{\partial^2 \varphi^{(1)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial z} - \frac{\partial Q^{(1)}}{\partial t} = 0, \text{ στο } z=0 \quad \text{Εξίσωση 3.6}$$

$$\frac{\partial^2 \varphi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial z} - \frac{\partial Q^{(2)}}{\partial t} = \eta^{(1)} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial^2 \varphi^{(1)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial t} (|\vec{\nabla} \varphi^{(1)}|^2), \text{ στο } z=0 \quad \text{Εξίσωση 3.7}$$

Δυναμική οριακή συνθήκη επιφάνειας Dynamic Free-Surface Boundary Condition-DFSBC):

$$\eta^{(1)} = -\frac{1}{g} \left[\frac{\partial \varphi^{(1)}}{\partial t} + Q(t) \right], \text{ στο } z=0 \quad \text{Εξίσωση 3.8}$$

$$\eta^{(2)} = -\frac{1}{g} \left[\frac{\partial \varphi^{(2)}}{\partial t} + \frac{1}{2} |\vec{\nabla} \varphi^{(1)}|^2 + Q^{(2)} + \frac{\eta^{(1)} \partial^2 \varphi^{(1)}}{\partial t \partial z} \right], \text{ στο } z=0 \quad \text{Εξίσωση 3.9}$$

Επειδή η εξίσωση που περιγράφει την επιφάνεια είναι άγνωστη, για μικρές παραμέτρους αναπτύγματος, οι προαναφερόμενες συνθήκες εφαρμόζονται στη στάθμη ηρεμίας. Οι όροι διαφοράς (difference terms), οι οποίοι είναι εκτός φάσης, παίζουν σημαντικό ρόλο στο τελικό προφίλ της ανύψωσης σε μικρά και μεσαία βάθη. Το δυναμικό και η ανύψωση 2ης τάξης ορίζονται ως εξής:

$$\begin{aligned} \varphi^{(2)}(x, y, z, t) &= \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N b_i b_j = \frac{\cosh[k_{ij}^-(d+z)]}{\cosh(k_{ij}^-d)} \frac{D_{ij}^-}{\sigma_i - \sigma_j} \sin(\psi_i - \psi_j) \\ &+ \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N b_i b_j = \frac{\cosh[k_{ij}^+(d+z)]}{\cosh(k_{ij}^+d)} \frac{D_{ij}^+}{\sigma_i + \sigma_j} \sin(\psi_i + \psi_j) \quad \text{Εξίσωση 3.10} \end{aligned}$$

$$\eta^{(2)}(x, y, z, t) = \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \alpha_i \alpha_j = \left[\frac{D_{ij}^- - [\vec{k}_i \vec{k}_j + (R_i R_j)]}{\sqrt{R_i R_j}} + (R_i + R_j) \right] \cos(\psi_i - \psi_j)$$

$$\frac{1}{4} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \alpha_i \alpha_j = \left[\frac{D_{ij}^+ - [\vec{k}_i \vec{k}_j - (R_i R_j)]}{\sqrt{R_i R_j}} + (R_i + R_j) \right] \cos(\psi_i + \psi_j) \text{ Εξίσωση 3.11}$$

όπου:

$$-k_{ij}^- = |\vec{k}_i - \vec{k}_j|$$

$$-k_{ij}^+ = |\vec{k}_i + \vec{k}_j|$$

$$-\psi_i = \vec{k}_i \vec{x} + \omega_i t + \varepsilon_i$$

$$-b_i: \text{ συντελεστές του εύρους κύματος, } b_i = \frac{a_i \omega_i}{g}$$

$$-D_{ij}^-, D_{ij}^+: \text{ συντελεστές κατά Sharma και Dean}$$

$$-R_i, R_j: \text{ συντελεστές κατά Sharma και Dean}$$

Οι εξισώσεις ταχύτητας και επιτάχυνσης αποτελούνται από έναν γραμμικό όρο που αντιστοιχεί σε αυτόν της LRWT και έναν μη γραμμικό, δευτεροτάξιο όρο ως εξής:

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x}, v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} \text{ Εξίσωση 3.12}$$

$$ax = \frac{\partial u}{\partial t}, ay = \frac{\partial v}{\partial t}, az = \frac{\partial w}{\partial t} \text{ Εξίσωση 3.13}$$

Όπως και στην LRWT, ακολουθείται μια επαναληπτική διαδικασία μέχρι την επίτευξη του επιθυμητού ύψους κύματος που εν προκειμένω είναι γνωστό και ίσο με αυτό της LRWT.

ΜΟΝΤΕΛΟ ΦΑΣΜΑΤΟΣ ΜΕΓΑΛΗΣ ΤΑΞΗΣ H-OS Ocean (High- Order Spectral)

Το μοντέλο H-OS Ocean, Ducroz et al. 2016, αποτελεί μια τεχνική λύση που αναπτύχθηκε για να μελετάει υψηλά μη γραμμικά πεδία μεγάλων κυματισμών της ανοιχτής θάλασσας σε άπειρα και πεπερασμένα βάθη. Επιλύει προβλήματα που εφαρμόζονται στην ελεύθερη επιφάνεια με την χρήση μιας ψευδοφασματικής μεθόδου που δεν εφαρμόζεται σε μεταβαλλόμενα βάθη ή σε κυματισμούς που βρίσκονται σε θραύση. Το μοντέλο διατίθεται σε μορφή ενός ακριβούς και αποτελεσματικού κώδικα που αναπτύσσεται σύμφωνα με τους όρους της Γενικής Δημόσιας Άδειας GNU (GPLv3).

Για την εφαρμογή του μοντέλου, θεωρείται μια ορθογωνική διατομή του ρευστού, σταθερού βάθους, ενώ το ρευστό θεωρείται ασυμπίεστο και η ροή αστρόβιλη. Το δυναμικό της ταχύτητας περιγράφεται από την εξίσωση Laplace.

$$\nabla^2 \varphi = 0 \Rightarrow \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \text{ Εξίσωση 3.14}$$

Κινηματική και δυναμική οριακή συνθήκη επιφάνειας (Kinematic and Dynamic Free-Surface Boundary Condition-KDFSBC):

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = (1 + |\nabla \eta|^2)W - \nabla \tilde{\varphi} \nabla \eta \text{ Εξίσωση 3.15}$$

$$\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial t} = -g\eta - \frac{1}{2}|\nabla \tilde{\varphi}|^2 + \frac{1}{2}(1 + |\nabla \eta|^2)W^2 \text{ Εξίσωση 3.16}$$

-W: η κατακόρυφη ταχύτητα που υπολογίζεται σύμφωνα με τους West et al.

Θεωρώντας την διατομή άπειρη και εξαρτώμενη από την εξίσωση Laplace και την οριακή συνθήκη πυθμένα, χρησιμοποιούνται και περιοδικές συνοριακές συνθήκες:

$$(\eta, \tilde{\varphi}, W)(x = 0, t) = (\eta, \tilde{\varphi}, W)(x = L_x, t) \text{ Εξίσωση 3.17}$$

Επιτρέπεται έτσι και ο καθορισμός της φασματικής βάσης Ψ_m της οποίας το δυναμικό είναι διευρυμένο:

$$\varphi(x, z, t) = \sum_m A_m(t) \Psi_m(x, z) = \sum_m \frac{A_m(t) \cosh[k_m(z+h)]}{\cosh(k_m h)} \exp(ik_m x) \text{ Εξίσωση 3.18}$$

$-k_m = m\Delta k_x = m\frac{2\pi}{L_x}$: οι κυματαριθμοί.

ενώ η επιφάνεια ερμηνεύεται κάνοντας χρήση των γρήγορων μετασχηματισμών Fourier (FFTs):

$$\tilde{\varphi}(x, t) = \sum_m B_m^{\tilde{\varphi}}(t) \exp(ik_m x) \text{ Εξίσωση 3.19}$$

$$\eta(x, t) = \sum_m B_m^{\eta}(t) \exp(ik_m x) \text{ Εξίσωση 3.20}$$

Γνωρίζοντας την κατακόρυφη ταχύτητα W , την κυματική ανύψωση η και το δυναμικό της ταχύτητας $\tilde{\varphi}$ στην επιφάνεια, είναι εφικτό να αναχθεί η κυματική κλίση ε σε σειρά έως την τάξη M του HOS με του όρους $\varphi^{(m)}$ να αποτελούν ποσότητες της κλίσης $\varepsilon^{(m)}$.

$$\varphi(x, z, t) = \sum_{m=1}^M \varphi^{(m)}(x, z, t) \text{ Εξίσωση 3.21}$$

Το πρόβλημα των μετασχηματισμών Dirichlet για $\varphi^{(m)}(x, z, t)$ απλοποιείται σε $\varphi^{(m)}(x, 0, t)$ αναπτύσσοντας σειρές Taylor γύρω από το $z = 0$.

Οι Ducroz et. Al (2011) απέδειξαν το μοντέλο HOS ως ακριβέστερο και πιο αποδοτικό σε σύγκριση με άλλα προηγμένα μοντέλα, τα οποία μάλιστα πλησίαζαν τις λύσεις του HOS μόνο όσο αυξανόταν η εισαγωγή της μη γραμμικότητας σε αυτά.

4 ΚΥΜΑΤΙΚΕΣ ΦΟΡΤΙΣΕΙΣ

ΕΞΙΣΩΣΗ MORISON

Η υπό μελέτη κατασκευή αποτελείται από δομικά μέλη μικρής διαμέτρου. Ως εκ τούτου οι κυματικές φορτίσεις που ασκούνται σε αυτά μπορούν να υπολογιστούν με την εξίσωση του Morison (Morison et al., 1950):

$$F = C_D \frac{1}{2} \rho u |u| D + C_M \rho \frac{\pi D^2}{4} \frac{\partial u}{\partial t} \quad \text{Εξίσωση 4.1}$$

όπου:

F : είναι η δύναμη ανά μονάδα μήκους [Nm^{-1}]

C_D : είναι ο συντελεστής συρτικής δύναμης [-]

C_M : είναι ο συντελεστής αδρανειακής δύναμης [-]

ρ : είναι η πυκνότητα του ρευστού [kgm^{-3}]

D : είναι η διάμετρος του κυλίνδρου [m]

u : είναι η οριζόντια ταχύτητα των σωματιδίων [m/s]

Για να εφαρμοστεί η εξίσωση του Morison, είναι απαραίτητο να θεωρηθεί ότι το μέλος δεν επηρεάζει σημαντικά τη ροή. Αυτό καθορίζεται από τον λόγο του χαρακτηριστικού μήκους του μέλους προς το μήκος του κυματισμού $\frac{D}{\lambda}$ που πρέπει να είναι μικρότερος του 0.2.

Η εξίσωση 4.1 αποτελείται από δύο όρους που συμβάλλουν στη συνολική δύναμη με διαφορετική επιρροή. Ο πρώτος όρος αναφέρεται στη συρτική ή οπισθέλκουσα δύναμη (drag force, FD), η οποία εξαρτάται από την ταχύτητα των σωματιδίων. Αυτή η δύναμη προκύπτει από τη διαφορά πίεσης μεταξύ της ανάντη και κατάντη πλευράς του μέλους λόγω της ύπαρξης ιξώδους, καθορίζοντας ουσιαστικά τον βαθμό «αποκόλλησης» της ροής από το μέλος. Ο δεύτερος όρος αντιπροσωπεύει την αδρανειακή δύναμη (inertia force, FM), η οποία εξαρτάται από την επιτάχυνση των σωματιδίων του ρευστού και προκύπτει από τη μεταβαλλόμενη κατανομή πίεσης. Αυτή η δύναμη είναι σημαντική σε κάθε περίπτωση ροής, αλλά γίνεται κυρίαρχη κυρίως σε συνθήκες μικρών ταχυτήτων.

Οι συνιστώσες της συνολικής δύναμης, δηλαδή η συρτική και η αδρανειακή δύναμη, έχουν διαφορά φάσης $\pi/2$ και επηρεάζονται αμφότερες από την πυκνότητα του νερού και την επιφάνεια στην οποία αυτό προσπίπτει.

Όπως προαναφέρθηκε τόσο η συρτική όσο και η αδρανειακή συνιστώσα έχουν μοναδικό βαθμό συμβολής στην διαμόρφωση της συνολικής δύναμης και αυτός καθορίζεται από τους συντελεστές της συρτικής (C_D) και της αδρανειακής (C_M) δύναμης αντιστοίχως. Οι συντελεστές αυτοί εξαρτώνται από τις εξής αδιάστατες παραμέτρους:

$$CD = CD(Re, KC, \Delta)$$

$$CM = CM(Re, KC, \Delta)$$

όπου:

Re : ο αριθμός **Reynolds**

KC : ο αριθμός **Keulegan-Carpenter**

Δ : η τραχύτητα του μέλους

Ο αριθμός **Reynolds** καθορίζεται από τον τύπο:

$$Re = \frac{UD}{\nu} = \frac{\text{inertia forces}}{\text{viscous forces}} \quad \text{Εξίσωση 4.2}$$

όπου:

U : είναι η μέγιστη οριζόντια ταχύτητα των σωματιδίων του κύματος [m/s]

D : είναι το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, εν προκειμένω η διάμετρος [m]

ν : είναι το κινηματικό ιξώδες του ρευστού [m^2/s]

και αναλόγως την τιμή του γίνεται αντιληπτή η φύση του φορτίου. Συγκεκριμένα, για μεγάλο αριθμό **Re** ο χαρακτήρας του φορτίου τείνει να είναι αδρανειακός.

Αντιστοίχως, ο αριθμός **Keulegan-Carpenter (KC)** καθορίζεται από τον τύπο:

$$KC = \frac{UT}{D} \quad \text{Εξίσωση 4.3}$$

U : είναι η μέγιστη οριζόντια ταχύτητα των σωματιδίων του κύματος [m/s]

T : είναι η περίοδος του κυματισμού [s]

D : είναι το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, εν προκειμένω η διάμετρος [m]

Εμπειρικές μετρήσεις έδειξαν ότι όταν ο αριθμός KC είναι μικρός ($KC < 5$), η ταχύτητα ροής είναι μικρή σε σχέση με το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, καθιστώντας τις αδρανειακές δυνάμεις κυρίαρχες. Αντίθετα, ένας μεγάλος αριθμός KC ($KC > 20$) υποδηλώνει ότι η ταχύτητα ροής είναι αρκετά σημαντική για να αγνοηθεί, με αποτέλεσμα οι συρτικές δυνάμεις να είναι κυρίαρχες. Για ενδιάμεσες τιμές του αριθμού KC , και οι δύο δυνάμεις θεωρούνται εξίσου σημαντικές.

Η τραχύτητα του στερεού μέλους, εν προκειμένω του κυλίνδρου, ορίζεται από τον τύπο:

$$\Delta = \frac{k}{D} \quad \text{Εξίσωση 4.4}$$

όπου:

k : είναι το ύψος της τραχύτητας και εξαρτάται από το υλικό κατασκευής [m]

D : είναι το χαρακτηριστικό μήκος του μέλους, εν προκειμένω η διάμετρος [m]

ΑΝΑΠΑΡΑΣΤΑΣΗ ΚΥΜΑΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ

Η προσέγγιση των κυματικών φορτίσεων που ασκούνται στην Sleipner A έγινε για διεύθυνση διάδοσης 90° ως προς τον Βορρά.

ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΜΟΥ ΤΩΝ ΦΟΡΤΙΣΕΩΝ ΣΤΙΣ ΚΟΛΟΝΕΣ

Εξετάζοντας τα κριτήρια που απαιτούνται για να γίνει η χρήση της εξίσωσης του Morison, χρησιμοποιήθηκε ως κρίσιμη διάμετρος η μέγιστη διάμετρος των κυλίνδρων που βρίσκεται στην βάση τους. Ο λόγος της μέγιστης διαμέτρου προς το μήκος κύματος προέκυψε $D_{col_max}/\lambda \ll 0.2$ συνεπώς η χρήση της εξίσωσης είναι εφικτή. Εν συνεχεία, με βάση τον κανονισμό DNV (2010) και για την περίπτωση κυκλικής διατομής κυλίνδρων από σκυρόδεμα έγινε ο υπολογισμός των συντελεστών τόσο της συρτικής όσο και της αδρανειακής δύναμης. Για όλες τις κυματικές θεωρίες και τα κυματικά γεγονότα λήφθηκε υπόψη η διάμετρος στο μέγιστο ύψος κάθε κυλίνδρου. Συγκεκριμένα η βόρεια και νότια κολόνα έχουν διάμετρο $D_{RS,US} = 13.2m$ ενώ η ανατολική και η δυτική έχουν διάμετρο $D_{DS-E,DS-W} = 16.5m$. Παρόλο που μεγαλύτερη ακρίβεια θα μπορούσε να επιτευχθεί αν οι παράμετροι υπολογίζονταν σε σχέση με το βάθος, για την απόλυτη τήρηση της μεθοδολογίας της Ν. Κανάκη και την ορθή σύγκριση των αποτελεσμάτων των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen, χρησιμοποιήθηκαν οι προαναφερθείσες διαμέτροι. Η επιλογή αυτών των διαμέτρων έγινε επειδή σε αυτά τα σημεία εμφανίζονται οι δυσμενέστερες τιμές των σωματιδιακών ταχυτήτων και επιταχύνσεων. Παρατηρήθηκε μεγάλος αριθμός Reynolds, σε κάθε περίπτωση $Re > 10^6$, ενώ οι κύλινδροι σχεδόν λείοι με τραχύτητα $\Delta RS,US = 2.3 \cdot 10^{-4}$ και $\Delta DS-E,DS-W = 1.8 \cdot 10^{-4}$ για ύψος τραχύτητας σκυροδέματος $k_{concrete} = 3 \cdot 10^{-3}m$.

Ο αριθμός KC και οι συντελεστές C_D και C_M υπολογισμένοι με βάση τον κανονισμό DNV (2010) είναι οι εξής:

Πίνακας 2 Αριθμός KC και συντελεστές C_D C_M για κάθε κυματική θεωρία και κάθε κυματικό γεγονός.

Κυματική θεωρία	Κυματικό γεγονός	KC		C_D		C_M	
		RS,US	DS- E,W	RS,US	DS-E,W	RS,US	DS-E,W
Airy	{Hs, Tp}	5.245	4.196	0.480	0.386	1.901	1.947
	{Hmax, Tp}	12.074	9.659	0.721	0.769	1.601	1.707
	{Hmax, Ttt}	12.622	10.098	0.721	0.800	1.577	1.688
Stokes 2nd	{Hs, Tp}	5.69	4.552	0.512	0.411	1.882	1.932
	{Hmax, Tp}	15.060	12.048	0.721	0.702	1.529	1.602
	{Hmax, Ttt}	15.093	12.075	0.721	0.702	1.529	1.601
Stokes 5th	{Hs, Tp}	5.517	4.414	0.499	0.401	1.889	1.938
	{Hmax, Tp}	13.653	10.922	0.721	0.858	1.531	1.651
	{Hmax, Ttt}	13.501	10.801	0.721	0.849	1.538	1.657
Fourier 18th	{Hs, Tp}	5.517	4.413	0.499	0.401	1.889	1.938
	{Hmax, Tp}	13.665	10.932	0.721	0.858	1.531	1.651
	{Hmax, Ttt}	13.763	11.010	0.721	0.864	1.529	1.648
LRWT	{Hs, s=20}	7.966	6.373	0.676	0.538	1.782	1.852
	{Hmax, s=20}	15.932	12.745	0.721	0.702	1.529	1.571
	{Hs, s→∞}	8.364	6.691	0.705	0.561	1.764	1.838
BST	{Hmax, s→∞}	16.728	13.383	0.721	0.702	1.529	1.548
	{Hs, s=20}	7.966	6.373	0.676	0.538	1.782	1.852
	{Hmax, s=20}	15.932	12.745	0.721	0.702	1.529	1.571
	{Hs, s→∞}	8.364	6.691	0.705	0.561	1.764	1.838
	{Hmax, s→∞}	16.728	13.383	0.721	0.702	1.529	1.548

Ο υπολογισμός της μέγιστης δύναμης που ασκείται στην κατασκευή λόγω των κυματισμών πραγματοποιήθηκε με μια μεθοδολογία που συμπεριλαμβάνει την μεταβαλλόμενη διάμετρο των κυλίνδρων αυτής. Με βάση εάν τρισδιάστατο σύστημα αξόνων (x, y, z) ορίστηκαν οι άξονες ως εξής:

x : είναι ο άξονας της διεύθυνσης διάδοσης του κυματισμού

y : είναι ο κάθετος στον x άξονας

z : είναι ο κάθετος στο επίπεδο xy άξονας με θετικά φορά προς τα επάνω και αφετηρία την στάθμη ηρεμίας

ενώ η αρχή των αξόνων τοποθετήθηκε στο κέντρο βάρους της κολόνας για τις τιμές της μέγιστης διαμέτρου στην βάση. Οι κολόνες χωρίστηκαν σε τέσσερα τμήματα:

τμήμα 1-2: μέσω των σημείων **1** (x_1, y_1, z_1) και **2** (x_2, y_2, z_2)

τμήμα 2-3: μέσω των σημείων **2** (x_2, y_2, z_2) και **3** (x_3, y_3, z_3)

τμήμα 3-4: μέσω των σημείων **3** (x_3, y_3, z_3) και **4** (x_4, y_4, z_4)

τμήμα 4-5: μέσω των σημείων **4** (x_4, y_4, z_4) και **5** (x_5, y_5, z_5).

Το σημείο στο οποίο η ελεύθερη επιφάνεια του κυματισμού διαβρέχει κάθε χρονική στιγμή την κολόνα ορίζεται ως σημείο **1** (x_1, y_1, z_1) για το οποίο ισχύει:

$$\eta(x_1(t), y_1(t), t) = f_{col} \quad \text{Εξίσωση 4.5}$$

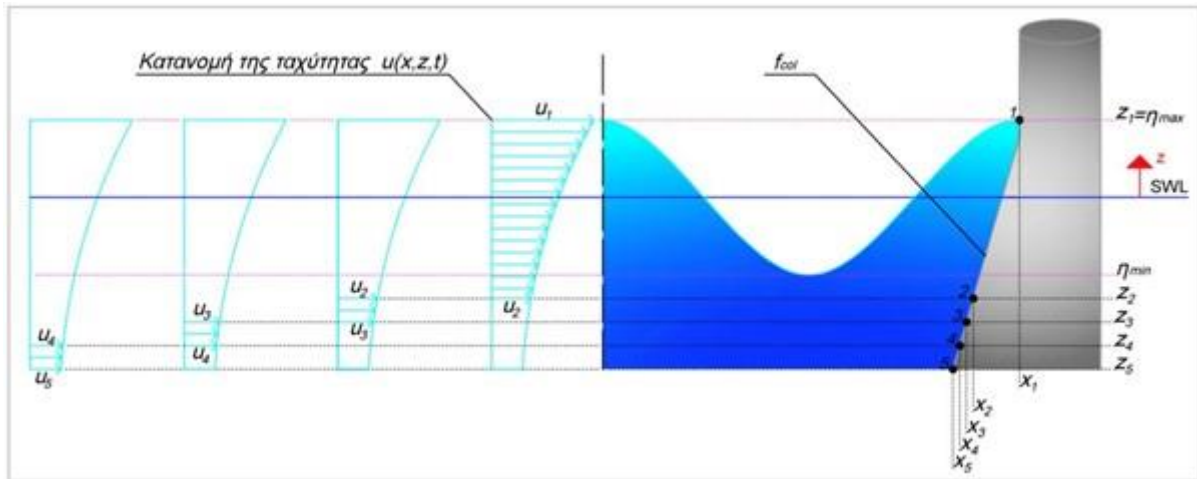
συνεπώς αυτό είναι μεταβλητό με τον χρόνο και η f_{col} αποτελεί την εξίσωση της επιφάνειας που προσπίπτει σε κάθε κολόνα, εξαρτώμενη από τα x, y . Στη συνέχεια, η εξίσωση 4.5 υποβάλλεται σε επαναληπτική διαδικασία με βήμα Δt . Στόχος αυτής της διαδικασίας είναι η εύρεση της τετμημένης του σημείου 1 ($x_1(t)$) για κάθε μία από τις κολόνες. Ταυτόχρονα, υπολογίζεται η ανύψωση της επιφάνειας του κυματισμού σε κάθε χρονική στιγμή ($z_1(t)$). Για την εύρεση των συντεταγμένων z των υπόλοιπων σημείων, θεωρήθηκαν συγκεκριμένα τμήματα ίσου βάθους κατά μήκος των κολόνων, με σταθερό σημείο την τιμή της συντεταγμένης z_1 της κάθε χρονικής στιγμής. Η τετμημένη x για κάθε σημείο υπολογίζεται στη συνέχεια με τη χρήση της εξίσωσης της κάθε κολόνας. Η τεταγμένη y για κάθε σημείο υπολογίζεται με βάση τη διάμετρο των κολόνων, η οποία προσδιορίζεται ως εξής:

$$D(z)_{col} = \begin{cases} \frac{D_{down} - D_{up}}{z_{down} - z_{up}} + D_{up}, & z \leq z_{up} \\ D_{up}, & z \geq z_{up} \end{cases} \quad \text{Εξίσωση 4.6}$$

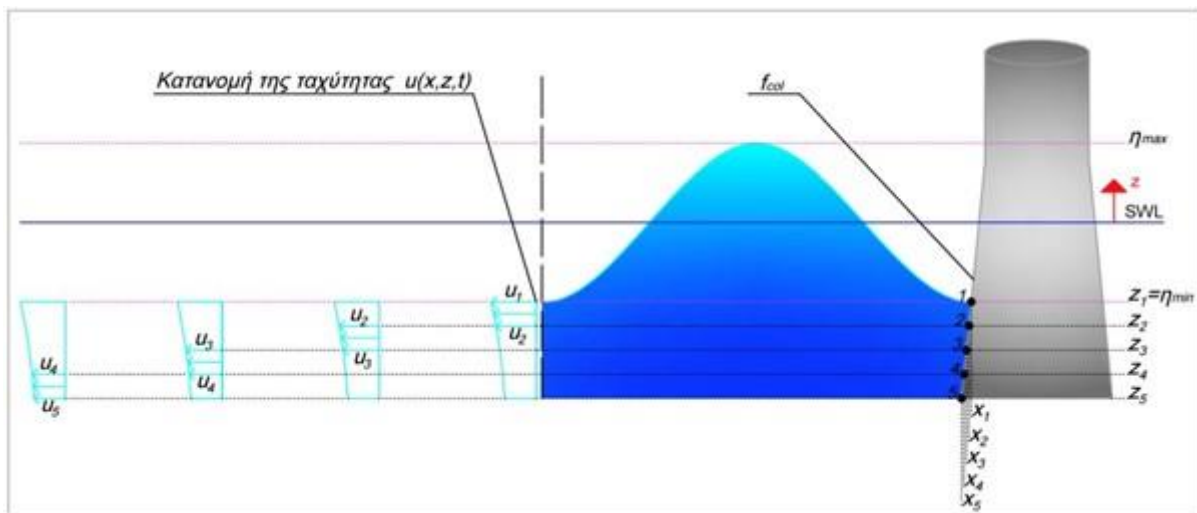
Πίνακας 3 Μέγιστες και ελάχιστες διαμέτροι κολόνων (Katsardi and Swan 2012)

Κολόνα	Μέγιστη διάμετρος D_{up} [m] ($z_{up}=10\text{m}$)	Ελάχιστη διάμετρος D_{down} [m] ($z_{down}=28.5\text{m}$)
<i>RS, US</i>	13.2	24
<i>DS-W, DS-E</i>	16.5	24

Οι εικόνες 6.2 και 6.3 αποτυπώνουν λεπτομερώς το σύστημα αξόνων που θεωρήθηκε για τον εντοπισμό των συντεταγμένων των τμημάτων 1-2, 2-3, 3-4 και 4-5.



Εικόνα 6: Βόρεια (RS) και Νότια (US) κολόνα κατά την μέγιστη ανύψωση



Εικόνα 7: Ανατολική (DS-E) και δυτική (DS-W) κολόνα κατά την μέγιστη ανύψωση

Η ταχύτητα κάθε τμήματος θεωρήθηκε ως το εμβαδόν τραπεζίου του εκάστοτε τμήματος γνωρίζοντας τις κατακόρυφες κατανομές της ταχύτητας και της επιτάχυνσης με το βάθος για όλες τις θέσεις x και τις χρονικές στιγμές t . Η βάση κάθε τραπεζίου αντιστοιχεί στην ταχύτητα των σημείων που υπολογίστηκαν ήδη ενώ το ύψος του αντιστοιχεί στην διαφορά βάθους των σημείων αυτών. Αντιστοίχως υπολογίστηκαν οι επιταχύνσεις των τμημάτων. Για κάθε ένα τμήμα επίσης, υπολογίστηκαν οι μέσες διάμετροι τους:

$$\text{τμήμα 1-2: } \frac{D_1+D_2}{2}, \text{ τμήμα 2-3: } \frac{D_2+D_3}{2}, \text{ τμήμα 3-4: } \frac{D_3+D_4}{2}, \text{ τμήμα 4-5: } \frac{D_4+D_5}{2}$$

η οποία χρησιμοποιήθηκε στην εξίσωση του **Morison** ως εξής:

$$F_{col} = C_D \frac{1}{2} \rho \sum_{i=1}^4 \left[\frac{(u_i |u_i| + u_{i+1} |u_{i+1}|)(z_i - z_{i+1})}{2} \cdot \frac{D_i + D_{i+1}}{2} \right] + C_M \rho \frac{\pi}{4} \sum_{i=1}^4 \left[\frac{\left(\frac{\partial u}{\partial t(i)} + \frac{\partial u}{\partial t(i+1)} \right) (z_i - z_{i+1})}{2} \cdot \left(\frac{D_i + D_{i+1}}{2} \right)^2 \right]$$

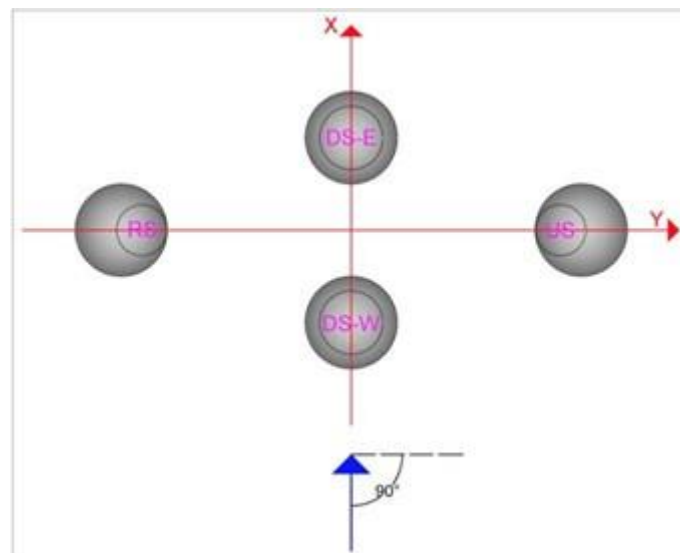
Εξίσωση 4.7

Αξίζει να σημειωθεί το γεγονός ότι η δυναμική φύση της φόρτισης επιτρέπει την εμφάνιση τόσο θετικών όσο και αρνητικών τιμών αυτής. Όμως οι αρνητικές τιμές αγνοούνται καθώς η εξίσωση που χρησιμοποιήθηκε (Morison) περιλαμβάνει την εκτίμηση δυνάμεων που δέχεται το μέτωπο έκαστης κολόνας με αποτέλεσμα οι αρνητικές τιμές να χάνουν το φυσικό τους νόημα.

Η προαναφερθείσα μεθοδολογία έλαβε χώρα σε όλες τις κυματικές θεωρίες που μελετήθηκαν στην παρούσα διπλωματική εργασία.

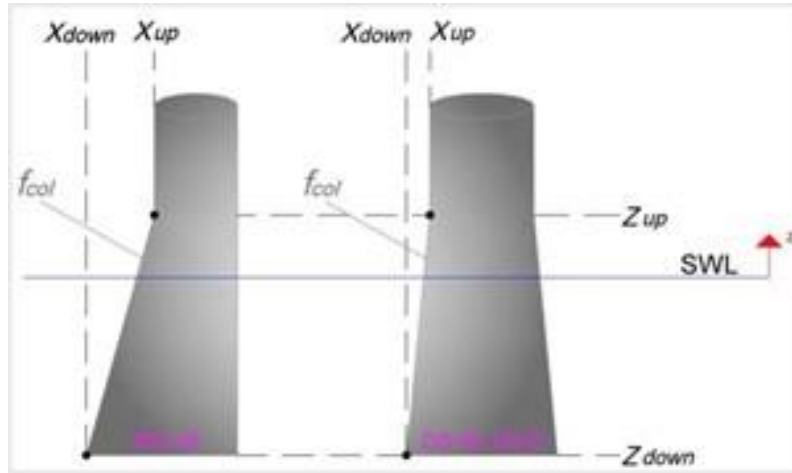
• ΔΙΕΥΘΥΝΣΗ ΔΙΑΔΟΣΗΣ ΚΥΜΑΤΟΣ 90 ΠΡΟΣ ΤΟΝ ΒΟΡΡΑ

Εφαρμόζοντας το καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων ως αναφέρθηκε προηγουμένως, λήφθηκε υπόψη η εμφάνιση της μέγιστης ανύψωσης του κύματος $\eta(x = 0, y = 0, t = 0)$ στο κέντρο βάρους της κατασκευής:



Εικόνα 8: Σύστημα συντεταγμένων για διεύθυνση διάδοσης 90° ως προς τον Βορρά

Υπήρξε χρονικό βήμα $\Delta t = 0.1s$ με βάση το οποίο για κάθε χρονική στιγμή πραγματοποιήθηκε υπολογισμός της συνολικής δύναμης που ασκείται σε κάθε μια εκ των κολόνων και εν τέλει αθροιστικά στο σύστημα και των τεσσάρων. Συνεπώς προέκυψε το μέγιστο συνολικό φορτίο που ασκείται σε αυτές καθώς και η χρονική στιγμή εμφάνισής του.



Εικόνα 9: Απεικόνιση των τετμημένων κάθε κολόνας για διεύθυνση διάδοσης κύματος 90° ως προς τον Βορρά

Πίνακας 4 Συντεταγμένες σημείων 'up' και 'down' κάθε κολόνας (Κανάκη 2017).

Κολόνα	x_{up} ($z_{up}=10\text{m}$)	x_{down} ($z_{down}=-28.5\text{m}$)
RS	-6.6	-12
US	-6.6	-12
DS-W	-32.25	-36
DS-E	15.75	12

Η εξίσωση κάθε κολόνας $f_{col} = x(z)$ και η τεταγμένη των σημείων για την συγκεκριμένη διεύθυνση διάδοσης του κυματισμού υπολογίστηκαν ως εξής:

$$f_{col} = x(z) = \begin{cases} \frac{x_{down} - x_{up}}{z_{down} - z_{up}} (z - z_{up}) + x_{up}, & z \leq z_{up} \\ x_{up}, & z \geq z_{up} \end{cases} \quad \text{Εξίσωση 4.8}$$

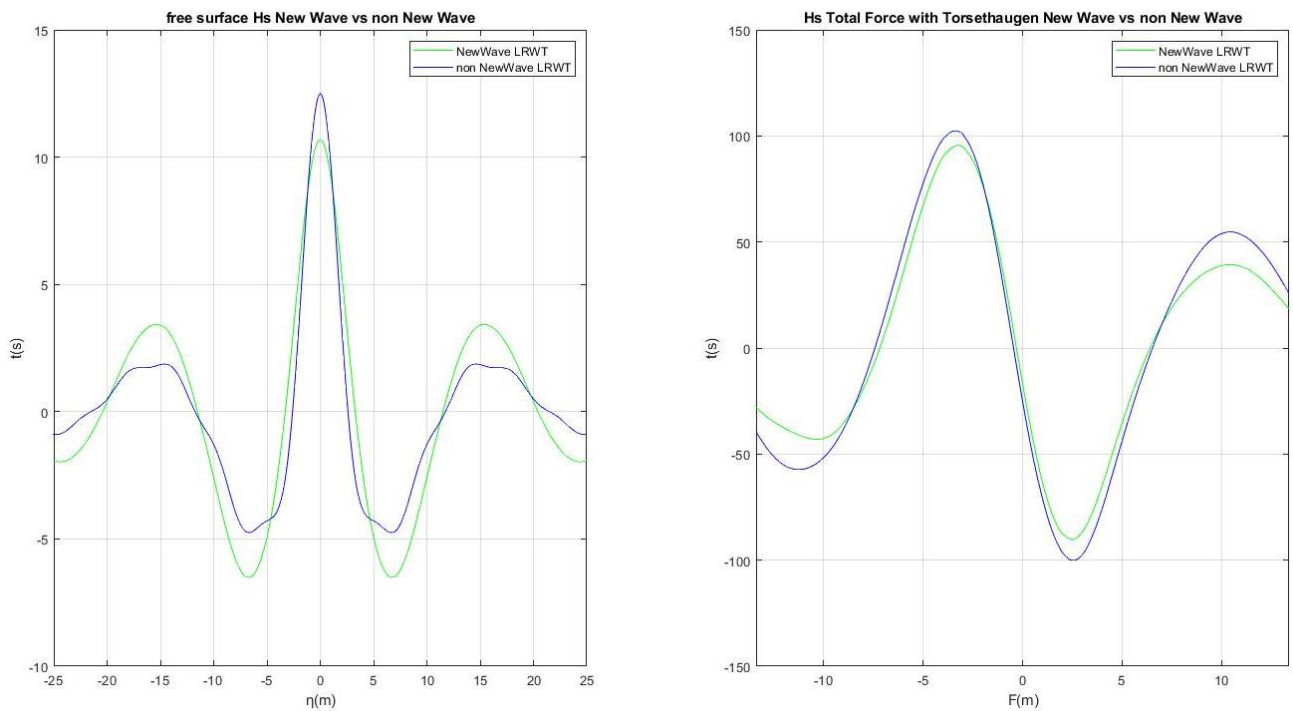
$$y_{RS}(z) = -(48 + \frac{D_{RS,US}(z)}{2}), \quad y_{US}(z) = -(48 + \frac{D_{RS,US}(z)}{2}), \quad y_{DS-W,DS-E}(z) = 0$$

Εξίσωση 4.9

Αξιοσημείωτο σε αυτό το σημείο είναι ότι λόγω συμμετρίας της κατασκευής όσον αφορά στις κολόνες, η κατανομή των ταχυτήτων και των επιταχύνσεων συμπίπτουν με την μονοκατευθυντική ροή. Συγκεκριμένα, η βόρεια και νότια κολόνα φέρουν ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά συνεπώς αρκεί ο υπολογισμός των φορτίσεων σε μία εξ αυτών.

5 ΣΥΓΚΡΙΣΗ ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΩΝ

ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΧΡΗΣΗΣ ΕΝΟΣ ΜΟΝΤΕΛΟΥ NEW WAVE

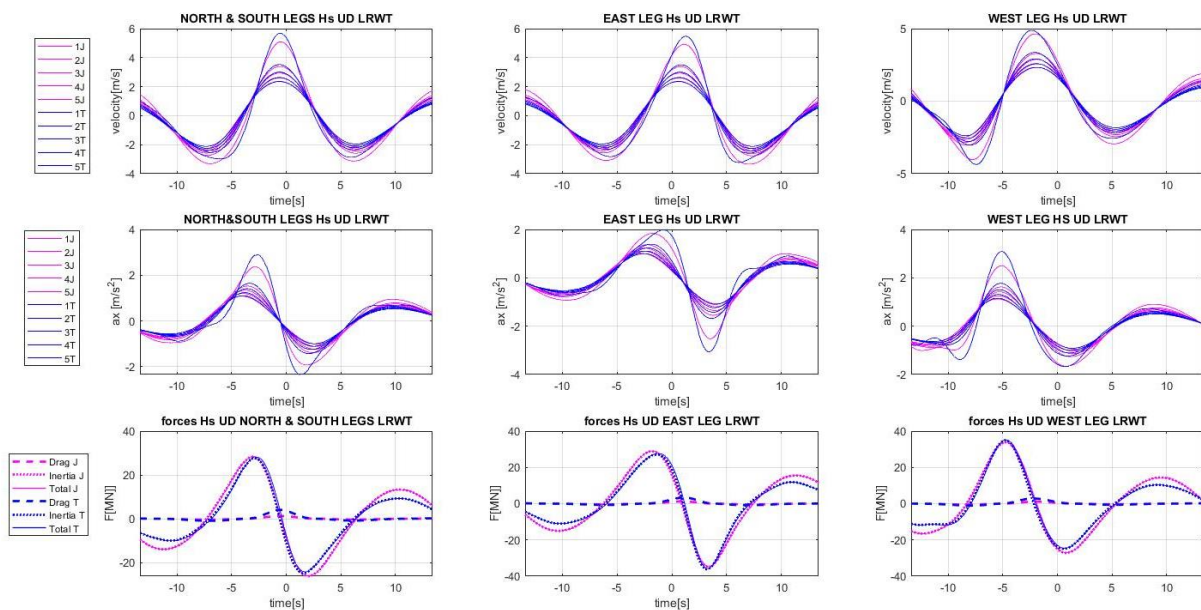


Εικόνα 10: Γραφική απεικόνιση των χρονοϊστορίων της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας και της συνολικής φόρτισης για την κυματική θεωρία LRWT με χρήση και χωρίς ενός μοντέλου New Wave

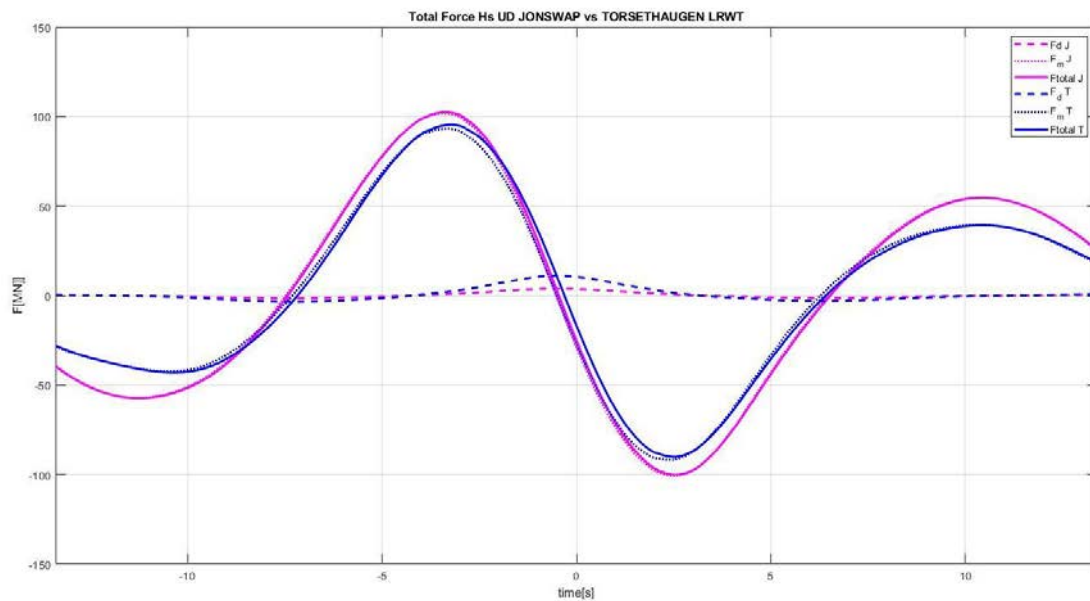
Στο φάσμα στο οποίο δεν εφαρμόζεται το μοντέλο New Wave η ενέργεια είναι διαμοιρασμένη σε πολύ ευρύτερο πεδίο συχνοτήτων με αποτέλεσμα ο συντονισμός (focusing) όλων αυτών των κυμάτων να δημιουργεί ένα τεράστιο κύμα με δραματική διαφορά από αυτά που έρχονται πριν και μετά από αυτό. Ωστόσο το κύμα αυτό δεν αποτελεί την ιδανική ρεαλιστική απεικόνιση ενός τυπικού μεγάλου κύματος. Τα μεγαλύτερα κύματα έχουν πολύ μεγάλη ταχύτητα, γεγονός που αποδίδεται στην συνολική φόρτιση χωρίς New Wave με πιο συντηρητικά αποτελέσματα από ότι θα συνέβαινε στο πραγματικό πεδίο εξαιτίας των τυπικών μεγάλων κυματισμών.

ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΟΡΘΗΣ ΕΠΙΛΟΓΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟΥ ΦΑΣΜΑΤΟΣ

ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ LRWT



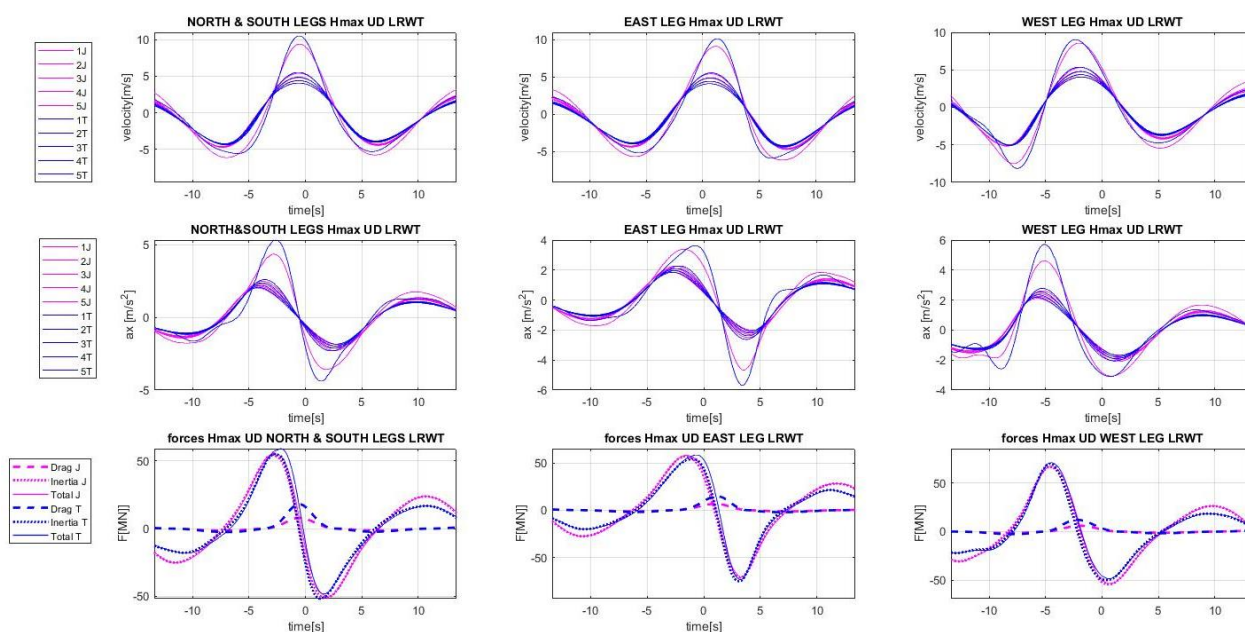
Εικόνα 11: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP(J) και Torsethaugen (T) για ύψος H_s με γραμμική θεωρία τυχαίων κυματισμών LRWT στους πόδες



Εικόνα 12: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_s με γραμμική θεωρία τυχαίων κυματισμών LRWT-συνολική φόρτιση

Ως προς τις μέγιστες τιμές της ταχύτητας και της επιτάχυνσης το φάσμα Torsethaugen αποδεικνύεται πιο επικίνδυνο. Αυτό συμβαίνει καθώς η ενέργειά του κατανέμεται σε πιο υψηλές συχνότητες. Ωστόσο στην φόρτιση, τα δύο φάσματα δίνουν παρόμοια αποτελέσματα, λόγω της ελεύθερης επιφάνειας. Συγκεκριμένα, οι αρμονικές της ταχύτητας κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια είναι σχεδόν κοινές και για τα δύο φάσματα. Εφόσον κατά τον υπολογισμό της φόρτισης πραγματοποιείται ολοκλήρωση με το βάθος, αυτές είναι οι αρμονικές της ταχύτητας που καθορίζουν το τελικό παρόμοιο αποτέλεσμα στην συνολική φόρτιση.

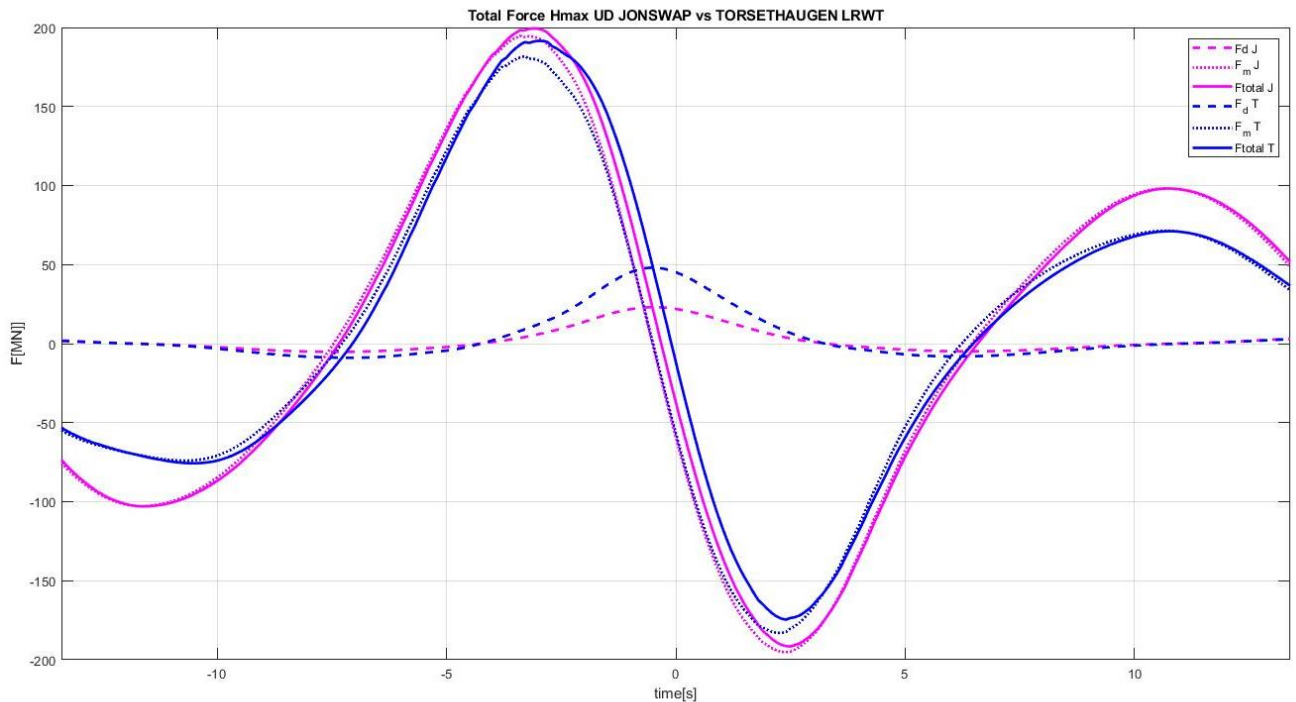
Όσον αφορά στις επιταχύνσεις, μόνο στις μέγιστες τιμές τους παρουσιάζουν μεγάλες διαφορές και στην πραγματικότητα αυτές αγγίζουν μικρό μέρος του πόδα. Στο συγκεκριμένο έργο που υπερισχύουν οι αδρανειακές δυνάμεις λόγω των μελών σχετικά μεγάλης διαμέτρου, οι επιταχύνσεις που ασκούν πραγματική επιρροή είναι αυτές κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια



Εικόνα 13: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος Hmax με γραμμική θεωρία τυχαίων κυματισμών LRWT στους πόδες.

Όσον αφορά στο Hmax, παρατηρείται αισθητή διαφορά στην οπισθέλκουσα δύναμη του φάσματος Torsethaugen. Η μη γραμμικότητα του ύψους σχεδιασμού κάνει την φόρτιση λιγότερο επηρεασμένη από την αδρανειακή δύναμη σε σχέση με τα αποτελέσματα του σημαντικού ύψους κύματος Hs και οδηγεί σε μεγαλύτερες διαφορές μεταξύ των δύο φασμάτων. Ο λόγος που το φάσμα Torsethaugen είναι πιο συντηρητικό από το JONSWAP είναι η μορφή της ελεύθερης επιφάνειας. Οι πιο μεγάλοι κυματισμοί έχουν πολύ μεγαλύτερες ταχύτητες και καθώς η οπισθέλκουσα δύναμη εξαρτάται από το τετράγωνο της ταχύτητας, αγγίζει επι μέρους εμφανώς σημαντικό ποσοστό της συνολικής φόρτισης που δέχεται η κάθε κολόνα. Ωστόσο

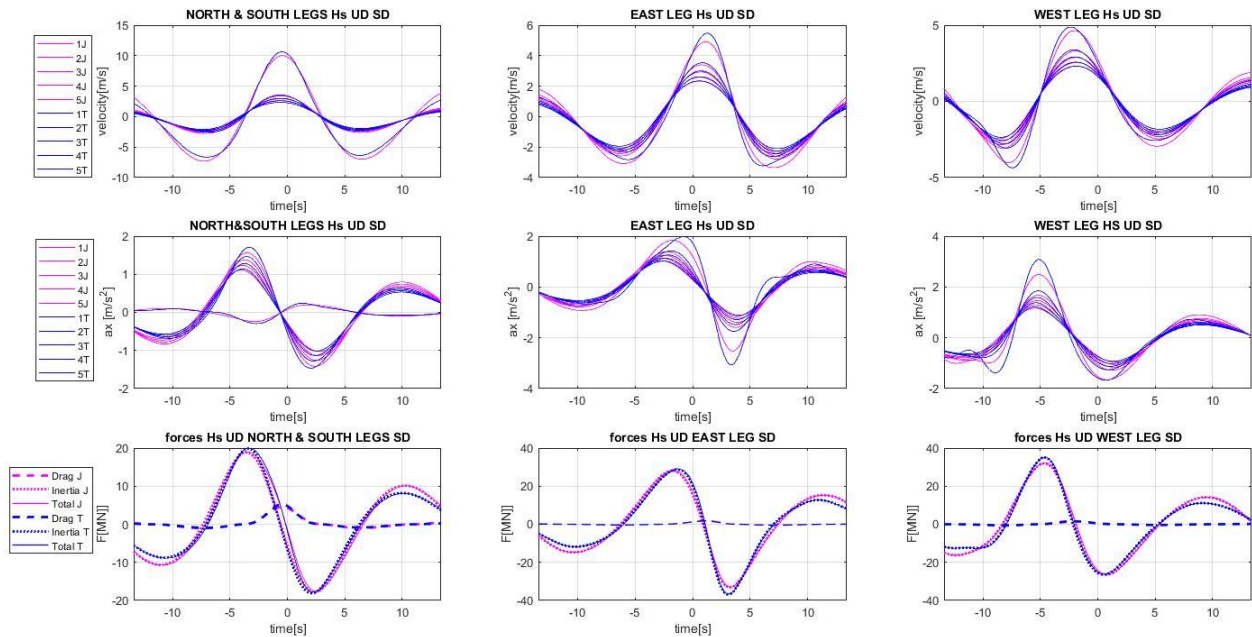
στην φόρτιση που δέχεται η κατασκευή συνολικά, το ποσοστό συμβολής της εξακολουθεί να είναι πολύ μικρό έναντι της αδρανειακής.



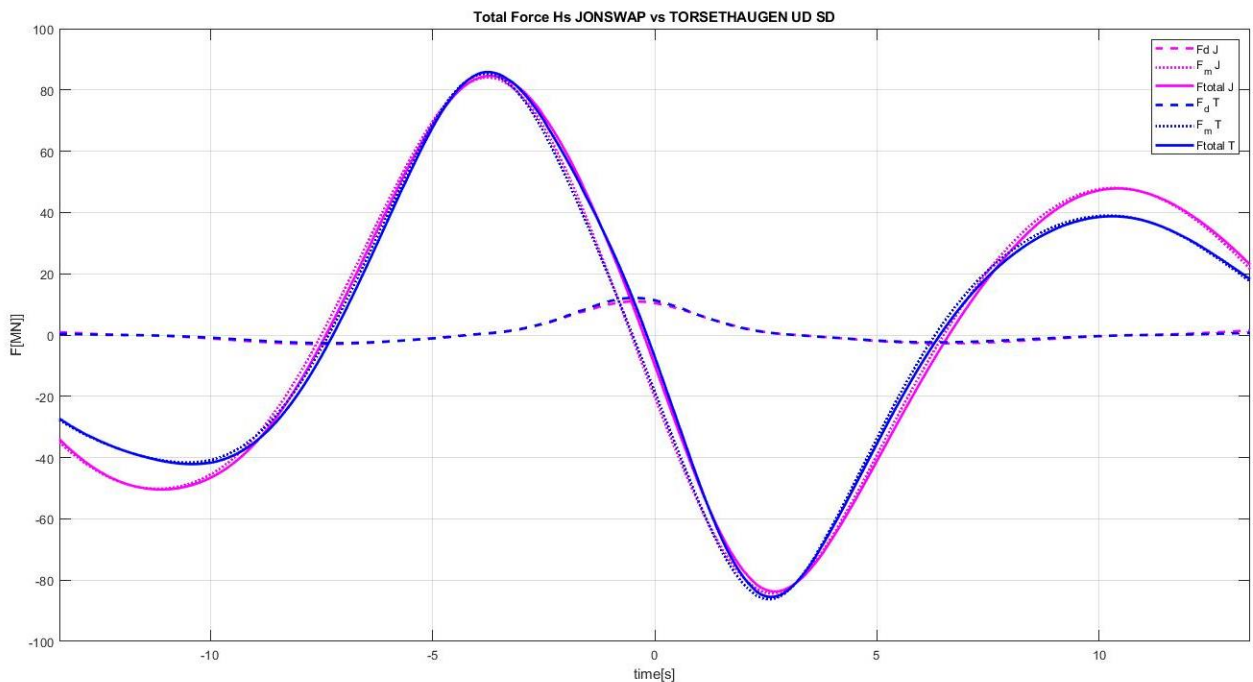
Εικόνα 14: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_{max} με γραμμική θεωρία τυχαίων κυματισμών LRWT- συνολική φόρτιση.

Ενδιαφέρον παρουσιάζει η συνολική φόρτιση στα διαγράμματα της οποίας, λόγω επαλληλίας όλων των δυνάμεων, το φάσμα JONSWAP είναι πιο συντηρητικό από το φάσμα Torsethaugen. Αυτό συμβαίνει καθώς οι απότομες κορυφές του Torsethaugen οδηγούν σε βιαιότερες εναλλαγές από θετικές σε αρνητικές τιμές φόρτισης στους πόδες σε σχέση με την ομαλή διακύμανση της φόρτισης με JONSWAP, που επιμέρους κυμαίνεται στις θετικές τιμές για μεγαλύτερα χρονικά διαστήματα.

ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ 2ΗΣ ΤΑΞΗΣ SD

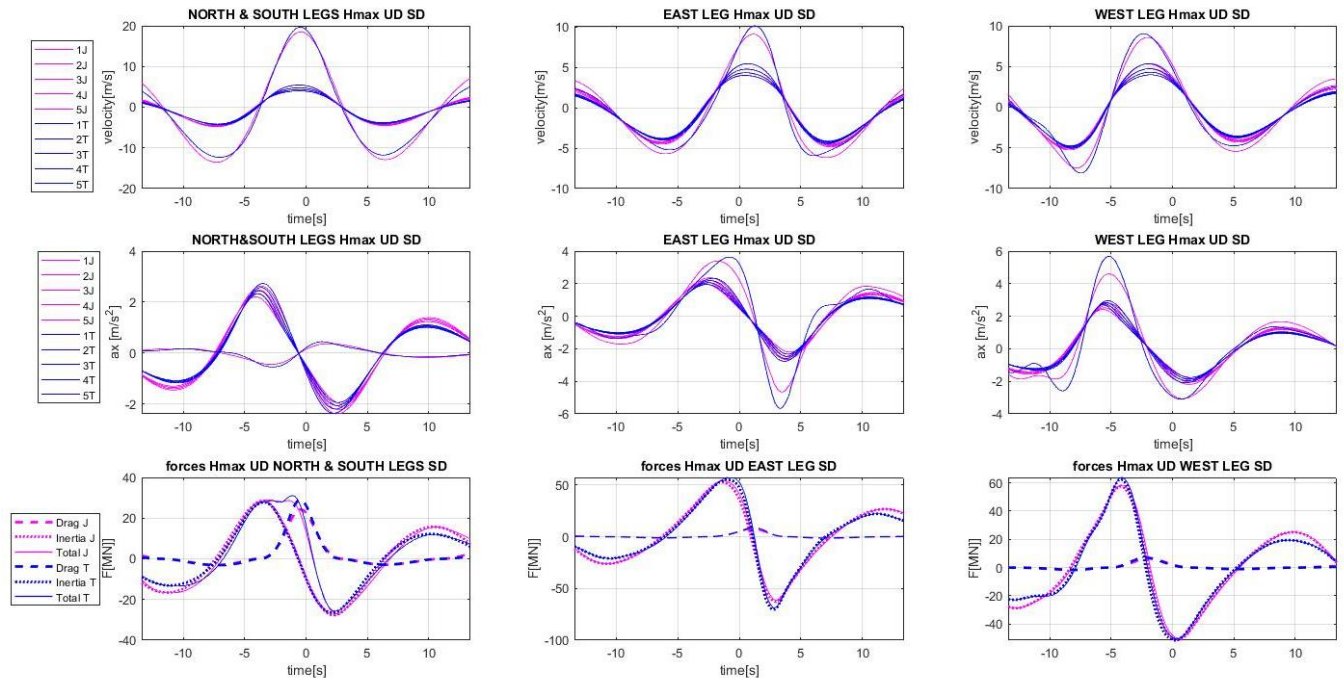


Εικόνα 15: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_s με την μη γραμμική θεωρία SD ανά πόδα.

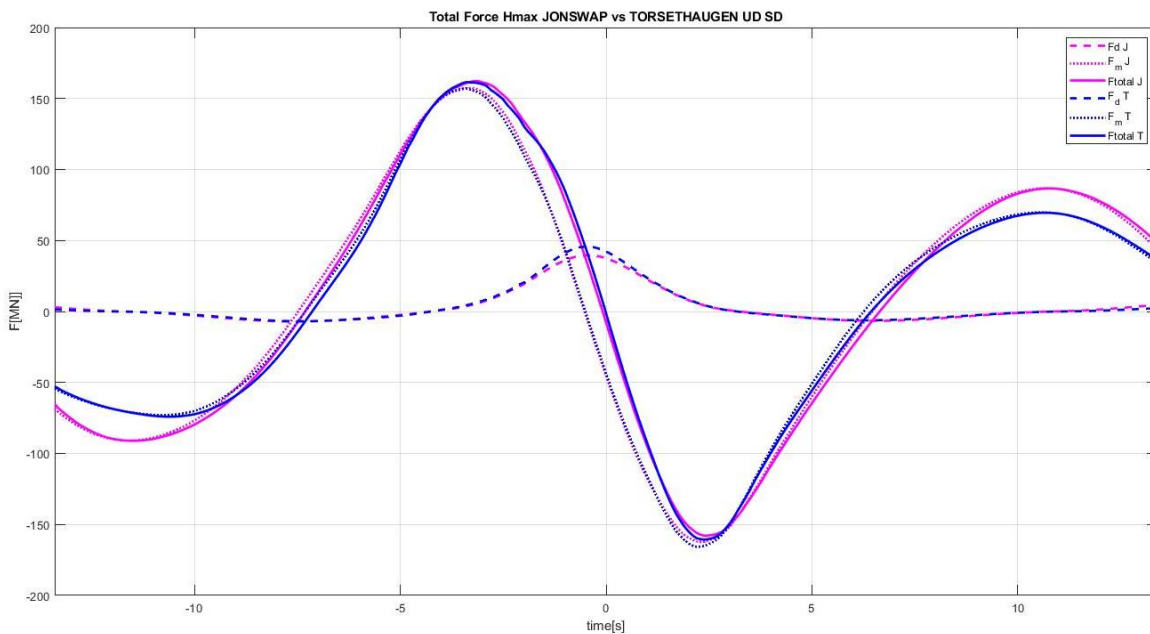


Εικόνα 16: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_s με την μη γραμμική θεωρία SD- συνολική φόρτιση

Η διόρθωση που προκαλεί στα παραπάνω η αύξηση της μη γραμμικότητας, κάνοντας χρήση μιας αναλυτικής λύσης δεύτερης τάξης, την θεωρία τυχαίων κυματισμών SD, μειώνει την διαφορά μεταξύ των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen.



Εικόνα 17: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_{max} με την μη γραμμική θεωρία SD ανά πόδα

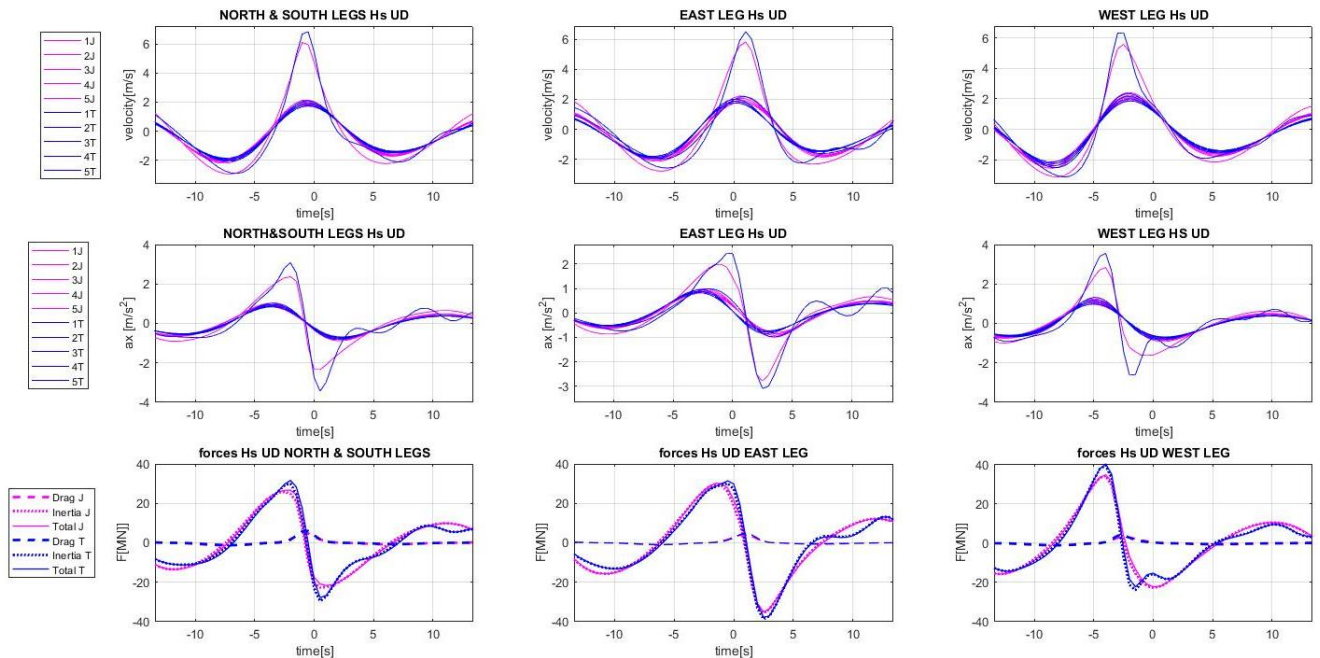


Εικόνα 18: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_{max} με την μη γραμμική θεωρία SD- συνολική φόρτιση

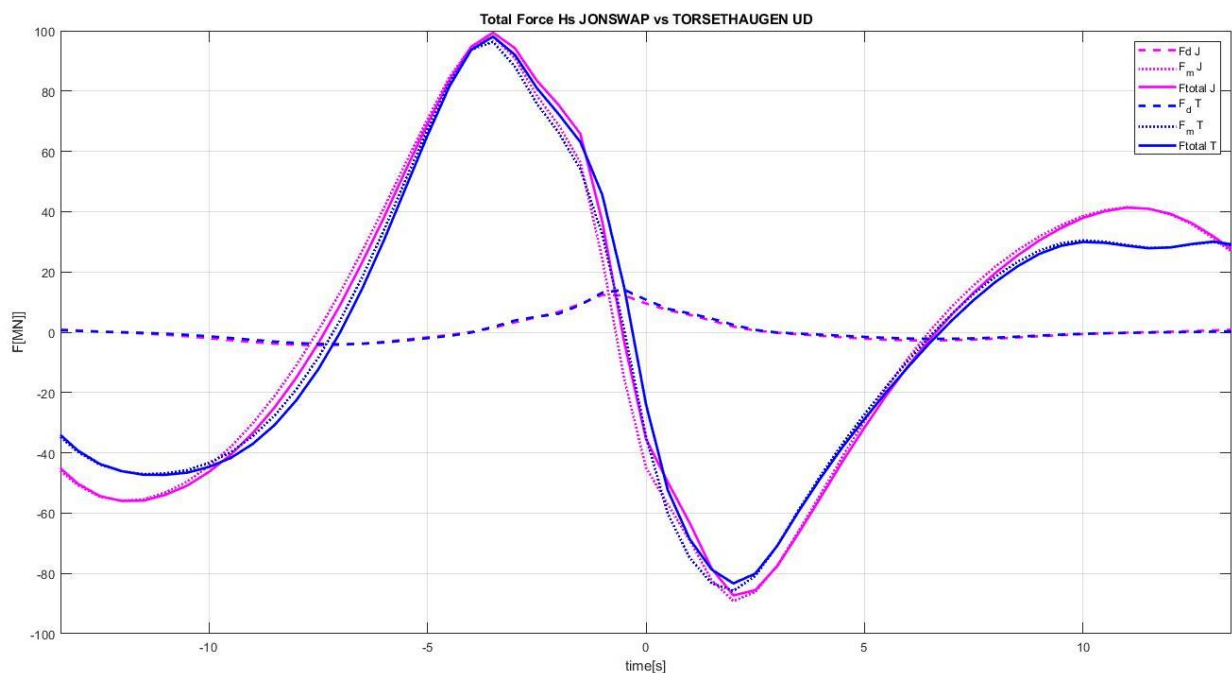
Στην σύγκριση των δύο φασμάτων για ύψος σχεδιασμού η διαφορά φάσης της ελεύθερης επιφάνειας κάνει το αποτέλεσμα των φορτίσεων μη αποδεκτό.

Το φάσμα Torsethaugen αποτελείται από περισσότερες συνιστώσες υψηλών συχνοτήτων που έχουν ανάγκη από μη γραμμικές λύσεις για να υπολογιστούν σωστά. Το γεγονός αυτό είναι ακόμη πιο αισθητό παρακάτω, στην γραφική απεικόνιση του μοντέλου HOS, όπου τα δύο φάσματα οδηγούν σε όμοια αποτελέσματα φορτίσεων.

ΠΛΗΡΩΣ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟ ΜΟΝΤΕΛΟ ΤΥΧΑΙΩΝ ΚΥΜΑΤΙΣΜΩΝ HOS

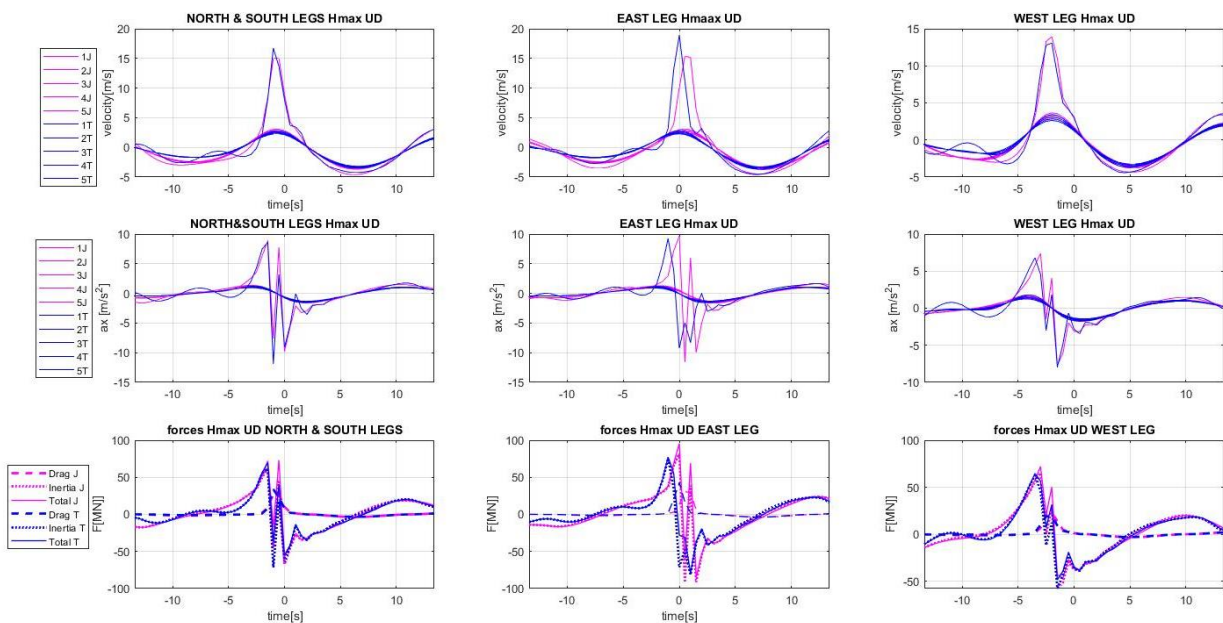


Εικόνα 19: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_s με το μοντέλο HOS ανά πόδα.

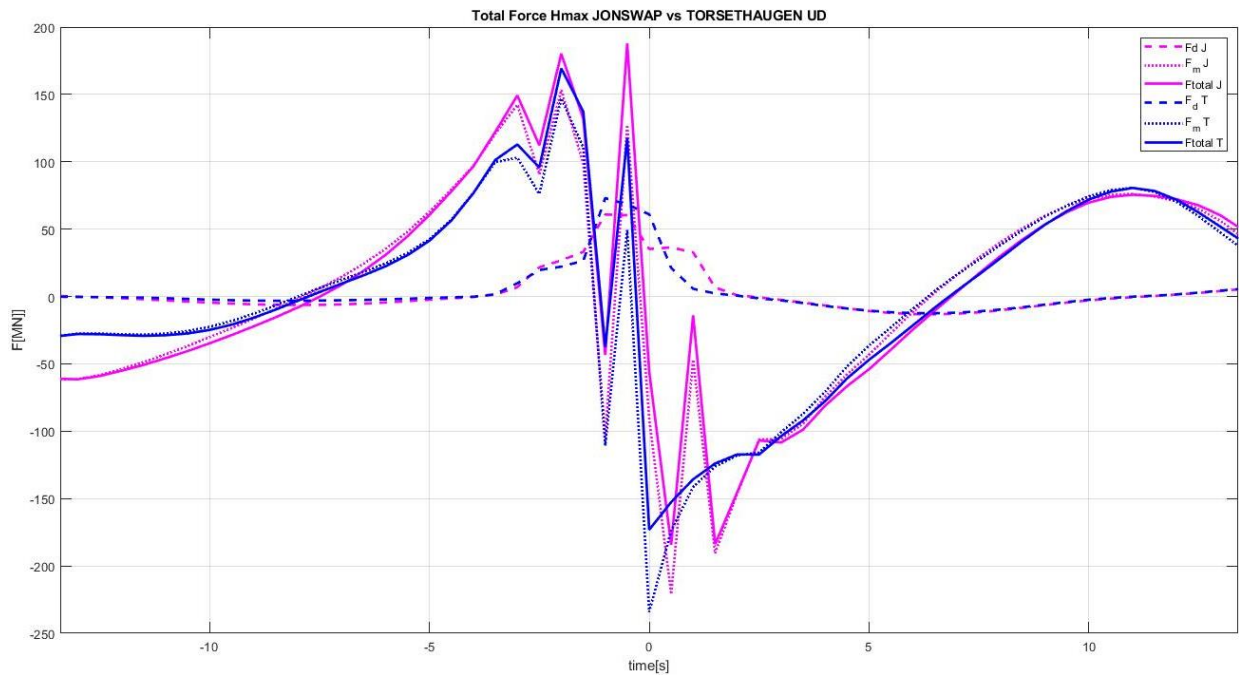


Εικόνα 20: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_s με το μοντέλο HOS -συνολική φόρτιση.

Στα διαγράμματα σύγκρισης φασμάτων με το μοντέλο HOS για σημαντικό ύψος κύματος H_s , η συνολική φόρτιση που ασκείται στην κατασκευή δεν παρουσιάζει μεγάλες διαφορές μεταξύ των φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen όπως αναφέρθηκε και παραπάνω. Η μη γραμμικότητα που διέπει την πραγματική θάλασσα οδηγεί σε μεταφορά ενέργειας στις υψηλότερες συχνότητες από την φύση της. Το μοντέλο HOS ως πλήρως μη γραμμικό, αποδίδει τόσο αντιπροσωπευτικά την κατάσταση του θαλάσσιου πεδίου και την μεταφορά ενέργειας στις υψηλότερες συχνότητες που προξενεί και τις μικρότερες διαφορές της οπισθέλκουσας δύναμης μεταξύ των δύο φασμάτων σε σχέση με τα λιγότερο μη γραμμικά μοντέλα LRWT και SD. Συνεπώς παρόλο που στους πόδες της κατασκευής το φάσμα Torsethaugen οδηγεί σε μεγαλύτερες επιμέρους φορτίσεις, η συνολική φόρτιση αποδίδεται παρόμοια.



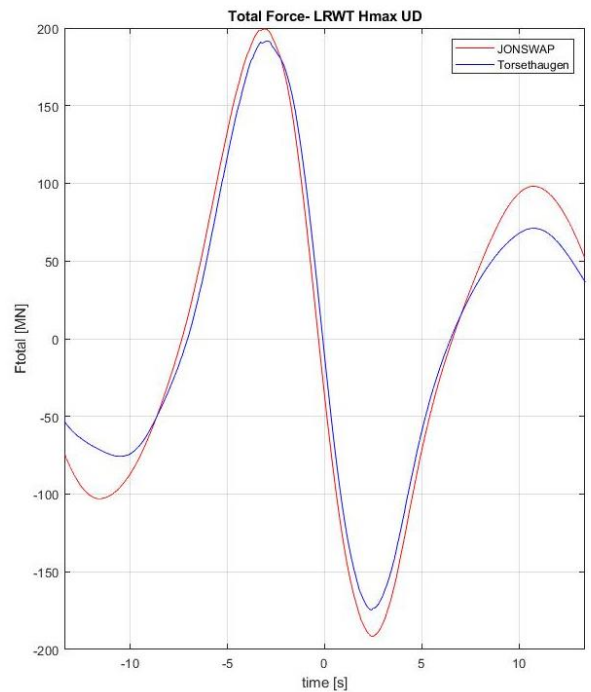
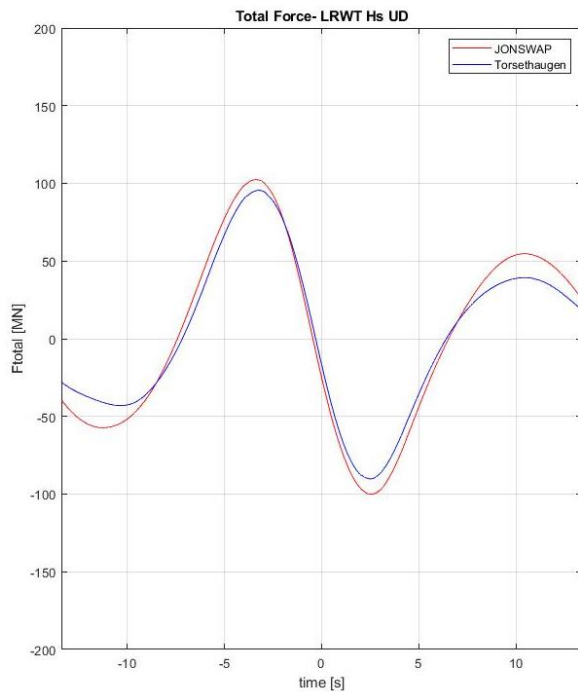
Εικόνα 21: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_s με το μοντέλο HOS ανά πόδα.



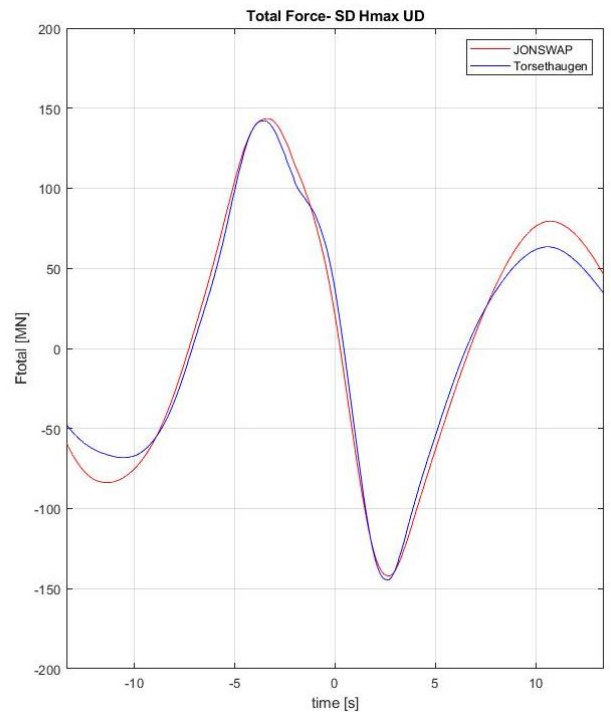
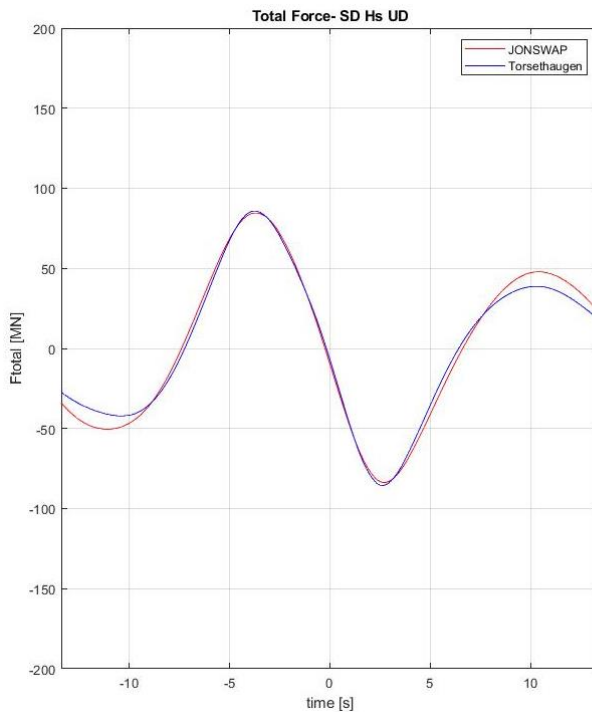
Εικόνα 22: Σύγκριση φασμάτων JONSWAP και Torsethaugen για ύψος H_s με το μοντέλο HOS ανά πόδα.

Ήδη από παλαιότερους υπολογισμούς συμπεραίνεται ότι, το κατά κανόνα μέγεθος του H_{max} οδηγεί σε θραυόμενους κυματισμούς στις συγκεκριμένες περιβαλλοντικές συνθήκες. Το μοντέλο HOS χρησιμοποιεί γρήγορους μετασχηματισμούς Fourier, που δεν δίνουν λύση για κυματισμούς που βρίσκονται σε θραύση, καθώς μαθηματικά, υπάρχει μόνο μια λύση τεταγμένης y για κάθε τετμημένη x . Αυτός είναι και ο λόγος που διαγραμματικά αποδεικνύεται ότι η λύση αυτή δεν συγκλίνει.

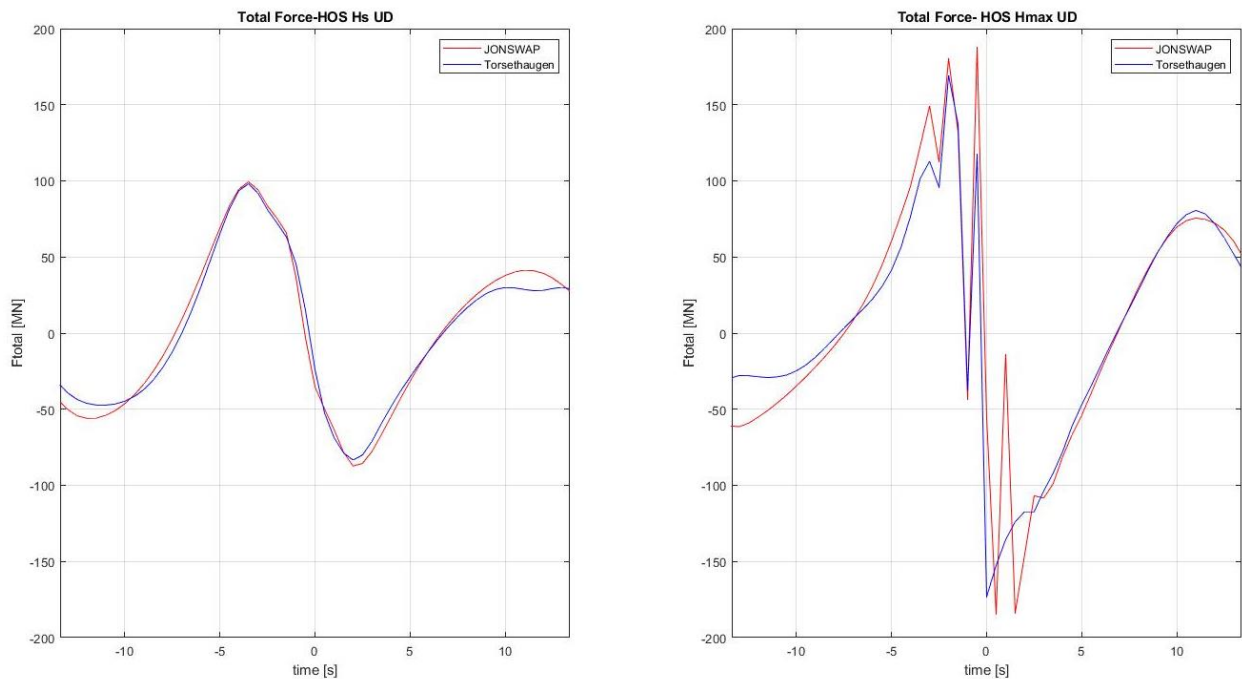
ΣΗΜΑΣΙΑ ΤΗΣ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΟΤΗΤΑΣ



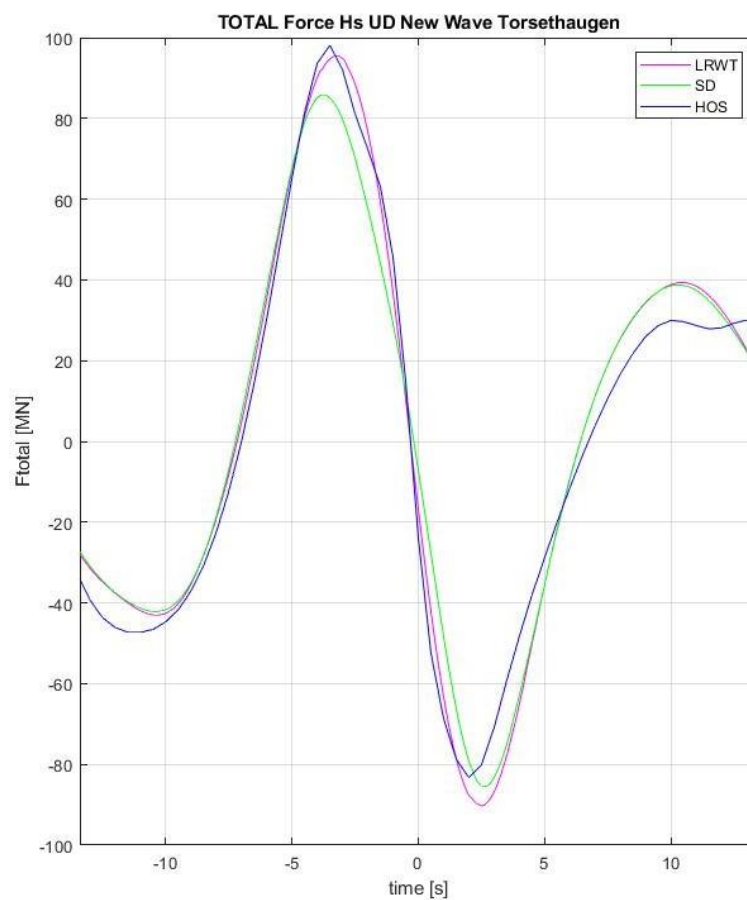
Εικόνα 23: Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης κατά LRWT με φάσμα JONSWAP και Torsethaugen σε Hs και Hmax



Εικόνα 24: Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης κατά SD με φάσμα JONSWAP και Torsethaugen σε Hs και Hmax

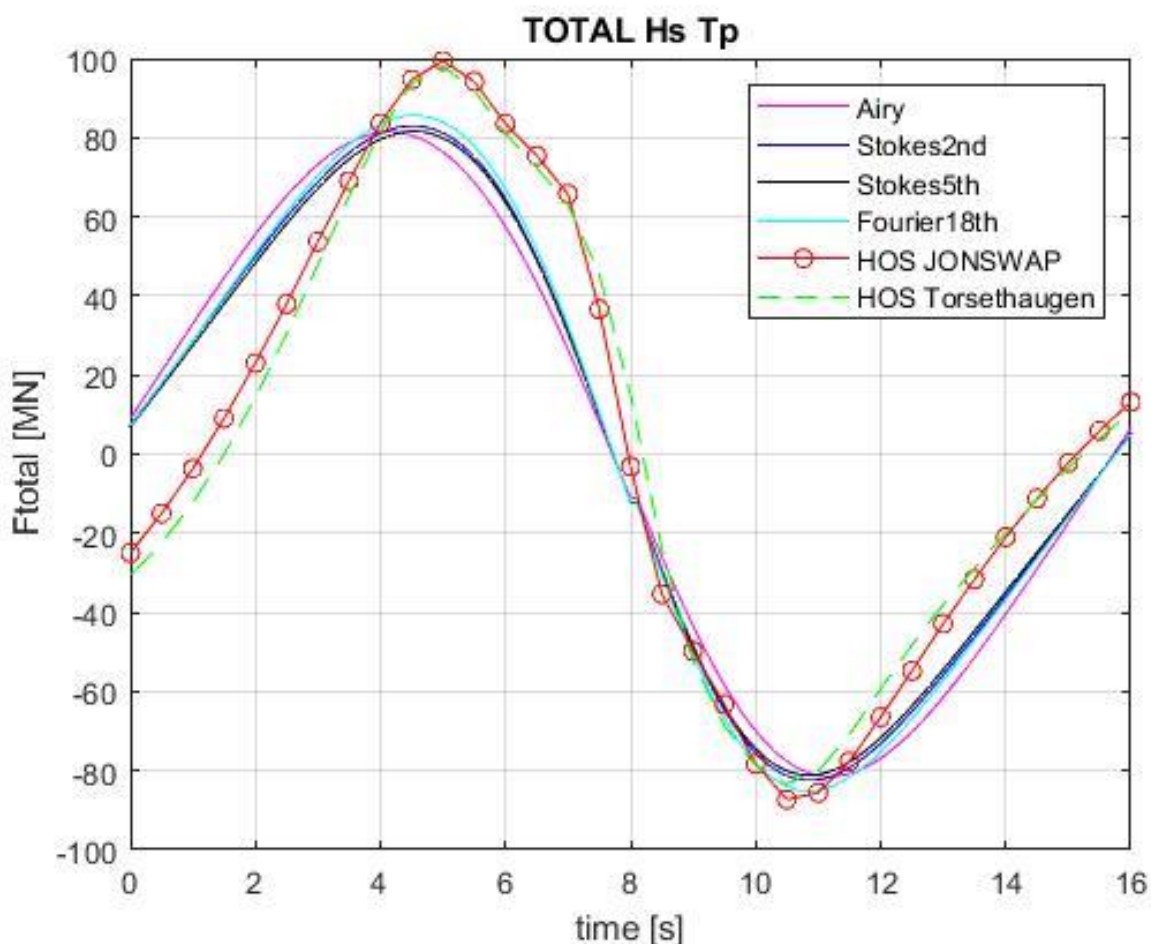


Εικόνα 25: Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης κατά HOS με φάσμα JONSWAP και Torsethaugen σε Hs και Hmax



Εικόνα 26: Απεικόνιση της συνολικής φόρτισης με φάσμα Torsethaugen σε Hs για όλα τα μοντέλα τυχαίων κυματισμών.

Μελετώντας την σύγκριση των μοντέλων τυχαίων κυματισμών LRWT, SD και HOS συμπεραίνεται ότι η LRWT δίνει λανθασμένα υψηλές φορτίσεις εξαιτίας της μόλυνσης λόγω υψηλών συχνοτήτων (high frequency contamination) και απορρίπτεται λόγω συντηρητικότητας. Το μοντέλο δεύτερης τάξης SD διορθώνει μεν την γραμμική θεωρία LRWT αλλά αγνοεί τις πολύ μεγάλες αρμονικές και ψευδώς υπολογίζει τόσο χαμηλές φορτίσεις. Ο λόγος που η γραμμική θεωρία είναι τόσο κοντά στο πλήρως γραμμικό μοντέλο HOS είναι καθαρά συγκυριακός.



Εικόνα 27: Συγκριτική απεικόνιση της ιστορίας της φόρτισης του πλήρως μη γραμμικού μοντέλου HOS με φάσμα JONSWAP και Torsethauzen, με όλους τους μονοχρωματικούς κυματισμούς.

Ολοκληρώνοντας την τελευταία αναδρομή στην διπλωματική εργασία των προπτυχιακών μου σπουδών και συγκρίνοντας το μοντέλο HOS με τους μονοχρωματικούς κυματισμούς είναι ξεκάθαρο ότι αυτοί υποεκτιμούν σε αμέριστο βαθμό την συνολική φόρτιση έναντι ενός πλήρως μη γραμμικού μοντέλου. Το γεγονός αυτό είναι αποδεδειγμένο πραγματοποιώντας την σύγκριση με την εφαρμογή δύο συνήθων ενεργειακών φασμάτων σχεδιασμού στο αριθμητικό μοντέλο. Σίγουρα η θεωρία Fourier 18^{ης} τάξης δίνει τις μεγαλύτερες φορτίσεις έναντι των υπολοίπων μονοχρωματικών αναλυτικών λύσεων της γραφικής απεικόνισης, ωστόσο αυτό δεν καταπολεμά το γεγονός ότι καταλήγει σε περισσότερο από 15% μικρότερες φορτίσεις από αυτές που διέπουν την πραγματική θάλασσα και την προσέγγισή της από το μοντέλο HOS.

6 ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ ΓΙΑ ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΕΡΕΥΝΑ

- Ένα από τα σημαντικότερα κωλύματα που αντιμετωπίστηκαν στην παρούσα διπλωματική εργασία, κοινό μεν με αυτή των προπτυχιακών σπουδών αλλά εξακριβωμένο με πολλαπλό πλέον τρόπο, είναι η εύρεση ενός πραγματικά οριακού ύψους σχεδιασμού H_{max} , για το οποίο οι λύσεις των πλήρως μη γραμμικών μοντέλων τυχαίων κυματισμών που αναπαριστούν πιστά την πραγματική κατάσταση του θαλάσσιου πεδίου να μην αποκλίνουν.
- Θα ήταν εξίσου ενδιαφέρουσα η εύρεση της επιρροής των συνήθων φασμάτων σχεδιασμού JONSWAP και Torsethaugen όχι μόνο για εξέδρες βαρύτητας, όπως είναι η Sleipner A της εταιρίας Statoil που μελετήθηκε στην παρούσα, αλλά και για άλλα είδη κατασκευής όπως οι δικτυωτές (jackets) και πλωτές κατασκευές (ανεμογεννήτριες) που λόγω της διαμέτρου των μελών τους θα κυριαρχούνται από την οπισθέλκουσα δύναμη (drag dominated).

7 ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

Ducrozet, G., Bonnefoy, F., Le Touz'e, D., and Ferrant, P., 2016. "HOS-ocean: Open-source solver for nonlinear waves in open ocean based on High-Order Spectral method". *Computer Physics Communications*, 203, pp. 245–254.

Bateman WJD, Swan C, Taylor PH. (2003). On the calculation of the water particle kinematics arising in a directionally spread wavefield. *J Comput Phys*, 186:70-92.

Bateman, W. J. D., Swan, C., & Taylor, P. H. (2001). On the Efficient Numerical Simulation of Directionally Spread Surface Water Waves. *Journal of Computational Physics*, 174(1), 277–305. doi:10.1006/jcph.2001.6906

Bernt Jakobsen (1994) The Sleipner accident and its causes. *Engineering Failure Analysis*, Vol.1, No.3 pp.193-199,1994

Dean R.G., Stream function representation of nonlinear ocean waves, *Journal of Geophysical Research*, Vol.70, pp. 4561-4572, (1965), Le Méhauté, B., *An introduction to hydrodynamics and water waves*, Springer-Verlag, Dusseldorf (1976).

Dean, R.G. (1965). Stream function representation of nonlinear ocean waves. *Journal of Geophysical Research*, Vol.70, pp. 4561-4572.

DNV (2000). DNV classification notes, environmental conditions and environmental loads, no. 30.5. Technical Report, DNV.

E.T.R. Dean (2010) *Offshore geotechnical engineering: Principles and practice*. ICE Virtual Library.

Elzbieta Maria Bitner-Gregersen, Alessandro Toffoli, "Uncertainties of Wind Sea and Swell Prediction From the Torsethaugen Spectrum" January 2009, DOI: [10.1115/OMAE2009-80261](https://doi.org/10.1115/OMAE2009-80261), Conference: ASME 2009 28th International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering.

Ewans, K.C, Bitner-Gregersen, E. M. and Guedes Soares, C. (2006a). Estimation of Wind-Sea and Swell Components in a Bimodal Sea State. *J. Offshore Mech. Arct. Eng.*, 128:4, 265-270.

F. Antonio de O. Falcao, Wave energy utilization: A review of the technologies, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* (2010), doi: [10.1016/j.rser.2009.11.003](https://doi.org/10.1016/j.rser.2009.11.003)

F. Antonio de O. Falcao, Wave energy utilization: A review of the technologies, *Renewable and Sustainable Energy Reviews* (2010), doi: 10.1016/j.rser.2009.11.003).

Fenton, J.D., A fifth order Stokes' theory for steady waves, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, (1985).

H. Diaz, C. Guedes Soares, Review of the current status, technology and future trends of offshore wind farms, *Ocean Engineering* (2020), doi: 10.1016/j.oceaneng.2020.107381

J. R. Morison, M. P. O'Brien, J. W. Johnson, S. A. Schaaf, The force exerted by unbroken surface waves on piles, University of California, Berkeley California (1950).

Jannicke Sara Martina Roos, Wave- structure interaction. The effective prediction of wave- in-deck loads., Thesis submitted for the degree of Doctor of Philosophy and for the Diploma of Imperial College London, 2011.

Jennifer J. Silver, Noella J. Gray, Lisa M. Campbell, Luke W. Fairbanks, Rebecca L. Gruby, Blue Economy and Competing Discourses in International Oceans Governance, First Published April 21, 2015 Research Article, <https://doi.org/10.1177/1070496515580797>

K. Hasselmann, T. P. Barnett, E. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartwright, K. Enke, J. A. Ewing, H. Gienapp, Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project, Deutsches Hydrographisches Institut, Hamburg· 1973

Knut Torsethagen, Two peak wave spectrum model, January 1993.

Le Méhauté, B., An introduction to hydrodynamics and water waves, Springer-Verlag, Düsseldorf (1976).

M. Lopez, V. Ramos, P. Rosa-Santos, F. Taveira-Pinto, Effects if the PTO inclination of the performance of the CECO wave energy converter, Marine Structures (2018) doi: [10.1016/j.marstruc.2018.06.016](https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2018.06.016)

M. Vieira, G. Maciel, E. Henriques, L. Reis, A new proposal for an offshore wind foundation for transitional waters, Marine Structures (20¹⁹), doi: [10.1016/j.marstruc.2019.102657](https://doi.org/10.1016/j.marstruc.2019.102657)

M.S. Longuet-Higgins, R.W. Stewart, 1960. “Changes in the form of short gravity waves on long waves and tidal currents.” Journal of Fluid Mechanics, Vol. 8, pp. 565–583.

Oh, K.Y., Nam, W., Ryu, M.S., Kim, J.Y., Epureanu, B.I., 2018. A review of foundations of offshore wind energy convertors: current status and future perspectives. Renew. Sustain. Energy Rev. 88, 16–36. <https://doi.org/10.1016/j.rser.2018.02.005>. Orsted, 2017. Walney Extension Offshore Wind Farm.)

Sadeq M. Alfakih¹, Tian De, Syed Jawad Ali Shah, Aneeq And Khuram Hayat, Simulation model of single structured tower hybrid wind and tidal energy cultivation based on Yemen's south west coast, 2019

Swan, C. & V. Katsardi 2009. “Predictions of the nonlinear water particle kinematics beneath extreme waves in a variety of water depths”. Technical Report, Shell.

Swan C., Katsardi, V. (2012). Wave-Structure Interactions at the Sleipner A GBS. Imperial College, London.

V. E. Zakharov, 1972. “Stability of periodic waves of finite amplitude on the surface of a deep fluid”. Zhurnal Prikladnoi Mekhaniki i Tekhnicheskoi Fiziki, Vol. 9, No. 2, pp. 86-94, 1968

Wheeler, J.D., Method for calculating forces produced by irregular waves, Journal of Petroleum Technology, (1970).

West, B., Brueckner, K., Janda, R., Milder, M., and Milton, R., 1987. “A new numerical method for surface hydrodynamics”. *Journal of Geophysical Research*, 92, pp. 11803–11824

Y. I. Chu, C. M. Wang, J.C. Park, P. F. Lader, Review of cage and containment tank designs of offshore fish farming, *Aquaculture* (2020), doi: 10.1016/j.aquaculture.2020.734928

Y. I. Chu, C. M. Wang, J.C. Park, P. F. Lader, Review of cage and containment tank designs of offshore fish farming, *Aquaculture* (2020), doi: 10.1016/j.aquaculture.2020.734928

Νίκη Κανάκη, Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους, Διπλωματική εργασία προπτυχιακών σπουδών, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, 2017.

Οικονόμου Πηνελόπη, Υπολογισμός φορτίσεων της πλατφόρμας βαρύτητας Sleipner A, Statoil, σε νερά ενδιάμεσου βάθους. Ανασκόπηση κανόνων σχεδιασμού, Διπλωματική εργασία προπτυχιακών σπουδών, Τμήμα Πολιτικών Μηχανικών του Πανεπιστημίου Θεσσαλίας, 2021.