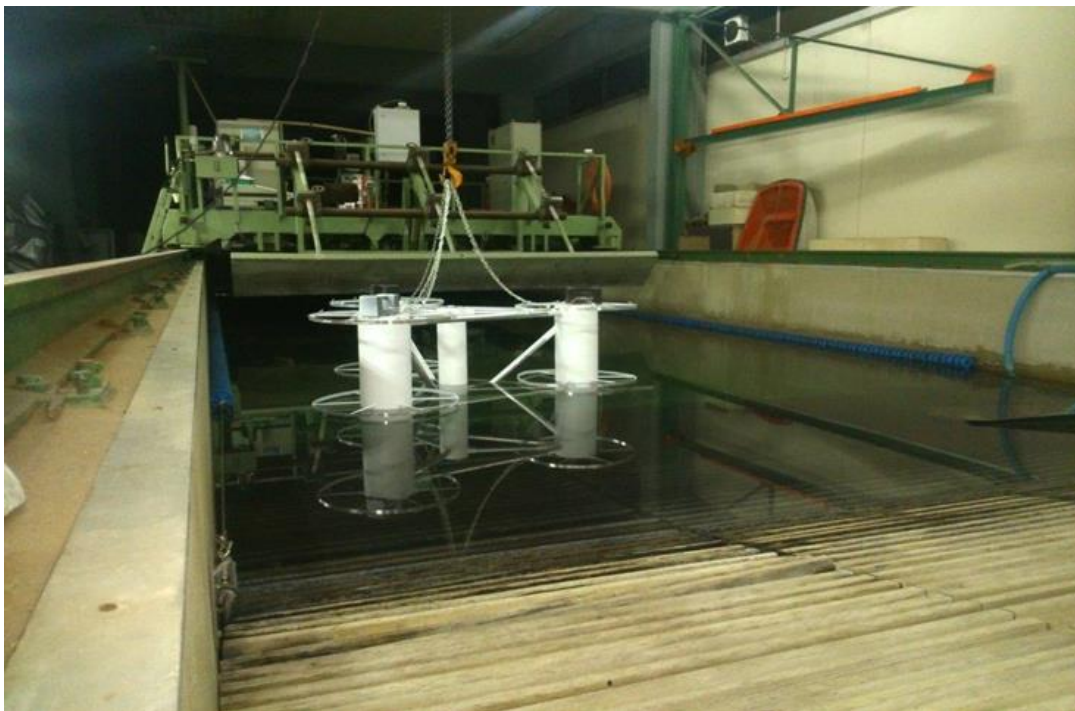




ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΠΗΓΩΝ ΜΗΧΑΝΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΘΑΛΑΣΣΙΩΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΩΝ

ΘΕΜΑ

**« ΑΝΑΛΥΣΗ ΠΛΩΤΗΣ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΑΣ 5-MW ΜΕ ΧΡΗΣΗ
ΠΡΟΣΕΓΓΙΣΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΑΚΡΙΒΩΝ ΜΕΘΟΔΟΛΟΓΙΩΝ »**



Προπτυχιακός Φοιτητής: Γκίκα Αρντίτ
Επιβλέπων Καθηγητής: Σ. Α. Μαυράκος

Αθήνα
Νοέμβρης 2016

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η εκπόνηση της διπλωματικής εργασίας δεν θα είχε περατωθεί χωρίς τη βοήθεια ορισμένων ανθρώπων τους οποίους θέλω να ευχαριστήσω.

Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της διπλωματικής μου εργασίας, τον καθηγητή της Σχολής Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχανικών κ. Σπυρίδωνα Α. Μαυράκο για την ανάθεση του θέματος και τις πολύτιμες γνώσεις που μου παρείχε καθ' όλη την διάρκεια των σπουδών.

Θα ήθελα επίσης να ευχαριστήσω τον κ. Θωμά Π. Μαζαράκο Δρ. Ναυπηγό Μηχανολόγο Μηχανικό Ε.Μ.Π. και Μεταδιδακτορικό Ερευνητή Μηχανικό του Εργαστηρίου Πλωτών Κατασκευών και Συστημάτων Αγκύρωσης, για τη βοήθεια που μου προσέφερε στο να επιλέξω τη διπλωματική εργασία αλλά και για τις πολύτιμες γνώσεις και συμβουλές κατά την εκπόνηση του θέματος.

Επιπλέον οφείλω να ευχαριστήσω τον κ. Δημήτριο Ν. Κονισπολιάτη Δρ. Ε.Μ.Π. του τομέα Θαλάσσιων Κατασκευών και Μεταδιδακτορικό ερευνητή του Εργαστηρίου Πλωτών Κατασκευών και Συστημάτων Αγκύρωσης, για την ανεκτίμητη βοήθεια του, την συνεχή στήριξη και συνεργασία σε όλη την διάρκεια της διπλωματικής εργασίας.

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου για τη φροντίδα και τη στήριξη που μου προσέφεραν σε όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Η ενέργεια είναι απαραίτητη για την ανάπτυξη και την ευημερία του σύγχρονου πολιτισμού. Η αύξηση του παγκόσμιου πληθυσμού και η ραγδαία εξέλιξη της τεχνολογίας αυξάνει συνεχώς τις ανάγκες των κοινωνιών με αποτέλεσμα να καθίσταται η βιώσιμη παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας απαραίτητη προϋπόθεση για την αντιμετώπιση των σημαντικότερων προβλημάτων του σύγχρονου κόσμου όπως η σίτιση, η μόλυνση του περιβάλλοντος κτλ.

Η αιολική ενέργεια αποτελεί μια ικανοποιητική λύση στο πρόβλημα της ηλεκτροπαραγωγής καθώς είναι άφθονη, δεν εκλύονται ρύποι κατά την διαδικασία παραγωγής της, έχει μικρές επιπτώσεις στο περιβάλλον και είναι οικονομικά ωφέλιμη. Για αυτούς τους λόγους υπάρχει μια σημαντική στροφή σε αυτήν τόσο παγκοσμίως όσο και στην Ελλάδα.

Ειδικότερα η υπεράκτια αιολική ενέργεια έχει αναπτυχθεί αρκετά τα τελευταία χρόνια λόγω του σημαντικού αιολικού δυναμικού των θαλασσών παρά το μεγάλο της κόστος σε σχέση με τη χερσαία αιολική ενέργεια. Η ανάπτυξη αυτή, οδήγησε στη δημιουργία πλωτών ημιβυθισμένων κατασκευών οι οποίες μπορούν να εγκατασταθούν σε μεγάλα βάθη και να στηρίξουν μεγάλες ανεμογεννήτριες ($\geq 5\text{MW}$).

Στην παρούσα διπλωματική εργασία γίνεται παρουσίαση των χαρακτηριστικών μιας τέτοιας ανεμογεννήτριας, δηλαδή μιας πλωτής ανεμογεννήτριας 5 MW, αλλά και της ημιβυθισμένης κατασκευής στήριξης της. Κύριος σκοπός αυτής της διπλωματικής εργασίας είναι η υδροδυναμική ανάλυση της πλωτής κατασκευής, ο υπολογισμός των κινήσεων της στην πρόσπτωση του κύματος, αλλά και των δυνάμεων, των ροπών και των τάσεων που αναπτύσσονται σε αυτήν.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

1 ΠΕΡΙ ΑΙΟΛΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ	9
1.1 ΑΙΟΛΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ	9
1.2 ΥΠΕΡΑΚΤΙΑ ΑΙΟΛΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ	11
1.3 ΤΕΧΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΥΠΕΡΑΚΤΙΩΝ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΩΝ	14
2 ΑΣΚΟΥΜΕΝΕΣ ΦΟΡΤΙΣΕΙΣ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ	21
2.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΤΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ	21
2.1.1 ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ – ΑΠΛΑ ΑΡΜΟΝΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ	21
2.1.2 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΚΑΤΑ STOKES. ΚΥΜΑΤΑ 2ΗΣ, 3ΗΣ ΚΑΙ 5ΗΣ ΤΑΞΗΣ	22
2.1.3 ΘΡΑΥΣΗ ΚΥΜΑΤΩΝ	30
2.2 ΜΕΘΟΔΟΙ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΠΟΥ ΕΠΑΓΟΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΑΠΟ ΤΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ	32
2.2.1 ΦΟΡΤΙΑ ΑΠΟ ΤΟΥΣ ΘΑΛΑΣΣΙΟΥΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥΣ	32
2.2.2 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΩΝ ΠΟΥ ΕΠΙΔΡΟΥΝ ΣΤΟ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑΣ ΤΩΝ ΔΥΝΑΜΕΩΝ – ΔΙΑΣΤΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ	34
2.3 ΘΕΩΡΙΑ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ – ΔΙΑΤΥΠΩΣΗ ΤΟΥ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ	38
2.3.1 ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΔΥΝΑΜΕΙΣ	46
2.3.2 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΕΚΠΤΩΣΗΣ	51
2.4 ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ	52
2.4.1 ΣΤΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΚΛΑΔΩΝ	52
2.4.2 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΕΠΑΝΑΦΟΡΑΣ ΑΠΟ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ ΜΕ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ ΠΡΟΕΝΤΑΣΗ	55
3 ΥΠΕΡΑΚΤΙΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΑ NREL 5-MW	59
3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ	59
3.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ	60
3.3 ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ	61
3.4 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΛΗΜΝΗΣ ΚΑΙ ΑΤΡΑΚΤΟΥ	62
3.5 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ	63
3.6 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΥΡΓΟΥ	64
3.7 ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΠΛΩΤΩΝ ΗΜΙΒΥΘΙΣΜΕΝΩΝ ΠΛΑΤΦΟΡΜΩΝ (SEMISUBMERSIBLES)	65
4. ΠΛΩΤΗ ΠΛΑΤΦΟΡΜΑ POSEIDON	67
4.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ	67
4.2 ΣΥΣΤΗΜΑ ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΩΝ	70
4.3 ΣΥΣΤΗΜΑ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ	70

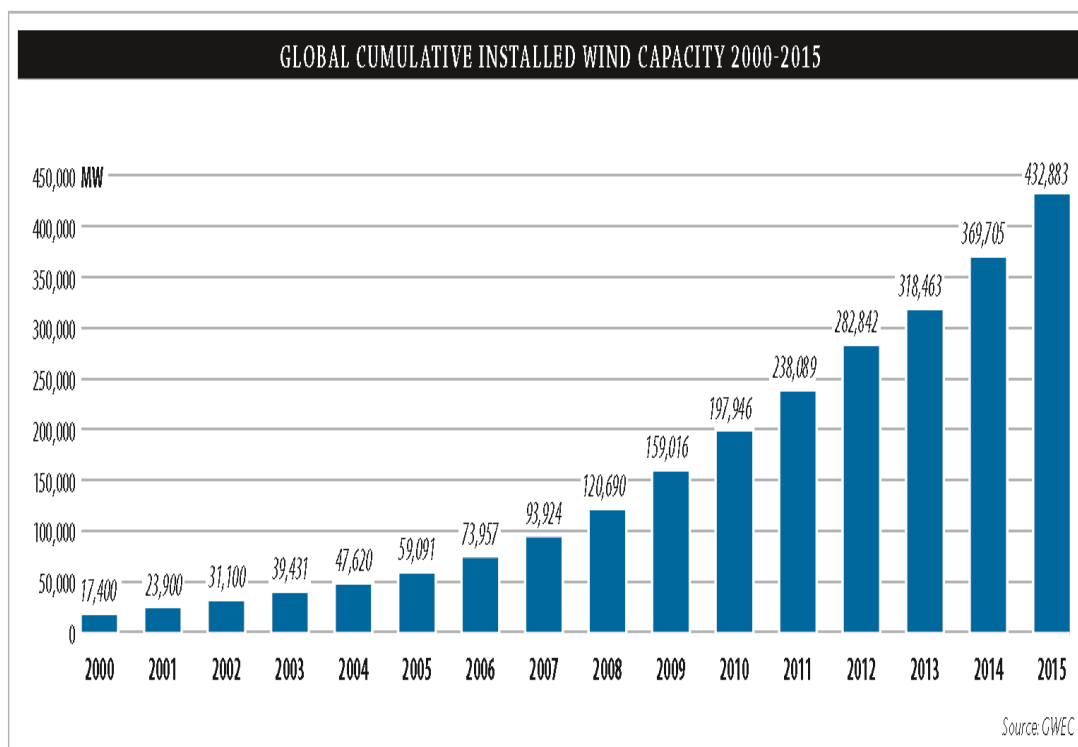
5 ΑΝΑΛΥΣΗ ΜΕΣΩ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ	72
5.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ	72
5.1.2 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΑΝΑΛΥΣΗΣ.....	72
5.1.2.1 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΚΑΙ ΡΟΠΕΣ ΔΙΕΓΕΡΣΗΣ (EXCITING FORCES AND MOMENTS)	73
5.1.3 ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ.....	79
5.2 ΚΙΝΗΣΕΙΣ ΤΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ	93
5.3 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΕΚΠΤΩΣΗΣ (DRIFT FORCES).....	136
5.4. ΤΑΣΕΙΣ ΣΤΙΣ ΓΡΑΜΜΕΣ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ	139
ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ	161
ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ.....	162
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	163

1 ΠΕΡΙ ΑΙΟΛΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ

1.1 ΑΙΟΛΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ

Η ελκυστικότερη ίσως πηγή ανανεώσιμης ενέργειας ειδικά τα τελευταία χρόνια είναι ο άνεμος. Η εκμετάλλευση του ανέμου είναι αρχαία πρακτική, ειδικά στην Ελλάδα, και ξεκίνησε με τα ιστία των πρώτων ιστιοφόρων και τους πρώτους ανεμόμυλους. Δεν είναι τυχαίο άλλωστε ότι το όνομα της αιολικής ενέργειας έχει ληφθεί από τον αρχαίο θεό των ανέμων, τον Αίολο.

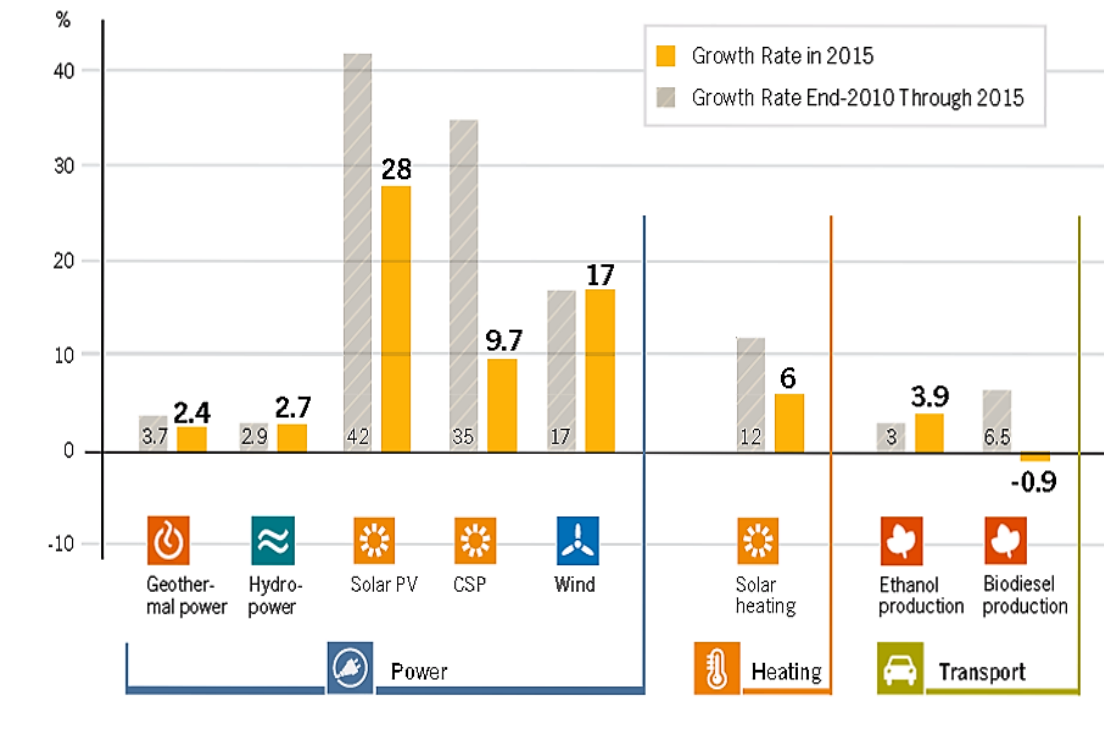
Αν και η μηχανική και η κινητική εκμετάλλευση της αιολικής ενέργειας είναι γεγονός από την αρχαιότητα, η ηλεκτρική μετατροπή της πραγματοποιήθηκε για πρώτη φορά μόλις το 1887 από τον Σκοτσέζο James Blyth. Ο Blyth κατασκεύασε την πρώτη ανεμογεννήτρια με σκοπό τη φόρτιση μπαταριών. Το επίτευγμά το ακολούθησε ο Αμερικανός εφευρέτης Charles Brush με την ανεμογεννήτρια ισχύος 12kW που κατασκεύασε στο Κλήβελαντ του Οχάιο^[1]. Με το πέρασμα των χρόνων η εφαρμογή της αιολικής ενέργειας κερδίζει όλο και περισσότερο έδαφος στις ανεπτυγμένες χώρες.



Εικόνα 1.1 Παγκόσμια εγκατεστημένη δυναμικότητα αιολικής ενέργεια μέχρι το 2015^[2]

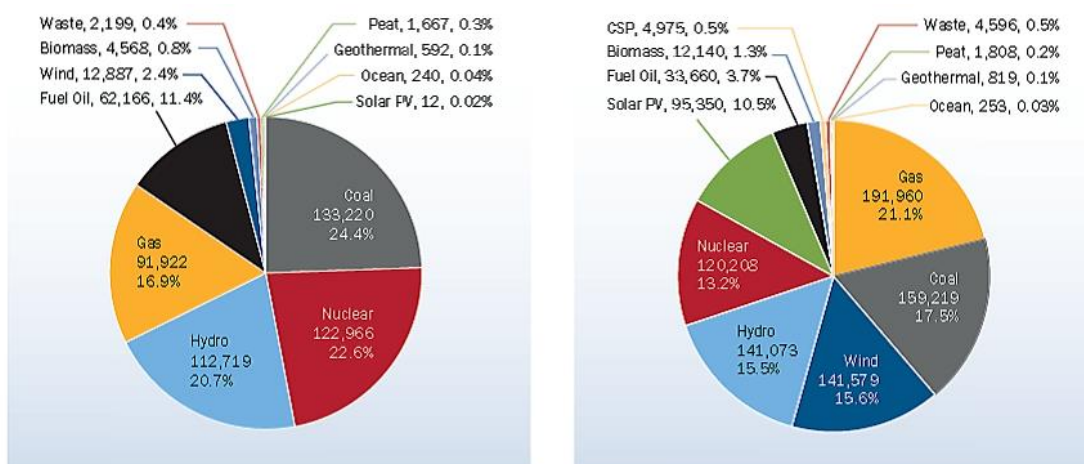
Υπάρχουν δύο ειδών αιολικά πάρκα: τα χερσαία και τα υπεράκτια. Λόγω των μειονεκτημάτων των χερσαίων πάρκων υπάρχει μια γενικότερη στροφή στα υπεράκτια. Τα περισσότερα υπεράκτια αιολικά πάρκα κατασκευάζονται σε βάθη 20

με 80 μέτρα και συνήθως οι πύργοι των ανεμογεννητριών είναι πακτωμένοι στον πυθμένα. Υπάρχουν επίσης και οι πλωτές κατασκευές οι οποίες μπορούν να χρησιμοποιηθούν σε ακόμα μεγαλύτερα βάθη αλλά η τεχνολογία τους δεν έχει ωριμάσει ακόμη.



Εικόνα 1.2 Η αιολική ενέργεια σε σχέση με τις άλλες μορφές ανανεώσιμης ενέργειας^[3]

Σε Ευρωπαϊκό επίπεδο η αιολική ενέργεια αναπτύσσεται ραγδαία καθώς η εγκατεστημένη ισχύς της στην Ευρώπη έχει υπερδεκαπλασιαστεί από το 2000. Από το 2.4% στο 2000 σε 15.6% στο 2015^[4].



Εικόνα 1.3 Ποσοστά ενεργειακών πηγών για τα έτη 2000 και 2015^[4]

Η Ευρωπαϊκή Οργάνωση Αιολικής Ενέργειας (European Wind Energy Association, EWEA) έχει θέσει σαν στόχο τα 230 GW εγκατεστημένης αιολικής ισχύος για το 2020. Τα 190 GW από αυτά θα αποτελούν τη χερσαία αιολική ισχύς και τα 40 GW την υπεράκτια. Σε περίπτωση που επιτευχθεί ο στόχος περίπου το 14% με 17% των ηλεκτρικών αναγκών της Ευρώπης θα παράγεται από τον άνεμο. Σαν αποτέλεσμα θα μειωθούν οι εκπομπές του CO₂ κατά 333 εκατομμύρια τόνους και τα έξοδα της Ευρώπης κατά 28 δισεκατομμύρια ευρώ ανά έτος. Για το 2030 ο στόχος είναι ακόμα μεγαλύτερος, τα 400 GW εγκατεστημένης ισχύος από την οποία τα 250 GW ισχύος θα είναι χερσαία και τα 150 GW ισχύος θα είναι υπεράκτια. Τα οφέλη θα είναι αντίστοιχα η μείωση ανά έτος των εκπομπών του CO₂ κατά 600 εκατομμύρια τόνους και κατά 56 δισεκατομμύρια ευρώ των εξόδων παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας^[4].

1.2 ΥΠΕΡΑΚΤΙΑ ΑΙΟΛΙΚΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑ

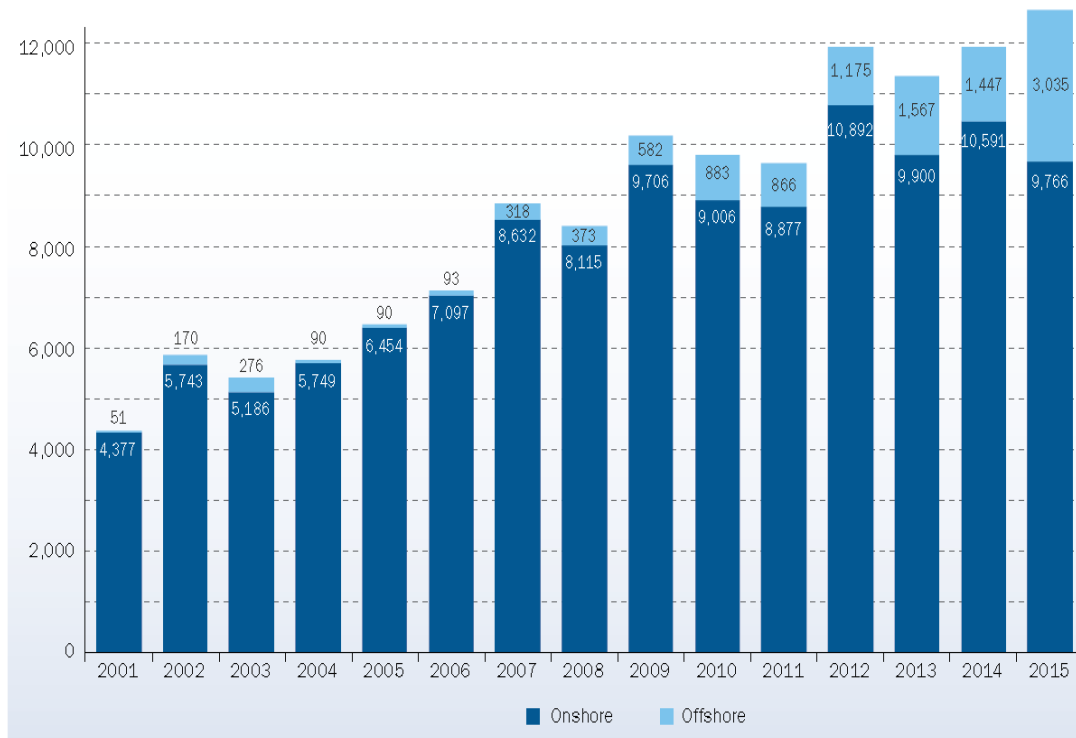
ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΑ ΣΤΟΙΧΕΙΑ

Με τον όρο υπεράκτια αιολική ενέργεια (offshore wind power) αναφερόμαστε στην κατασκευή αιολικών πάρκων σε υδάτινο περιβάλλον. Παρόλο της κλασσικής χρήσης του όρου «offshore», πέρα από τις περιοχές βαθέν υδάτων, όπου γίνεται χρήση πλωτών σωμάτων για τη στήριξη των ανεμογεννητριών^[5], περιλαμβάνονται και περιοχές ρηχών υδάτων, όπως λίμνες, fiord και προστατευμένες παράκτιες περιοχές όπου τοποθετούνται πακτωμένες σταθερές κατασκευές στήριξης ανεμογεννητριών.

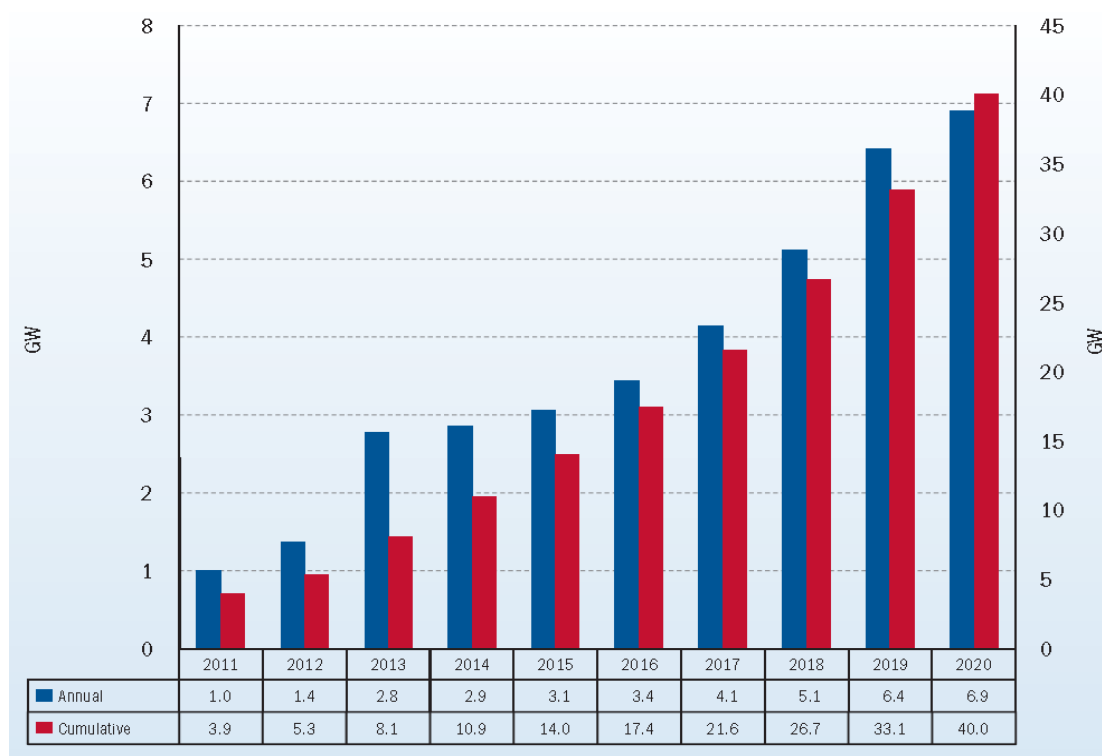
Στην Ευρώπη η συνολική εγκατεστημένη ισχύς των υπεράκτιων αιολικών πάρκων μέχρι το 2010 ήταν 3 GW. Σήμερα 6 GW υπεράκτιου αιολικού δυναμικού είναι υπό κατασκευή στην Ευρώπη, 17 GW έχουν εγκριθεί από τα κράτη μέλη της ΕΕ και υπάρχουν μελλοντικά σχέδια για περαιτέρω 114 GW. Σαν αποτέλεσμα αναμένεται ότι μέχρι το 2020 το δυναμικό της υπεράκτιας αιολικής ενέργειας στη γηραιά ήπειρο θα έχει δεκαπλασιαστεί. Σύμφωνα με την EWEA, μέχρι το τέλος της δεκαετίας, 40 GW υπεράκτιας αιολικής ενέργειας θα παράγουν 148 TWh ετησίως, τα οποία θα καλύπτουν πάνω από το 4% της συνολικής ηλεκτρικής ενέργειας της ΕΕ. Από τα 40 GW τα 6.9 GW θα παράγονται από πλωτές ανεμογεννήτριες^[4].

Μεταξύ 2020 και 2030 αναμένεται να προστεθούν 110 GW στα Ευρωπαϊκά ύδατα. Στο σύνολο τους 150 GW θα παράγουν 562 TWh ετησίως, αρκετά για να καλύψουν το 14% της ζήτησης ηλεκτρικής ενέργειας της ΕΕ^[6].

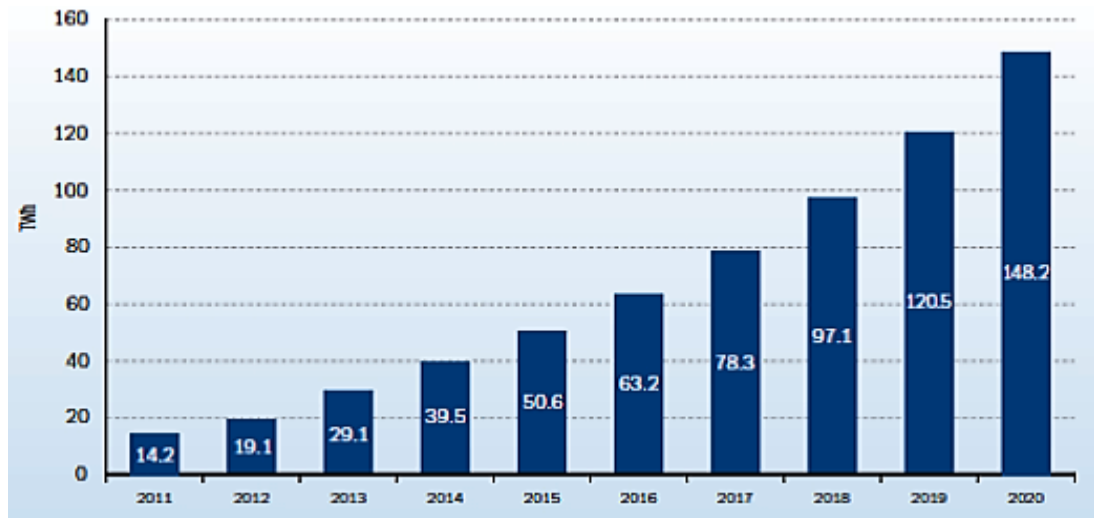
Το 2012 επιτεύχθηκε 1166 MW νέο δυναμικό. Οι υπεράκτιες εγκαταστάσεις αιολικής ενέργειας αντιπροσωπεύουν το 10% της ετήσιας αγοράς της, από το 9% που ήταν για το 2011 και μέχρι το 2020 αναμένεται να αποτελούν το 28% του ετήσιου δυναμικού αιολικής ενέργειας.



Εικόνα 1.4 Ετήσιο δυναμικό χερσαίων και υπεράκτιων αιολικών εγκαταστάσεων^[4]



Εικόνα 1.5 Προβλεπόμενες ετήσιες (μπλε χρώμα) και αθροιστικές (κόκκινο χρώμα) υπεράκτιες αιολικές εγκαταστάσεις^[6]



Εικόνα 1.6 Προβλεπόμενη παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας μέσω υπεράκτιων αιολικών εγκαταστάσεων^[4]

Τελευταία εξέλιξη στους τύπους των πλωτών ανεμογεννητριών αποτελούν οι πλωτές ημιβυθισμένες κατασκευές. Αυτοί οι τύποι πλωτών κατασκευών μπορούν να εγκατασταθούν σε μεγάλα βάθη και να δώσουν στήριξη σε μεγάλης κλίμακας ανεμογεννήτριες που μπορεί να ξεπεράσουν τα 5MW

ΚΡΙΤΗΡΙΑ ΕΓΚΑΤΑΣΤΑΣΗΣ

Η σχεδίαση ενός υπεράκτιου αιολικού πάρκου οφείλει να είναι τέτοια ώστε η απόδοσή του να είναι βέλτιστη και οι αρνητικές του επιπτώσεις να είναι περιορισμένες. Για τον παραπάνω λόγο κατά την εγκατάσταση ενός υπεράκτιου αιολικού πάρκου ή υπεράκτιας κατασκευής με ανεμογεννήτριες λαμβάνονται τα παρακάτω κριτήρια:

-Αιολικό δυναμικό

Η παραγόμενη ενέργεια είναι αύξουσα συνάρτηση της ταχύτητας του ανέμου καθώς η παραγόμενη ισχύς είναι ανάλογη του κύβου της ταχύτητας του ανέμου^[7]. Είναι προφανές ότι θα πρέπει για την δημιουργία ενός υπεράκτιου αιολικού πάρκου να επιλέγονται οι βέλτιστες προς την απόδοση περιοχές. Για την επιλογή αυτή χρησιμοποιούνται χάρτες υπεράκτιου αιολικού δυναμικού, δορυφορικά στοιχεία, μετεωρολογικοί ιστοί και πιθανοθεωρητικά μοντέλα.

-Βάθος και μορφολογία πυθμένα

Θα πρέπει να λαμβάνονται υπόψη το βάθος και η φύση του βυθού της θάλασσας για την επιλογή της κατάλληλης στήριξης της κατασκευής.

-Πρόσβαση για συντήρηση

Ένα ακόμα κριτήριο είναι η απόσταση από την ακτή και τους σταθμούς εξυπηρέτησης καθώς και οι συνθήκες των τοπικών θαλασσών, διότι οι ανεμογεννήτριες θα πρέπει να είναι εύκολα προσβάσιμες για εργασίες συντήρησης.

-Απόσταση μεταξύ ανεμογεννητριών

Προκείμενου να αποφευχθούν φαινόμενα αλληλεπίδρασης μεταξύ των ανεμογεννητριών που θα είχαν σαν αποτέλεσμα τη μείωση της παραγωγής αλλά και της διάρκειας ζωής τους, υπάρχει μια ελάχιστη αποδεκτή απόσταση μεταξύ τους. Αυτή η απόσταση εξαρτάται από τη διάμετρο των πτερυγίων των ανεμογεννητριών, την εκτιμώμενη κατεύθυνση του ανέμου και τις ιδιαιτερότητες του κάθε αιολικού πάρκου. Ενδεικτικά, στην ελληνική νομοθεσία απαιτείται η απόσταση μεταξύ των ανεμογεννητριών να είναι 2.5 φορές η διάμετρος της έλικας^[8].

-Άλλα κριτήρια

Πέρα από τα τεχνικά κριτήρια υπάρχουν και μη τεχνικά ζητήματα που πρέπει να εξετασθούν όπως οι **θεσμικοί περιορισμοί, οι επιπτώσεις στο οικοσύστημα, ο θόρυβος και η οπτική όχληση** που προκαλούν τα αιολικά πάρκα ή οι παράκτιες κατασκευές..

1.3 ΤΕΧΝΙΚΑ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΥΠΕΡΑΚΤΙΩΝ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΩΝ

Τα βασικά μέρη μια υπεράκτιας ανεμογεννήτριας είναι δύο:

1. Η ανεμογεννήτρια
2. Η κατασκευή στήριξης της ανεμογεννήτριας.

ΑΡΧΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΩΝ

Σκοπός: Σκοπός κάθε ανεμογεννήτριας (Α/Γ) είναι η μετατροπή της κινητικής ενέργειας του ανέμου σε ηλεκτρική. Τα βασικά μέρη της είναι τα παρακάτω:

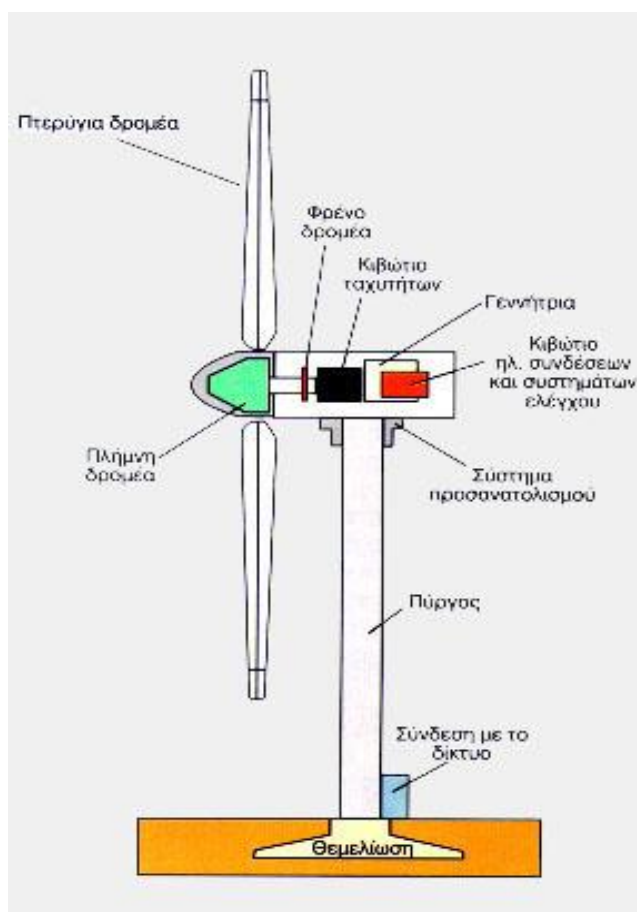
1. **Ο πύργος**, ο οποίος συνήθως είναι χαλύβδινης κατασκευής, κυλινδρικής ή δικτυωτής μορφής, αποτελείται από δύο ή τρία συνδεδεμένα τμήματα και στηρίζει όλη την ηλεκτρομηχανολογική εγκατάσταση.
2. **Η άτρακτος**, η οποία αποτελείται από τον κύριο άξονα, τα έδρανα του και το κιβώτιο πολλαπλασιασμού στροφών, το οποίο προσαρμόζει την ταχύτητα περιστροφής του δρομέα στη σύγχρονη ταχύτητα της ηλεκτρογεννήτριας. Κατά τη κανονική λειτουργία της μηχανής η ταχύτητα περιστροφής παραμένει σταθερή.
3. **Η ηλεκτρογεννήτρια**, η οποία μπορεί να είναι σύγχρονη ή επαγωγική με 4 ή 6 πόλους. Συνδέεται με την έξοδο του πολλαπλασιαστή μέσω ενός ελαστικού ή υδραυλικού συνδέσμου. Η ηλεκτρογεννήτρια, η οποία βρίσκεται πάνω στον πύργο της ανεμογεννήτριας, μετατρέπει τη μηχανική ενέργεια σε ηλεκτρική. Επιπλέον,

υπάρχει και το σύστημα πέδης -ένα συνηθισμένο δισκόφρενο- το οποίο τοποθετείται στον κύριο άξονα της γεννήτριας.

4. **Ο δρομέας**, οποίος αποτελείται από πτερύγια ενισχυμένου πολυεστέρα, τα οποία προσδένονται πάνω σε μια πλήμνη σταθερά ή με δυνατότητα περιστροφής γύρω από το διαμήκη άξονα τους μεταβάλλοντας το βήμα τους.

5. **Ο ηλεκτρονικός πίνακας και ο πίνακας ελέγχου**, οι οποίοι συντονίζουν και ελέγχουν όλες τις λειτουργίες της ανεμογεννήτριας.

Βασικές αρχές λειτουργίας: Ο αέρας που κινείται πάνω από τις λεπίδες του στροβίλου δημιουργεί αεροδυναμική ώθηση με αποτέλεσμα τη περιστροφή των πτερυγίων του δρομέα. Ο δρομέας με τη σειρά του περιστρέφει τον κύριο άξονα, ο οποίος είναι συνδεδεμένος στη πλήμνη του δρομέα. Η κίνηση του άξονα του δρομέα μεταδίδεται μέσω κιβωτίου ταχυτήτων στη γεννήτρια στην οποία παράγεται ηλεκτρισμός^[9].



Εικόνα 1.7 Τυπική Α/Γ οριζόντιου άξονα^[10]

Προκειμένου να καθοριστούν το βέλτιστο ύψος του πύργου, τα συστήματα ελέγχου, ο αριθμός και το σχήμα των πτερυγίων του δρομέα χρησιμοποιείται αεροδυναμική μοντελοποίηση.

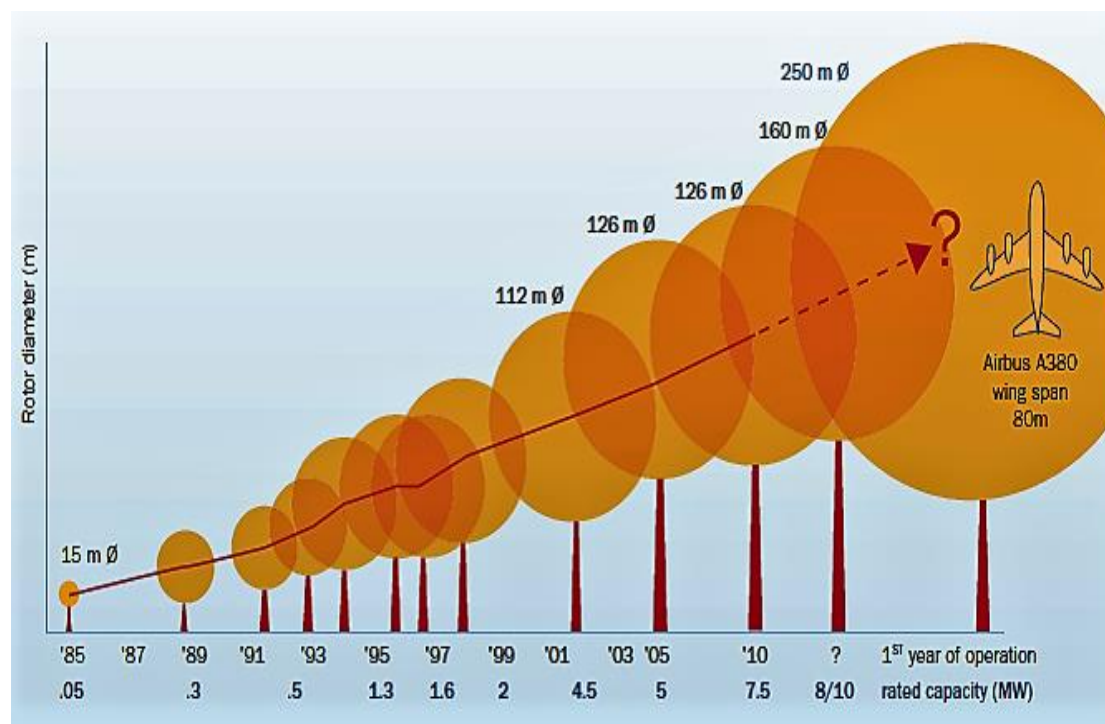
Βασικές κατηγορίες: Οι δύο βασικές κατηγορίες ανεμογεννητριών είναι οι εξής:

-**Οριζοντίου άξονα**, στις οποίες ο δρομέας είναι τύπου έλικα και βρίσκεται συνεχώς παράλληλος με την κατεύθυνση του ανέμου και του εδάφους.

-**Κατακόρυφου άξονα**, στις οποίες ο άξονας παραμένει σταθερός και κάθετος προς την επιφάνεια του εδάφους.

Η απόδοση των ανεμογεννητριών είναι συνάρτηση του μεγέθους, της διάταξης τους και της ταχύτητας του ανέμου. Το μέγεθος των Α/Γ εξαρτάται από τις ανάγκες που καλείται να εξυπηρετήσει. Οι υπεράκτιες ανεμογεννήτριες έχουν μεγαλύτερο μέγεθος από τις χερσαίες, αφού ο άνεμος στη θάλασσα είναι ισχυρότερος, με αποτέλεσμα να παράγουν περισσότερη ενέργεια ανά ώρα συγκρινόμενες με τις χερσαίες.

Στην παγκόσμια αγορά οι Α/Γ οριζοντίου άξονα έχουν επικρατήσει σε ποσοστό 90% και η ισχύς τους φτάνει τα 5MW. Επιπλέον, η διάμετρος του δρομέα τους κυμαίνεται μεταξύ 40 m και 120 m, το ύψος του πύργου τους φτάνει τα 120 m και η λειτουργία τους, σε πεδίο ταχυτήτων ανέμου, κυμαίνεται από 3 έως 30 m/s.



Εικόνα 1.8 Χρονολογική αύξηση ισχύος – μεγέθους Α/Γ^[11]

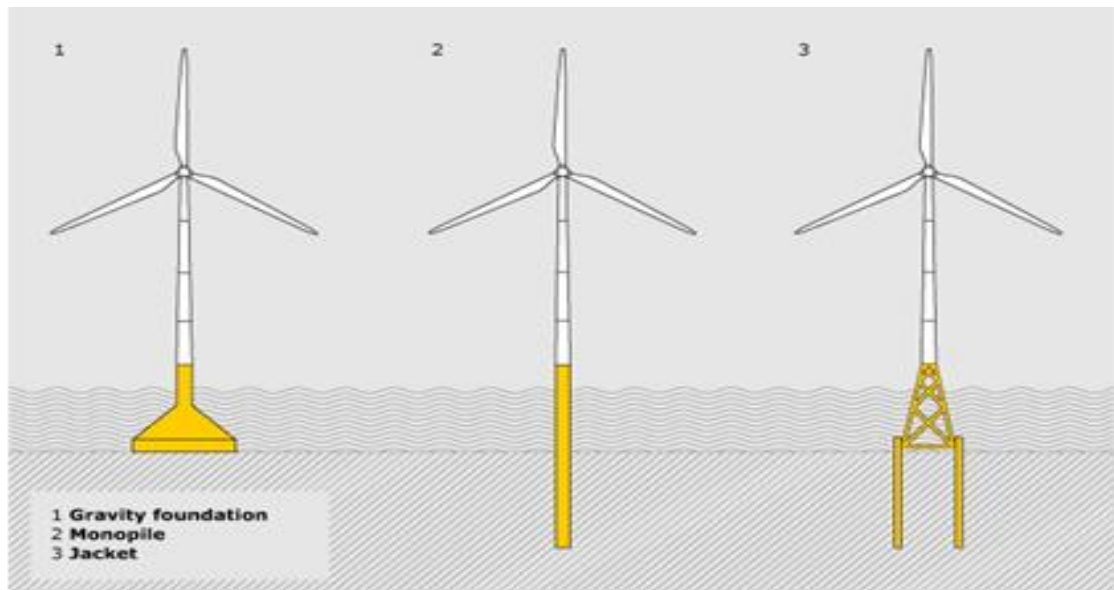
ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ ΣΤΗΡΙΞΗΣ ΥΠΕΡΑΚΤΙΩΝ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΩΝ

Η κατασκευή στήριξης κάθε Α/Γ αποτελείται από τον πύργο και την έδραση που στηρίζουν την άτρακτο και τα πτερύγιά της. Ο πύργος συγκρατεί το δρομέα και μεταφέρει τα φορτία στην έδραση, η οποία στηρίζει τον πύργο. Οι δύο βασικές κατηγορίες των κατασκευών στήριξης των Α/Γ είναι οι **σταθερές κατασκευές** και οι **πλωτές κατασκευές**.

ΣΤΑΘΕΡΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ

Σταθερές κατασκευές ονομάζονται εκείνες οι οποίες στηρίζονται στο πυθμένα της θάλασσας. Η θεμελίωση τους γίνεται με:

- 1) **Εδράσεις βαρύτητας** (gravity based foundation): Οι κατασκευές εδράζονται πάνω στο πυθμένα και η ευστάθεια τους εξασφαλίζεται από το μεγάλο τους βάρος. Ο κεντρικός άξονας τους είναι από χάλυβα ή σκυρόδεμα και στηρίζεται σε επίπεδη βάση από ατσάλι και σκυρόδεμα. Εγκαθίστανται σε βάθη έως 25m και υποστηρίζουν Α/Γ έως και 5MW.
- 2) **Εισχώρηση πασσάλων στο έδαφος** (piled): Σε αυτή την περίπτωση η Α/Γ στηρίζεται απευθείας ή μέσω μεταβατικού τμήματος σε έναν (monopile) ή τρεις (tripile) κυλινδρικούς χαλύβδινους πασσάλους, οι οποίοι εισχωρούν στον πυθμένα της θάλασσας. Οι μονού πυλώνα κατασκευές τοποθετούνται σε βάθη έως 30m και υποστηρίζουν Α/Γ έως 2MW ενώ οι τριπλού πυλώνα τοποθετούνται έως και 40 m βάθος.
- 3) **Κενό/αναρρόφηση** (suction/bucket): Οι κατασκευές αυτές ανήκουν στην κατηγορία του μονού πυλώνα όμως έχουν διαφορετικό τρόπο θεμελίωσης. Έχουν ένα χαλύβδινο άξονα κωνικής μορφής που το κάτω μέρος τους αποτελείται από κοιλότητες οι οποίες δημιουργούν διαμερίσματα περιμετρικά του άξονα. Όταν το κάτω άκρο του κωνικού άξονα ακουμπήσει το πυθμένα, αντλείται νερό από την εσωτερική κοιλότητα προς τα έξω. Σαν αποτέλεσμα αυτού, δημιουργείται διαφορά πίεσης η οποία δημιουργεί μια δύναμη προς τα κάτω. Όταν ολοκληρωθεί η εγκατάσταση αφαιρούνται οι αντλίες και οι έξοδοι σφραγίζονται με βαλβίδες. Αυτές οι τύπου κατασκευές τοποθετούνται σε βάθη έως 25m.
- 4) **Μεταλλικοί πύργοι** (jacket): Πρόκειται για μεταλλικούς πύργους (χωροδικτυώματα) που προκατασκευάζονται, ρυμουλκούνται, ποντίζονται και θεμελιώνονται στο πυθμένα με πασσάλους ή συστήματα βαρύτητας. Αποτελούνται από κύρια κοίλα μέλη τα οποία συνθέτουν έναν πλαισιακό φορέα και ενδιάμεσα δευτερεύοντα στοιχεία. Χρησιμοποιούνται για βάθη έως 50 m και στηρίζουν Α/Γ έως 5MW.

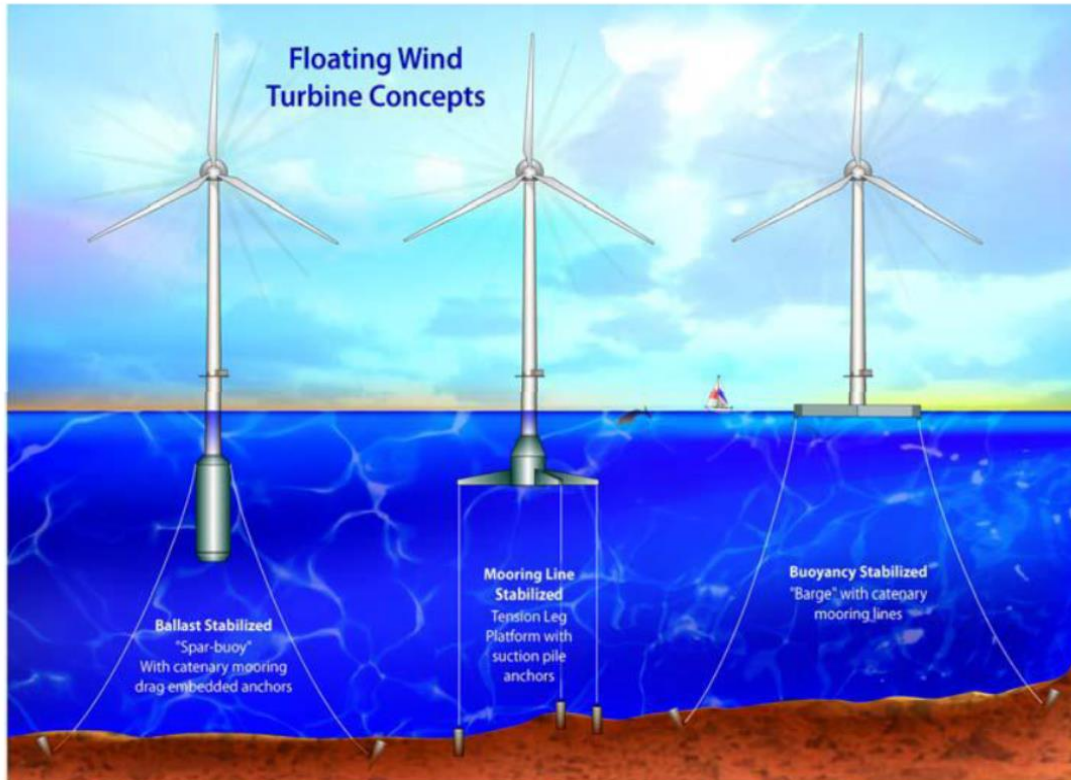


Εικόνα 1.9 Σταθερές κατασκευές στήριξης: 1: έδραση βαρύτητας, 2: μονούπυλώνα, 3:jacket^[12]

ΠΛΩΤΕΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΕΣ

Στις πλωτές κατασκευές η στήριξη προέρχεται από το νερό και όχι από το έδαφος. Οι κατασκευές αυτές αποτελούνται από μια επιπλέουσα πλατφόρμα της οποίας η επαφή με το έδαφος γίνεται μέσω γραμμών αγκύρωσης που την κρατούν προσδεμένη στην θέση της. Ο πλωτήρας παρέχει την άνωση που υποστηρίζει το βάρος της Α/Γ και μειώνει τις κινήσεις προνευτασμού (pitch), περιστροφής (roll) και κατακόρυφης ταλάντωσης (heave).

Το βασικό πλεονέκτημα των πλωτών κατασκευών έναντι των σταθερών είναι η δυνατότητα εγκατάστασης τους σε μεγάλα βάθη. Υπάρχουν τρεις βασικές κατηγορίες πλωτών κατασκευών ως προς το είδος της προσφερόμενης ευστάθειας τους: ευστάθεια μέσω έρματος (ballast stabilized), ευστάθεια μέσω αγκυρώσεων (mooring stabilized), ευστάθεια μέσω άντωσης ή ισάλου επιφάνειας (buoyancy or water plane stabilized).



Εικόνα 1.10 Οι τρεις βασικοί τύποι πλωτών κατασκευών στήριξης ανεμογεννητριών^[13]

1. Ευστάθεια μέσω έρματος

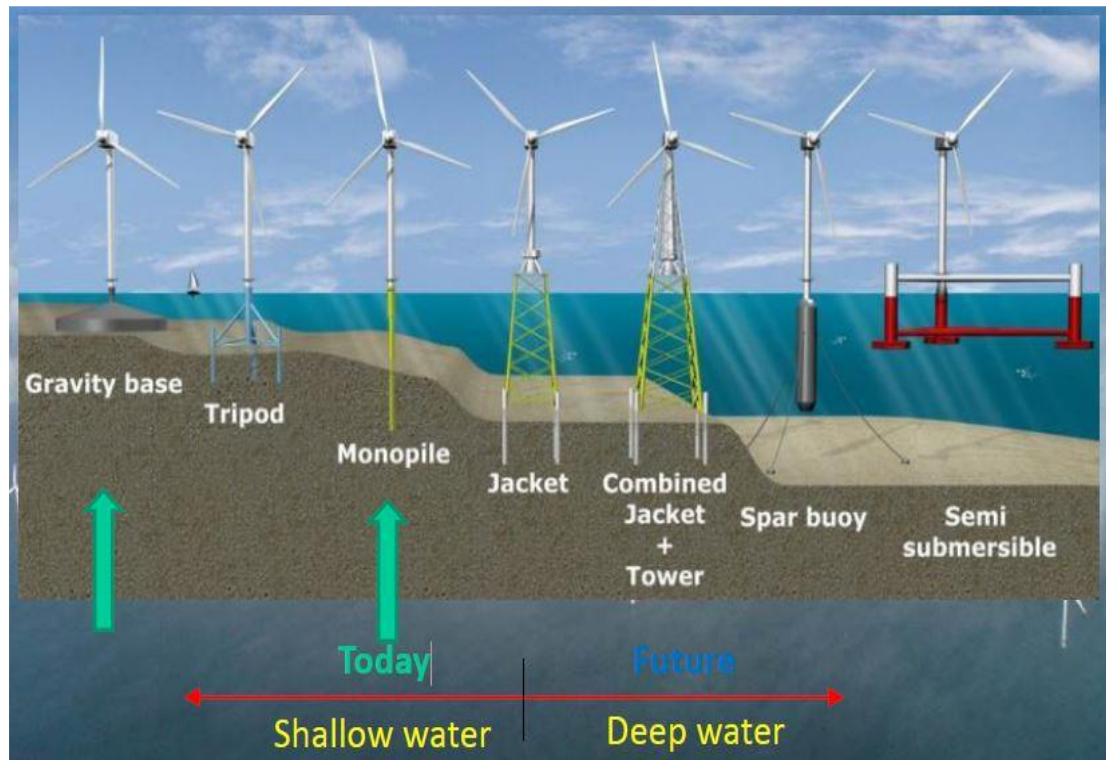
Αυτές οι κατασκευές γίνονται ευσταθής μέσω της κατάλληλης τοποθέτησης ποσότητας έρματος. Μέσω του έρματος το κέντρο βάρους είναι χαμηλότερα από το κέντρο άντωσης προσδίδοντας στο σύστημα υψηλή ροπή αντίστασης καθώς και μοχλοβραχίονα επαναφοράς που αποσβένει το προνευτασμό και το διατοιχισμό. Ακόμη οι κατακόρυφες ταλαντώσεις είναι σχετικά μικρές καθώς το βύθισμά τέτοιων κατασκευών είναι μεγάλο. Χαρακτηριστικό παράδειγμα τέτοιων κατασκευών είναι οι κατασκευές τύπου spar buoy^[10]

2. Ευστάθεια μέσω αγκυρώσεων-Mooring stabilized

Σε αυτές τις κατασκευές η απαιτούμενη ευστάθεια εξασφαλίζεται μέσω των τεντωμένων κατακόρυφων γραμμών αγκύρωσης. Κατά την εγκατάστασή τους εφαρμόζεται προένταση στα συρματοσχοίνα. Το βύθισμα στο οποίο γίνεται η πρόσδεση του πλωτήρα είναι μεγαλύτερο από αυτό στο οποίο θα ισορροπούσαν οι δυνάμεις του βάρους και της άντωσης. Με αυτόν τον τρόπο δημιουργείται μια περίσσεια άντωσης που αυξάνει περαιτέρω την προένταση. Τυπικό παράδειγμα της συγκεκριμένης κατηγορίας είναι οι tension leg platforms (TLP), δηλαδή οι πλατφόρμες υπό υψηλή τάση.

3. Ευστάθεια μέσω άντωσης ή ισάλου επιφάνειας-Buoyancy or water-plane stabilized

Σε αυτήν την περίπτωση επιτυγχάνεται ευστάθεια μέσω του μεγέθους της ισάλου επιφάνειας και της κατανομής άντωσης ενώ χρησιμοποιούνται γραμμές αλυσοειδούς καμπύλης (catenary moorings). Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι οι φορηγίδες (barges) και οι πλωτές ημιβυθισμένες κατασκευές semi submersibles.



Εικόνα 1.11 Σημερινοί αλλά και μελλοντικοί τύποι κατασκευών στήριξης ανεμογεννητριών^[14]

2 ΑΣΚΟΥΜΕΝΕΣ ΦΟΡΤΙΣΕΙΣ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ

2.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΤΩΝ ΣΥΝΘΗΚΩΝ ΤΟΥ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝΤΟΣ

2.1.1 ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ – ΑΠΛΑ ΑΡΜΟΝΙΚΑ ΚΥΜΑΤΑ

Ο απλός αρμονικός κυματισμός (κύματα Airy) προκύπτει σαν λύση του γραμμικοποιημένου προβλήματος 1^{ης} τάξης που περιγράφεται από τις παρακάτω εξισώσεις για $n=1$ [15]

Κινηματική συνθήκη ελεύθερης επιφάνειας

$$\partial\Phi^{(1)}/\partial z - \partial\zeta/\partial t = 0 \text{ για } z=0 \quad (2.1.1)$$

Δυναμική συνθήκη ελεύθερη επιφάνειας

$$\partial\Phi^{(1)}/\partial t + g\zeta^{(1)} = 0 \text{ για } z=0 \quad (2.1.2)$$

Στο πεδίο ροής

$$\Delta\Phi^{(n)} = 0 \quad (\text{εξ. Laplace}) \quad (2.1.3)$$

Οριακή συνθήκη στον πυθμένα

$$\partial\Phi^{(n)}/\partial n^{\rightarrow} = \nabla^{\rightarrow}\Phi^{(n)}\cdot n^{\rightarrow} = 0 \quad (2.1.4)$$

Τα αποτελέσματα από την λύση του προβλήματος για την ανύψωση του ελεύθερης επιφάνειας και του δυναμικού του πεδίου ροής για πεπερασμένο βάθος είναι:

$$\zeta^{(1)}(x,y,z;t) = \frac{H}{2} \cos [k(x\cos\theta + y\sin\theta) - \omega t] \quad (2.1.5)$$

$$\Phi^{(1)}(x,y,z;t) = \frac{Hgcosh[k(z+d)]}{2\omega\cosh(kd)} \sin [k(x\cos\theta + y\sin\theta) - \omega t] \quad (2.1.6)$$

όπου:

k : ο αριθμός κύματος που ισούται με $k=2\pi/\lambda$

λ : το μήκος κύματος

ω : η κυκλική συχνότητα του κύματος που συνδυάζεται με τον αριθμό κύματος k μέσω της σχέσης:

$$\omega^2 = kg \tanh(kd)$$

d : το βάθος του νερού

θ : η γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση προχώρησης του μετώπου του κυματισμού με τον άξονα των x . Σε περίπτωση σύμπτωσης των δύο διευθύνσεων οι εξ. (2.1.5) και (2.1.6) που περιγράφουν απλό αρμονικό κυματισμό κινούμενο κατά τη διεύθυνση του θετικού ημιάξονα των x , γίνονται:

$$\zeta^{(1)}(x;t) = \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) \quad (2.1.7)$$

Και

$$\Phi^{(1)}(x,y,z;t) = \frac{Hg \cosh[k(z+d)]}{2\omega \cosh(kd)} \sin [kx - \omega t] \quad (2.1.8)$$

Στην περίπτωση απλού αρμονικού κύματος οι τροχιές των μορίων του ρευστού είναι κλειστές και κατά συνέπεια δεν εμφανίζεται μεταφορά μάζας.

2.1.2 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΚΑΤΑ STOKES. ΚΥΜΑΤΑ 2ΗΣ, 3ΗΣ ΚΑΙ 5ΗΣ ΤΑΞΗΣ

Για να βρεθούν λύσεις ανώτερης τάξης στα πλαίσια της θεωρίας διαταραχών πρέπει να λυθεί το αντίστοιχο πρόβλημα οριακών τιμών που ορίζεται από τις παρακάτω σχέσεις για $n=2$ ^[15]:

$$\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial z} - \frac{\partial \zeta^{(2)}}{\partial t} = -\zeta^{(1)} \frac{\partial^2 \Phi^{(1)}}{\partial z^2} + \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \frac{\partial \zeta^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial y} \frac{\partial \zeta^{(1)}}{\partial y} \quad \text{για } z=0 \quad (2.1.9)$$

$$\frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} - g \zeta^{(2)} = -\zeta^{(1)} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t \partial z} - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad \text{για } z=0 \quad (2.1.10)$$

$$\Delta \Phi^{(n)} = 0 \quad \text{στο πεδίο ροής (εξ. Laplace)} \quad (2.1.11)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi^{(n)}}{\partial \bar{n}} = \vec{\nabla} \Phi^{(n)} \cdot \vec{n} = 0 \quad (\text{οριακή συνθήκη στον πυθμένα}) \quad (2.1.12)$$

Χρησιμοποιώντας την θεωρία του απλού αρμονικού κυματισμού μπορούμε να υπολογίσουμε τα μεγέθη $\zeta^{(2)}$, $\Phi^{(2)}$ και τον λόγο $\varepsilon = H/2\lambda$.

Στην παράγραφο αυτή θα αναφέρουμε τα σχετικά αποτελέσματα για πεπερασμένο βάθος νερού και προοδευτικό κυματισμό κατά τη διεύθυνση του θετικού ημιάξονα x .

$$\begin{aligned} \zeta &= \varepsilon \zeta^{(1)} + \varepsilon^2 \zeta^{(2)} = \\ &= \frac{H}{2} \cos(kx - \omega t) + \frac{H^2 \pi [2 + \cosh(2kd)] \cosh(kd)}{8\lambda \sinh^3(kd)} \cos[2(kx - \omega t)] \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

$$\begin{aligned} \Phi &= \varepsilon \Phi^{(1)} + \varepsilon^2 \Phi^{(2)} = \\ &= \frac{H\lambda \cosh[k(z+d)]}{2T \sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) + \frac{3H^2 \omega \cosh[2k(z+d)]}{16T \sinh^4(kd)} \sin[2(kx - \omega t)] \end{aligned} \quad (2.1.14)$$

Η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας που περιγράφεται από την εξ. (2.1.13) δεν είναι συμμετρική ως προς την αδιατάρακτη επιφάνεια του νερού. Αυτό το διαπιστώνουμε και θέτοντας στην εξίσωση αυτή $\theta = kx - \omega t = 0$ και 180° , τιμές που αντιστοιχούν στη «κορυφή» και την «κοιλιά» του κύματος:

$$\frac{a \text{ κορυφής}}{H} = \frac{1}{2} + \frac{[2 + \cosh(2kd)] \cosh(kd)}{\sinh^3(kd)} \quad (2.1.15)$$

$$\frac{a \text{ κοιλιάς}}{H} = \frac{1}{2} - \frac{\pi H [2 + \cosh(2kd)] \cosh(kd)}{8\lambda \sinh^3(kd)} \quad (2.1.16)$$

Για την περίπτωση κυμάτων Stokes 2ης τάξης σε βαθύ νερό ($d > \lambda/2$) μέσω των προσεγγιστικών των σχέσεων υπερβολικών τριγωνομετρικών συναρτήσεων έχουμε από τις (2.1.15) και (2.1.16)

$$\frac{a_{\text{κορυφή}}}{H} = 12\left(1 + 1,57 \frac{H}{\lambda}\right) \quad (2.1.17)$$

$$\frac{a_{\text{κοιλιάδας}}}{H} = 12\left(1 - 1,57 \frac{H}{\lambda}\right) \quad (2.1.18)$$

Η ταχύτητα μετατόπισης καθώς και το μήκος κύματος είναι τα ίδια με αυτά της πρώτης τάξης :

$$c = \frac{gT}{2\pi} \tanh(kd) \quad \text{και} \quad \lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) \quad (2.1.19)$$

Ενδιαφέρον παρουσιάζουν ακόμα και τα κύματα 3ης και 5ης τάξης, που όμως λόγω των πολύπλοκων υπερβολικών τριγωνομετρικών συναρτήσεων που εμφανίζονται στις εκφράσεις τους είναι επίπονη η χρησιμοποίησή τους. Ο Skjelbreia^[16] διατύπωσε την ακόλουθη σχέση για την ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας στο πρόβλημα 3ης τάξης:

$$\frac{\zeta^{(3)}}{\lambda} = A_1 \cos(kx - \omega t) + A_2 \cos|2(kx - \omega t)| + A_3 \cos|3(kx - \omega t)| \quad (2.1.20)$$

Όπου:

$$A_1 = \frac{\alpha}{\lambda} \quad (2.1.21)$$

$$A_2 = \pi A_1^2 \cdot f_2(kd) \quad (2.1.22)$$

$$A_3 = \pi^2 A_1^3 \cdot f_3(kd) \quad (2.1.23)$$

$$f_2(kd) = \frac{[2 + \cosh(2kd)] \cosh(kd)}{2 \sinh^3(kd)} \quad (2.1.24)$$

$$f_3(kd) = \frac{3}{16} \frac{8 \cosh^6(kd)}{\sinh^6(kd)} \quad (2.1.25)$$

Η σχέση του ύψους κύματος H και α είναι:

$$\frac{H}{d} = \frac{\lambda}{d} \left[2 \left(\frac{\alpha}{\lambda} \right) + 2\pi^2 \left(\frac{\alpha}{\lambda} \right)^3 f_3(kd) \right] \quad (2.1.26)$$

Το μήκος κύματος λ δίνεται από τη σχέση:

$$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh(kd) \left[1 + (k\alpha)^2 \frac{14 + 4 \cosh^2(2kd)}{16 \sinh^4(kd)} \right] \quad (2.1.27)$$

Σε αυτήν την περίπτωση το λ εξαρτάται και από το ύψος κύματος, εκτός από το βάθος του νερού και την περίοδο του κύματος, δεδομένου ότι το μέγεθος α είναι συνάρτηση του H . Αυτό σημαίνει ότι στα πλαίσια της θεωρίας της 3ης τάξης θα πρέπει να πινακοποιηθούν οι διάφορες συναρτήσεις σε σχέση με το H/d και το $\frac{2\pi d}{gT^2}$.

Η ταχύτητα του κύματος δίνεται από τη σχέση :

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh(kd) \left[1 + (ka)^2 \frac{8 + \cosh^4(2kd)}{8 \sinh^4(kd)} \right] \Rightarrow$$

$$c^2 = \frac{g}{k} \tanh(kd) \left[1 + (ka)^2 \frac{14 + 4 \cosh^4(2kd)}{16 \sinh^4(kd)} \right] \quad (2.1.28)$$

Η παράσταση στην αγκύλη εκφράζει την επίδραση του πεπερασμένου λόγου ύψους προς μήκος κύματος (H/λ) στην ταχύτητα μετάδοσής του.

Για την περίπτωση $d/\lambda > 0.5$ (βαθύ νερό) οι συναρτήσεις $f_2(kd)$ και $f_3(kd)$ τείνουν στο 1 και 3/2 αντίστοιχα οπότε η ελεύθερη επιφάνεια στην περίπτωση αυτή περιγράφεται από τη σχέση:

$$\zeta_0 = a \cos(kx - \omega t) + \frac{1}{2} k a^2 \cos[2(kx - \omega t)] + \frac{3}{8} k^2 a^3 \cos[3(kx - \omega t)] \quad (2.1.29)$$

Όπου

$$H_0 = 2a + \frac{3}{4} k^2 a^3 \quad (2.1.30)$$

Ενώ η ταχύτητα μετάδοσης του κύματος είναι :

$$C_0^2 = \frac{g}{k} [1 + (ka)^2] \quad (2.1.31)$$

Οι δείκτες (0) υποδεικνύουν μεγέθη που αντιστοιχούν στο βαθύ νερό.

Το δυναμικό ταχύτητας που περιγράφει τα κύματα 3ης τάξης δίνεται από τη σχέση:

$$\Phi^{(3)}(x, z; t) = \frac{\omega}{k^2} [F_1(kd, ka) \cosh[k(z+d)] \sin(kx - \omega t)$$

$$+ \frac{1}{2} F_2(kd, ka) \cosh[2k(z+d)] \sin[2(kx - \omega t)]$$

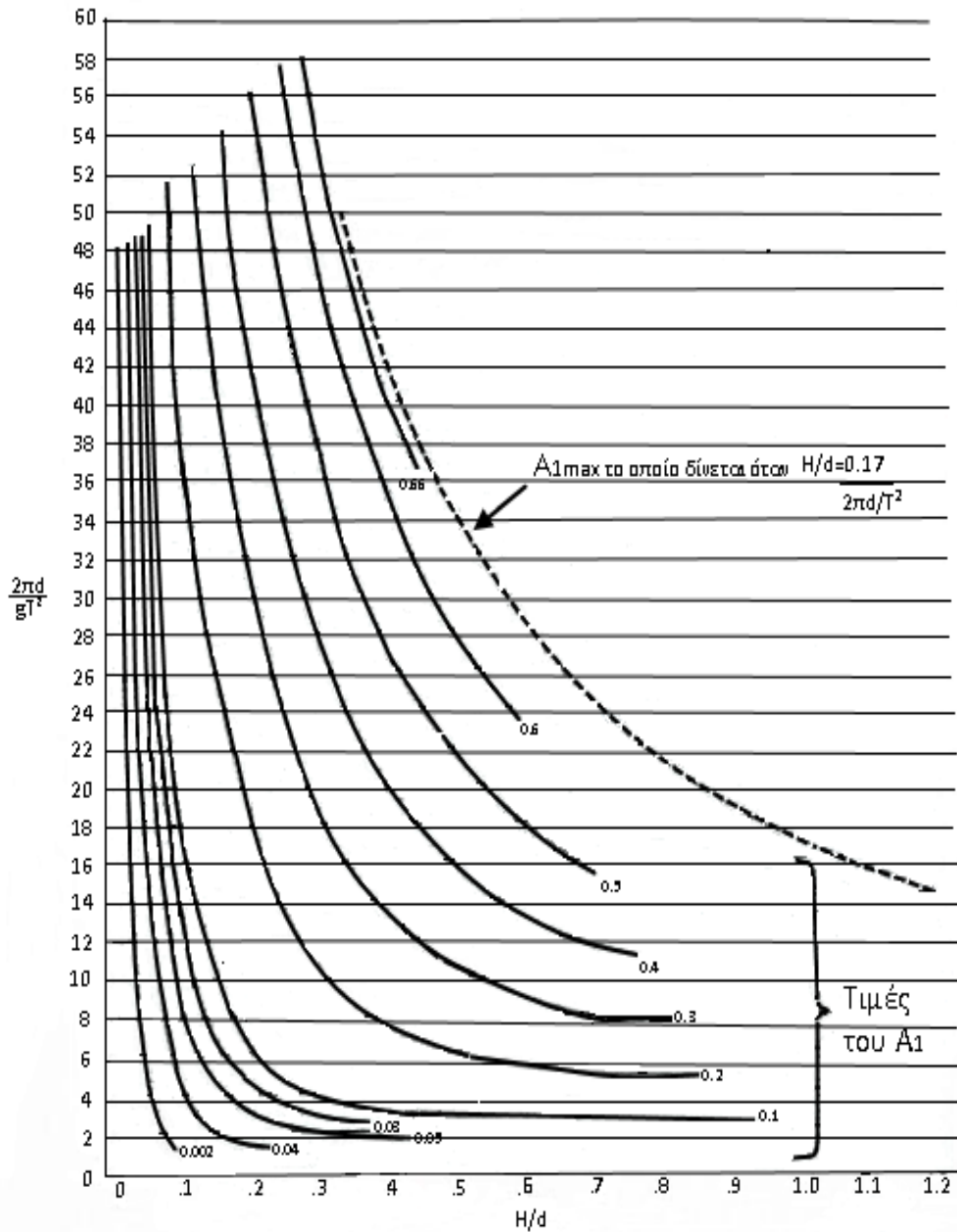
$$+ \frac{1}{3} F_3(kd, ka) \cosh[3k(z+d)] \sin[3(kx - \omega t)]] \quad (2.1.32)$$

$$F_1(kd, ka) = \frac{ka}{\sinh(kd)} - (ka)^2 \frac{[1 + 5 \cosh^2(kd)] \cosh^2(kd)}{8 \sinh^5(kd)} \quad (2.1.33)$$

$$F_2(kd, ka) = \frac{3(ka)^2}{4 \sinh^4(kd)} \quad (2.1.34)$$

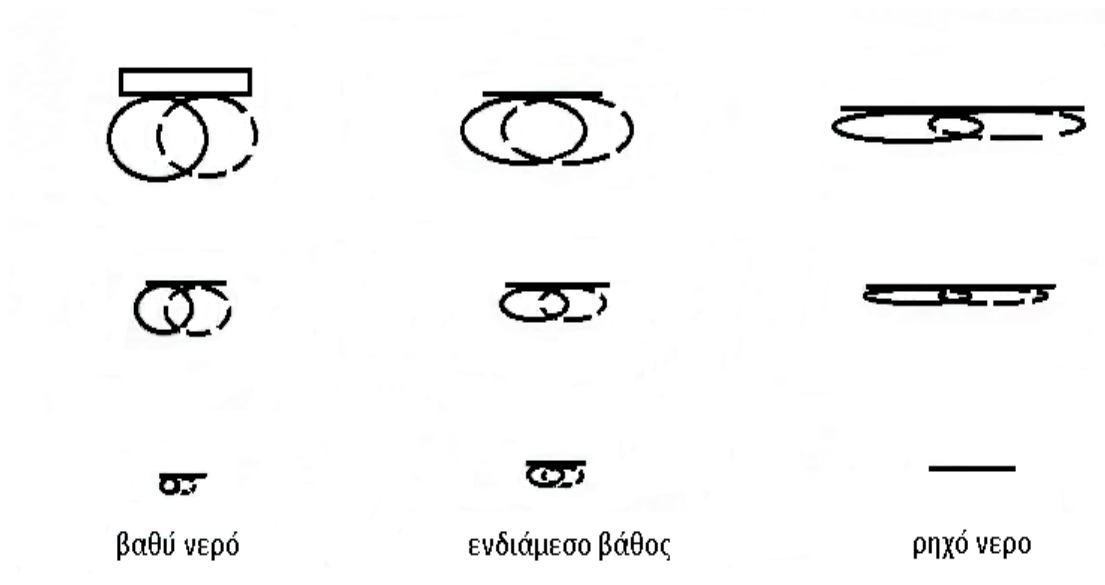
$$F_3(kd, ka) = \frac{3}{64} (ka)^3 \frac{11 - 2 \cosh(kd)}{\sinh^7(kd)} \quad (2.1.35)$$

Οι συναρτήσεις A_1 , A_2 , A_3 και F_1 , F_2 , F_3 που δίνονται από τις σχέσεις (2.1.21 – 2.1.23) και (2.1.33 – 2.1.35), αντίστοιχα, δίνονται υπό τη μορφή πινάκων^[15], οι οποίοι μπορούν να υπολογιστούν μετά την εύρεση του d/λ σαν συνάρτηση του H/d και του $\frac{2\pi d}{gT^2}$ από τις σχέσεις (2.1.26) και (2.1.27).



Σχήμα 2.1 Τιμές του A_1 συναρτήσει του $2\pi d/gT^2$ και H/d για κύματα Stokes τρίτης τάξης ^[15]

Στην περίπτωση των κυμάτων Stokes οι τροχιές των μορίων του ρευστού δεν είναι κλειστές, σε αντίθεση με τα αρμονικά κύματα. Σαν συνέπεια αυτού εμφανίζεται μεταφορά μάζας. Η ταχύτητα προχώρησης των μορίων στο υψηλότερο σημείο της τροχιάς τους είναι μεγαλύτερη από την αντίστοιχη ταχύτητα κατά την αντίθετη κατεύθυνση στο κατώτερο σημείο της. Στο σχήμα 2.2 φαίνεται η μορφή της τροχιάς των μορίων για τρεις περιπτώσεις: α) βαθύ νερό β) ενδιάμεσο βάθος και γ) ρηχό νερό.



Σχήμα 2.2 Τροχιές μορίων κυμάτων Stokes ^[15]

Το φαινόμενο της μεταφοράς μάζας το οποίο ερευνήθηκε θεωρητικά από τον Stokes^[17], επιβεβαιώθηκε αργότερα και πειραματικά. Εάν συμβολίσουμε με $\Delta\xi_T$ την οριζόντια μετατόπιση ενός μορίου ρευστού σε μία περίοδο (T), τότε η ταχύτητα μεταφοράς μάζας θα είναι:

$$U_M = \frac{\Delta\xi_T}{T} \quad (2.1.36)$$

Για τα κύματα Stokes δεύτερης τάξης ισχύει:

$$U_M = \frac{\Delta\xi_T}{T} = \pi^2 \left(\frac{H}{\lambda}\right)^2 \frac{c \cosh[2k(z+d)]}{2\sinh^2(kd)} \quad (2.1.37)$$

όπου c : η ταχύτητα μετάδοσης του κύματος.

Η σχέση αυτή μπορεί να αποδειχθεί με τον υπολογισμό της οριζόντιας ταχύτητας u του μορίου του ρευστού $u = \partial\Phi/\partial x$ από τη σχέση (2.1.14) και στη συνέχεια με τον υπολογισμό της μετατόπισης που υφίσταται ολοκληρώνοντας σε μια περίοδο.

Για το βαθύ νερό με τη βοήθεια των γνωστών προσεγγιστικών τύπων για τις υπερβολικές τριγωνομετρικές συναρτήσεις παίρνοντας από την (2.1.37):

$$U_{M0} = \pi^2 \left(\frac{H}{\lambda}\right)^2 C_0 e^{2kz} = \pi^2 \left(\frac{H}{\lambda}\right)^2 C_0 e^{\frac{4\pi z}{\lambda}} \quad (2.1.38)$$

που δείχνει ότι με αύξηση του βάθους η μεταφορά μάζας ελαττώνεται εκθετικά.

Εκτός από τις λύσεις 2ης και 3ης τάξης που αναφέρθηκαν αναπτύχθηκε μια σειρά θεωριών ανώτερης τάξης. Η σπουδαιότερη είναι η πέμπτη που

παρουσιάσθηκε από τον Skjelbreia, Hendrickson^[18] και τον De^[19]. Το βασικό ερώτημα της σύγκλισης των σειρών διαταραχών που χρησιμοποιούνται για την προσέγγιση του δυναμικού από τον Stokes ερευνήθηκε από τον Levi-Civita^[20] και τον Struik^[21] για άπειρο και πεπερασμένο βάθος νερού αντίστοιχα και αποδείχθηκε η σύγκλισή τους.

Η θεωρία 5ης τάξης θα παρουσιασθεί στη συνέχεια. Για να δοθεί η μαθηματική διατύπωση του δυναμικού $\Phi^{(5)}$ και της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας $\zeta^{(5)}$ θα πρέπει να λυθούν διαδοχικά 5 διαφορετικά υδροδυναμικά προβλήματα. Αυτό συμβαίνει διότι η λύση 5ης τάξης προκύπτει γνωρίζοντας εκείνες της 1ης, 2ης, 3ης και 4ης τάξης. Σύμφωνα με τον Skjelbreia – Hendrickson^[18] το δυναμικό $\Phi^{(5)}$ και η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας $\zeta^{(5)}$ δίνονται από τις εξής δυναμοσειρές:

$$\begin{aligned} \Phi^{(5)} = & \frac{\lambda^2}{2\pi T} [\varepsilon A_{11} + \varepsilon^3 A_{13} + \varepsilon^5 A_{15} \cosh[k(z+d)] \sin(kx - \omega t) + \\ & (\varepsilon^2 A_{22} + \varepsilon^4 A_{24}) \cosh[2k(z+d)] \sin[2(kx - \omega t)] + \\ & (\varepsilon^3 A_{33} + \varepsilon^5 A_{35}) \cosh[3k(z+d)] \sin[3(kx - \omega t)] + \\ & \varepsilon^4 A_{44} \cosh[4k(z+d)] \sin[4(kx - \omega t)] + \\ & \varepsilon^5 A_{55} \cosh[5k(z+d)] \sin[4(kx - \omega t)]] \end{aligned} \quad (2.1.39)$$

Και

$$\begin{aligned} \zeta^{(5)} = & \frac{\lambda^2}{2\pi T} [(\varepsilon \cos(kx - \omega t) + (\varepsilon^2 B_{22} + \varepsilon^4 B_{24}) \cos[2(kx - \omega t)] + (\varepsilon^3 B_{33} + \varepsilon^5 B_{55}) \cos[3(kx - \omega t)] + \\ & \varepsilon^4 B_{44} \cos[4(kx - \omega t)] + \varepsilon^5 B_{55} \cos[5(kx - \omega t)])] \end{aligned} \quad (2.1.40)$$

Οι συντελεστές A_{ij} και B_{ij} που υπεισέρχονται στις σχέσεις είναι συναρτήσεις του λόγου d/λ (= βάθος νερού/μήκος κύματος). Μεταξύ του συντελεστή ε και των χαρακτηριστικών μεγεθών του κύματος H, T, λ, d ισχύουν οι εξής σχέσεις που προκύπτουν από την απαίτηση ικανοποίησης των οριακών συνθηκών :

$$\frac{\pi H}{d} = \frac{1}{d/\lambda} [\varepsilon + \varepsilon^3 B_{33} + \varepsilon^5 (B_{35} + B_{55})] \quad (2.1.41)$$

$$\frac{d}{\lambda_0} = \frac{d}{\lambda} [1 + \varepsilon^2 C_1 + \varepsilon^4 C_2] \tanh(kd) \quad (2.1.42)$$

Όπου

$$\lambda = \frac{gT^2}{2\pi} = 1.56T^2 \quad (2.1.43)$$

το μήκος κύματος απλού αρμονικού κυματισμού σε βαθύ νερό ίδιας περιόδου με το εξεταζόμενο και C_1, C_2 συναρτήσεις του d/λ που δίνονται επίσης σε πίνακες.

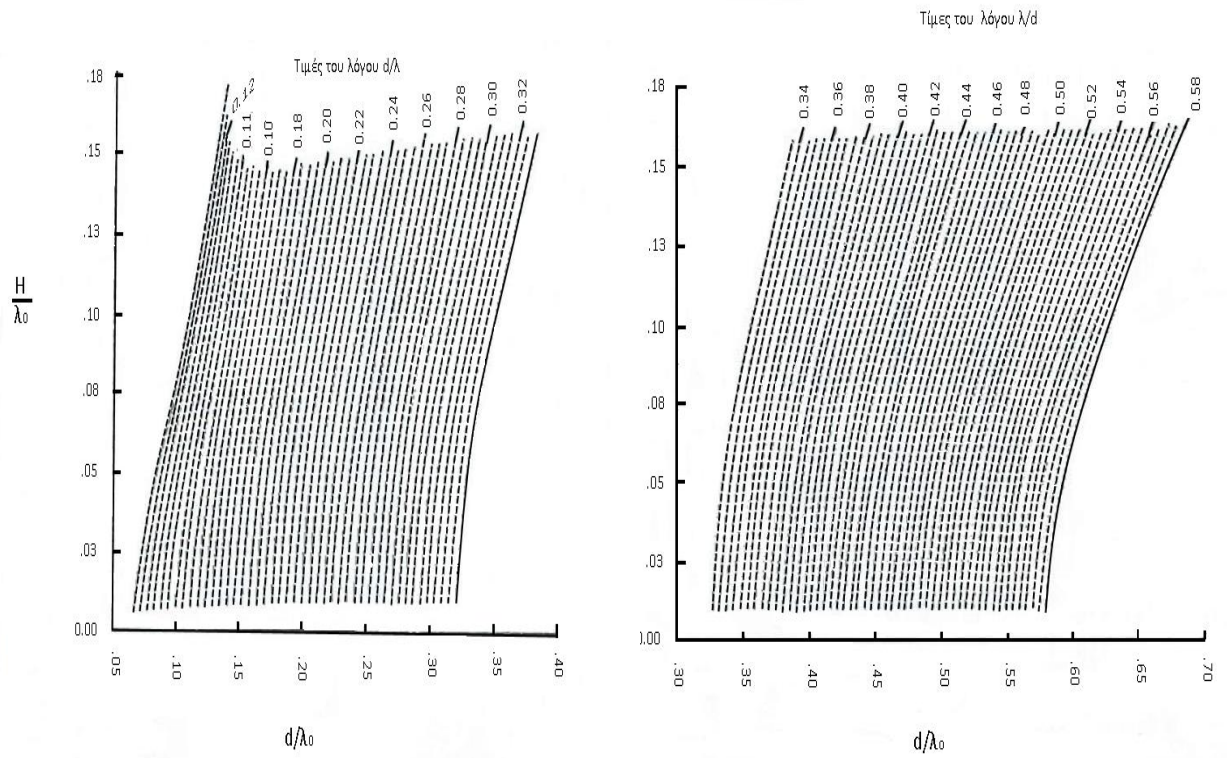
Οι εξ.(2.1.41) και (2.1.42) μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τον προσδιορισμό της παραμέτρου ε και ενός από τα τέσσερα μεγέθη (H, T, λ, d) που περιγράφουν το κύμα. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις για την πρακτική εφαρμογή της θεωρίας 5ης τάξης:

1) H, λ, d : γνωστά. Σε αυτή την περίπτωση οι συντελεστές A_{ij}, B_{ij}, C_1, C_2 μπορούν να προσδιοριστούν από πίνακες και να βρεθούν οι τιμές του ε σαν πραγματικές ρίζες της εξ.(2.1.41). Στη συνέχεια να προσδιοριστεί το μέγεθος λ_0 από την εξ.(2.1.42) και η περίοδος του κύματος από τη σχέση (2.1.43).

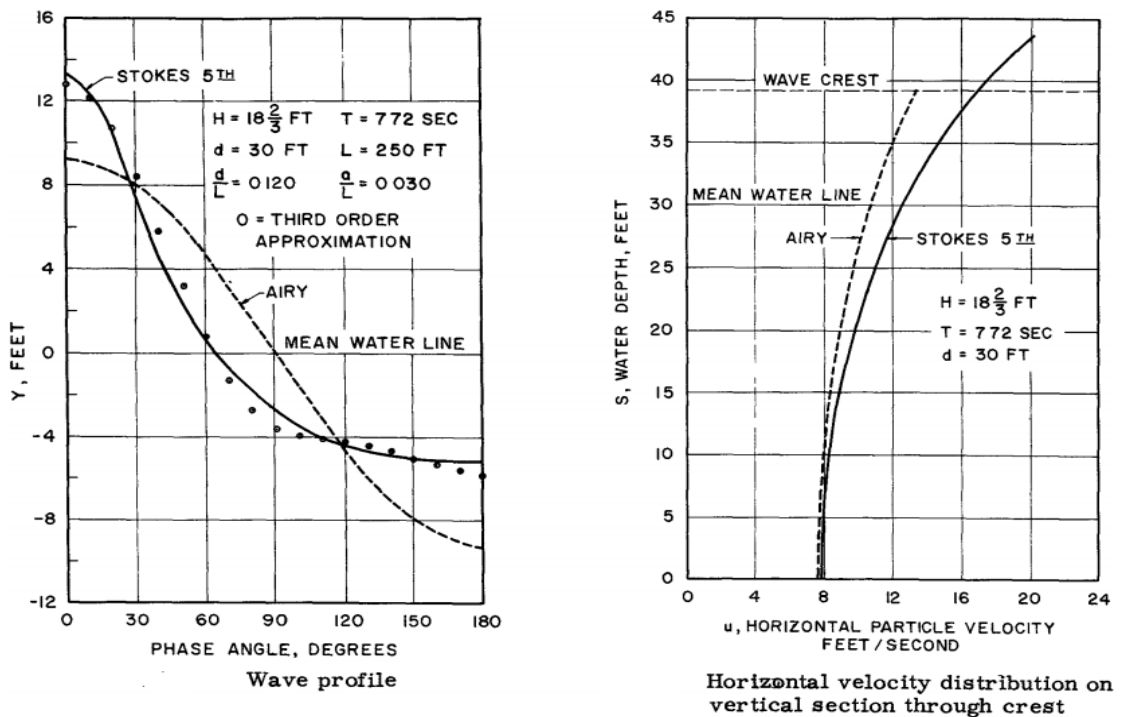
2) H, T, d : γνωστά. Αυτή είναι η πιο συνηθισμένη περίπτωση. Επειδή στους μη γραμμικούς κυματισμούς δεν υφίσταται απ' ευθείας σχέση μεταξύ της περιόδου και του μήκους κύματος λ , για την εύρεση των τιμών του λ και το ε , θα πρέπει να επιλυθεί το σύστημα των εξ.(2.1.41) και (2.1.42). Όμως οι συντελεστές B_{33}, B_{55}, C_1, C_2 του συστήματος είναι συναρτήσεις του ζητούμενου λόγου d/λ και έτσι η επίλυση του θα πρέπει να γίνει με δοκιμές. Για να επιτευχθεί αυτό χρειάζεται η βοήθεια του ηλεκτρονικού υπολογιστή. Στο σχήμα 2.3 παρουσιάζεται το αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας όπου για δεδομένες τιμές των λόγων d/λ_0 και H/λ_0 δίνονται οι αντιστοιχούσες τιμές του d/λ . Από την στιγμή που το d/λ γίνει γνωστό μπορεί να χρησιμοποιηθεί το σχήμα 2.3 για τον προσδιορισμό των απαιτούμενων συντελεστών. Η γνώση του λ_0 απαιτείται για να ολοκληρωθεί το πρώτο στάδιο της διαδικασίας και κυρίως για τη χρήση των σχημάτων 2.3. Άρα θα πρέπει να υπολογιστεί από την σχέση (2.1.43) δεδομένου ότι η περίοδος του κύματος υποτέθηκε γνωστή.

Αφού προσδιοριστούν οι σταθερές A_{ij}, B_{ij} μπορούν επίσης να προσδιοριστούν από τις σχέσεις (2.1.39) και (2.1.40) το δυναμικό της ροής και το προφίλ του κύματος και κατά συνέπεια μπορούν να γίνουν γνωστά το πεδίο πιέσεων, ταχυτήτων και επιταχύνσεων που αντιστοιχούν σε κύματα Stokes 5ης τάξης.

Στο σχήμα 2.4 συγκρίνονται για δεδομένα μεγέθη H, d, T, λ η ανύψωση του κύματος και το πλάτος της οριζόντιας συνιστώσας της ταχύτητας u κάτω από την κορυφή του για την περίπτωση κύματος 5ης τάξης.



Σχήμα 2.3 Κύματα Stokes 5ης τάξης. Τιμές του λόγου d/λ συναρτήσει των H/λ_0 και d/λ_0 [15]

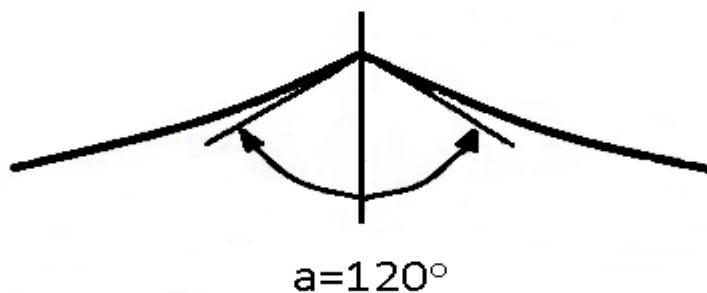


Σχήμα 2.4 Σύγκριση θεωριών 1ης και 5ης τάξης [15]

2.1.3 ΘΡΑΥΣΗ ΚΥΜΑΤΩΝ

Το κύμα γίνεται ασταθές και επέρχεται ή θραύση του την στιγμή που η ταχύτητα των μορίων του ρευστού στην κορυφή του κύματος υπερβεί την ταχύτητα μετάδοσης του κύματος. Υπάρχει ένα μέγιστο ύψος για κάθε βάθος νερού και περίοδο κύματος που προκύπτει από το αυτό κριτήριο.

Ο Stokes διαπίστωσε ότι το κύμα γίνεται ασταθές όταν η γωνία στην κορυφή του γίνει μικρότερη από 120° (σχήμα 2.5).



Σχήμα 2.5 Όριο γωνίας στην κορυφή του κύματος στην κατάσταση θραύσης του ^[25].

Ο Michell^[22] και ο Havelock^[23] έδειξαν ότι στο βαθύ νερό, στην οριακή τιμή της γωνίας αντιστοιχεί η μέγιστη τιμή του λόγου H/λ (ύψος κύματος/μήκος κύματος) που είναι:

$$\left(\frac{H}{\lambda_0}\right)_{max} = \frac{H_{0\theta}}{\lambda_{0\theta}} = \frac{1}{7} = 0.142 \quad (2.1.44)$$

όπου: $H_{0\theta}$ το μέγιστο ύψος του κύματος και $\lambda_{0\theta}$ το μήκος του σε βαθύ νερό τη στιγμή της θραύσης (ο δείκτης 0 συμβολίζει το βαθύ νερό και ο θ την κατάσταση κατά τη θραύση). Η τιμή του $1/7$ είναι γνώστη στην διεθνή βιβλιογραφία ως όριο κατά Michel-Havelock^[22].

Στη συνέχεια θα εξεταστούν κύματα κατά Stokes 3ης τάξης στην κατάσταση θραύσης όταν θεωρούμε ότι το νερό έχει άπειρο βάθος.

Η ταχύτητα μετάδοσης του κύματος δίνεται από τη σχέση (2.1.31) και μπορεί να γραφεί ως:

$$C_{0\theta}^2 = \frac{g\lambda_{0\theta}}{2\pi} \left[1 + \pi^2 \left(\frac{H_{0\theta}}{\lambda_{0\theta}} \right)^2 \right] \quad (2.1.45)$$

Λόγω της (2.1.44) έχουμε:

$$C_{0\theta}^2 = \frac{g\lambda_{0\theta}}{2\pi} \left[1 + \frac{\pi^2}{49} \right] = 1.2 \frac{g\lambda_{0\theta}}{2\pi} \quad (2.1.46)$$

Επειδή όμως $C_{0\theta}^2 = \lambda_{0\theta}^2 / T^2$ από την (2.1.46) προκύπτει:

$$\lambda_{0\theta} = 1.2 \frac{gT^2}{2\pi} = 1.2\lambda_0^A \quad (2.1.47)$$

όπου λ_0^A είναι το μήκος απλού αρμονικού κύματος σε άπειρο βάθος νερού. Από την (2.1.47) συνάγεται ότι:

$$C_{0\theta} = 1.2C_0^A \quad (2.1.48)$$

όπου C_0^A είναι η ταχύτητα μετάδοσης απλού αρμονικού κύματος της ίδιας περιόδου σε βαθύ νερό. Λόγω της (2.1.47) συνάγεται από την (2.1.44) ότι :

$$\frac{H_{0\theta}}{T^2} = 0.268 \frac{m}{s^2} \quad (2.1.49)$$

Η παραπάνω σχέση μετά από τροποποιήσεις εμφανίζεται στο σχήμα 2.5. Τέλος η ανύψωση της κορυφής του κύματος πάνω από την αδιατάρακτη ελεύθερη επιφάνεια στην κατάσταση της θραύσης δίνεται από τη σχέση :

$$\alpha_{\text{κορυφή κύματος}, 0\theta} = 0.675 H_{0\theta} \quad (2.1.50)$$

Στην περίπτωση πεπερασμένου βάθους νερού ο Miche^[24] έδωσε την εξής σχέση για τη μέγιστη τιμή του λόγου H/λ .

$$\left(\frac{H}{\lambda}\right)_{\max} = \frac{H_{0\theta}}{\lambda_{0\theta}} = 0.142 \tanh(kd) = 0.142 \tanh\left(2\pi \frac{d}{\lambda}\right) \quad (2.1.51)$$

Στην περιοχή μικρού σχετικού βάθους του θαλασσινού νερού (d/λ) η θεωρία κυματισμών κατά τον Stokes εμφανίζει αποτελέσματα με μη ικανοποιητική ακρίβεια. Για τις περιπτώσεις όπου $d/\lambda < 1/10$ θα πρέπει κατά συνέπεια να χρησιμοποιηθούν τα αποτελέσματα της θεωρίας των μακρών κυμάτων.

Οι κυριότερες θεωρίες ανώτερης τάξης στα πλαίσια των μακρών κυμάτων είναι αυτές των ελλειπτικών και των μεμονωμένων κυματισμών. Στην πρώτη περίπτωση εμφανίζονται στη μαθηματική διατύπωση της ανύψωσης της ελεύθερης επιφάνειας ελλειπτικές τριγωνομετρικές συναρτήσεις, από όπου προέρχεται και το όνομα τους. Ικανοποιούν ακριβώς μόνο την οριακή συνθήκη του πυθμένα και προσεγγιστικά όλες τις υπόλοιπες. Στην περίπτωση του μεμονωμένου κύματος (solitary wave, Einzelwelle) ικανοποιούνται ακριβώς όλες οι οριακές συνθήκες πλην της δυναμικής οριακής συνθήκης στην ελεύθερη επιφάνεια. Το μεμονωμένο κύμα έχει άπειρο μήκος και κείται εξ' ολοκλήρου πάνω από την αδιατάρακτη ελεύθερη επιφάνεια για διάφορες περιπτώσεις ελλειπτικών κυμάτων. Σημειώνουμε ότι η περίπτωση $k^2=0.0$ αντιστοιχεί σε απλό αρμονικό κυματισμό.

Εκτός των αναλυτικών θεωριών ανώτερης τάξης αναπτύχθηκαν και αντίστοιχες αριθμητικές που απαιτούν για την επεξεργασία τους τη χρήση Η/Υ. Η κυριότερη από τις μεθόδους αυτές είναι η θεωρία που βασίζεται στη χρήση της ροϊκής συνάρτησης για την παράσταση της μορφής του κύματος. Στην περίπτωση αυτή, η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας προσεγγίζεται με υπέρθεση αρμονικού κύματος με άλλα υψηλότερων αρμονικών.

2.2 ΜΕΘΟΔΟΙ ΓΙΑ ΤΟΝ ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟ ΤΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ ΠΟΥ ΕΠΑΓΟΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗ ΑΠΟ ΤΟ ΠΕΡΙΒΑΛΛΟΝ

Μετά τον προσδιορισμό των περιβαλλοντολογικών παραμέτρων της περιοχής εγκατάστασης και λειτουργίας της θαλάσσιας κατασκευής και την μαθηματική περιγραφή τους, κάτι που έγινε στην προηγούμενη παράγραφο (2.1), αμέσως επόμενο βήμα στη μελέτη της κατασκευής αποτελεί ο υπολογισμός των δυνάμεων (φορτίων) που καλείται να αναλάβει.

Τα φορτία κατατάσσονται γενικά σε δύο κατηγορίες ανάλογα με την προέλευσή τους:

- a) Σ' αυτά που οφείλονται στη λειτουργία της κατασκευής (functional loads) και
- b) Σ' αυτά που προκαλούνται από τη δράση του περιβάλλοντος πάνω της (environmental loads)

Στην πρώτη κατηγορία κατατάσσονται τα φορτία εκείνα που οφείλονται στην ύπαρξη και μόνο της κατασκευής και εκείνα που ασκούνται πάνω της κατά την λειτουργία της. Τέτοια φορτία είναι το βάρος της κατασκευής, το βάρος του εξοπλισμού, πιθανά δυναμικά ή στατικά φορτία κατά τη διάρκεια εκτέλεσης εργασιών, καθώς επίσης φορτία που μπορούν να θεωρηθούν αντιδράσεις στη δράση των λειτουργικών φορτίων, όπως για παράδειγμα η δύναμη άντωσης κλπ. Η δεύτερη κατηγορία φορτίων προκαλούνται από την άμεση ή έμμεση δράση του περιβάλλοντος στην κατασκευή. Στην άμεση δράση του περιβάλλοντος επάγονται τα φορτία από τον άνεμο, τα ρεύματα, τους θαλάσσιους κυματισμούς, ή ακόμη και από τους σεισμούς.

Αποτελέσματα έμμεσης δράσης του περιβάλλοντος θεωρούνται οι δυνάμεις των αγκυρώσεων, οι δυνάμεις λόγω των κινήσεων της κατασκευής, τα φορτία από τη θεμελίωση λόγω μεταβολής της γεωμορφολογίας του πυθμένα ή φορτία λόγω θερμοκρασίας.

Από τις δύο προαναφερθείσες κατηγορίες φορτίων η κυριότερη είναι η δεύτερη όσον αφορά την διαστασιοποίηση της κατασκευής. Παρακάτω παρουσιάζεται ο υπολογισμός των δυνάμεων από τους θαλάσσιους κυματισμούς που ασκούνται στις offshore εγκαταστάσεις.

2.2.1 ΦΟΡΤΙΑ ΑΠΟ ΤΟΥΣ ΘΑΛΑΣΣΙΟΥΣ ΚΥΜΑΤΙΣΜΟΥΣ

Η κυριότερη κατηγορία φορτίων που ασκούνται στην κατασκευή εξαιτίας της δράσης των στοιχείων του περιβάλλοντος (environmental loads) είναι αυτή που οφείλεται στους θαλάσσιους κυματισμούς. Για να γίνει αξιόπιστα ο προσδιορισμός τους και η εύρεση της δυναμικής συμπεριφοράς της κατασκευής, τη θεωρούμε σε πρώτη προσέγγιση ως άκαμπτο σώμα. Τα φορτία αυτά αποτελούν αντικείμενο της υδροδυναμικής ανάλυσης των πλωτών ή σταθερών θαλάσσιων εγκαταστάσεων.

Στην προσπάθεια αυτή το βασικό πρόβλημα είναι κυρίως η ποικιλία των γεωμετρικών μορφών, διαστάσεων και συνθηκών της περιοχής εγκατάστασης των κατασκευών που δεν επιτρέπουν ενιαία μεθοδολογική θεώρησή τους για την υδροδυναμική τους ανάλυση. Εκείνο που στην προκειμένη περίπτωση θα διευκόλυνε το πρόβλημα θα ήταν τουλάχιστον η δυνατότητα υποδιαίρεσης των κατασκευών αυτών σε κατηγορίες και η ενιαία αντιμετώπιση κάθε μίας από αυτές.

Μία κατάταξη μπορεί να γίνει με βάση το μέγεθος της κατασκευής σε σχέση με τα χαρακτηριστικά του κύματος, γεγονός που και από φυσική σκοπιά φαίνεται λογικό. Το πεδίο ροής γύρω από μία «λεπτή» υδροδυναμικά κατασκευή δεν θα παραμορφωθεί σημαντικά αλλά θα παραμορφωθεί γύρω από μια «ογκώδη». Άρα για τον υπολογισμό των δυνάμεων που ασκούνται πάνω στην κατασκευή η σχετική σημασία της παραμόρφωσης ως προς τους άλλους παράγοντες που επιδρούν στο μηχανισμό δημιουργίας των φορτίων (θεώρηση της συνεκτικής ροής κλπ.) μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Το υδροδυναμικό πρόβλημα διατυπώνεται απλούστερα όταν η συμπεριφορά της κατασκευής (κινήσεις της, παραμορφώσεις της, τάσεις που αναπτύσσονται σε αυτή) σε θαλάσσιους κυματισμούς μπορεί να θεωρηθεί γραμμική. Η υπόθεση αυτή δεν επιτρέπεται πάντα διότι δεν σίγουρο ότι μπορούν να παραληφθούν καθαρά μη γραμμικά φαινόμενα, όπως π.χ. δυνάμεις αντίστασης λόγω συνεκτικότητας, μη γραμμικός συνδυασμός συνιστωσών της κίνησης, δυνάμεις κυματισμού ανώτερης τάξης, μη γραμμικές δυνάμεις επαναφοράς κ.α.

Παρόλα αυτά η γραμμική ή αντίστοιχα η γραμμικοποιημένη λύση του προβλήματος επιτρέπει μια παραδεκτή προσέγγιση και μπορεί να χρησιμοποιηθεί και ως βάση για το μη γραμμικό υπολογισμό. Αν υποθέσουμε γραμμική ή γραμμικοποιημένη συμπεριφορά της κατασκευής μπορούμε να προσδιορίσουμε την απόκρισή της σε φυσικούς θαλάσσιους κυματισμούς θεωρώντας την σαν υπέρθεση αποκρίσεων της στις μεμονωμένες τους συνιστώσες (αρμονικά κύματα). Ακόμη η απόκριση ενός γραμμικού συστήματος σε αρμονική διέγερση είναι αρμονική της ίδιας συχνότητας με τη διέγερση, πλάτος ανάλογο με εκείνο της διέγερσης και με διαφορά φάσης ως προς αυτή. Για να υπολογίσουμε στο πεδίο των συχνοτήτων βασιζόμαστε αρχικά στο ότι μια στοχαστική διαδικασία κατά Gauss περιγράφεται μονοσήμαντα από το φάσμα της. Αυτό ισχύει τόσο για τη στοχαστική διαδικασία των φυσικών θαλάσσιων κυματισμών αλλά και για εκείνη των αποκρίσεων. Μεταξύ των φασμάτων της διέγερσης (θαλάσσιοι κυματισμοί) και της απόκρισης ισχύει η παρακάτω σχέση^[15]:

$$S_i(\omega) = |Y_i(\omega)|^2 S_z(\omega) \quad (2.2.10)$$

όπου $S_i(\omega)$ το φάσμα της απόκρισης (συνιστώσα i), $S_z(\omega)$ το φάσμα των θαλάσσιων κυματισμών και $Y_i(\omega)$ η συνάρτηση μεταφοράς της i συνιστώσας της απόκρισης, που ορίζεται ως ο λόγος του πλάτους της απόκρισης προς εκείνο της διέγερσης.

Από όλα τα παραπάνω γίνεται αντιληπτό ότι για να επιλύσουμε το γραμμικό πρόβλημα θα πρέπει να ερευνήσουμε τη συμπεριφορά της κατασκευής υπό την

επίδραση ενός απλού αρμονικού κύματος. Η έρευνα αυτή θα αποτελέσει αντικείμενο του παρόντος εδαφίου.

2.2.2 ΠΡΟΣΔΙΟΡΙΣΜΟΣ ΠΑΡΑΓΟΝΤΩΝ ΠΟΥ ΕΠΙΔΡΟΥΝ ΣΤΟ ΜΗΧΑΝΙΣΜΟ ΔΗΜΙΟΥΡΓΙΑΣ ΤΩΝ ΔΥΝΑΜΕΩΝ – ΔΙΑΣΤΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ

Σε μια κατασκευή που εκτίθεται στην επίδραση θαλάσσιων κυματισμών ασκούνται δυνάμεις που προκαλούνται από διάφορους μηχανισμούς. Η γενική διάκρισή τους είναι η εξής^[15]:

a) Δυνάμεις Froude-Kryloff: Είναι οι δυνάμεις που ασκούνται στο νοητό περίγραμμα της κατασκευής από τους θαλάσσιους κυματισμούς. Η βασική παραδοχή για τον προσδιορισμό τους είναι ότι η παρουσία του σώματος δεν παραμορφώνει το πεδίο ροής, το σώμα δηλαδή είναι σα να μην υπάρχει. Οι δυνάμεις αυτές υπολογίζονται εύκολα με απευθείας ολοκλήρωση της πίεσης του πεδίου ροής του απλού αρμονικού κυματισμού στη βρεχόμενη επιφάνεια του σώματος.

b) Δυνάμεις Diffraction (περίθλασης): Εάν λάβουμε υπόψη μας την παρουσία του σώματος και την παραμόρφωση (diffraction) που υφίσταται το πεδίο ροής λόγω αυτής θεωρώντας όμως το σώμα ακίνητο, τότε θα πρέπει στο δυναμικό της ροής του απλού αρμονικού κυματισμού να προστεθεί και ένα επιπλέον δυναμικό που οφείλεται ακριβώς σε αυτήν την παραμόρφωση. Το δυναμικό αυτό ονομάζεται δυναμικό περίθλασης (diffraction). Οι δυνάμεις που βρίσκονται συνυπολογίζοντας τα δύο δυναμικά ονομάζονται δυνάμεις περίθλασης (diffraction forces). Στα πλαίσια της γραμμικής θεωρίας η υπέρθεση σημαίνει άθροιση των δύο δυναμικών.

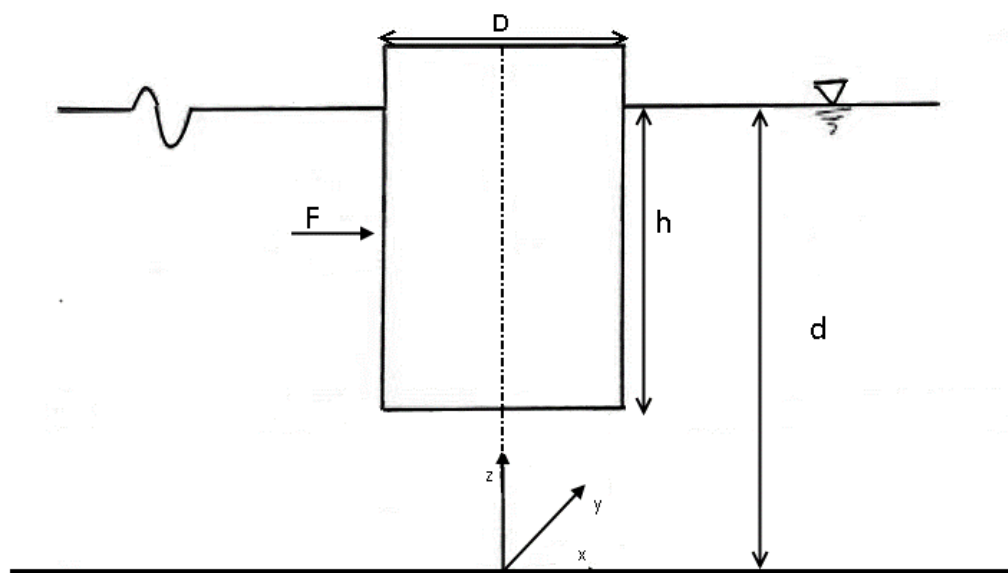
c) Δυνάμεις radiation (ακτινοβολίας): Εάν επιπλέον θεωρήσουμε την κατασκευή κινούμενη, τότε δημιουργούνται κυματισμοί και κατ'επέκταση ένα δυναμικό ροής που με τη σειρά του επάγει στο σώμα δυνάμεις. Στα πλαίσια της γραμμικής θεωρίας το δυναμικό αυτό προστίθεται στα δύο προηγούμενα.

d) Δυνάμεις αντίδρασης: Οφείλονται στη συνεκτικότητα του πεδίου ροής και είναι ανάλογες με το τετράγωνο της ταχύτητας

e) Άλλες δυνάμεις: Από τη φύση τους οι δυνάμεις που οφείλονται στους θαλάσσιους κυματισμούς είναι μη γραμμικές. Άρα είναι δυνατή η υποδιαίρεσή τους στις δυνάμεις πρώτης τάξης, που προκύπτουν από τη λύση του γραμμικού προβλήματος, σε αυτή την κατηγορία υπάγονται οι γραμμικές δυνάμεις που αναφέρθηκαν στα **a**, **b** και **c**, καθώς και στις δυνάμεις δεύτερης και ανώτερης τάξης που σ' ορισμένες περιπτώσεις πρέπει να λαμβάνονται υπ' όψη και έχουν καθοριστική σημασία (υπολογισμός αγκυρώσεων για παράδειγμα).

Από την άποψη της υδροδυναμικής ανάλυσης των εγκαταστάσεων offshore είναι πρωταρχικής σημασίας η εύρεση κριτηρίων για τη σχετική σημασία κάθε ενός τύπου δυνάμεων, έτσι ώστε να μπορούν να υπολογισθούν με όσο κατά το δυνατόν

απλές τεχνικές. Ακόμη οι δυνάμεις ακτινοβολίας (radiation forces) και Froude-Kryloff αναφέρονται συνήθως στη διεθνή βιβλιογραφία ως αδρανειακές δυνάμεις ρευστού (fluid inertia forces). Σαν μια πρώτη προσπάθεια προσδιορισμού των παραγόντων που επηρεάζουν τη σχετική βαρύτητα των δυνάμεων που αναφέρθηκαν πριν και εύρεσης των περιοχών καθοριστικής σημασίας εκάστης, θα εξετάσουμε με τη βοήθεια της διαστατικής ανάλυσης την περίπτωση κατακόρυφου πλεούμενου κυλίνδρου σχήμα 2.6.



Σχ. 2.6 Κατακόρυφος πλωτός κύλινδρος^[15]

Η δύναμη που ασκείται στον κύλινδρο λόγω προσπίπτοντος αρμονικού κυματισμού μπορεί να εκφραστεί με μια συναρτησιακή σχέση. Το αρμονικό κύμα περιγράφεται πλήρως με μια τριάδα τιμών π.χ. H, λ, d ή $\bar{u}(z), T, d$, όπου H, λ, T το ύψος, το μήκος και η περίοδος του κύματος, d το βάθος του νερού και $\bar{u}(z)$ η μέγιστη τιμή της οριζόντιας ταχύτητας των σωματιδίων του ρευστού σε απόσταση z από τον πυθμένα.

Αν υποθέσουμε ότι το κύμα περιγράφεται με την τριάδα (H, λ, d) τότε η δύναμη που ασκείται στο κυλινδρικό σώμα θα δίνεται από τη συναρτησιακή σχέση:

$$F = f(D, h, d, \rho, g, H, \lambda, \mu) \quad (2.2.11)$$

Στην εξ.(2.2.11) λαμβάνονται υπόψη αδρανειακά φαινόμενα, καθώς και φαινόμενα τριβής και βαρύτητας μέσω των ρ, μ και g (μ η δυναμική συνεκτικότητα του ρευστού). Με τη χρήση του θεωρήματος π της μηχανικής ομοιότητας μπορούμε να διατυπώσουμε την εξ.(2.2.11) σε αδιάστατη μορφή ως εξής:

$$\frac{F}{\rho g \frac{\pi D^2 H}{4}} = f\left(\frac{2\pi D}{\lambda}, \frac{d}{D}, \frac{h}{D}, \frac{\mu}{\rho \sqrt{g D^3}}\right) \quad (2.2.12)$$

Η παράσταση $\frac{\mu}{\rho\sqrt{gD^3}} = \frac{v}{\sqrt{gD^3}}$ ισούται με το λόγο του αριθμού Froude προς τον αριθμό Reynolds. Άρα ισχύουν οι σχέσεις:

$$F_r = \frac{\text{Αδρανειακές δυνάμεις}}{\text{Δυνάμεις Βαρύτητας}} = \frac{c}{\sqrt{gD}} \quad (2.2.13)$$

που c : η ταχύτητα μετάδοσης του κύματος

$$Re = \frac{\text{Αδρανειακές δυνάμεις}}{\text{Δυνάμεις τριβής}} = \frac{cD}{v} \quad (2.2.14)$$

Από τις (2.2.13) και (2.2.14) προκύπτει:

$$\frac{F_r}{Re} = \frac{\text{Δυνάμεις τριβής}}{\text{Δυνάμεις Βαρύτητας}} = \frac{v}{\sqrt{gD^3}} \quad (2.2.15)$$

Με τη διαστατική ανάλυση γίνεται εμφανές ότι υπάρχει συνδυασμένη επίδραση δυνάμεων βαρύτητας, τριβής και αδράνειας. Από την εξ. (2.2.15) προκύπτει ότι αν αυξηθεί η διάμετρος του κυλίνδρου θα αυξηθεί και η σχετική σημασία των δυνάμεων βαρύτητας έναντι εκείνων της τριβής.

Αντικαθιστώντας την τιμή της ταχύτητας c του απλού αρμονικού κύματος

$$c = \sqrt{\frac{g \tanh(kd)}{k}}, \quad \text{στην εξ. (2.2.13) προκύπτει:}$$

$$F_r = \frac{1}{\sqrt{kD}} \sqrt{\tanh(kd)} \quad (2.2.16)$$

Για την περίπτωση ρευστού απείρου βάθους, όπου $\tanh(kd) = 1$, προκύπτει από την (2.2.16):

$$F_r = \frac{\text{Αδρανειακές δυνάμεις}}{\text{Δυνάμεις Βαρύτητας}} = \frac{1}{\sqrt{kD}} \quad (2.2.13)$$

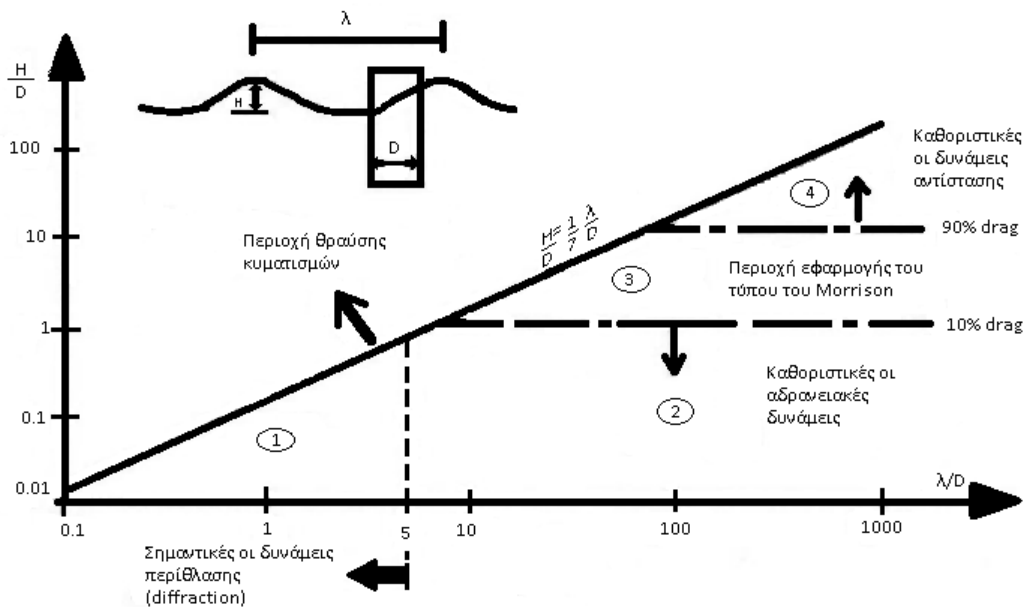
Γίνεται αντιληπτό ότι για μικρές τιμές του $kD = 2\pi D/\lambda$, όσο δηλαδή η διάμετρος του σώματος είναι μικρή σε σχέση με το μήκος κύματος λ , τα αδρανειακά φαινόμενα είναι ισχυρότερα εκείνων της βαρύτητας. Άρα για μικρές τιμές μπορούμε να παραβλέψουμε την παραμόρφωση του πεδίου ροής λόγω της παρουσίας του σώματος. Δηλαδή είναι δυνατό να παραβλέψουμε τις δυνάμεις περίθλασης (diffraction forces) κατά τον υπολογισμό των φορτίων στην κατασκευή, γεγονός που δεν μπορεί να συμβεί όταν το kD έχει μεγάλες τιμές. Στην περίπτωση αυτή μάλιστα, τα φαινόμενα βαρύτητας γίνονται καθοριστικά.

Στην περίπτωση ρηχού νερού, δηλαδή, για $\tanh(kd) \cong kd$, προκύπτει από την εξ. (2.2.13)

$$F_r = \frac{\text{Αδρανειακές δυνάμεις}}{\text{Δυνάμεις Βαρύτητας}} = \sqrt{\frac{d}{D}} \quad (2.2.14)$$

Η παραπάνω σχέση δείχνει ότι για ρηχό νερό τα φαινόμενα βαρύτητας αποκτούν ιδιαίτερη σημασία για μεγάλες τιμές της διαμέτρου ή μικρές τιμές του βάθους νερού d , ανεξάρτητα από το μήκος κύματος λ . Παρακάτω θα αναφερθούν

οι οριακές τιμές των παραμέτρων kd ή αντίστοιχα d/D πάνω από τις οποίες θα πρέπει να λαμβάνονται υπόψη τα φαινόμενα παραμόρφωσης της ροής (diffraction effects). Στο σχήμα 2.7 φαίνεται κατά περιοχές η σχετική σημασία των διαφόρων τύπων δυνάμεων (αδρανειακών, βαρύτητας και αντίστασης) για την περίπτωση του κατακόρυφου κυλίνδρου. Από το σχήμα αυτό διαπιστώνουμε ότι ο κύλινδρος μπορεί να κοιταχτεί στις «ογκώδεις» κατασκευές όταν ο λόγος $\lambda/D < 5$. Το όριο αυτό προκύπτει από την υδροδυναμική ανάλυση του σώματος σύμφωνα με τη θεωρία δυναμικού. Είναι δυσκολότερο να διευκρινιστεί το πότε οι δυνάμεις αντίστασης (drag forces) γίνονται καθοριστικές σε σχέση με τις αντίστοιχες αδρανειακές (inertia forces). Γενικά για τιμές του $H/D > 10$ το φορτίο που επάγεται στην κατασκευή συνίσταται κατά 90% τουλάχιστον από δυνάμεις αντίστασης και κατά 10% το πολύ από δυνάμεις αδρανειακές.



Σχήμα 2.7 Περιοχές σχετικής σημασίας των διαφόρων τύπων δυνάμεων για την περίπτωση κατακόρυφου κυλίνδρου, σε άπειρο βάθος νερού^[15]

Στο σχήμα 2.7, έχει σχεδιαστεί και το όριο του Michell – Havelock $\frac{H}{D} = \frac{1}{7} \frac{\lambda}{D}$ πέρα από το οποίο εμφανίζεται θραύση των κυματισμών για βαθύ νερό. Για ρηχό νερό το όριο θραύσης $\frac{H}{\lambda}$ έχει μικρότερη τιμή.

Αυτά τα συμπεράσματα μπορούν να μεταφερθούν και στις εγκαταστάσεις offshore. Για παράδειγμα η βάση μιας πλατφόρμας μπορεί να προσεγγισθεί με κατακόρυφο κύλινδρο, η διάμετρος του οποίου είναι τάξης 150m περίπου θεωρώντας ένα κύμα 100-χρόνων με μήκος $\lambda=350m$ βρίσκουμε $\lambda/d=3 < 5$ που σημαίνει ότι η βάση είναι μια «ογκώδης» κατασκευή από υδροδυναμική άποψη. Οι

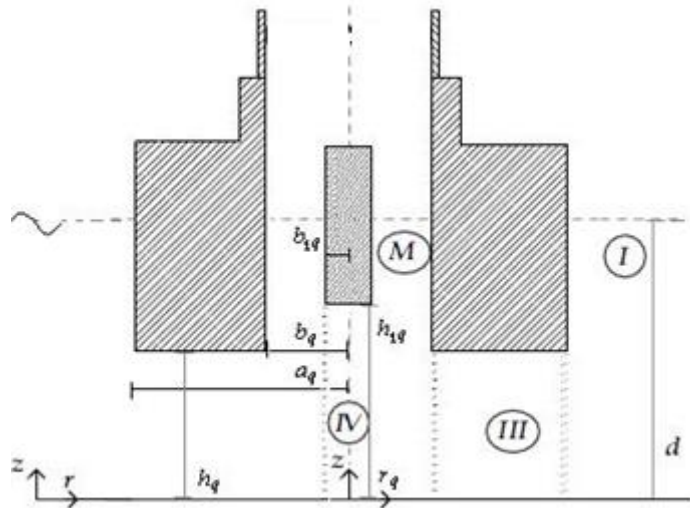
πυλώνες μιας πλατφόρμας έχουν συνήθως διαστάσεις τάξης μεγέθους 10m. Παρουσία του κύματος 100-χρόνων θα πρέπει να θεωρηθούν «λεπτές» κατασκευές ($\lambda/D=35>5$). Χρησιμοποιώντας ένα ύψος σχεδίασης $H=30\text{m}$, βρίσκουμε ότι $H/D=3<10$, δηλαδή ότι το κύριο τμήμα του φορτίου που ασκείται πάνω τους είναι αδρανειακές δυνάμεις. Για άλλες συνθήκες κύματος οι πυλώνες μπορεί να θεωρηθούν και αυτοί «ογκώδεις» κατασκευές.

Για παράδειγμα εάν εξετάζουμε τη δυναμική τους συμπεριφορά και ελέγχουμε για το εάν εμφανίζεται συντονισμός (σύμπτωση συχνότητας του προσπίπτοντος κυματισμού με την ιδιοσυχνότητα των πυλώνων), τότε η κατασκευή θα πρέπει να θεωρηθεί ως «ογκώδης» αφού η ιδιοσυχνότητα τέτοιων κατασκευών ανέρχεται σε 5sec περίπου και το αντίστοιχο μήκος κύματος σε βαθύ νερό είναι 39m ($\lambda/D=3.9<5$). Τα ανωστικά ποντόνια και οι πυλώνες μιας πλωτής θαλάσσιας κατασκευής έχουν συνήθως διατομές αντίστοιχων διαστάσεων με τους πυλώνες των εξεδρών βαρύτητας. Επομένως η κατηγορία αυτών των offshore εγκαταστάσεων δέχεται κυρίως αδρανειακά φορτία (inertia force-dominated structure).

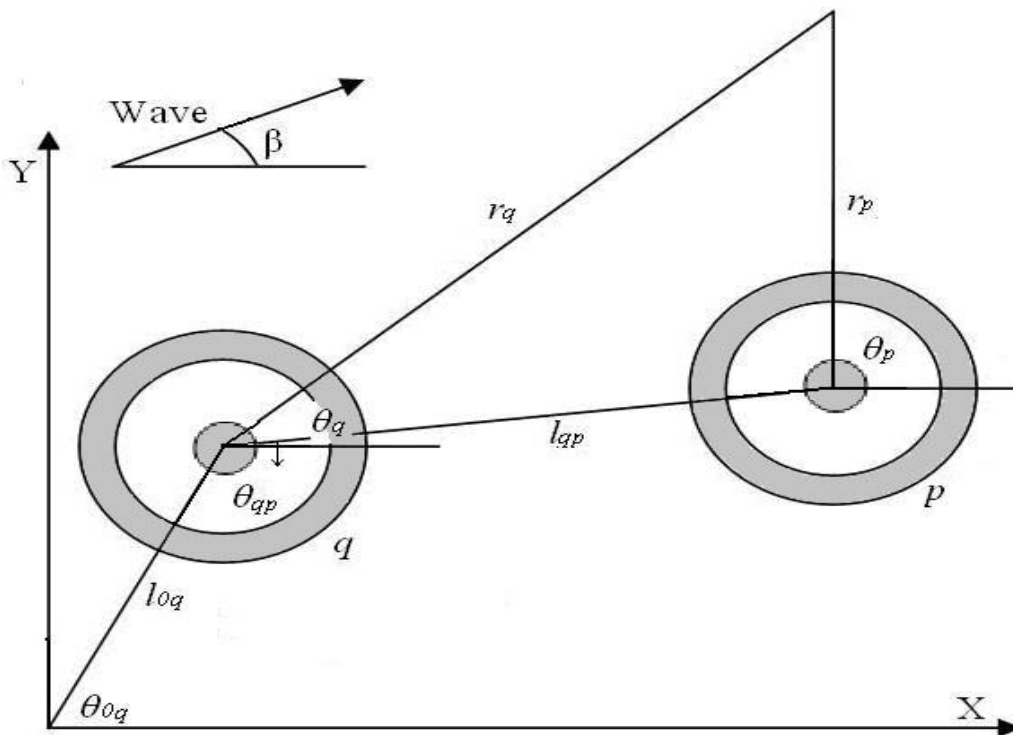
2.3 ΘΕΩΡΙΑ ΔΥΝΑΜΙΚΟΥ – ΔΙΑΤΥΠΩΣΗ ΤΟΥ ΤΡΙΣΔΙΑΣΤΑΤΟΥ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΟΥ ΠΡΟΒΛΗΜΑΤΟΣ

Όταν οι δυνάμεις αντίστασης που ασκούνται στο σώμα μπορούν να παραληφθούν (όταν είναι δηλαδή κάτω του 10% της συνολικής δύναμης) τότε, η χρήση της θεωρίας δυναμικού, στα πλαίσια της οποίας η ροή μπορεί να θεωρηθεί ασυμπίεστη, αστρόβιλη και μη συνεκτική οδηγεί σε αξιόπιστα αποτελέσματα. Αυτή η θεώρηση είναι γενικά ικανοποιητική για την περίπτωση του υπολογισμού των φορτίων και των κινήσεων των «ογκωδών» κατασκευών που εμφανίζονται στην περιοχή των εγκαταστάσεων «offshore» αρκεί να είναι βέβαιο ότι θα ληφθούν υπ' όψη τα σημαντικά φαινόμενα παραμόρφωσης της ροής λόγω παρουσίας του σώματος^[15].

Παρακάτω θα διατυπώσουμε το γραμμικό υδροδυναμικό πρόβλημα N (1, 2, ..., N) ελεύθερα πλεόντων σύνθετων κυλινδρικών σωμάτων (χωρίς αγκυρώσεις) παρουσία απλού αρμονικού κυματισμού πλάτους $H/2$, με συχνότητα ω και κυματαριθμό k που διαδίδεται σε ύδατα πεπερασμένου βάθους. Το κάθε σύνθετο κυλινδρικό σώμα αποτελείται από έναν εξωτερικό μερικώς βυθισμένο δακτυλοειδή ταλαντευόμενο θάλαμο πεπερασμένου όγκου και από ένα ομόκεντρο εσωτερικό έμβολο κυλινδρικού σχήματος. Η απόσταση μεταξύ του κάθε σύνθετου κυλινδρικού σώματος είναι L . Η εξωτερική και η εσωτερική ακτίνα του θαλάμου κάθε σώματος q , $q=1,2,\dots,N$ είναι αντίστοιχα a_q , b_q . Η απόσταση μεταξύ του πυθμένα και του σώματος q είναι h_q . Η ακτίνα του εσωτερικού ομόκεντρου κυλινδρικού σώματος σε κάθε q σώμα, συμβολίζεται με b_{1q} και η απόσταση μεταξύ κάτω μέρος της και τον πυθμένα της θάλασσας είναι h_{1q} (βλέπε Σχήμα 2.8).



Σχήμα 2.8 Σκαρίφημα σώματος q ^[26]



Σχήμα 2.9 Κάτοψη των σωμάτων q και p στην οποία εμφανίζονται οι διαστάσεις που χρησιμοποιούνται παρακάτω^[26]

Η ροή του υγρού γύρω από το σώμα $q = 1, 2, \dots, N$ μπορεί να περιγραφεί από την σχέση δυναμικού:

$$\Phi^q(r_q, \theta_q, z, t) = \text{Re}\{\varphi^q(r_q, \theta_q, z)e^{-i\omega t}\} \quad (2.3.1)$$

Η συνάρτηση φ^q μπορεί να διασπαστεί, βάσει της γραμμικής μοντελοποίησης^[27], ως:

$$\varphi^q = \varphi_0^q + \varphi_7^q + \sum_{p=1}^4 \sum_{j=1}^6 \dot{x}_{j0}^p \varphi_j^{qp} \quad (2.3.2)$$

Το φ_0^q είναι το δυναμικό ταχύτητας του αδιατάρακτου προσπίπτοντος αρμονικού κύματος^[28], φ_7^q είναι το δυναμικό περίθλασης γύρω από το θεωρούμενο ως ακίνητο σώμα q . Η φ_j^{qp} είναι το δυναμικό ακτινοβολίας το οποίο εξαρτάται από την εξαναγκασμένη ταλάντωση του σώματος, $p=1, \dots, N$ το οποίο κινείται με ταχύτητα πλάτους, \dot{x}_{j0}^p , όπου $\dot{x}_{j0}^p = \text{Re}\{\dot{x}_{j0}^p e^{-i\omega t}\}$.

Το δυναμικό ταχύτητας του συστήματος του αδιατάρακτου προσπίπτοντος κύματος, διαδιδόμενο με γωνία β , μπορεί να εκφραστεί με κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων του σώματος q ως ακολούθως^[28]:

$$\varphi_0^q(r_q, \theta_q, z) = -i\omega \frac{H}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \Psi_{0,m}^q(r_q, z) e^{im\theta_q} \quad (2.3.3)$$

Όπου

$$\frac{1}{d} \Psi_{0,m}^q(r_q, z) = e^{ikl_{0q} \cos(\theta_{0q} - \beta)} \frac{Z_0(z)}{dZ'_0(d)} J_m(kr_q) e^{-im\beta} \quad (2.3.4)$$

Η σημασία κάθε συμβόλου δίνεται από τα σχήματα 2.8 και 2.9. Επίσης J_m είναι η m τάξης συνάρτηση Bessel πρώτου είδους και η $Z_0(z)$ ορίζεται από την σχέση:

$$Z_0(z) = [0.5[1 + \sinh(2kd)/(2kd)]]^{-1/2} \cosh(kz) \quad (2.3.5)$$

Όπου $dZ'_0(d)$ είναι η παράγωγός της Z_0 για $z = d$. Η συχνότητα ω και ο αριθμός κύματος k συνδέονται με την εξίσωση διασποράς.

Το δυναμικό περίθλασης, δηλαδή $\varphi_D^q = \varphi_0^q + \varphi_7^q$, $q=1, \dots, N$ και το εξαρτώμενο από την κίνηση δυναμικό ακτινοβολίας γύρω από το μεμονωμένο q σώμα το όταν θεωρείται μόνο στο πεδίο, εκφράζονται στο δικό τους κυλινδρικό σύστημα συντεταγμένων (r_q, θ_q, z) ως εξής:

$$\varphi_D^q(r_q, \theta_q, z) = -i\omega \frac{H}{2} \sum_{m=-\infty}^{\infty} i^m \Psi_{D,m}^q(r_q, z) e^{im\theta_q} \quad (2.3.6)$$

$$\varphi_j^{qq}(r_q, \theta_q, z) = -i\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Psi_{j,m}^{qq}(r_q, z) e^{im\theta_q} \quad (2.3.7)$$

Τα δυναμικά φ_j^l ($l \equiv q, qp; j = D, 1, \dots, 6; q = 1, 2, \dots, N; i = 1, 2, 3$) είναι οι λύσεις των εξισώσεων Laplace σε όλο το πεδίο του ρευστού και ικανοποιούν τις παρακάτω οριακές συνθήκες :

$\Delta\Phi=0$ σ' ολόκληρο το πεδίο ροής

$$\omega^2 \varphi_j^l - g \frac{\partial \varphi_j^l}{\partial z} = \left\{ \begin{array}{ll} 0 & \text{για } r_q \geq a_q \text{ ή } r_q \geq c \\ & l \equiv q, j = D \text{ ή} \\ & l \equiv qp, j = 1, 2, \dots, 6 \\ 0 & \text{για } b_{1,q} \leq r_q \leq b_q \\ & l \equiv q, j = D \text{ ή} \\ & l \equiv qp, j = 1, 2, \dots, 6 \end{array} \right\} \quad (2.3.8)$$

στην εξωτερική και εσωτερική ελεύθερη επιφάνεια της θάλασσας ($z=d$) και στην μηδενική κανονική ταχύτητα στον πυθμένα της θάλασσας ($z=0$). Επιπλέον, τα δυναμικά πρέπει να πληρούν κινηματικές συνθήκες στο μέσο της βρεχόμενης επιφάνειας του σώματος. Τέλος, πρέπει να ικανοποιείται μια συνθήκη ακτινοβολίας, η οποία αναφέρει ότι οι διαδιδόμενες διαταραχές θα πρέπει να είναι εξερχόμενες.

Οι άγνωστες συναρτήσεις δυναμικού $\Psi_{j,m}^{k,l}$, $k = I, III, M, IV$ μπορούν να γραφούν σε κάθε πεδίο του ρευστού που περιβάλλει το q σώμα χρησιμοποιώντας την μέθοδο των αξονοσυμμετρικών επεκτάσεων ιδιοσυνάρτησης.

Στην συνέχεια το δυναμικό φ_j^{qp} , ($j=1, \dots, 6$) γύρω από το σώμα q της διάταξης πολλαπλών σωμάτων λόγω της ταλάντωσης του σώματος p , $p=1, \dots, N$ σε κατά τα άλλα ήρεμα νερά (δυναμικό ακτινοβολίας εξαρτημένο από την ταχύτητα), μπορεί να εκφραστεί στο σύστημα κυλινδρικών συντεταγμένων του q σώματος ως

$$\varphi_j^{qp}(r_q, \theta_q, z) = -i\omega \sum_{m=-\infty}^{\infty} \Psi_{j,m}^{qp}(r_q, z) e^{im\theta_q} \quad (2.3.9)$$

Προκειμένου να εκφραστεί το δυναμικό, φ_j^{qp} με τη μορφή της εξίσωσης (2.3.9) χρησιμοποιείται η προσέγγιση πολλαπλών ανακλάσεων ^{[29],[30]}. Με τη μέθοδο αυτή έχει επιλυθεί εκτενώς^[28] το πρόβλημα περίθλασης σε διάταξη κατακόρυφων αξονοσυμμετρικών σωμάτων με ή χωρίς πυθμένα, οπότε δεν θα αναλυθεί περαιτέρω στην παρούσα εργασία.

Όσον αφορά το πρόβλημα ακτινοβολίας, σύμφωνα με τη θεωρία των πολλαπλών ανακλάσεων^[31] το μεμονωμένο σώμα q της διάταξης. ($q = 1, 2, \dots, N$) υπόκειται σε εξαναγκασμένη ταλάντωση στην j διεύθυνση. Λόγω της ταλάντωσης αυτής το σώμα q δημιουργεί δυναμικό ακτινοβολίας μηδενικού βαθμού ${}^0\varphi_{B_j}^{qq}$, το οποίο δίνεται από την εξίσωση (2.3.7). Το δυναμικό αυτό είναι τέτοιο ώστε να επιλύσει το πρόβλημα εξαναγκασμένης ταλάντωσης σε κυλινδρικές συντεταγμένες. Οπότε η σχέση:

$$\sum_{q=1}^N \sum_{j=1}^6 {}^0\varphi_{B_j}^{qq} \quad (2.3.10)$$

είναι μια πρώτη προσέγγιση του δυναμικού ταχύτητας που ακτινοβολείται από το όλο σύστημα των σωμάτων, θεωρώντας ότι δεν έχουμε φαινόμενα αλληλεπίδρασης. Το δυναμικό ακτινοβολίας ${}^0\varphi_{B_j}^{qq}$ αντιπροσωπεύει μια πρώτης τάξης διέγερση ${}^1\varphi_{I_j}^{qp}$ ($q = 1, 2, \dots, N$ με $q \neq p$), για κάθε ένα από τα υπόλοιπα σώματα

της διάταξης τα οποία σαν αποτέλεσμα ακτινοβολούν πρώτης τάξης ανάκλαση ${}^1\varphi_{I_j}^{qp}$ ($q=1,2,\dots,N$ με $q \neq p$). Το αντίστοιχο συνολικό δυναμικό πρώτης τάξης γύρω από το σώμα q λόγω της εξαναγκασμένης κίνησης του σώματος p στην j διεύθυνση ${}^1\varphi_j^{qp} = {}^1\varphi_{I_j}^{qp} + {}^1\varphi_{B_j}^{qp}$, $q \neq p$, θα πρέπει να ικανοποιεί την οριακή συνθήκη στο ακινητοποιημένο σώμα στο σύστημα συντεταγμένων του q σώματος. Τα υπόλοιπα σώματα τις διάταξης θεωρούνται ακίνητα κατά την εξαναγκασμένη κίνηση του σώματος q ($q=1,2,\dots,N$) και δεν δημιουργούν δυναμικό ακτινοβολίας μηδενικής τάξης, το οποίο θα συνείσφερε στην διέγερση πρώτης τάξης του σώματος p .

$${}^0\varphi_{B_j}^{qp} = 0 \quad \text{για } q=1,2,\dots,N \text{ } q \neq p \quad (2.3.11)$$

Στην συνέχεια σαν αποτέλεσμα όλων των κυμάτων της διασποράς πρώτης τάξης από τα υπόλοιπα σώματα τα οποία μπορούν να θεωρηθούν σαν διέγερση δεύτερης τάξης ${}^2\varphi_{I_j}^{qp}$ για το σώμα q ($q=1,2,\dots,N$):

$${}^2\varphi_{I_j}^{qp} = \sum_{l=1}^N (1 - \delta_{lq}) {}^1\varphi_{B_j}^{lp} \quad (2.3.12)$$

το q σώμα ακτινοβολεί ένα κύμα διασποράς δεύτερης τάξης το οποίο συμβολίζεται με ${}^2\varphi_{B_j}^{qp}$, τέτοιο ώστε το συνολικό δυναμικό δεύτερης τάξης ${}^2\varphi_j^{qp} = {}^2\varphi_{I_j}^{qp} + {}^2\varphi_{B_j}^{qp}$, ικανοποιεί την οριακή συνθήκη στο ακίνητο σώμα στο σύστημα συντεταγμένων του q . Η ίδια συνθήκη ισχύει και όταν το εξεταζόμενο σώμα q συμπίπτει με το κινούμενο σώμα p . Πράγματι, καθώς η κινηματική συνθήκη στο κινούμενο σώμα p έχει ήδη εκπληρωθεί με την λύση της ${}^2\varphi_{B_j}^{pp}$, είναι επαρκές το να απαιτηθεί ότι για όλα τα δυναμικά αλληλεπίδρασης ανώτερης τάξης, ${}^s\varphi_{B_j}^{pp}$, $s > 1$ ότι:

$$\frac{\partial {}^s\varphi_j^{pp}}{\partial n^p} = 0, \quad \text{πάνω στην επιφάνεια } S^p \text{ του σώματος } p \text{ για } s \geq 1 \quad (2.3.13)$$

Με αυτόν τον τρόπο συνεχίζουμε στην s τάξης αλληλεπίδραση για το κάθε σώμα q ($q=1,2,\dots,N$) της διάταξης. Το συνολικό δυναμικό διασποράς του κύματος θα είναι:

$${}^s\varphi_{I_j}^{qp} = \sum_{l=1}^N (1 - \delta_{lq}) {}^{s-1}\varphi_{B_j}^{lp} \quad \text{για } s \geq 1$$

$${}^s\varphi_{B_j}^{qp}(r_p, \vartheta_p, z) \text{ και } {}^s\varphi_j^{qp} = {}^s\varphi_{I_j}^{qp} + {}^s\varphi_{B_j}^{qp} \quad (2.3.14)$$

αντίστοιχα, όπου το φ_j^{qp} , $s \geq 1$ ικανοποιεί την οριακή συνθήκη στο πακτωμένο σώμα. Τώρα καθώς το s προσεγγίζει το άπειρο και αθροίζοντας τις τάξεις των αλληλεπιδράσεων, το συνολικό κύμα ακτινοβολίας που εκπέμπεται από και προς το σώμα q , συμβολίζεται με $\varphi_{B_j}^{qp}$ και $\varphi_{I_j}^{qp}$ αντίστοιχα και ισούται με:

$$\varphi_{B_j}^{qp}(r_q, \vartheta_q, z) \text{ και } = \delta_{qp} {}^0\varphi_{B_j}^{pp}(r_p, \vartheta_p, z) + \sum_{s=1}^{\infty} {}^s\varphi_{B_j}^{qp}(r_q, \vartheta_q, z) \quad (2.3.15)$$

και

$$\varphi_{I_j}^{qp}(r_q, \vartheta_q, z) = \sum_{s=1}^{\infty} {}^s\varphi_{I_j}^{qp}(r_q, \vartheta_q, z) = \sum_{s=1}^{\infty} \sum_{l=1}^N (1 - \delta_{lq}) {}^{s-1}\varphi_{B_j}^{lp}(r_l, \vartheta_l, z) \quad (2.3.16)$$

Το αντίστοιχο συνολικό δυναμικό, φ_j^{qp} που προκαλείται γύρω από κάθε σώμα q της διάταξης λόγω της εξαναγκασμένης κίνησης του σώματος p στην j κατεύθυνση θα είναι

$$\begin{aligned}\varphi_j^{qp} &= \varphi_{Ij}^{qp} + \varphi_{Bj}^{qp} = \delta_{qp} \varphi_{Bj}^{pp} + \\ &+ \sum_{s=1}^{\infty} [{}^s \varphi_{Bj}^{qp} + \sum_{l=1}^N (1 - \delta_{lq}) {}^{s-1} \varphi_{Bj}^{lp}] \\ &= \delta_{qp} \varphi_{Bj}^{pp} + \sum_{s=1}^{\infty} [{}^s \varphi_{Bj}^{qp} + {}^s \varphi_{Ij}^{qp}] = \delta_{qp} \varphi_{Bj}^{pp} + \sum_{s=1}^{\infty} {}^s \varphi_j^{qp}\end{aligned}\quad (2.3.17)$$

Από την παραπάνω εξίσωση είναι εμφανές ότι το δυναμικό της ταχύτητας φ_j^{qp} θα ικανοποιεί τις οριακές συνθήκες στο q σώμα ($q = 1, 2, \dots, N$) της διάταξης. Πράγματι, στην περίπτωση που το εξεταζόμενο σώμα q συμπίπτει με το κινούμενο σώμα p , η αντίστοιχη οριακή συνθήκη στο σώμα p ικανοποιείται από το πρώτο όρο της εξίσωσης (2.3.17), ${}^0 \varphi_{Bj}^{pp}$. Κάθε ένας από τους εναπομείναντες όρους ${}^s \varphi_j^{qp}$, που συμμετέχουν στην άπειρη σειρά στην (2.3.17), επιλέγεται σαν λύση του προβλήματος περίθλασης γύρω από οποιοδήποτε σώμα της διάταξης, οπότε δεν επηρεάζει την εγκυρότητα της επιβαλλόμενης οριακής συνθήκης για το κινούμενο σώμα p . Εάν όμως το σώμα q είναι ακίνητο, η οριακή συνθήκη στο σύστημα συντεταγμένων του θα ικανοποιείται πάλι, καθώς σύμφωνα με την προηγούμενη ανάλυση όλα τα ${}^s \varphi_j^{qp}$ ικανοποιούν την ίδια συνθήκη και τα ${}^0 \varphi_{Bj}^{pp}$ θα είναι αμελητέα σε αυτήν την περίπτωση. Με αυτόν τον τρόπο, το πρόβλημα μειώνεται στο καθορισμό των αγνώστων δυναμικών ${}^s \varphi_j^{qp}$, το οποία μέσω της παραπάνω εξίσωσης εκφράζονται σαν υπέρθεση της s τάξης δυναμικού διασποράς από το σώμα q και της $(s-1)$ τάξης δυναμικού διασποράς από τα υπόλοιπα σώματα,

$${}^{s-1} \varphi_{Bj}^{lp} (l=1, 2, \dots, N ; l \neq q).$$

Κάθε τάξη δυναμικού διασποράς ${}^s \varphi_{Bj}^{qp}(r_q, \vartheta_q, z)$, $s \geq 1$ που συμβάλλει στο φ_j^{qp} ($q = 1, 2, \dots, N$) μπορεί να περιγραφεί με κυλινδρικές συντεταγμένες.

$${}^s \varphi_{Bj}^{qp} = -i\omega \xi_{jo}^p \sum_{m=0}^{\infty} {}^s \Psi_{Bmj}^{qp}(r_q, z) e^{m\theta q} \quad (2.3.18)$$

Όπου για τη περιοχή του ρευστού γύρω από το σώμα q , $r_q \geq a_q$, $0 \leq z \leq d$:

$$\frac{1}{\delta_j} {}^s \Psi_{Bmj}^{qp}(r_q, z) = \sum_{n=0}^{\infty} {}^s F_{mnj}^{qp} \frac{K_m(a_n r_q)}{K_m(a_n a_q)} Z_n(z) \quad (2.3.19)$$

Οι άγνωστοι s τάξης συντελεστές διασποράς ${}^s F_{mnj}^{qp}$ δίνονται μέσω της επίλυσης των αντιστοιχών τάξεων του προβλήματος περίθλασης γύρω από το ακινητοποιημένο σώμα q , το οποίο περιγράφεται από το δυναμικό ${}^s \varphi_j^{qp}$ στο σύστημα συντεταγμένων του q σώματος. Όταν οι συντελεστές ${}^s F_{mnj}^{qp}$ καθοριστούν, το δυναμικό ${}^s \varphi_j^{qp}$ γύρω από το σώμα q της διάταξης μπορεί να βρεθεί από την κατάλληλη αντικατάσταση της εξίσωσης (2.3.19) στην (2.3.15). Το πρόβλημα δημιουργείται από το γεγονός ότι κάθε δυναμικό ${}^{s-1} \varphi_{Bj}^{qp}(r_q, \vartheta_q, z)$ που συμβάλλει στο ${}^s \varphi_j^{qp}$, εκφράζεται με όρους σε διαφορετικές συντεταγμένες. Η επίλυση τους μπορεί

να γίνει με την χρήση των συναρτήσεων Bessel. Επομένως όλα τα δυναμικά της ταχύτητας που εκφράζονται με τις συντεταγμένες (r_l, θ_l, z) μπορούν να μετατραπούν σε εκφράσεις στις συντεταγμένες αναφοράς του σώματος q . Αυτό μπορεί να γίνει μέσω του προσθετικού θεωρήματος:

$$K_\nu(a_\nu r_l) e^{i n \theta_l} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} (-1)^m K_{\nu-m}(a_n I_{lq}) I_m(a_n r_q) e^{i(v-m)\theta_{lq}} e^{i(m)\theta_q} \quad (2.3.20)$$

με τον περιορισμό ότι $r_l < I_{lq}$. Με I_m συμβολίζεται η m τάξης τροποποιημένη συνάρτηση Bessel πρώτου είδους και η I_{lq} φαίνεται στο σχήμα (2.9). Ειδικά για την φανταστική ρίζα $a_0 = -ik$ μπορεί να παρθεί ότι:

$$H_\nu(kr_l) e^{i n \theta_l} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} H_{\nu-m}(k I_{lq}) J_m(kr_q) e^{i(v-m)\theta_{lq}} e^{i(m)\theta_q} \quad (2.3.21)$$

Όπου H_m είναι η συνάρτηση Hankel πρώτου είδους. Αυτή η έκφραση μπορεί να μπορεί να προκύψει εύκολα λαμβάνοντας υπόψη την εξίσωση:

$$K_m(-ikr) = \frac{\pi}{2} i^{m+1} H_m(kr) \quad (2.3.22)$$

και την σχέση^[32]

$$J_m(kr_q) = i^m I_m(-ikr_q) = i^m I_m(a_0 r_q) \quad (2.3.23)$$

Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (2.3.21) και (2.3.22), όλοι οι όροι s τάξης που δίνονται από την εξίσωση (2.3.14), εκφράζονται στο σύστημα συντεταγμένων του q σώματος:

$${}^s \Phi_{Bj}^{qp}(r_p, \theta_p, z) = -i \omega \xi_{jo}^p \sum_{m=-\infty}^{\infty} {}^s \Psi_{mj}^{qp}(r_p, z) e^{im\theta_p}, \quad s \geq 1 \quad (2.3.24)$$

Όπου η συνάρτηση ${}^s \Psi_{mj}^{qp}$ για το εξωτερικό πεδίο ρευστού δηλαδή για $r_p \geq b_p$ και $0 \leq z \leq d$ δίνεται από:

$$\frac{1}{\delta_j} {}^s \Psi_{Bmj}^{qp}(r_q, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[{}^s Q_{mnj}^{qp} \frac{I_m(a_n r_q)}{I_m(a_n b_q)} + {}^s F_{mnj}^{qp} \frac{K_m(a_n r_q)}{K_m(a_n b_q)} \right] Z_n(z) \quad (2.3.25)$$

και

$${}^s Q_{mnj}^{qp} = \sum_{l=1}^N (1 - \delta_{lq}) \sum_{\nu=-\infty}^{\infty} \frac{K_{\nu-m}(a_n I_{lq})}{K_\nu(a_n b_q)} I_m(a_n b_q)^{s-1} F_{\nu nj}^{qp} e^{i(v-m)\theta_{lq}} \quad (2.3.26)$$

Ο πρώτος όρος στην εξίσωση (2.3.26) αντιπροσωπεύει την συμβολή s τάξης του προσπίπτοντος κυματισμού, ${}^s \Phi_{Ij}^{qp}$, στο δυναμικό ${}^s \Phi_j^{qp}$. Ενώ ο τελευταίος όρος περιγράφει την διασπορά του κυματικού πεδίου της αντίστοιχης τάξης. Οι συντελεστές Fourier μηδενικής τάξης της αλληλεπίδρασης, ${}^0 F_{\nu nj}^{qp}$, ισούται με μηδέν για $I \neq p$, ενώ οι αντίστοιχοι συντελεστές για $I = p$, ${}^0 F_{\nu nj}^{pp}$ είναι ίδιοι με εκείνους που χρησιμοποιούνται για την εκτίμηση του κυματικού πεδίου γύρω από το μεμονωμένο σώμα p , το οποίο επιδέχεται εξαναγκασμένες ταλαντώσεις στην j μορφή. Σαν αποτέλεσμα αυτού για πρώτης τάξης αλληλεπίδραση έχουμε ${}^1 Q_{mnj}^{pp} = {}^1 F_{mnj}^{pp} = 0$.

Είναι προφανές από την εξίσωση (2.3.25) ότι η s τάξης διασπορά και τα στοιχεία του προσπίπτοντος κυματισμού για κάθε σώμα q , ${}^s F_{mnj}^{qp}$ και ${}^s Q_{mnj}^{qp}$

αντίστοιχα, μπορούν να συσχετισθούν με τα χαρακτηριστικά της περίθλασης (μεμονωμένου σώματος) για το σώμα αυτό. Πράγματι, με την εφαρμογή της μεθόδου των συνδυασμένων αξονοσυμμετρικών επεκτάσεων για να λυθεί το πρόβλημα της περίθλασης για το ακινητοποιημένο σώμα q , μπορεί να παρθεί η ακόλουθη σχέση πινάκων^[28]:

$$\{^s F^{qp}\} = [T^q]\{^s Q^{qp}\} \quad (2.3.27)$$

Το $\{^s Q^{qp}\}$ συμβολίζει ένα μιγαδικό διάνυσμα του οποίου τα στοιχεία δίνονται από την εξίσωση (2.3.26), ενώ το $[T^q]$ είναι ένας τετραγωνικός πίνακας, τα στοιχεία του οποίου εξαρτώνται μόνο από την γεωμετρία του αξονοσυμμετρικού σώματος και των χαρακτηριστικών του προσπίπτοντος κυματισμού.

Τώρα με την βοήθεια των εξισώσεων (2.3.24) και (2.3.25), είναι δυνατό να γραφεί το συνολικό πεδίο του κυματισμού ως

$$\begin{aligned} \frac{1}{\delta_j} \Psi_{mj}^{qp}(r_q, z) &= \delta_{qp} \frac{1}{\delta_j} \Psi_{mj}^p(r_q, z) + \\ &+ \sum_{n=0}^{\infty} \left[Q_{mnj}^{qp} \frac{I_m(a_n r_q)}{I_m(a_n \alpha_q)} + F_{mnj}^{qp} \frac{K_m(a_n r_q)}{K_m(a_n \alpha_q)} \right] Z_n(z) \end{aligned} \quad (2.3.28)$$

Όπου

$$Q_{mnj}^{qp} = \sum_{s=1}^{\infty} {}^s Q_{mnj}^{qp} \quad \text{και} \quad F_{mnj}^{qp} = \sum_{s=1}^{\infty} {}^s F_{mnj}^{qp} \quad (2.3.29)$$

και Ψ_{mj}^p δίνεται από την εξίσωση:

$$\frac{1}{\delta_j} \Psi_{mj}^p(r_p, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[F_{mnj}^p \frac{K_m(a_n r_p)}{K_m(a_n \alpha_p)} \right] Z_n(z) \quad (2.3.30)$$

Όπου F_{mnj}^p δίνονται από την επίλυση του προβλήματος της εξαναγκασμένης ταλάντωσης για το μεμονωμένο σώμα.

Το δυναμικό του κύματος στην περιοχή του ρευστού γύρω από το σώμα q $r_q \geq \alpha_q \geq 0$ και $0 \leq z \leq d$ περιγράφεται από την εξίσωση (2.3.28). Οι αντίστοιχες εκφράσεις για το συνολικό δυναμικό της ταχύτητας στις άλλες περιοχές του ρευστού ($i=III, M, IV$) είναι:

$$\frac{1}{\delta_j} {}^i \Psi_{mj}^{qp}(r_q, z) = \delta_{qp} \frac{1}{\delta_j} {}^i \Psi_{mj}^p(r_q, z) + \sum_{n=0}^{\infty} {}^i F_{mnj}^{qp} {}^i R_{mn}^q(r_q) {}^i Z_n^q(z) \quad (2.3.31)$$

Οι συναρτήσεις ${}^i R_{mn}^q(r_q)$ και ${}^i Z_n^q(z)$ παρουσιάζονται στη δημοσίευση του κ. Μαυράκου^[31].

Οι συντελεστές ${}^i F_{mnj}^{qp}$ στην εξίσωση (2.3.31) καθορίζονται από την επίλυση του προβλήματος περίθλασης γύρω από το ακινητοποιημένο σώμα q . Από τις εξισώσεις (2.3.28) και (2.3.31) το συνολικό δυναμικό σε κάθε περιοχή του ρευστού ενός ταλαντευόμενου σώματος p της διάταξης μπορεί να βρεθεί με την υπέρθεση των αντίστοιχων δυναμικών εξαναγκασμένης ταλάντωσης ενός μεμονωμένου σώματος Ψ_{mj}^p ή ${}^i \Psi_{mj}^p$ ($i=III, M, IV$).

Τελικά, είναι εμφανές από τις εξισώσεις (2.3.26) και (2.3.27) ότι οι συντελεστές διασποράς s τάξης μπορούν να εκφραστούν αναδρομικά με εκείνους της $(s-1)$ τάξης και επομένως και με συντελεστές της μηδενικής τάξης, οι οποίοι συσχετίζονται με τις εξαναγκασμένες ταλαντώσεις του μεμονωμένου σώματος p . Σαν αποτέλεσμα οι εξισώσεις (2.3.28) και (2.3.29) μας επιτρέπουν να αντιμετωπίσουμε κάθε σώμα q ($q=1,2,..N$) της διάταξης ξεχωριστά χρησιμοποιώντας τα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά του ταλαντευόμενου μεμονωμένου σώματος και λαμβάνοντας υπόψη την παρουσία των διπλανών μέσω της επιρροής τους στο δυναμικό της ροής του σώματος q .

2.3.1 ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΔΥΝΑΜΕΙΣ

Με το που υπολογιστούν τα δυναμικά $\Phi_1, \Phi_2, \dots, \Phi_7$ σαν λύσεις των αντίστοιχων προβλημάτων οριακών τιμών που αναλύσαμε παραπάνω, μπορούμε να υπολογίσουμε τις δυνάμεις που ασκούνται σε κάθε σώμα q , ολοκληρώνοντας τις χρονικά μεταβαλλόμενες πιέσεις, οι οποίες υπολογίζονται με τη βοήθεια της εξ. Bernoulli, στη στιγμιαία βρεχόμενη επιφάνεια του σώματος q . Η βρεχόμενη επιφάνεια του σώματος μεταβάλλεται χρονικά και η πίεση που ασκείται σε τυχαίο σημείο του ρευστού περιέχει μη γραμμικούς όρους. Άρα θα πρέπει τη δύναμη όπως και την πίεση να την αναπτύξουμε σε σειρές διαταραχών της μορφής:

$$P = P^{(0)} + \varepsilon P^{(1)} + \varepsilon^2 P^{(2)} \quad (2.3.32)$$

για να επιτύχουμε χωρισμό των τάξεων. Όπου ο δείκτης (0) συμβολίζει τη χρονικά ανεξάρτητη τιμή, ο δείκτης (1) την ταλαντωτική μεταβολή πρώτης τάξης και ο δείκτης (2) την αντίστοιχη δεύτερης τάξης, ε υποτίθεται ότι είναι ένας μικρός αριθμός $\varepsilon \ll 1$.

Σύμφωνα με την εξ. Bernoulli η πίεση σε τυχαίο σημείο του ρευστού δίνεται από τη σχέση^[15]:

$$P(x_1, x_2, x_3; t) = -\rho g x_3 - \rho \Phi_t - \frac{1}{2} \rho |\vec{\nabla} \Phi|^2 \quad (2.3.33)$$

Δεχόμαστε ότι το εξεταζόμενο σημείο εκτελεί μικρές, πρώτης τάξης, ταλαντωτικές μικροκινήσεις $\vec{x}^{(1)}$, γύρω από τη μέση θέση ισορροπίας του $\vec{x}^{(0)}$ και αναπτύσσοντας την πίεση $P(x_1, x_2, x_3; t)$ σε σειρά κατά Taylor ως προς το $\vec{x}^{(0)}$ μπορούμε να βρούμε ότι η πίεση εκφράζεται σε σειρά διαταραχών της μορφής:

$$P(\vec{x}; t) = p^{(0)}(\vec{x}^{(0)}, t) + \varepsilon^2 p^{(1)}(\vec{x}^{(0)}, t) + \varepsilon^2 p^{(2)}(\vec{x}^{(0)}, t) \quad (2.3.34)$$

Όπου:

$$p^{(0)} = -\rho g x_3^{(0)} \text{ η υδροστατική πίεση} \quad (2.3.35)$$

$$p^{(1)} = -\rho g x_3^{(1)} - \rho \Phi_t^{(1)} \text{ η πίεση πρώτης τάξης και} \quad (2.3.36)$$

$$p^{(2)} = -\rho \Phi_t^{(2)} - \frac{1}{2} \rho |\vec{\nabla} \Phi^{(1)}|^2 - \rho (\vec{x}^{(1)} \cdot \vec{\nabla} \Phi^{(1)}) \quad (2.3.37)$$

η πίεση δεύτερης τάξης. Το $\Phi^{(1)}$ προκύπτει από τη σχέση (2.3.1) μετά τη λύση των γραμμικών προβλημάτων οριακών τιμών για το δυναμικό περίθλασης και ακτινοβολίας που διατυπώθηκαν προηγουμένως. Το $\Phi^{(2)}$ προκύπτει από τη λύση του οριακού προβλήματος δεύτερης τάξης. Ακόμη οι παράγωγοι του δυναμικού που εμφανίζονται στις σχέσεις (2.3.37) και (2.3.37) θα πρέπει να ληφθούν στη μέση θέση ισορροπίας του εξεταζόμενου σημείου. Οι ίδιες σχέσεις χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό της πίεσης σ' ένα σημείο της βρεχόμενης επιφάνειας του κύματος. Αυτό σημαίνει ότι οι αντίστοιχες παράγωγοι του δυναμικού πρέπει να ληφθούν στη μέση θέση $S^{(0)}$ της βρεχόμενης επιφάνειας της κατασκευής.

Οι δυνάμεις που ασκούνται στο σώμα q ($q = 1, 2, \dots, N$) ως προς το σύστημα συντεταγμένων $G-X_1, X_2, X_3$ δίνονται από τη σχέση:

$$F = - \iint_S p \cdot \vec{N} dS \quad (2.3.38)$$

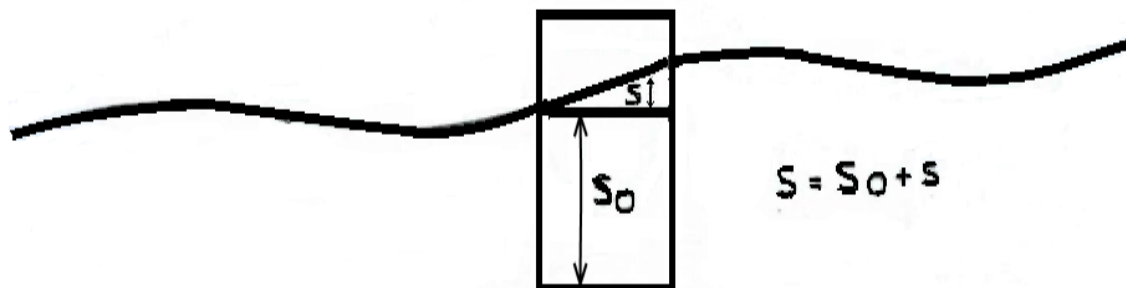
όπου:

S η στιγμιαία βρεχόμενη επιφάνεια του σώματος q , \vec{N} το στιγμιαίο κάθετο διάνυσμα στο στοιχείο της επιφάνειας dS ως προς το σύστημα συντεταγμένων $G-X_1, X_2, X_3$ (σύστημα συντεταγμένων ως στο κέντρο του σώματος). Το \vec{N} δίνεται από τη σχέση:

$$\vec{N} = \vec{N}^{(0)} + \varepsilon \vec{N}^{(1)} + \varepsilon^2 \vec{N}^{(2)} \quad (2.3.39)$$

και η πίεση p από την εξ. (2.3.34).

Τη στιγμιαία βρεχόμενη επιφάνεια S τη χωρίζουμε σε δύο μέρη. Ένα χρονικά ανεξάρτητο S_0 μέχρι την ισάλο πλεύσης στην κατάσταση ισορροπίας του σώματος και ένα S χρονικά μεταβαλλόμενο που περικλείεται μεταξύ της ισάλου που αναφέρθηκε και της ανύψωσης του κύματος κατά μήκος του σώματος (βλέπε το σχήμα 2.10).



Σχήμα 2.10 Διάσπαση της βρεχόμενης επιφάνειας

Αντικαθιστώντας τις (2.3.35) - (2.3.37) στην (2.3.38) προκύπτει:

$$\begin{aligned}
F &= - \iint_{S_0} (p^{(0)} + \varepsilon^2 p^{(1)} + \varepsilon^2 p^{(2)}) \cdot (\vec{\eta} + \varepsilon \vec{N}^{(1)}) dS_0 \\
&= - \iint_{S_{(t)}} (p^{(0)} + \varepsilon^2 p^{(1)} + \varepsilon^2 p^{(2)}) \cdot (\vec{\eta} + \vec{N}^{(1)}) dS = \\
&= (\vec{F}^{(0)} + \varepsilon^2 \vec{F}^{(1)} + \varepsilon^2 \vec{F}^{(2)} + 0(\varepsilon^3))
\end{aligned} \tag{2.3.40}$$

Όπου

$$\vec{F}^{(0)} = \vec{F}_3^{(0)} = \rho g \iint_{S_0} x_3^{(0)} \vec{n} dS = \rho g \nabla \tag{2.3.41}$$

είναι η υδροστατική δύναμη άντωσης που προκύπτει από την ολοκλήρωση της υδροστατικής πίεσης $p^{(0)}$ στη μέση βρεχόμενη επιφάνεια S_0 του σώματος q .

$$\vec{F}_3^{(1)} = -\rho g \iint_{S_0} -\rho g x_3^{(1)} \vec{n} dS + \iint_{S_0} \rho g \Phi_t^{(1)} \vec{n} dS_0 \tag{2.3.42}$$

η δύναμη πρώτης τάξης. Στη σχέση (2.3.42) ο πρώτος όρος δίνει τις υδροστατικές δυνάμεις επαναφοράς, ενώ στο δεύτερο όρο περιλαμβάνονται και οι δυνάμεις περιθλασης, λόγω του δυναμικού Φ_7 , και οι δυνάμεις ακτινοβολίας (radiation), λόγω των δυναμικών Φ_j ($j=1,2,\dots,6$)

$$\vec{F}^{(2)} = - \iint_{S_0} (p^{(1)} \vec{N}^{(1)} + p^{(2)} \vec{n}) dS_0 - \iint_{S_{(t)}} (p^{(1)} \vec{n}) dS \tag{2.3.43}$$

Η δύναμη δεύτερης τάξης προκύπτει αφού ολοκληρώσουμε όλα τα γινόμενα της πίεσης p και του κάθετου διανύσματος \vec{N} (δευτεροτάξιες δυνάμεις, πάνω στη μέση βρεχόμενη επιφάνεια) και τις πιέσεις πρώτης τάξης στο χρονικά μεταβαλλόμενο τμήμα της βρεχόμενης επιφάνειας $S_{(t)}$. Δεν θα ασχοληθούμε με την περαιτέρω μαθηματική επεξεργασία για την ακριβή διατύπωση της δύναμης δεύτερης τάξης διότι για τη χρήση των παρόντων εξισώσεων απαιτείται λύση του προβλήματος οριακών τιμών δεύτερης τάξης για τον προσδιορισμό του $\Phi^{(2)}$.

Με την ίδια διαδικασία που αναφέρθηκε για τις δυνάμεις, μπορούν να υπολογισθούν και οι ροπές που ασκούνται στο σώμα q , που υπολογίζονται από τον τύπο:

$$\vec{M} = - \iint_S p \cdot (\vec{x} \times \vec{N}) dS \tag{2.3.44}$$

Όπου το διάνυσμα θέσης ενός σημείου $P(x_1, x_2, x_3)$ το οποίο βρίσκεται στη βρεχόμενη επιφάνεια του σώματος ως προς το ακίνητο σύστημα συντεταγμένων γράφεται στη μορφή:

$$\vec{x} = \vec{x}^{(0)} + \varepsilon \vec{x}^{(1)} + \varepsilon^2 \vec{x}^{(2)} \tag{2.3.45}$$

Με την αντικατάσταση των \vec{x} , \vec{N} , p από τις σχέσεις (2.3.45), (2.3.39) και (2.3.41) και χωρίζοντας τη βρεχόμενη επιφάνεια στα δύο τμήματα S_0 και $S_{(t)}$ όπως και πριν καταλήγουμε στη διατύπωση των σχέσεων των ροπών μηδενικής, πρώτης και δεύτερης τάξης. Η ροπή πρώτης τάξης, που δίνεται από την εξίσωση:

$$\vec{M} = - \iint_S p^{(1)} \cdot (\vec{x} \times \vec{N}) dS_0 \tag{2.3.46}$$

Συμπεραίνουμε ότι με τη σχέση (2.3.42)

$$F_k = -\rho g \iint_{S_0} -\rho g x_3^{(1)} \vec{n} dS + \iint_{S_0} \rho g \Phi_t^{(1)} n dS_0 \quad (2.3.47)$$

εκφράζονται σε ενιαία γραφή οι πρωτοτάξιες δυνάμεις (για $k=1,2,3$) και οι ροπές (για $k=4,5,6$) που ασκούνται στο σώμα q . Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (2.3.2) και την (2.3.47) προκύπτει

$$F_k = -F_{k_{st}} - i\omega \rho e^{-i\omega t} \iint_{S_0} [\varphi_0 + \varphi_7 + \sum_{j=1}^6 x_{j0} \varphi_j] n_k dS_0 \quad (2.3.48)$$

Το $F_{k_{st}}$ εκφράζει τις υδροστατικές δυνάμεις επαναφοράς, ενώ το δεύτερο κομμάτι το υδροδυναμικό τμήμα της δύναμης που ασκείται συνολικά στο σώμα q . Εκτελώντας τις πράξεις που εμφανίζονται μπορούμε να διατυπώσουμε τις υδροστατικές δυνάμεις επαναφοράς στη μορφή:

$$F_{k_{st}}(t) = C_{kj} x_j \quad k,j=1,2,\dots,6 \quad (2.3.49)$$

όπου x_j οι ταλαντωτικές μικροκινήσεις του σώματος στους έξι βαθμούς ελευθερίας και C_{kj} οι συντελεστές επαναφοράς.

Το καθαρά υδροδυναμικό τμήμα της συνολικής δύναμης που ασκείται στο σώμα διασπάται σε:

1) στις δυνάμεις διέγερσης

$$F_{k,\delta i \epsilon \gamma}(t) = -i\omega \rho e^{-i\omega t} \iint_{S_0} (\varphi_0 + \varphi_7) n_k dS_0 \quad (2.3.50)$$

οι οποίες προκύπτουν λόγω του ορισμού των φ_0 και φ_7 μετά την ολοκλήρωση του δυναμικού του απλού αρμονικού κυματισμού φ_0 και του δυναμικού περίθλασης φ_7 στη μέση βρεχόμενη επιφάνεια του σώματος, έχοντας θεωρήσει το σώμα ακίνητο

2) στις υδροδυναμικές δυνάμεις αντίδρασης του ρευστού στην επιταχυνόμενη κίνηση του σώματος q , οι οποίες με βάση το κεφάλαιο 2.3 γράφονται^[31]:

$$F_{k,j}^{q,p}(t) = f_{k,j}^{q,p} e^{-i\omega t} = -\rho \omega^2 x_j^p e^{-i\omega t} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \iint_{S_0^q} \Psi_{m,j}^{q,p}(r_q, z) e^{im\theta_q} n_k^q dS \quad (2.3.51)$$

Στην παραπάνω σχέση οι συντελεστές $\Psi_{m,j}^{q,p}$ μεταβάλλονται ανάλογα ποιο πεδίο ροής εξετάζεται, I,III,M,IV. Η δύναμη $f_{k,j}^{q,p}$ μπορεί να γραφεί και ως^[33]:

$$f_{k,j}^{q,p} = \omega^2 a_{kj}^{qp} x_{j0}^p + i\omega b_{kj}^{qp} x_{j0}^p = \omega^2 (a_{kj}^{qp} + \frac{i}{\omega} b_{kj}^{qp}) x_{j0}^p = \omega^2 \pi_{kj}^{qp} x_{j0}^p \quad (2.3.52)$$

όπου a_{kj}^{qp}, b_{kj}^{qp} οι συντελεστές πρόσθετης μάζας και απόσβεσης, αντίστοιχα.

Για τον υπολογισμό των υδροδυναμικών παραμέτρων όλου του συστήματος όταν αυτό θεωρείται ένα ενιαίο σώμα (σύνθετα κυλινδρικά σώματα ενωμένα μεταξύ τους), θα πρέπει οι αντίστοιχες δυνάμεις σε κάθε σώμα q το οποίο κινείται ανεξάρτητα, να ξαναγραφούν σε σχέση με το σημείο αναφοράς της κίνησης, G , όλης της κατασκευής. Για αυτό το λόγο συμβολίζουμε με $\xi=(x_1, x_2, x_3)$ και $\vartheta=(x_4, x_5, x_6)$ τα

διανύσματα της κίνησης και περιστροφής. Οι μεταφορικές και περιστροφικές κινήσεις $\xi^{(p)}, \vartheta^{(p)}$, αντίστοιχα του σώματος p , ως προς το σημείο αναφοράς G_p μπορούν να εκφραστούν με σχέση με τις αντίστοιχες ως προς G :

$$\xi^{(p)} = \chi + \vartheta \times r^{(p)} \quad (2.3.53)$$

με $\vartheta^{(p)} = \vartheta$.

Εδώ $r^{(p)}$ υποδηλώνει τη θέση του διανύσματος του G_p σχέση με το G . Τώρα, αντικαθιστώντας τις συνιστώσες της (2.3.31) για x_{j0}^p ($j = 1, 2, \dots, 5$), στην (2.3.52), και αθροίζοντας όλους τους τρόπους κίνησης του σώματος p , που προκαλούν δυνάμεις στο σώμα q στην κατεύθυνση k η συνολική δύναμη $f^{q,p}$ που ασκείται στο q σώμα στην k κατεύθυνση μπορεί να εκφραστεί με τις συνιστώσες του καθολικού συστήματος x_{j0} ($j=1, \dots, 6$) ως^[31]:

$$f^{q,p} = \sum_{j=1}^6 f_{k,j}^{q,p} = \omega^2 \sum_{j=1}^6 \left(\mu_{k,j}^{q,p} + \frac{i}{\omega} \lambda_{k,j}^{q,p} \right) x_{j0} = \omega^2 \sum_{j=1}^6 M_{k,j}^{q,p} x_{j0} \quad (2.3.54)$$

Όπου $M_{kj}^{q,p}$ είναι στοιχεία του 6×6 πίνακα του πίνακα M ο οποίος ορίζεται από :

$$[M^{qp}] = [\pi^{qp}] [B^p]^T \quad (2.3.55)$$

όπου $[\pi^{qp}]$ είναι ο τετραγωνικός πίνακας του οποίου τα στοιχεία δίνονται από την (2.3.52) και $[B^p]^T$ ο ανάστροφος του πίνακα μετασχηματισμού. Τα στοιχεία του πίνακα μετασχηματισμού $[B^i]$, $i = q, p$ είναι οι συντεταγμένες του σημείου αναφοράς $(x^i, y^i, z^i, i=p, q)$ για τις κινήσεις των σωμάτων q, p σε σχέση με το σημείο αναφοράς για τις κινήσεις όλης της διάταξης G .

$$[B^i] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -z^i & y^i & 1 & 0 & 0 \\ z^i & 0 & -x^i & 0 & 1 & 0 \\ -y^i & x^i & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.3.56)$$

Οι υδροδυναμικές δυνάμεις αντίδρασης f_k^{qp} εκφράζονται σε σχέση με το σημείο αναφοράς της κίνησης του q σώματος G_q . Έτσι προκειμένου να λαμβάνεται υπόψη η συνεισφορά της f_k^{qp} στην υδροδυναμική δύναμη αντίδρασης όλης της διάταξης, η f_k^{qp} θα πρέπει να ξαναγραφτεί σε σχέση με το σημείο αναφοράς G . Συμβολίζουμε με F_k^{qp} τις αντίστοιχες δυνάμεις ($k=1, 2, 3$) και ροπές ($k = 4, 5, 6$) που παίρνουμε από την κλασική μηχανική:

$$\begin{aligned} F_k^{q,p} &= f_k^{q,p} && \text{για} && k=1, 2, 3 \\ F_k^{q,p} &= f_k^{q,p} + (r^q + f^{q,p}) && \text{για} && k=4, 5, 6 \end{aligned} \quad (2.3.57)$$

Όπου $r^q = (x^q, y^q, z^q)$ είναι το διάνυσμα θέσης του σημείου αναφοράς της κίνησης του q σώματος G_q , σε σχέση με το G και $f^{q,p} = (f_1^{q,p}, f_2^{q,p}, f_3^{q,p})$.

Αντικαθιστώντας την (2.3.56) για $f^{q,p}$ στην (2.3.57) και με την χρήση του συμβολισμού:

$$\Pi_{k,j}^{q,p} = A_{kj}^{qp} + \frac{i}{\omega} B_{kj}^{qp} \quad (2.3.58)$$

για τις υδροδυναμικές παραμέτρους σε σχέση με το G , όπου A_{kj}^{qp} και B_{kj}^{qp} είναι οι πρόσθετες μάζες και αποσβέσεις του σώματος q στην k κατάσταση λόγω της κίνησης του σώματος p στην κατάσταση j , τελικά παίρνουμε^[31]:

$$F_k^{q,p} = \omega^2 \sum_{k=1}^6 \Pi_{k,j}^{q,p} x_{j0} \quad (2.3.59)$$

Τα στοιχεία $\Pi_{k,j}^{q,p}$ του 6×6 πίνακα $[\Pi_{k,j}^{q,p}]$ δίνονται από την παρακάτω εξίσωση:

$$[P^{qp}] = [B^q][M^{qp}] = [B^q][\pi^{qp}][B^p]^T \quad (2.3.60)$$

Στη συνέχεια χρησιμοποιώντας την (2.3.60), οι υδροδυναμικές μάζες και οι αποσβέσεις όλης της διάταξης A_{kj}^{qp}, B_{kj}^{qp} αντίστοιχα, υπολογίζονται από την άθροιση όλων των τιμών των p και q ($p, q = 1, 2, \dots, N$).

$$\Pi_{k,j} = A_{k,j} + (i/\omega)B_{k,j} \quad (2.3.61)$$

2.3.2 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΕΚΠΤΩΣΗΣ

Η μέση χρονική δύναμη έκπτωσης και ροπή η οποία ασκείται στο σώμα q μπορεί να υπολογιστεί με τη μέθοδο της αρχής διατήρησης της ορμής. Οι εκφράσεις τόσο για τις οριζόντιες όσο και τις κάθετες μέσες δυνάμεις και ροπές έκπτωσης δίνονται από^[34]:

$$F^{2,q} = \rho \iint_{S_R} \left\{ \left[\Phi_t^q + \frac{1}{2} \nabla \Phi^q \nabla \Phi^q + gz \right] n - \frac{\partial \Phi^q}{\partial n} \nabla \Phi^q \right\} dS - \\ - k\rho \int_{S_B} \int \left[\Phi_t^q + \frac{1}{2} \nabla \Phi^q \nabla \Phi^q \right] dS - k\rho g \iint_{S_{FS} \cup S_0^q} z n_z dS \quad (2.3.62)$$

$$M^{2,q} = \rho \iint_{S_R} \left\{ \left[\Phi_t^q + \frac{1}{2} \nabla \Phi^q \nabla \Phi^q + gz \right] (x \times n) - \frac{\partial \Phi^q}{\partial n} (x \times \nabla \Phi^q) \right\} dS - \\ - \iint_{S_B} \left[\Phi_t^q + \frac{1}{2} \nabla \Phi^q \nabla \Phi^q \right] (y_i - x_i) dS - \rho g \iint_{S_{FS} \cup S_0^q} z [(y n_z - z n_y) i + \\ + (z n_x - x n_z) j] dS \quad (2.3.63)$$

Εδώ k, i, j είναι τα μοναδιαία διανύσματα στους άξονες z, x και y αντίστοιχα, n είναι το κάθετο μοναδιαίο διάνυσμα κατευθυνόμενο προς τα έξω από το όγκο ελέγχου του ρευστού, x είναι το διάνυσμα θέσης ενός σημείου στις επιφάνειες ελέγχου σε σχέση με σύστημα συντεταγμένων στο εξεταζόμενο σώμα και με την θεώρηση ότι ο πυθμένας της θάλασσας είναι οριζόντιος. Επιπλέον, S_B είναι ο πυθμένας της θάλασσας, S_{FS} είναι το μέρος της ελεύθερης επιφάνειας που περιβάλλεται ανάμεσα στο S_0^q και στη καθορισμένη κάθετη κυλινδρική επιφάνεια

ελέγχου S_R που περιβάλλει κάθε σώμα q και έχει θεωρηθεί ότι συμπίπτει στην ακτινική διεύθυνση με τη μέση βρεχόμενη επιφάνεια της κάθε σώματος. Τα φορτία έκπτωσης στα σώματα υπερτίθενται κατάλληλα σε σχέση με το καθολικό σύστημα συντεταγμένων προκειμένου να αξιολογηθούν τα φορτία έκπτωσης σε ολόκληρη την διάταξη όταν αυτή θεωρείται ως μία ενιαία μονάδα

2.4 ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ

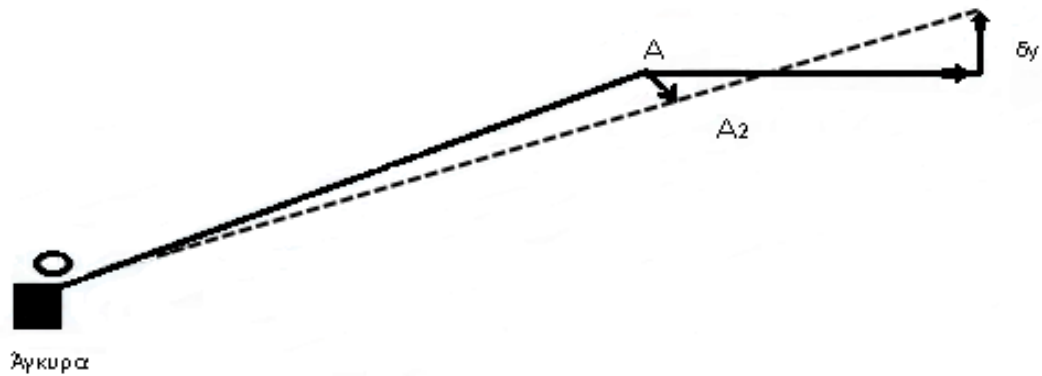
Ο κύριος σκοπός των συστημάτων αγκύρωσης είναι δημιουργία μιας ελαστικής σύνδεσης με τον πυθμένα. Η ευκαμψία ή ακαμψία ενός συστήματος μπορεί να επιτευχθεί τρεις διαφορετικούς τρόπους :

- **Με την βαρύτητα:** αλυσοειδής (η μορφή που παίρνει μια γραμμή αγκύρωσης στο νερό υπό την επίδραση του βάρους της μόνο), όγκοι, προσδεμένα βάρη.
- **Με την άντωση** (buoyancy): συστήματα αγκύρωσης, ενός κλάδου, πλατφόρμες υπό υψηλή τάση στο σημείο πρόσδεσης (tension leg platforms). Τέτοιου τύπου αγκυρώσεις θα εξετάσουμε στην παρούσα εργασία.
- **Με την ελαστικότητα των υλικών:** γραμμές υπό νάιλον ή προπυλένιο, μακριά χαλύβδινα συρματόσχοινα.

Ένα σύστημα αγκύρωσης περιλαμβάνει τους **κλάδους** (γραμμές) **αγκυρώσεις** ή **σχοινιά** και τις **άγκυρες**.

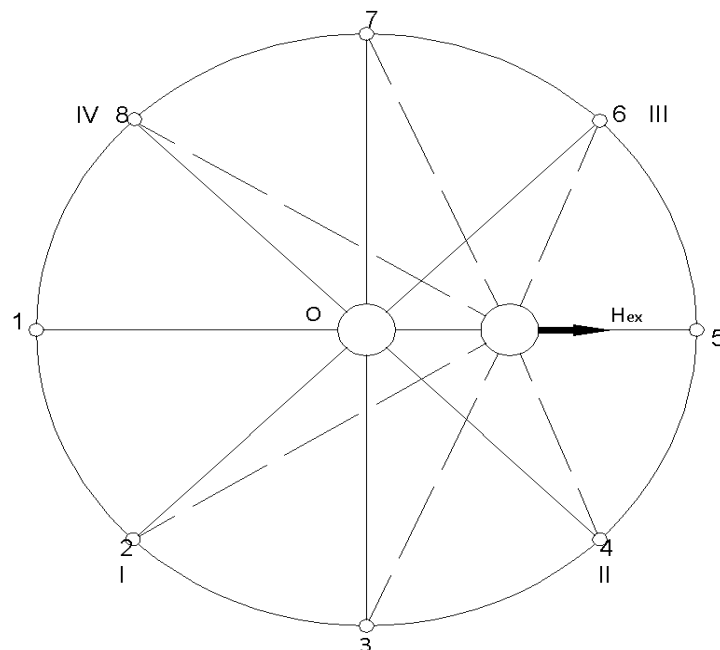
2.4.1 ΣΤΑΤΙΚΗ ΑΝΑΛΥΣΗ ΣΥΜΜΕΤΡΙΚΟΥ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΚΛΑΔΩΝ

Το πρόβλημα των αγκυρώσεων μπορεί να γίνει αρκετά σύνθετο στην περίπτωση των πολλαπλών γραμμών^[35]. Αυτό συμβαίνει διότι δεν μπορούμε να γνωρίζουμε εκ των προτέρων πόσες γραμμές φορτίζονται ταυτόχρονα αλλά και ποιο είναι το μέγεθος της φόρτισης αυτής. Παρακάτω, θεωρούμε την περίπτωση συστήματος αγκύρωσης με N συμμετρικά διατεταγμένες, ομοιόμορφες γραμμές σε σταθερό βάθος D , που υπόκεινται σε εξωτερική οριζόντια δύναμη H_{ex} . Στη χειρίστη περίπτωση φόρτισης, η εξωτερική δύναμη ενεργεί κατά τη διεύθυνση μίας γραμμής. Αυτό συμβαίνει επειδή η συγκεκριμένη γραμμή θα παραλάβει μεγαλύτερο φορτίο από οποιαδήποτε άλλη. Όταν το σύστημα των N γραμμών δεν φορτίζεται από εξωτερικά φορτία ($H_{ex}=0$) τότε βρίσκεται στην κατάσταση ισορροπίας του. Σε αυτή την περίπτωση κάθε γραμμή φορτίζεται από την προένταση T_p , με οριζόντια συνιστώσα την H_p , ενώ η απόσταση άγκυρας-ανωτέρου σημείου του σχοινιού συμβολίζεται ως x_p .



Σχήμα 2.11 Άγκυρα-γραμμή σε κατάσταση ισορροπίας^[35].

Όταν ένα φορτίο H_{ex} ενεργεί κατά μήκος της γραμμής, η κατασκευή θα κινηθεί κατά τη διεύθυνση της H_{ex} λόγω της συμμετρίας της. Κάθε γραμμή όμως του συστήματος θα κινηθεί διαφορετικά διότι σχηματίζονται διαφορετικές γωνίες σε σχέση με την H_{ex} . Όλα τα προηγούμενα φαίνονται στο σχήμα 2.12. Οι κινήσεις της κατασκευής θεωρούνται μικρές σε σχέση με το μήκος της κάθε γραμμής οπότε η αλλαγή στη γωνία κάθε γραμμής είναι αμελητέα. Η μετακίνηση της κάθε γραμμής αναλύεται σε δύο συνιστώσες: μία κατά το μήκος της και μία κάθετη. Στη μεταβολή της τάσης συνεισφέρει μόνο η συνιστώσα κατά το μήκος της γραμμής διότι η μεταβολή στη γωνία είναι μικρή (βλέπε σχ. 2.12).



Σχήμα 2.12 Ανάλυση μετατόπισης πολλαπλών συμμετρικών αγκυρώσεων^[35]

Εάν αριθμήσουμε με 1 την γραμμή που κατά κύριο λόγο παραλαμβάνει τη δύναμη H_{ex} τότε η γραμμή k ($k = 2, 3, 4, \dots, N$) σχηματίζει γωνία ως προς την H_{ex} ίση με θ_k :

$$\theta_k = \frac{2\pi}{N} (k - 1) \quad (2.4.1)$$

Οι γραμμές που βρίσκονται στο δεξιό ημιεπίπεδο συνεισφέρουν αρνητική δύναμη, ενώ οι γραμμές του αριστερού ημιεπιπέδου παραλαμβάνουν την H_{ex} καθώς και την δύναμη των γραμμών 4, 5 και 6.

Λόγω συμμετρίας οι γραμμές πχ. 2 και 8 έχουν την ίδια τάση και γι' αυτό αναλύουμε τις γραμμές κάτω από την ευθεία που ορίζεται από τη διεύθυνση της γραμμής 1.

Ορίζουμε^[35]:

$$K_a = \left[\frac{N}{4} \right] + 1, \quad K_b = \left[\frac{N}{2} \right] + 1 \quad (2.4.2)$$

όπου η συνάρτηση $[x]$ ορίζει τον πλησιέστερο ακέραιο k στο x , μικρότερο από τον x . Τότε εάν δ συμβολίζει τη μετατόπιση του σημείου O (μετατόπιση της γραμμής 1), οι γραμμές που ανήκουν στο τεταρτημόριο I μετατοπίζονται στη διεύθυνση του άξονά τους κατά την απόσταση δx_k .

$$\delta x_k = \delta \cdot \cos \theta_k, \quad k = 2, 3, \dots, k_a \quad (2.4.3)$$

Και αυτές του τεταρτημορίου II κατά:

$$\delta x_k = \delta \cdot \cos \theta_k, \quad k = k_a + 1, k_a + 2, \dots, k_b \quad (2.4.4)$$

όπου θ_k δίνεται από την (2.4.1), και $0 < \theta_k < \frac{\pi}{2}$ για την (2.4.3) και $\frac{\pi}{2} < \theta_k < \pi$ για την (2.4.4). Η δύναμη H_k κάθε σχοινιού είναι συνάρτηση της απόστασης από την άγκυρα x_k όπου:

$$x_k = x_p + \delta_{x_k} \quad (2.4.5)$$

και x_p η απόσταση άγκυρας-ανώτερου σημείου του σχοινιού στην οριζόντια κατεύθυνση όταν $H_{ex} = 0$.

Για να βρούμε την σχέση $H_k - x_k$, θα χρησιμοποιήσουμε τη μη ελαστική αλυσοειδής. Θέτουμε L_1 το ανυψωμένο μήκος του σχοινιού, όταν $x = x_m = x_p + \delta$, που είναι η πιο τεντωμένη κατάσταση. Τότε σε μία άλλη εντατική κατάσταση, με οριζόντια δύναμη πάνω στο σχοινί ίση με H_k , και απόσταση x_k , θα ισχύει:

$$\frac{wD}{H_k} = \cosh \left(\frac{w x_q}{H_k} \right) - 1 \quad (2.4.6)$$

$$\frac{wD}{H_k} = \sqrt{1 + \frac{w L_q}{H_k}} - 1 \quad (2.4.7)$$

$$x_k = x_q + L_1 - L_q \quad (2.4.8)$$

Άρα:

$$x_k = \frac{H_k}{w} \cosh^{-1} \left(\frac{wD}{H_k} + 1 \right) + L_1 - \frac{H_k}{w} \sqrt{\left(\frac{wD}{H_k} \right)^2 + 2 \frac{wD}{H_k}} \quad (2.4.9)$$

Η ισορροπία δυνάμεων H_k απαιτεί:

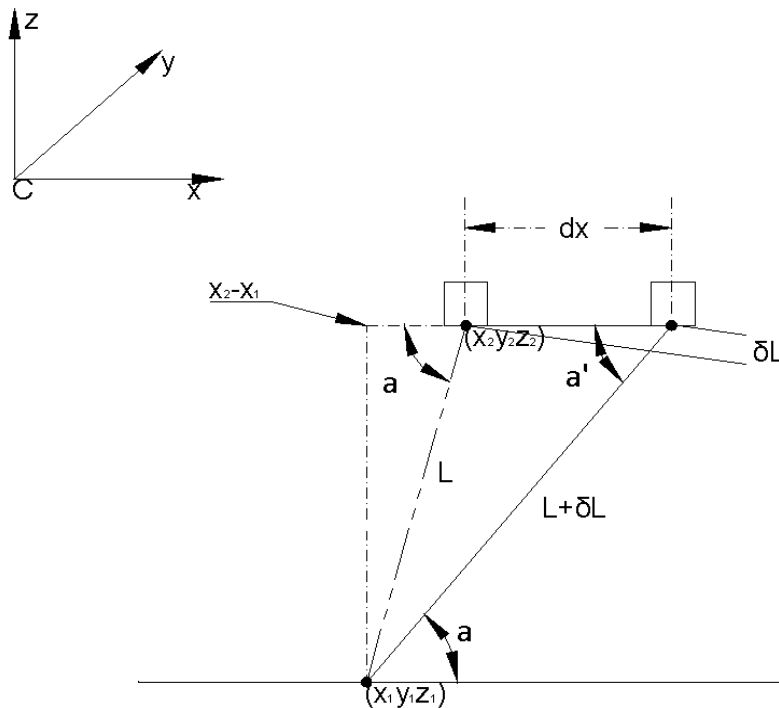
$$H_1 + \sum_{k=2}^{k_a} H_k \cos \theta_k = H_{ex} - \begin{cases} \sum_{k=k_a-1}^{k_b-1} 2H_k \cos \theta_k + H_{k_b}, & N = \text{even} \\ \sum_{k=k_a-1}^{k_b} 2H_k \cos \theta_k + H_{k_b}, & N = \text{odd} \end{cases} \quad (2.4.10)$$

Με την υπόθεση ότι η μετακίνηση της γραμμής η οποία δέχεται την εξωτερική φόρτιση είναι δ , από την (2.4.9) με την (2.4.3) ή την (2.4.4) έχουμε ότι :

$$x_k = x_p + \delta \cos \theta_k = \frac{H_k}{w} \left\{ \cosh^{-1} \left(\frac{wD}{H_k} + 1 \right) + \frac{L_1}{D} \frac{wD}{H_k} - \sqrt{\left(\frac{wD}{H_k} \right)^2 + 2 \frac{wD}{H_k}} \right\} \quad (2.4.11)$$

2.4.2 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΕΠΑΝΑΦΟΡΑΣ ΑΠΟ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ ΜΕ ΚΑΤΑΚΟΡΥΦΗ ΠΡΟΕΝΤΑΣΗ

Σε αυτό το κεφάλαιο θα ασχοληθούμε με την συμπεριφορά της γραμμής αγκύρωσης όταν έχουμε με την πλωτή κατασκευή συγκροτούμενη με κατακόρυφη γραμμή αγκύρωσης η οποία δέχεται υψηλή προένταση^[35]. Στους υπολογισμούς που ακολουθούν θα χρησιμοποιηθούν οι συμβολισμοί του σχήματος 2.13.



Σχήμα 2.13^[35] Σχηματική διάταξη γραμμής υπό κατακόρυφη προένταση.

Οι ασκούμενες δυνάμεις επαναφοράς μπορούν να γραφούν σε μορφή πινάκων στην ακόλουθη μορφή^[35]:

$$F_{Mi} = k_{ij}\xi_j \quad (2.4.13)$$

Όπου

F_{Mi} : είναι η i συνιστώσα του διανύσματος της δύναμης αγκύρωσης.

ξ_i : είναι ένα 6×1 διάνυσμα που περιέχει τις κινήσεις στους έξι βαθμούς ελευθερίας κίνησης της κατασκευής.

k_{ij} : είναι το 6×6 μητρώο ακαμψίας. Τα στοιχεία του υποδηλώνουν τη συνεισφορά στην i κατεύθυνση της δύναμης αγκύρωσης που προκαλείται λόγω της μετατόπισης στη j διεύθυνση της κατασκευής.

Θεωρούμε T τη σταθερή κατά μήκος της γραμμής αγκύρωσης ένταση, λ η σταθερά της ελαστικής ακαμψίας, (x_1, y_1, z_1) οι συντεταγμένες του σημείου πρόσδεσης στον πυθμένα και (x_2, y_2, z_2) οι συντεταγμένες του σημείου πρόσδεσης στην πλωτή κατασκευή.

Τότε

$$\cos\alpha = \frac{x_2 - x_1}{L}, \cos\beta = \frac{y_2 - y_1}{L}, \cos\gamma = \frac{z_2 - z_1}{L} \quad (2.4.13)$$

Όπου:

$$L = \{(x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 + (z_2 - z_1)^2\}^{1/2} \quad (2.4.14)$$

Εάν δx είναι η μικρή οριζόντια απόσταση μετακίνησης της πλατφόρμας και υποθέσουμε ότι $a' \approx a$ καταλήγουμε στην ακόλουθη σχέση:

$$L + \delta L \approx L + \delta x \cos\alpha = \frac{x_2 - x_1}{L} \delta x \quad (2.4.15)$$

Η πρόσθετη τάση στο καλώδιο λόγω της επιμήκυνσης δL είναι

$$\delta T = \lambda * \delta L = \lambda \frac{x_2 - x_1}{L} \delta x \quad (2.4.16)$$

Η δύναμη επαναφοράς κατά μήκος του x άξονα μπορεί να υπολογιστεί ως

$$\delta T_x = (T + \delta T) \cos\alpha' - T \cos\alpha \quad (2.4.17)$$

Ακόμη

$$\cos\alpha' = \frac{x_2 - x_1 + \delta x}{L + \delta L} = \frac{(x_2 - x_1) \left[1 + \frac{\delta x}{x_2 - x_1} \right]}{L \left(1 + \frac{\delta L}{L} \right)} \quad (2.4.18)$$

Συνδυάζοντας τις (2.4.17) και (2.4.18) βρίσκουμε τη:

$$\delta T_x = (T + \delta T) \left(\frac{x_2 - x_1}{L} \right) \left[\frac{1 + \frac{\delta x}{x_2 - x_1}}{1 + \frac{\delta L}{L}} \right] - \frac{T(x_2 - x_1)}{L} \quad (2.4.19)$$

Αναπτύσσοντας τον παρονομαστή στην αγκύλη της παραπάνω σχέσης σε σειρά Taylor λαμβάνουμε

$$\frac{1}{1+\frac{\delta L}{L}} = 1 - \frac{\delta L}{L} + \left(\frac{\delta L}{L}\right)^2 + O(\varepsilon^2) \quad (2.4.20)$$

Από την (2.4.19) και την (2.4.20) λαμβάνουμε:

$$\delta T_{\chi} = (T + \delta T) \cos a \left[1 + \frac{\delta x}{(x_2 - x_1)}\right] \left[1 - \frac{\delta L}{L}\right] - T \cos a \quad (2.4.21)$$

ή αλλιώς

$$\delta T_{\chi} = T \cos a \left[\frac{\delta x}{(x_2 - x_1)} - \frac{\delta L}{L} + \frac{\delta T}{T}\right] + O(\varepsilon^2) \quad (2.4.22)$$

ή ισοδύναμα δεδομένου ότι $\delta L = \delta x \cos a$

$$\delta T_{\chi} = \frac{T}{L} \cos a \left[\frac{L \delta x}{(x_2 - x_1)} - \cos a * \delta x + \frac{\lambda(x_2 - x_1)}{T} \delta x\right] = \left(\lambda \cos^2 a + \frac{T}{L} \sin^2 a\right) \delta x \quad (2.4.23)$$

Στο όριο, καθώς $\delta x \rightarrow 0$

$$\lim_{x \rightarrow 0} \frac{\delta T_{\chi}}{\delta x} = \frac{\partial T_{\chi}}{\partial x} = k_{11} = \cos^2 a + \frac{T}{L} \sin^2 a \quad (2.4.24)$$

Οι όροι που δίνουν τους συντελεστές επαναφοράς λόγω μετατοπίσεων, μπορούν να εξαχθούν κατ' αναλογία με τον συντελεστή k_{11} και είναι

$$k_{21} = k_{12} = \left[\lambda + \frac{T}{L}\right] \cos a * \cos \beta \quad (2.4.25)$$

$$k_{31} = k_{13} = \left[\lambda + \frac{T}{L}\right] \cos a * \cos \gamma \quad (2.4.26)$$

$$k_{22} = \lambda \cos^2 \beta + \frac{T}{L} \sin^2 \beta \quad (2.4.27)$$

$$k_{32} = k_{23} = \left[\lambda + \frac{T}{L}\right] \cos a * \cos \gamma \quad (2.4.28)$$

$$k_{33} = \left[\lambda \cos^2 \gamma + \frac{T}{L} \sin^2 \gamma\right] \quad (2.4.29)$$

Οι υπόλοιποι όροι που εκφράζουν

- ροπές λόγω μεταφορικών κινήσεων
- δυνάμεις λόγω περιστροφών και
- ροπές λόγω περιστροφών

προκύπτουν από τους εννέα πρώτους όρους:

$$k_{41} = k_{31} y_2 - k_{21} z_2 \quad (2.4.30)$$

$$k_{51} = k_{11} z_2 - k_{31} x_2 \quad (2.4.31)$$

$$k_{61} = k_{21} x_2 - k_{11} y_2 \quad (2.4.32)$$

$$k_{42} = k_{32} y_2 - k_{22} z_2 \quad (2.4.33)$$

$$k_{52}=k_{21}Z_2 - k_{32}X_2 \quad (2.4.34)$$

$$k_{62}=k_{22}X_2 - k_{21}Y_2 \quad (2.4.35)$$

$$k_{53}=k_{31}Z_2 - k_{33}X_2 \quad (2.4.36)$$

$$k_{63}=k_{32}X_2 - k_{31}Y_2 \quad (2.4.37)$$

$$k_{44}=k_{33}Y_2^2 - 2k_{32}Y_2Z_2 + k_{22} + Z_2^2 \quad (2.4.38)$$

$$k_{54}=k_{31}Y_2Z_2 - k_{21}Z_2^2 - k_{33}Y_2X_2 + k_{32}X_2Z_2 \quad (2.4.39)$$

$$k_{64}=k_{32}Y_2X_2 - k_{31}Y_2^2 - k_{22}X_2Z_2 + k_{21}Y_2Z_2 \quad (2.4.40)$$

$$k_{55}=k_{11}Z_2^2 - 2k_{31}X_2Z_2 + k_{33}X_2^2 \quad (2.4.41)$$

$$k_{65}=k_{21}Y_2X_2 - k_{32}X_2^2 - k_{11}Y_2Z_2 + k_{31}Y_2X_2 \quad (2.4.42)$$

$$k_{66}=k_{22}X_2^2 - 2k_{21}X_2Y_2 + k_{11}Y_2^2 \quad (2.4.43)$$

3 ΥΠΕΡΑΚΤΙΑ ΑΝΕΜΟΓΕΝΝΗΤΡΙΑ NREL 5-MW

3.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ

Στην παρακάτω ανάλυση, η οποία βασίζεται στην τεχνική έκθεση των J. Jonkman, S. Butterfield, W. Musial και G. Scott^[36], καταγράφονται οι προδιαγραφές και τα τεχνικά χαρακτηριστικά της υπεράκτιας ανεμογεννήτριας «NREL 5 MW» η οποία είναι αντιπροσωπευτική των μεγάλων ανεμογεννητριών κατάλληλων για μια εγκατάσταση σε βαθύ νερό.

Η ισχύς της Α/Γ επιλέχθηκε 5 MW, διότι προκειμένου ένα αιολικό σύστημα σε περιοχή μεγάλου βάθους να είναι αποδοτικό, θα πρέπει κάθε ανεμογεννήτρια να είναι 5 MW ή υψηλότερη^[37], λόγω του μεγάλου κόστους του συστήματος στήριξης της.

Ο δρομέας, ο οποίος έχει ακτίνα 63m, τοποθετείται σε ύψος 90 m, το οποίο θα δώσει ένα κενό 15m μεταξύ των άκρων των πτερυγίων της στο χαμηλότερο σημείο τους, όσο η ανεμογεννήτρια παραμένει μη εκτρεπόμενη. Εκτιμάται ότι η ανεμογεννήτρια θα παραμείνει σταθερή ακόμα και στην περίπτωση κύματος ύψους 30 μέτρων. Οι υπόλοιπες ιδιότητες της Α/Γ NREL 5 MW φαίνονται στον Πίνακα 3.1.

Τα στοιχεία του Πίνακα 3.1 παρθήκαν με σύστημα συντεταγμένων (x, y, z) με αρχικό σημείο Ο στην επιφάνεια της θάλασσας κατά μήκος της κεντρικής γραμμής του πύργου. Ο x-άξονας είναι παράλληλος στην κατεύθυνση του ανέμου, ο άξονας y είναι εγκάρσιος, ενώ ο άξονας z είναι κάθετος στη βάση του πύργου.

Πίνακας 3.1^[36]: Χαρακτηριστικά NREL Α/Γ

Ισχύς	5 MW
Προσανατολισμός δρομέα, Διαμόρφωση	προσήμεμη, 3 πτερύγια
Έλεγχος	μεταβλητή ταχύτητα, μεταβλητό βήμα
Σύστημα μετάδοσης	υψηλής ταχύτητας, κιβώτιο ταχυτήτων πολλαπλών σταδίων
Δρομέας, Διάμετρος πλήμνης	126 m, 3 m
Ύψος πλήμνης	90 m
Ταχύτητα έναρξης, Ταχύτητα ονομαστικής ισχύος, Ταχύτητα διακοπής	3 m/s, 11.4 m/s, 25 m/s
Ταχύτητα έναρξης δρομέα, Ονομαστική ταχύτητα δρομέα	6.9 rpm, 12.1 rpm
Ονομαστική ταχύτητα άκρου	80 m/s
Εξοχή, Κλίση άξονα, Γωνία μεταξύ των άκρων των πτερυγίων και κάθετων γραμμών στην πλήμνη του δρομέα	5 m, 5°, 2.5°
Μάζα δρομέα	110,000 kg
Μάζα ατράκτου	240,000 kg
Μάζα πύργου	347,460 kg
Συντεταγμένες του κέντρου βάρους	(-0.2 m, 0.0 m, 64.0 m)

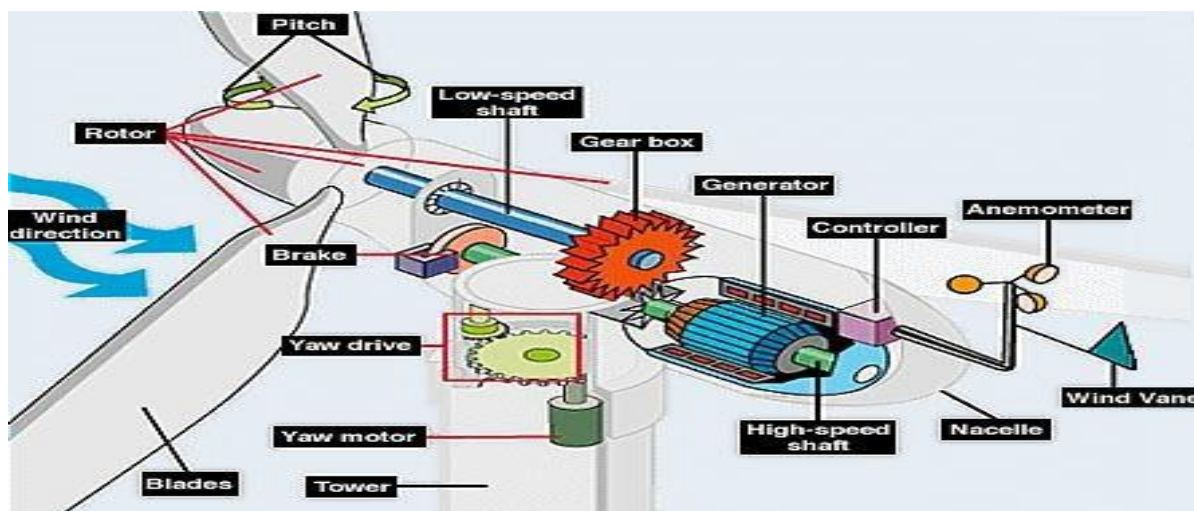
Η NREL έχει γωνιά κλίσης μεταξύ των άκρων των πτερυγίων και των κάθετων γραμμών στην πλήμνη του δρομέα 2.5° (upwind precone). Η διάμετρος του δρομέα

που αναφέρεται στον πίνακα 3.1 αγνοεί την επίδραση της γωνίας, η οποία μειώνει την πραγματική διάμετρο. Η ακριβής διάμετρος του δρομέα (υποθέτοντας ότι η A/Γ δεν ανατρέπεται) είναι στην πραγματικότητα:

$$126 \text{ m} \times \cos(2.5^\circ) = 125.88 \text{ m}$$

και η επιφάνεια σάρωσης είναι:

$$\frac{\pi}{4} (125.88 \text{ m})^2 = 12445.3 \text{ m}^2$$



Εικόνα 3.1 Συστατικά μέρη μιας ανεμογεννήτριας^[38]

3.2 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ

Η υπεράκτια ανεμογεννήτρια NREL 5 Mw έχει τρία πτερύγια. Η επιλογή των ιδιοτήτων κάθε πτερυγίου βασίστηκε στις ιδιότητες των L. M. Glasfiber^[39] πτερυγιών που έχουν μήκος 62.6 m. Η αρχή του πτερυγίου απέχει 1.5m από το κέντρο του δρομέα, που ισοδυναμεί με το ήμισυ της διαμέτρου πλήμνης. Ο Πίνακας 3.2 παραθέτει αναλυτικά τα χαρακτηριστικά αυτά

Πίνακας 3.2^[36]: Χαρακτηριστικά πτερύγιων A/Γ

Μήκος	61.5 m
Συντελεστής κλίμακας μάζας	4.536%
Συνολική μάζα	17740kg
Δεύτερη ροπή αδράνειας	117,776.047 kgm ²
Πρώτη ροπή αδράνειας	363,231kgm
Θέση κέντρου βάρους (ως προς το κέντρο της πλύμνης)	20.475m
Λόγος απόσβεσης	0.477465%

3.3 ΑΕΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΤΕΡΥΓΙΩΝ

Οι δομικές και αεροδυναμικές ιδιότητες των πτερυγίων της NREL είναι παρόμοιες εκείνων των ανεμογεννητριών DOWEC^[41]. Ο Πίνακας 3.3 δίνει τις αεροδυναμικές ιδιότητες στους κόμβους του πτερυγίου, που βρίσκονται στο κέντρο των πτερυγίων.

Οι θέσεις των κόμβων των πτερυγίων, που αναφέρονται ως "RNodes" στον Πίνακα 3.3, κινούνται κατά μήκος του άξονα περιστροφής του πτερυγίου (έχουμε δυνατότητα αλλαγής βήματος) από το κέντρο του δρομέα έως τις άκρες των πτερυγίων. Τα στοιχεία μήκους, "DRNodes," όταν αθροίζονται δίνουν το συνολικό μήκος των πτερυγίων 61.5m όπως φαίνεται στον Πίνακα 3.2. Η μεταβολή της γωνίας πρόσπτωσης, "AeroTwst," όπως δίνεται στον Πίνακα 3.3, αντισταθμίζεται κατά -0.09182°, για να διασφαλιστεί ότι η θέση αναφοράς, για μηδενική μεταβολή της, είναι στην κορυφή του πτερυγίου. Η ενσωμάτωση της κατανομής της χορδής(Chord) κατά μήκος του πτερυγίου αποκαλύπτει ότι η σταθερότητα του δρομέα είναι περίπου 5.16%^[40].

ΠΙΝΑΚΑΣ 3.3: Διανεμημένες αεροδυναμικές ιδιότητες πτερυγίων

Node(-)	RNodes(m)	Aerotwst	DrNones(m)	Chord(m)
1	2.8667	13.308	2.7333	3.542
2	5.6000	13.308	2.7333	3.854
3	8.3333	13.308	2.7333	4.167
4	11.7500	13.308	4.1000	4.557
5	15.8500	11.480	4.1000	4.652
6	19.9500	10.162	4.1000	4.458
7	24.0500	9.011	4.1000	4.249
8	28.1500	7.795	4.1000	4.007
9	32.2500	6.544	4.1000	3.748
10	36.3500	5.361	4.1000	3.502
11	40.4500	4.188	4.1000	3.256
12	44.5500	3.125	4.1000	3.010
13	48.6500	2.319	4.1000	2.764
14	52.7500	1.526	4.1000	2.518
15	56.1667	0.863	2.7333	2.313
16	58.9000	0.370	2.7333	2.086
17	61.6333	0.106	2.7333	1.419

3.4 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΛΗΜΝΗΣ ΚΑΙ ΑΤΡΑΚΤΟΥ

Όπως φαίνεται και στον Πίνακα 3.1, η πλήμνη της NREL 5 MW βρίσκεται στον άξονα συμμετρίας του πύργου σε υψόμετρο 90 μέτρων πάνω από το έδαφος. Η κατακόρυφη απόσταση από την κορυφή του πύργου στο ύψος της πλήμνης είναι 2.4 m, επομένως, η απόσταση του εδράνου στήριξης από το έδαφος είναι 87.6 m. Η κλίση του άξονα της ατράκτου είναι 5 μοίρες, επομένως, η απόσταση κατά μήκος της ατράκτου, της πλήμνης και του άξονα περιστροφής περί του z (yaw) είναι 5.01910 m. Η κατακόρυφη απόσταση από την κορυφή του πύργου έως τον άξονα της ατράκτου είναι 1.96256 m. Τέλος, η παράλληλη προς τον άξονα της ατράκτου απόσταση του κέντρου της πλήμνης από το κύριο έδρανο είναι 1.912 m.

Η μάζα της πλήμνης, όπως και της ανεμογεννήτριας REpower 5M^[42], είναι 56.780 kg και το κέντρο βάρους της συμπίπτει με το γεωμετρικό της κέντρο. Η ροπή αδράνειας της πλήμνης γύρω από τον άξονα της ατράκτου ισούται με 115.926 kg m². Το παραπάνω μέγεθος υπολογίστηκε με την παραδοχή ότι η πλήμνη είναι λεπτό σφαιρικό κέλυφος με ακτίνα 1.75 m (0.25 m μεγαλύτερη από την πραγματική ακτίνα πλήμνης διότι το ύψος της ατράκτου στην Α/Γ DOWEC^[41] είναι 3.5).

Αντίστοιχα η μάζα της ατράκτου, όπως στην REpower 5M^[42], είναι 240000 kg. Το κέντρο βάρους της βρίσκεται 1.9 m κατάντη του άξονα yaw, όπως στην Α/Γ DOWEC^[41] και 1.75 m πάνω έδρανο στήριξης της ατράκτου, (η απόσταση αυτή είναι μισή στις Α/Γ DOWEC). Τέλος, η ροπή αδράνειας γύρω από τον άξονα περιστροφής ισούται με 2607.89kgm². Στον πίνακα 3.4 αναφέρονται αναλυτικά τα χαρακτηριστικά της ατράκτου και της πλήμνης.

Πίνακας 3.4:

Ύψος του εδράνου στήριξης από το έδαφος	87.6m
Κάθετη απόσταση κατά μήκος του άξονα yaw από έδρανο στήριξης στον άξονα	1.96256m
Απόσταση κατά μήκος του άξονα από το κέντρο της πλήμνης έως τον άξονα yaw	5.01910m
Μάζα πλήμνης	1.912m
Αδράνεια πλήμνης περί του άξονα χαμηλής ταχύτητας	115,926kg•m ²
Μάζα ατράκτου	240,000kg
Ροπή αδράνειας ατράκτου περί του yaw άξονα	2,607,890kg•m ²
Θέση κέντρου βάρους της ατράκτου υπήνεμα του άξονα yaw	1.9m
Θέση κέντρου βάρους της ατράκτου πάνω από το έδρανο στήριξης	1.75m
Ονομαστική τιμή εκτροπής ατράκτου	0.3°/s

3.5 ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΟΣ ΜΕΤΑΔΟΣΗΣ ΚΙΝΗΣΗΣ

Η Α/Γ NREL 5 MW έχει την ίδια ονομαστική ταχύτητα περιστροφής δρομέα (12.1 rpm), ονομαστική ταχύτητα περιστροφής της γεννήτριας (1173.7 rpm), και λόγο κιβωτίου ταχυτήτων (97:1) με την REpower 5M^[42]. Το κιβώτιο ταχυτήτων είναι ένα τυπικό κιβώτιο πολλαπλών σταδίων με αμελητέες απώλειες τριβής. Ο βαθμός απόδοσης της γεννήτριας, στη μετατροπή της μηχανικής ενέργειας σε ηλεκτρική, ισούται με 94.4%. Ο τελευταίος είναι ίσος με τον αντίστοιχο βαθμό απόδοσης στις ανεμογεννήτριες DOWEC^[41]. Τέλος, η ροπή αδράνειας της γεννήτριας στον άξονα υψηλής ταχύτητας ισούται με 534.116kg.m².

Ο κινητήριος άξονας έχει την ίδια ιδιοσυχνότητα με τον πρότυπο στρόβιλο RECOFF^[43], σταθερά ελατηρίου 867,637.000 Nm/rad και γραμμική-σταθερά απόσβεσης ίση με 6,215,000 Nm/(rad/s). Το φρένο υψηλών ταχυτήτων του άξονα, έχει την ίδια αναλογία με το λόγο μέγιστης ροπής πέδης προς τη μέγιστη ροπή γεννήτριας, και την ίδια χρονική υστέρηση με εκείνη της ανεμογεννήτριας DOWEC^[41]. Το αποτέλεσμα αυτού, είναι μια πλήρως ανεπτυγμένη ροπή πέδης στον άξονα υψηλής ταχύτητας 28,116.2 Nm με μια χρονική υστέρηση 0.6s. Αυτή η χρονική υστέρηση είναι ο χρόνος που χρειάζεται το φρένο να δράσει από τη στιγμή που ενεργοποιείται (Βλέπε Πίνακα 3.5).

Πίνακας 3.5: Χαρακτηριστικά συστήματος μετάδοσης κίνησης

Ονομαστική ταχύτητα δρομέα	12.1rpm
Ονομαστική ταχύτητα γεννήτριας	1173.7rpm
Λόγος κιβωτίου ταχυτήτων	97:1
Αποδοτικότητα ηλεκτρογεννήτριας	94.4%
Ροπή αδράνεια γεννήτριας στον άξονα υψηλής ταχύτητας	534.116kgm ²
Σταθερά ελατηρίου	867,637.000Nm/rad
Γραμμική - σταθερά απόσβεσης	6,215,000Nm/(rad/s)
Ανεπτυγμένη ροπή πέδης στον άξονα υψηλής ταχύτητας	28,116.2Nm
Χρονική υστέρηση	0.6s

3.6 ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΥΡΓΟΥ

Οι ιδιότητες του πύργου της υπεράκτιας ανεμογεννήτριας NREL offshore 5-MW εξαρτώνται από τον τύπο στήριξης που επιλέγεται για να φέρει το σύστημα δρομέας - άτρακτος. Η επιλογή του τύπου της στήριξης εξαρτάται από το χώρο εγκατάστασης, του οποίου οι ιδιότητες διαφέρουν σημαντικά λόγω των διαφορών στο βάθος του νερού, τον τύπο του εδάφους και στο μέγεθος του ανέμου και των κυμάτων.

Η διάμετρος βάσης της NREL είναι 6 m, το πάχος 0.027 m, ενώ η διάμετρος και το πάχος κορυφής ισούνται με 3.87m και 0.019 m, αντίστοιχα. Ο συντελεστής Young θεωρήθηκε 210 GPa, ο συντελεστής διάτμησης ελήφθη να είναι 80.8 GPa, και η πραγματική πυκνότητα του χάλυβα ελήφθη ίση με 8.500 kg/m³. Η πυκνότητα του υλικού κατασκευής 8.500 kg/m³ είναι υψηλότερη της τυπικής τιμής των χαλύβων (7.850 kg/m³) εξαιτίας της βαφής των κοχλίων, των συγκολλήσεων και των φλαντζών.

Στον Πίνακα 3.6 απεικονίζονται οι ιδιότητες του πύργου της υπεράκτιας ανεμογεννήτριας NREL. Τα δεδομένα στην πρώτη στήλη (Elevation), είναι οι κατακόρυφες θέσεις κατά μήκος του άξονα (centerline) του πύργου σε σχέση με την ελεύθερη επιφάνεια(EE). Το μέγεθος "HtFraction" είναι το κλασματικό ύψος κατά μήκος του άξονα του πύργου από τη βάση του (0.0) μέχρι την κορυφή του (1.0). Το μέγεθος " TMassDen" είναι η κλασματική κατανομημένη μάζα, το μέγεθος " TwFASTif " είναι η διαμήκης κλασματική δυσκαμψία, το μέγεθος " TwGJstif "είναι η κλασματική στρεπτική δυσκαμψία, ενώ το μέγεθος " TwFAlner " είναι η διαμήκη και η κατακόρυφη κλασματική ροπή αδράνειας.

Η συνολική μάζα του πύργου είναι 347,460kg. Το κέντρο μάζας του CM, βρίσκεται στα 38.234m κατά μήκος του κεντρικού άξονα πάνω από την EE (συνολικό μήκος πύργου 87.6m). Ο κατασκευαστικός λόγος απόσβεσης (structural-damping ratio) ορίστηκε ίσος με 1% του κρίσιμου ο οποίος αντιστοιχεί στις τιμές που χρησιμοποιήθηκαν στη μελέτη DOWEC^[41] (βλέπε Πίνακα 3.7).

Πίνακας 3.6: Διανεμημένες ιδιότητες πύργου

Elevation (m)	hifract (-)	TMassDen (kg/m)	TwFASTif (N•m ²)	TwGJstif (N•m ²)	TwFAlner (kg•m)
0.00	0.0	5590.87	614.34E+9	472.75E+9	24866.3
8.76	0.1	5232.43	534.82E+9	411.56E+9	21647.5
17.52	0.2	4885.76	463.27E+9	356.50E+9	18751.3
26.28	0.3	4550.87	399.13E+9	307.14E+9	16155.3
35.04	0.4	4227.75	341.88E+9	263.09E+9	13838.1
43.80	0.5	3916.41	291.01E+9	223.94E+9	11779.0
52.56	0.6	3616.83	246.03E+9	189.32E+9	9958.2
61.32	0.7	3329.03	206.46E+9	158.87E+9	8356.6
70.08	0.8	3053.01	171.85E+9	132.24E+9	6955.9
78.84	0.9	2788.75	141.78E+9	109.10E+9	5738.6
87.60	1.0	2536.27	115.82E+9	89.13E+9	4688.0

Πίνακας 3.7: Βασικά στοιχεία πύργου

Ύψος από το έδαφος	87.6m
Συνολική (Ενσωματωμένη) Μάζα	347.460kg
Θέση κέντρου βάρους (σε σχέση με το έδαφος κατά μήκος της κεντρικής γραμμής του πύργου)	38.234m
Αναλογία απόσβεσης	1%

3.7 ΔΥΝΑΜΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΠΛΩΤΩΝ ΗΜΙΒΥΘΙΣΜΕΝΩΝ ΠΛΑΤΦΟΡΜΩΝ (SEMISUBMERSIBLES)

Η διατύπωση των υδροδυναμικών δυνάμεων αντίδρασης στη μορφή $F_{k,υδρ.αντιδ.} = -\sum_{i=6}^n (\alpha_{kj}\ddot{x}_j + b_{kj}\dot{x}_j)$ (3.7.1)

βοηθάει στη διαμόρφωση των εξισώσεων κίνησης του ελεύθερα πλέοντος σώματος q , ($q=1,2,\dots,N$), το οποίο διεγείρεται από την επίδραση απλών αρμονικών κυματισμών. Οι εξισώσεις που προκύπτουν με εφαρμογή του νόμου του Νεύτωνα^[26], εκφράζουν τη δυναμική ισορροπία μεταξύ των αδρανειακών δυνάμεων, υδροδυναμικών αντιδράσεων, δυνάμεων επαναφοράς και διέγερσης. Οι εξισώσεις αυτές διατυπώνονται στη γενική τους μορφή με ένα σύστημα έξι συνδεδεμένων διαφορικών σχέσεων

$$\sum_{j=1}^6 (m_{kj} + a_{kj})\ddot{x}_j + b_{kj}\dot{x}_j + c_{kj}x_j = F_{k,δτεγ}(t) \quad (3.7.2)$$

Τα μεγέθη a_{kj} , b_{kjj} και $F_{k,δτεγ}$ έχουν προσδιοριστεί στο εδάφιο (2.3.1). Το m_{kj} (το οποίο ισούται με το m_{jk}) είναι στοιχείο του γενικευμένου αδρανειακού μητρώου. Η πλήρωση των μη διαγώνιων στοιχείων του μητρώου αυτού εξαρτάται από τη γεωμετρία του σώματος και την επιλογή του συστήματος συντεταγμένων (το ίδιο ισχύει και για το μητρώο c_{kj}). Έχει επιλεγεί αδρανειακό σύστημα συντεταγμένων ($0-X_1X_2X_3$) με αρχή την ήρεμη επιφάνεια του ρευστού και συμμετρική κατανομή της μάζας ως προς το πεδίο $x_1 - x_3$, επομένως το αδρανειακό μητρώο έχει τη μορφή:

$$|m_{kj}| = \begin{bmatrix} m & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & m & 0 & -mX_{g3}^{(0)} & mX_{g3}^{(0)} & 0 \\ 0 & 0 & m & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -mX_{g3}^{(0)} & 0 & j_{44} & 0 & -j_{46} \\ mX_{g3}^{(0)} & 0 & 0 & 0 & j_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -j_{64} & 0 & j_{66} \end{bmatrix} \quad (3.7.3)$$

όπου m η μάζα του σώματος q , j_{ij} οι ροπές αδρανείας, $j_{46}=j_{64}$ γινόμενο αδρανείας αντίστοιχα και $(0,0, X_{g3}^{(0)})$ η θέση του κέντρου βάρους του σώματος q , ως προς το $0-X_1X_2X_3$. Εάν έχουμε πλευρική συμμετρία (επίπεδο $X_1 - X_3$) στο εξεταζόμενο σώμα, οι έξι συνδυασμένες διαφορικές εξισώσεις κίνησης ανάγονται σε δύο ομάδες εξισώσεων. Η πρώτη περιέχει τις τρεις συνδυασμένες εξισώσεις κίνησης για το surge, heave και pitch, και η δεύτερη τις συνδυασμένες εξισώσεις για το sway, roll

και yaw. Για το λόγο αυτό σε κατασκευή με πλευρική συμμετρία οι κινήσεις surge, heave και pitch είναι αποσυνδεδεμένες από τις αντίστοιχες sway, roll και yaw.

Στην περίπτωση όπου τα σώματα της διάταξης είναι ενωμένα σαν ένα σώμα, οι γραμμικές εξισώσεις κίνησης της ελεύθερα πλεύουσας πλατφόρμας, ως προς το αδρανειακό σύστημα συντεταγμένων είναι:

$$\sum_{j=1}^6 \left[-\omega^2 (M_{k,j} + A_{k,j} + \frac{i}{\omega} B_{k,j}) + C_{k,j} \right] \cdot x_{j0} = f_k, \quad k = 1, 2, \dots, 6 \quad (3.7.4)$$

όπου $A_{k,j}, B_{k,j}, f_k$ έχουν οριστεί στο εδάφιο (2.3.1) και $M_{k,j}, C_{k,j}$ είναι τα στοιχεία των πινάκων (6x6) μάζας και ακαμψίας όλης της κατασκευής

Η διερεύνηση της δυναμικής ισορροπίας των δυνάμεων που δρουν στο αγκυροβολημένο σύστημα πολλαπλών σωμάτων, συμπεριλαμβανομένης και της προαναφερθείσας ανεμογεννήτριας NREL 5-MW, οδηγεί στο ακόλουθο σύστημα διαφορικών εξισώσεων των κινήσεων^[44]:

$$\sum_{j=1}^6 \left[-\omega^2 (M_{k,j} + A_{k,j} + A_{k,j}^{WT} + \frac{i}{\omega} B_{k,j} + \frac{i}{\omega} B_{k,j}^{WT}) + C_{k,j} + C_{k,j}^{WT} \right] \cdot x_{j0} = f_k, \quad k = 1, 2, \dots, 6 \quad (3.7.5)$$

Όπου οι συντελεστές $A_{k,j}^{WT}, B_{k,j}^{WT}, C_{k,j}^{WT}$ δηλώνουν την πρόσθετη μάζα που περιέχει τα αεροδυναμικά φορτία, την απόσβεση που περιλαμβάνει τα γυροσκοπικά φορτία και την ακαμψία που περιέχει τα φορτία βαρύτητας της Α/Γ.

4. ΠΛΩΤΗ ΠΛΑΤΦΟΡΜΑ POSEIDON

4.1 ΓΕΝΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ

Η προσπάθεια βελτιστοποίησης της εκμετάλλευσης διαφορετικών ανανεώσιμων πηγών ενέργειας οδήγησε στη σχεδίαση πλωτών ημιβυθισμένων κατασκευών πολλαπλού σκοπού. Μια τέτοια κατασκευή είναι η πλωτή πλατφόρμα Poseidon^[45] η οποία αποτέλεσε μελέτη του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου και πιο συγκεκριμένα των Σχολών Ναυπηγών Μηχανολόγων Μηχανικών, Μηχανολόγων Μηχανικών και Πολιτικών Μηχανικών. Η νέα τεχνολογική πρόκληση έγκειται στο συνδυασμό μηχανισμών ανάκτησης κυματικής ενέργειας και συσκευών μετατροπής της αιολικής ενέργειας (Α/Γ) σε ηλεκτρική. Η πλατφόρμα Poseidon είναι πλωτή διάταξη τύπου semi-submersible (ημιβυθισμένη εξέδρα) σχήματος ισόπλευρου τριγώνου, με προσαρτημένες τρεις συσκευές ανάκτησης της κυματικής ενέργειας (Σ.Α.Κ.Ε) στις κορυφές του (μία σε κάθε κορυφή) οι οποίες εξασφαλίζουν την άντωση που απαιτείται για να πλέει το σύστημα. Η γεωμετρική διαμόρφωση της κάθε συσκευής αποτελείται από έναν εξωτερικό μερικώς βυθισμένο δακτυλιοειδή ταλαντευόμενο θάλαμο πεπερασμένου όγκου και από ένα ομόκεντρο εσωτερικό έμβολο κυλινδρικού σχήματος. Η ταλαντευόμενη πίεση του αέρα εντός των Σ.Α.Κ.Ε, στην παρούσα εργασία, θεωρείται ίση με την ατμοσφαιρική (σαν να είναι εντελώς ανοιχτός ο θάλαμος ταλάντωσης στο περιβάλλον). Στο κέντρο της διάταξης είναι τοποθετημένος συμπαγής κύλινδρος ο οποίος στηρίζει μια ανεμογεννήτρια ισχύος 5MW (Βλέπε Σχήματα 4.1, 4.2).

Ο πύργος είναι τοποθετημένος σε ύψος 10m πάνω από την ελεύθερη επιφάνεια (SWL), στην κορυφή του βασικού πυλώνα της πλωτής πλατφόρμας. Το βύθισμα (draft) του εσωτερικού ομόκεντρου κυλινδρικού σώματος είναι 20m ενώ το βύθισμα της ποδιάς κάθε Σ.Α.Κ.Ε είναι 8 m. Οι συσκευές ανάκτησης κυματικής ενέργειας και ο κύλινδρος στήριξης της Α/Γ συνδέονται μεταξύ τους μέσω μιας σειράς στηρικτικών βραχιόνων (μπρακέτων), οριζόντιων (rontoons) και διαγώνιων (cross members) μικρότερης διαμέτρου (Βλέπε Σχήματα 4.1-4.3). Υπάρχουν πέντε ομάδες από τα μικρότερα αυτά στοιχεία:

A) Δύο ομάδες των τριών βραχιόνων-μπρακέτων (έξι στο σύνολο) που συνδέουν τις Σ.Α.Κ.Ε μεταξύ τους (σχηματίζοντας ένα τρίγωνο, τόσο στο επάνω όσο και στο κάτω μέρος της πλατφόρμας)

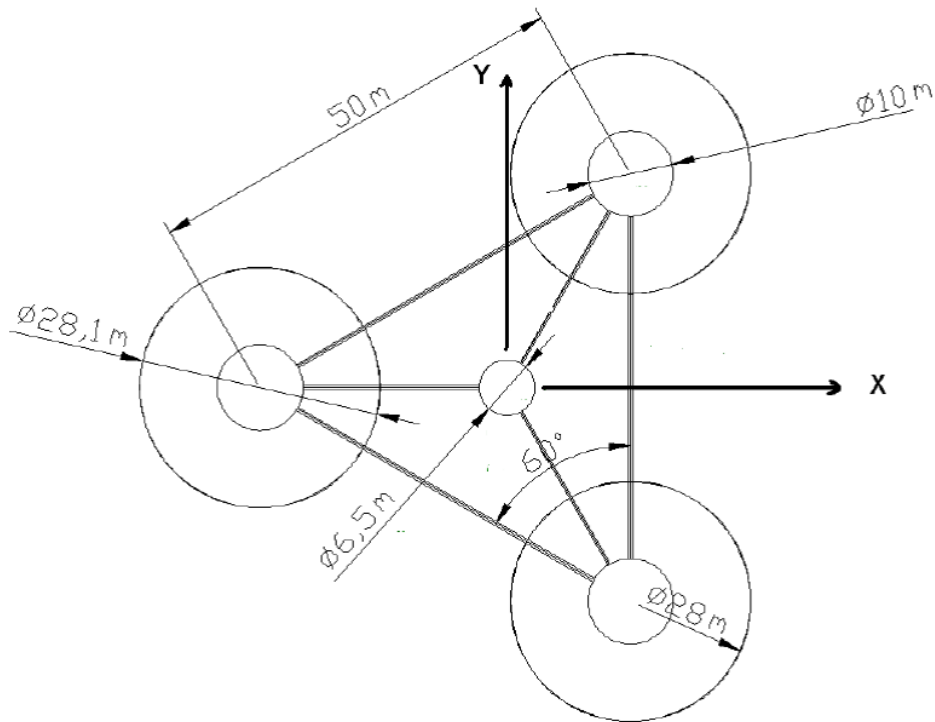
B) Δύο ομάδες των τριών βραχιόνων-μπρακέτων (έξι στο σύνολο) που συνδέουν τις Σ.Α.Κ.Ε με τον βασικό πυλώνα (σχηματίζοντας μια διάταξη Υ, τόσο στο επάνω όσο και στο κάτω μέρος της πλατφόρμας)

C) Τρεις διαγώνιους βραχίονες-μπρακέτα που συνδέουν το κάτω μέρος του βασικού πυλώνα με την κορυφή των Σ.Α.Κ.Ε.

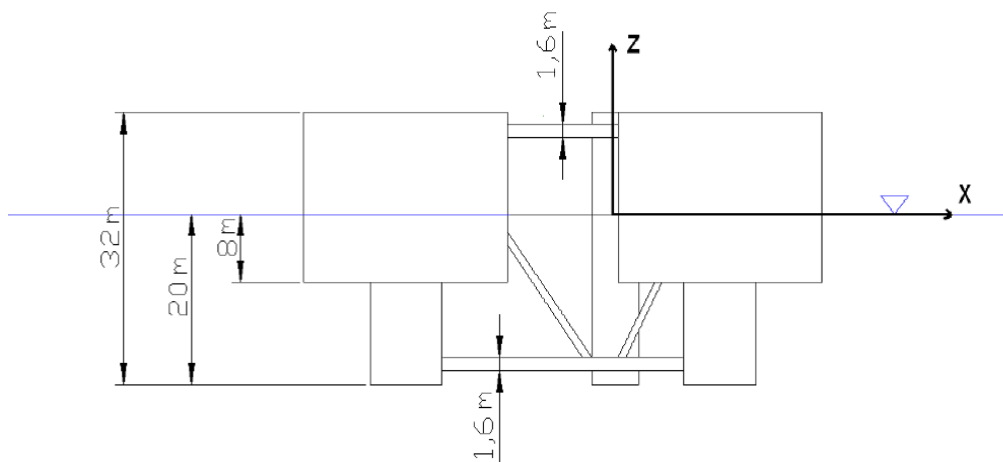
Μια περίληψη της γεωμετρίας, συμπεριλαμβανομένων των διαμέτρων καθενός από τα διάφορα μέλη παρουσιάζεται στον Πίνακα 4.1. Αυτές οι τιμές είναι σε σχέση με την αμετάβλητη (undisplaced) θέση της πλατφόρμας.

Πίνακας 4.1: Γεωμετρικά χαρακτηριστικά πλατφόρμας

Ακτίνα εσωτερικού ομόκεντρου κυλινδρικού σώματος	5m
Βύθισμα του εσωτερικού ομόκεντρου κυλινδρικού σώματος	20m
Εξωτερική & εσωτερική ακτίνα του θαλάμου ταλάντωσης κάθε συσκευής	14- 14.5m
Βύθισμα θαλάμου ταλάντωσης κάθε συσκευής	8m
Απόσταση μεταξύ στηλών αντιστάθμισης	50m
Μήκος κύριας στήλης (βάση του πύργου)	20m
Διάμετρος ποντονιών και διαγωνίων μπρακέτων	1.6m
Βύθισμα	20m
Ανύψωση κύριας στήλης (βάση του πύργου πάνω από την ελεύθερη επιφάνεια)	10m



Σχήμα 4.1 Κάτοψη (αριστερά) της ημιβυθισμένης πλατφόρμας^[45]



Σχήμα 4.2 Πλάγια όψη της ημιβυθισμένης πλατφόρμας^[45]



Σχήμα 4.3 Πλάγια όψη της υπό κλίμακα 1:40 ημιβυθισμένης πλατφόρμας

Η μάζα της πλωτής πλατφόρμας μαζί με το έρμα είναι $2.1836 \times 10^6 \text{ kg}$. Η μάζα αυτή υπολογίστηκε με τρόπο τέτοιο ώστε το συνδυασμένο βάρος του δρομέα του πύργου και της πλατφόρμας, μαζί το βάρος του συστήματος πρόσδεσης (μη συμπεριλαμβανομένου του μικρού τμήματος που κείται στον πυθμένα) στο νερό, να ισορροπεί με την άνωση της πλατφόρμας στη θέση ισορροπίας. Το κέντρο μάζας, KG, της πλωτής πλατφόρμας μαζί το έρμα, βρίσκεται στα 4.05m κατά μήκος του κατακόρυφου άξονα συμμετρίας της πλατφόρμας κάτω από την ελεύθερη επιφάνεια (SWL). Η ροπή αδρανείας της πλατφόρμας ως προς τον x (roll inertia) και τον y (pitch inertia) άξονα είναι $1.5 \times 10^9 \text{ kgm}^2$ και $1.5 \times 10^9 \text{ kgm}^2$, αντίστοιχα, ενώ η ροπή αδρανείας της πλατφόρμας ως προς τον κατακόρυφο άξονά της (yaw inertia)

είναι $2.7 \times 10^9 \text{kgm}^2$. Ο παρακάτω Πίνακας 4.2 συνοψίζει τις ιδιότητες της πλατφόρμας που συζητήθηκαν σε αυτήν την ενότητα.

Πίνακας 4.2: Χαρακτηριστικά μάζας της πλατφόρμας

Μάζα πλατφόρμας (μαζί με το έρμα)	$2.1836 \times 10^6 \text{kg}$
Εκτόπισμα	6086.3t
Κέντρο βάρους (κάτω από ΕΕ)	4.05m
Ροπή αδράνειας διατοιχισμού	$1.5 \times 10^9 \text{kgm}^2$
Ροπή αδράνειας προνευτασμού	$1.5 \times 10^9 \text{kgm}^2$
Ροπή αδράνειας εκτροπής	$2.7 \times 10^9 \text{kgm}^2$

4.2 ΣΥΣΤΗΜΑ ΣΥΝΤΕΤΑΓΜΕΝΩΝ

Τα χαρακτηριστικά της πλωτής κατασκευής που αναφέρθηκαν προηγουμένως αναφέρονται ως προς ένα αδρανειακό σύστημα αναφοράς και στους βαθμούς ελευθερίας (degrees-of-freedom, DOFs) της πλατφόρμας. Σε αυτά τα τμήματα, τα X, Y, Z αντιπροσωπεύουν το σύνολο των ορθογωνίων αξόνων αυτού του συστήματος αναφοράς, με το XY-επίπεδο να εκτείνεται στο ύψος της ελεύθερης επιφάνειας (SWL) και τον Z-άξονα να έχει κατεύθυνση προς τα πάνω (αντίθετα της βαρύτητας) κατά μήκος του κατακόρυφου κεντρικού άξονα (centerline) της ακίνητης κατασκευής. Η διεύθυνση των αξόνων X και Y σε σχέση με την κατασκευή φαίνεται στα σχήματα 4.1 και 4.2. Οι βαθμοί ελευθερίας (DOFs) της πλατφόρμας περιλαμβάνουν μεταφορική κίνηση σε κάθε άξονα (surge, sway, heave), καθώς και περιστροφή ως προς κάθε άξονα (roll, pitch, yaw). Θετική μεταφορική κίνηση ορίζεται κατά μήκος των θετικών τιμών των αξόνων X, Y, Z. Θετική περιστροφή γύρω από τον X-, Y-, Z- άξονα ορίζεται για τις θετικές τιμές του X-, Y-, Z- άξονα.

4.3 ΣΥΣΤΗΜΑ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ

Η εξεταζόμενη ημιβυθισμένη πλατφόρμα αγκυρώνεται με τρεις αλυσοειδείς γραμμές τοποθετημένες συμμετρικά γύρω από τον Z-άξονα. Οι κορυφές των γραμμών αγκύρωσης είναι προσδεμένες σε σταθερά σημεία της πλατφόρμας, που βρίσκονται στην κορυφή των στηλών βάσης. Τα χαρακτηριστικά των γραμμών αγκύρωσης φαίνονται στο παρακάτω Πίνακα 4.3.

Πίνακας 4.3: Χαρακτηριστικά γραμμών αγκύρωσης

Αριθμός των γραμμών αγκύρωσης	3
Διάμετρος των γραμμών αγκύρωσης	130mm
Μάζα ανά μονάδα μήκους των γραμμών αγκύρωσης	104kg/m
Μάζα των γραμμών αγκύρωσης στο νερό	888.6N/m
Μέτρο ελαστικότητας Young (E)	200GPa
Ισοδύναμη ακαμψία γραμμών αγκύρωσης (EA)	2646MN
Συνολικός συντελεστής επαναφοράς Kxx (βάθος 200m)	180KN/m
Συνολικός συντελεστής επαναφοράς Kzz (βάθος 200m)	44.1MN/m

Συνολική προένταση	32.4MN
--------------------	--------

Το συνολικό φορτίο στην πλατφόρμα στήριξης της ανεμογεννήτριας από τη συνεισφορά όλων των γραμμών αγκύρωσης είναι:

$$F_{i^{Lines}}(q) = F_{i^{Lines},0} - C_{ij^{Lines}} q_j \quad (4.1)$$

όπου $F_{i^{Lines},0}$ είναι το i -οστό στοιχείο του συνολικού φορτίου που ασκείται στη κατασκευή από το σύστημα αγκύρωσης στη θέση ισορροπίας, $C_{ij^{Lines}}$ είναι το (i,j) στοιχείο του πίνακα των συντελεστών επαναφοράς από όλες τις γραμμές αγκύρωσης και q_j είναι ο j βαθμός ελευθερίας της πλατφόρμας.

5 ΑΝΑΛΥΣΗ ΜΕΣΩ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΙΚΟΥ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ

5.1 ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑΤΟΣ

Το υπολογιστικό πρόγραμμα που χρησιμοποιήθηκε για την υδροδυναμική ανάλυση της παραπάνω κατασκευής ονομάζεται “**Hydrodynamic Analysis of Multiple Vertical Axisymmetric Bodies - HAMVAB**” και έχει αναπτυχθεί από τον τομέα των Θαλάσσιων Κατασκευών και Συστημάτων Αγκύρωσης του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου. Το πρόγραμμα υπολογίζει τις ασκούμενες πρωτοτάξιες δυνάμεις διέγερσης (exciting forces), τις κινήσεις (motions) κατά την πρόσπτωση του κύματος και τις τάσεις (tensions) στις αλυσίδες αγκύρωσης πολλαπλών αλληλοεπιδρώντων κατακόρυφων αξονοσυμμετρικών σωμάτων. Λαμβάνονται υπ’ όψη τα φαινόμενα υδροδυναμικής αλληλεπίδρασης προς επίλυση των προβλημάτων περίθλασης (diffraction) και ακτινοβολίας (radiation). Υπολογίζονται ακόμη φαινόμενα υδροδυναμικών αλληλεπιδράσεων με τον συνδυασμό των χαρακτηριστικών ενιαίου σώματος (single body) μέσω της φυσικής διαδικασίας της πολλαπλής σκέδασης. Τα υδροδυναμικά χαρακτηριστικά του ενιαίου σώματος εκτιμώνται με τη χρήση συζευγμένων αναπτυγμάτων αξονοσυμμετρικών ιδιοσυναρτήσεων. Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο το πεδίο ροής γύρω από το σώμα χωρίζεται σε δακτυλιοειδείς περιοχές, σε κάθε μία από τις οποίες το δυναμικό της ταχύτητας γράφεται σε όρους αναπτυγμάτων Fourier-Bessel αξονοσυμμετρικών ιδιοσυναρτήσεων (βλέπε Κεφάλαιο 2.3). Οι άγνωστοι συντελεστές προσδιορίζονται κατά συνέπεια εφαρμόζοντας τις απαιτήσεις συνέχειας του δυναμικού και του πεδίου ταχυτήτων, όπως επίσης και τις οριακές συνθήκες που πρέπει να ικανοποιούνται πάνω στη βρεχόμενη επιφάνεια του σώματος. Επίσης, υπολογίζονται και οι μέσες χρονικά δυνάμεις δεύτερης τάξης (mean drift forces) σε όλη την κατασκευή ή σε κάθε μεμονωμένο τμήμα της, χρησιμοποιώντας πεπερασμένους όγκους γύρω από κάθε τμήμα της διάταξης (βλέπε Κεφ. 2.3).

Στα πλαίσια της παρούσης εργασίας προστέθηκαν δύο υπορουτίνες *datair* και *totalmotplus* στην κύρια δομή του προγράμματος ώστε να λαμβάνονται υπ’ όψη τα στοιχεία της Α/Γ και να προσδιορίζονται οι αποκρίσεις του συστήματος πλωτή κατασκευή- Α/Γ. Η *datair* είναι η υπορουτίνα που διαβάζει τα υδροδυναμικά στοιχεία (added mass, damping, stiffness) της ανεμογεννήτριας, ενώ η *totalmotplus* υπολογίζει τις μεταφορικές - περιστροφικές κινήσεις όλης της κατασκευής (βλέπε Κεφάλαιο 3.7). Η κατασκευή που εξετάζεται είναι όμοια με εκείνη της πλατφόρμας *Roseidon* που παρουσιάστηκε στο κεφάλαιο 4 με την διαφορά ότι στην παρούσα εργασία η εσωτερική πίεση του αέρα λαμβάνεται ίση με την ατμοσφαιρική.

5.1.2 ΑΠΟΤΕΛΕΣΜΑΤΑ ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΗΣ ΑΝΑΛΥΣΗΣ

Τα αποτελέσματα που παρατίθενται παρακάτω είναι αναγόμενα στο πεδίο συχνοτήτων και όλα τα παρουσιαζόμενα μεγέθη αδιαστατοποιούνται κατάλληλα για την καλύτερη παρουσίασή τους. Τα μεγέθη που χρησιμοποιούνται για την εκάστοτε αδιαστατοποίηση είναι τα εξής:

- πυκνότητα του νερού $\rho=1.025 \text{ t/m}^3$

- επιτάχυνση της βαρύτητας $g=9.81 \text{ m/s}^2$
- μέγιστη ακτίνα της κατασκευής $ref=14.05 \text{ m}$
- ύψος κύματος $H=2 \text{ m}$
- γωνιακή συχνότητα ω σε rad/s
- κυματαριθμός k σε m^{-1}

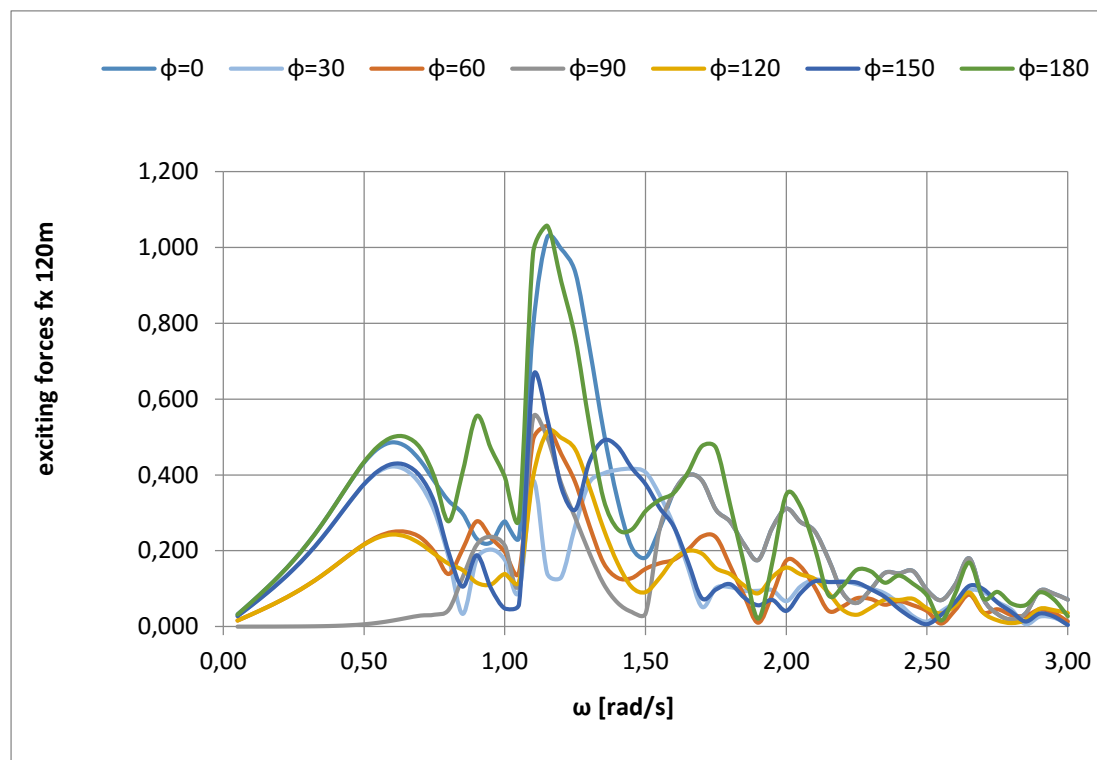
Παρουσιάζονται αποτελέσματα για γωνίες πρόσπτωσης κύματος 0 έως 180°.

5.1.2.1 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΚΑΙ ΡΟΠΕΣ ΔΙΕΓΕΡΣΗΣ (EXCITING FORCES AND MOMENTS)

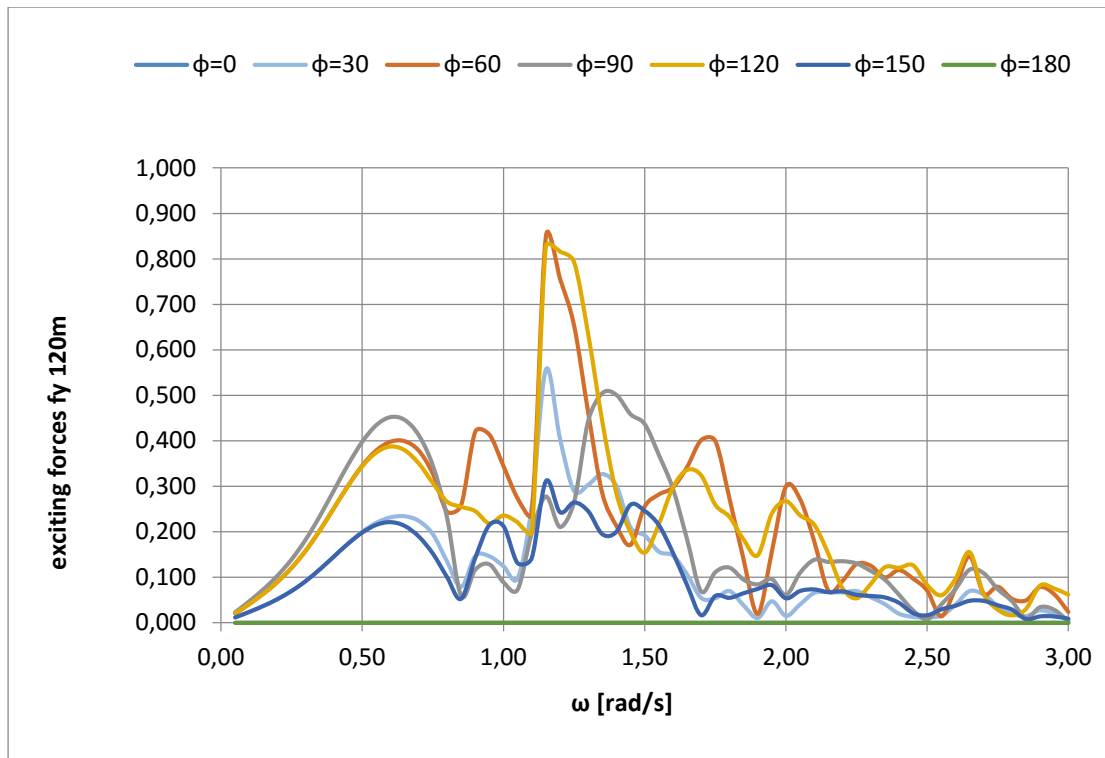
Η αδιαστασιοποίηση που έχει χρησιμοποιηθεί για την παρουσίαση των δυνάμεων και ροπών διέγερσης (βλέπε εδάφιο 2.3.1) είναι:

$$\frac{force}{\rho * g * ref^2 * 4 * \frac{H}{2}} \text{ και } \frac{moment}{\rho * g * ref^3 * 4 * \frac{H}{2}} \text{ για τις δυνάμεις και τις ροπές αντίστοιχα.}$$

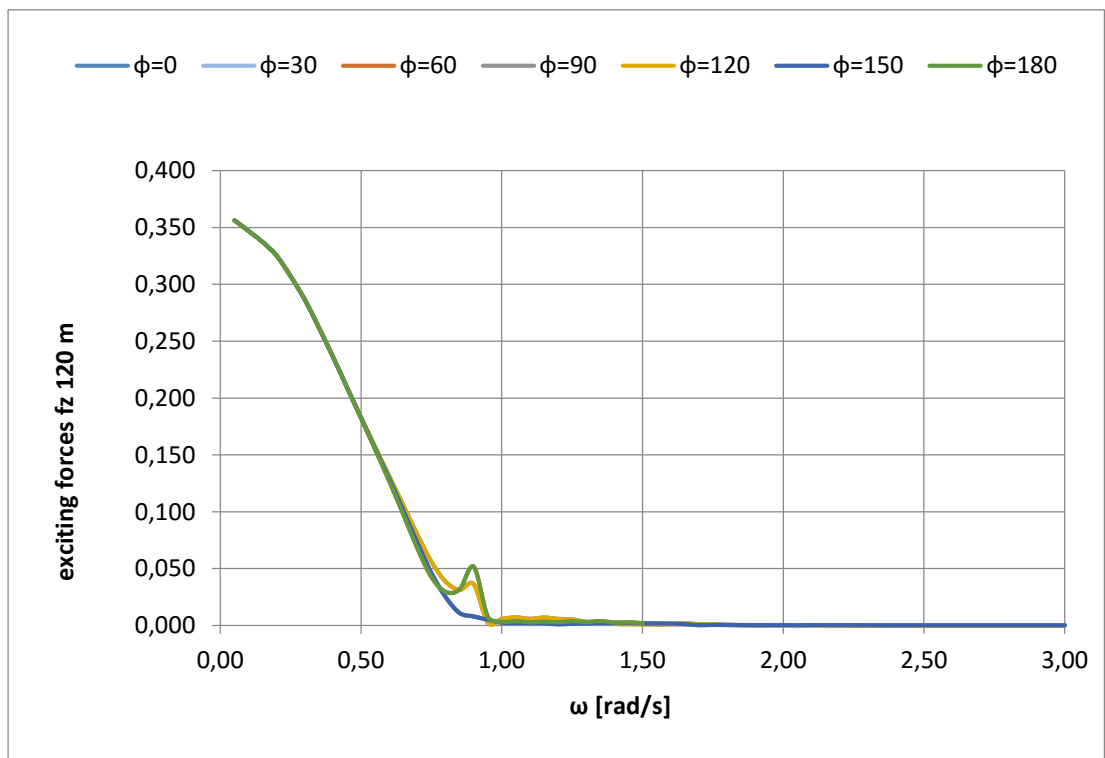
Παρουσιάζονται τα αποτελέσματα για βάθος 120 m πρώτα και στην συνέχεια για βάθος 200 m για διάφορες γωνίες πρόσπτωσης κυματισμού (0°, 30°, 60°, 90°, 120°, 150°, 180°).



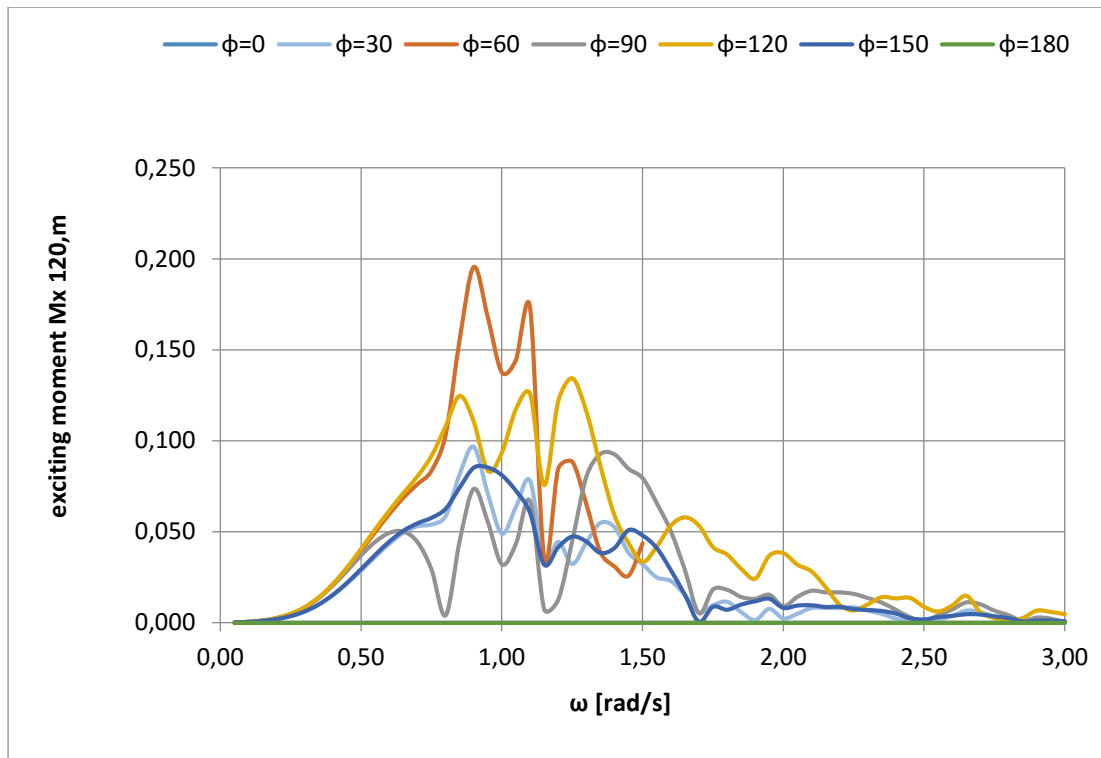
Σχήμα 5.1.1 Αδιαστατοποιημένη δύναμη διέγερσης στον άξονα x στο πεδίο συχνοτήτων.



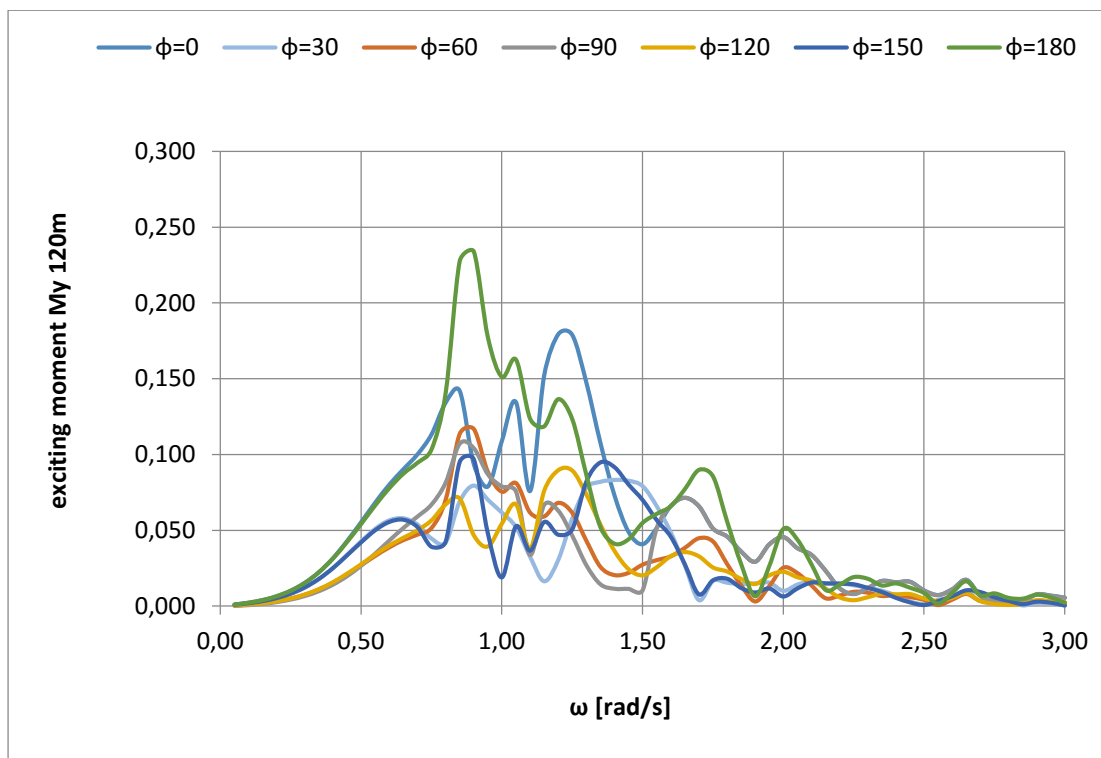
Σχήμα 5.1.2 Αδιαστατοποιημένη δύναμη διέγερσης στον άξονα γ στο πεδίο συχνοτήτων.



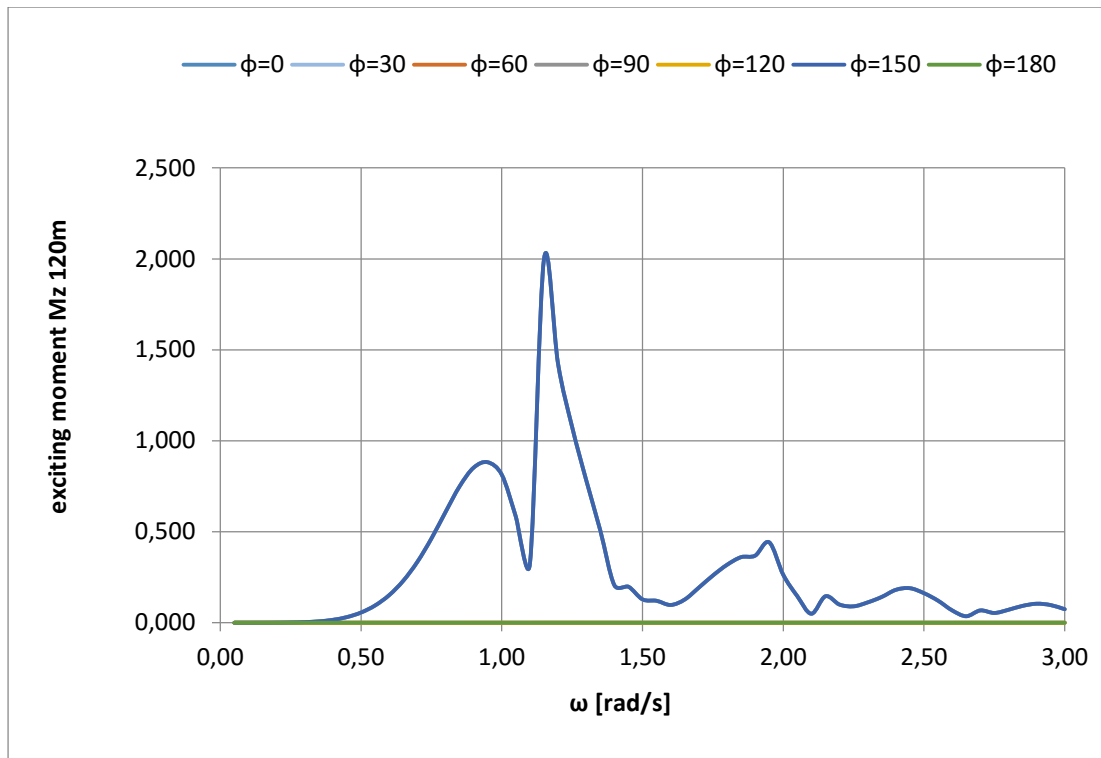
Σχήμα 5.1.3 Αδιαστατοποιημένη δύναμη διέγερσης στον άξονα z στο πεδίο συχνοτήτων.



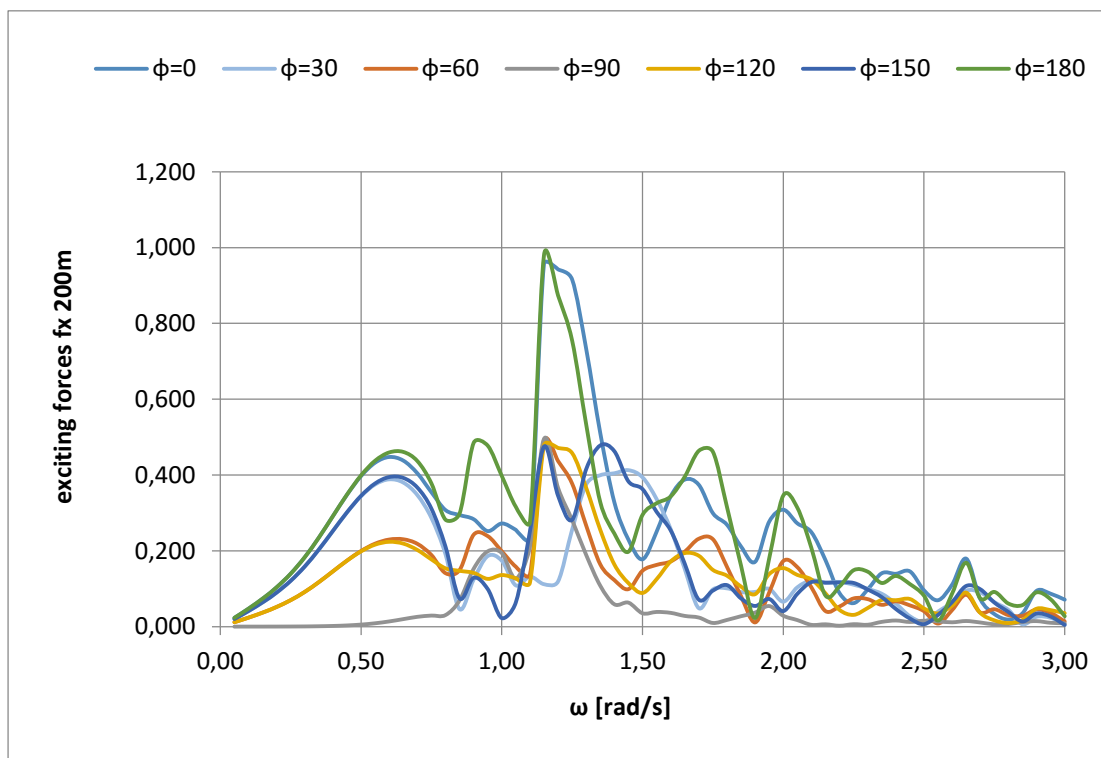
Σχήμα 5.1.4 Αδιαστατοποιημένη ροπή διέγερσης περί τον άξονα x στο πεδίο συχνοτήτων.



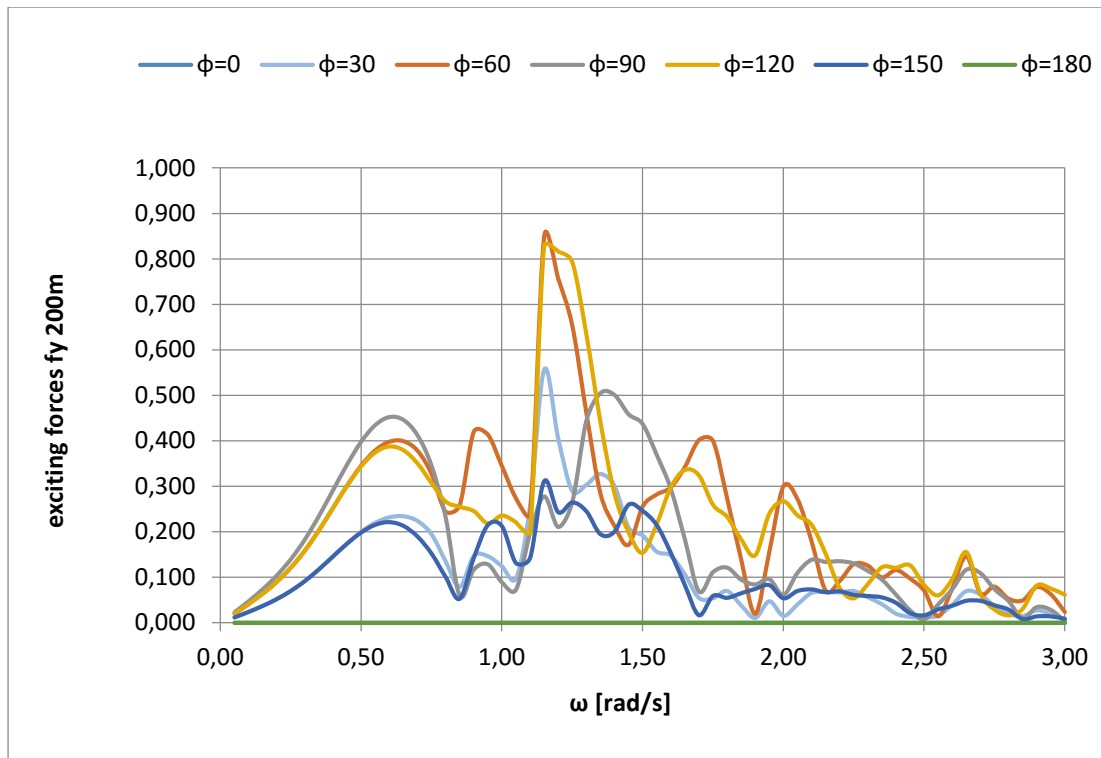
Σχήμα 5.1.5 Αδιαστατοποιημένη ροπή διέγερσης περί τον άξονα γ στο πεδίο συχνοτήτων.



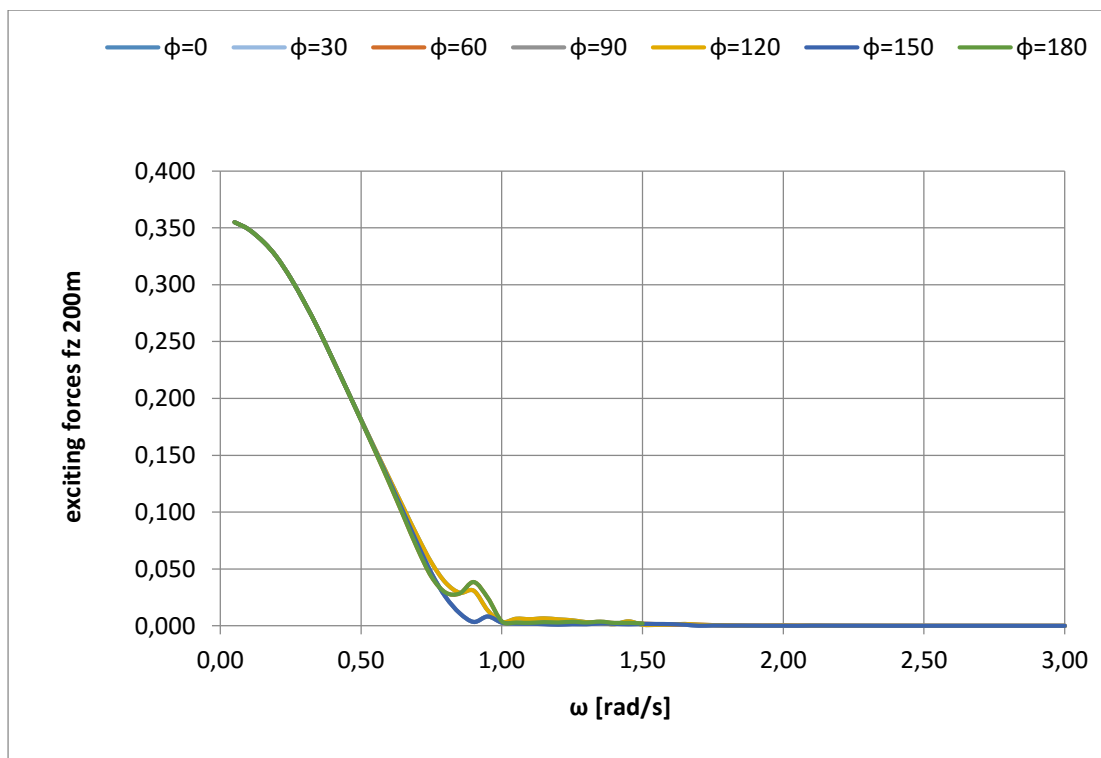
Σχήμα 5.1.6 Αδιαστατοποιημένη ροπή διέγερσης περί τον άξονα z στο πεδίο συχνοτήτων.



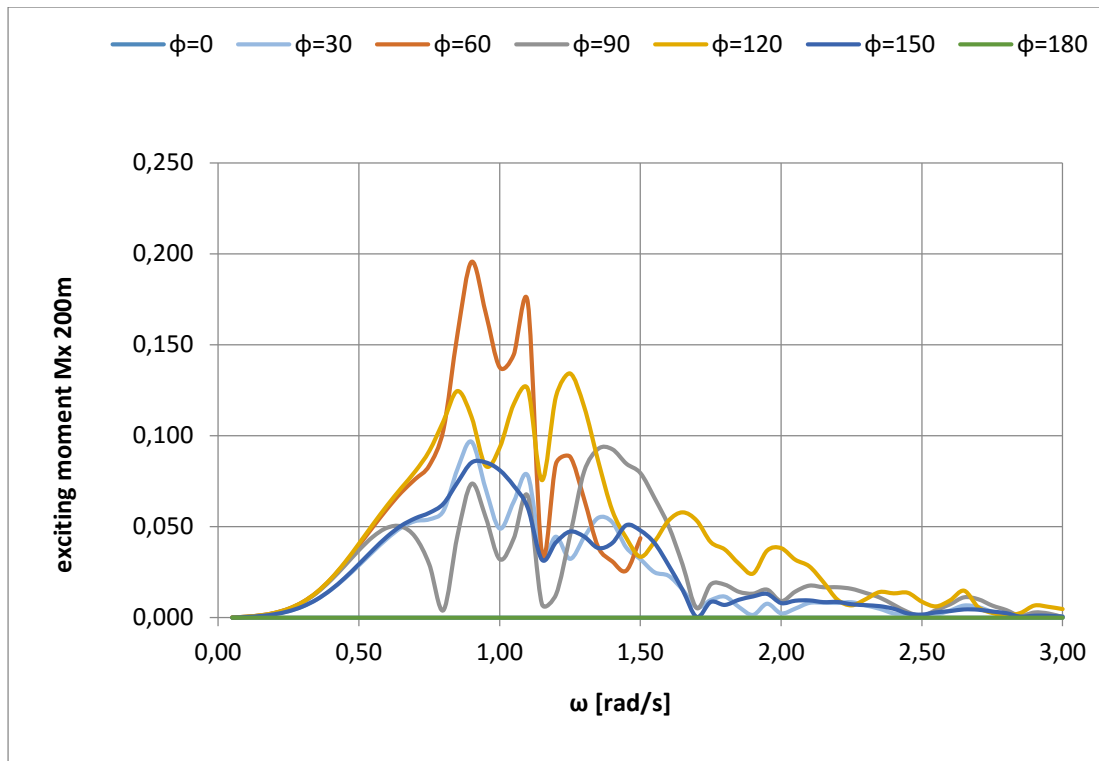
Σχήμα 5.1.7 Αδιαστατοποιημένη δύναμη διέγερσης στον άξονα x στο πεδίο συχνοτήτων.



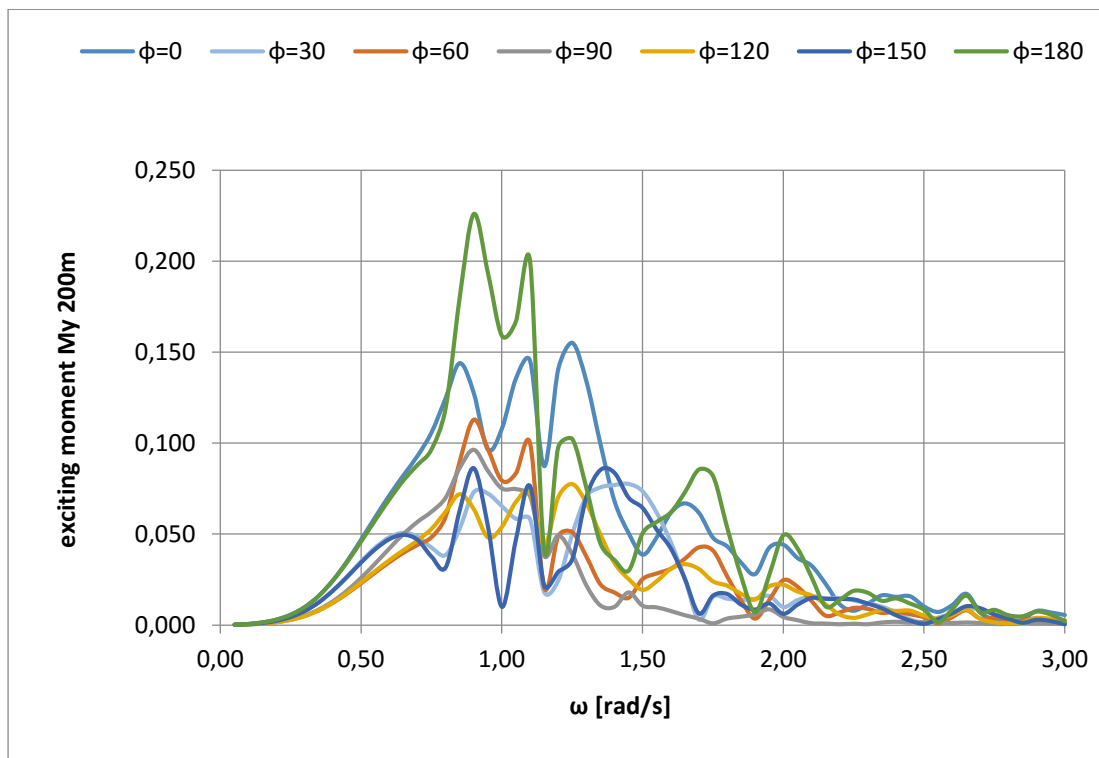
Σχήμα 5.1.8 Αδιαστατοποιημένη δύναμη διέγερσης στον άξονα y στο πεδίο συχνοτήτων.



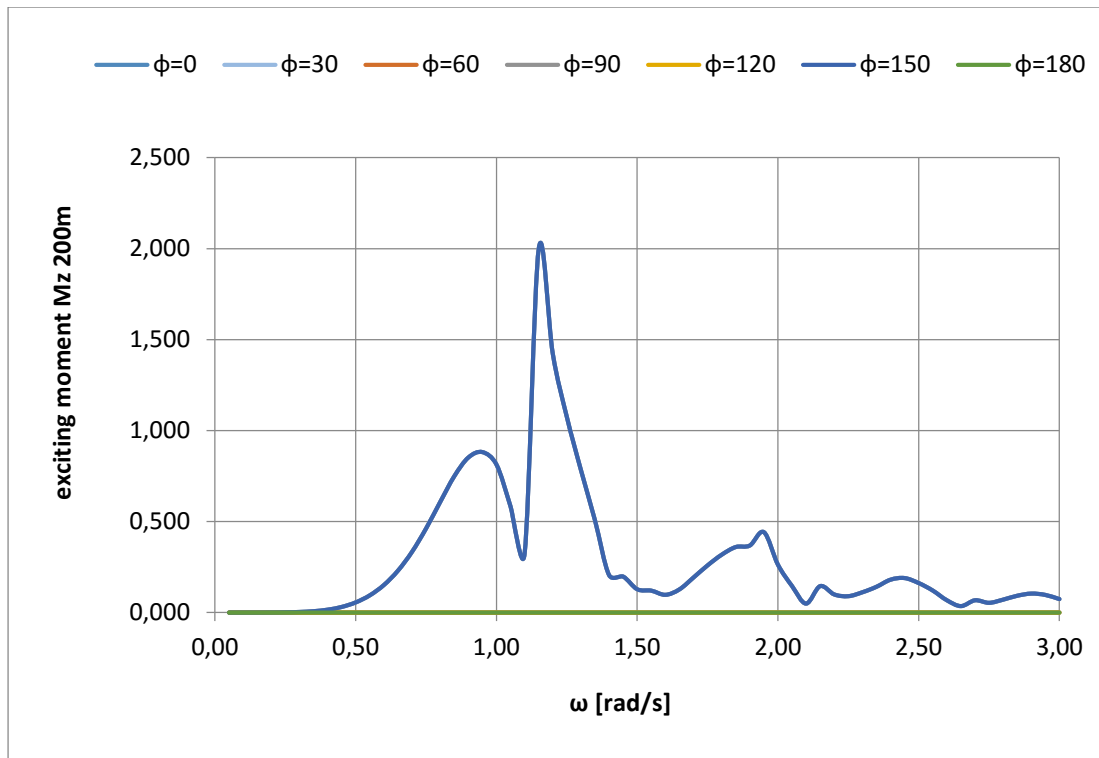
Σχήμα 5.1.9 Αδιαστατοποιημένη δύναμη διέγερσης στον άξονα z στο πεδίο συχνοτήτων.



Σχήμα 5.1.10 Αδιαστατοποιημένη ροπή διέγερσης περί τον άξονα x στο πεδίο συχνοτήτων.



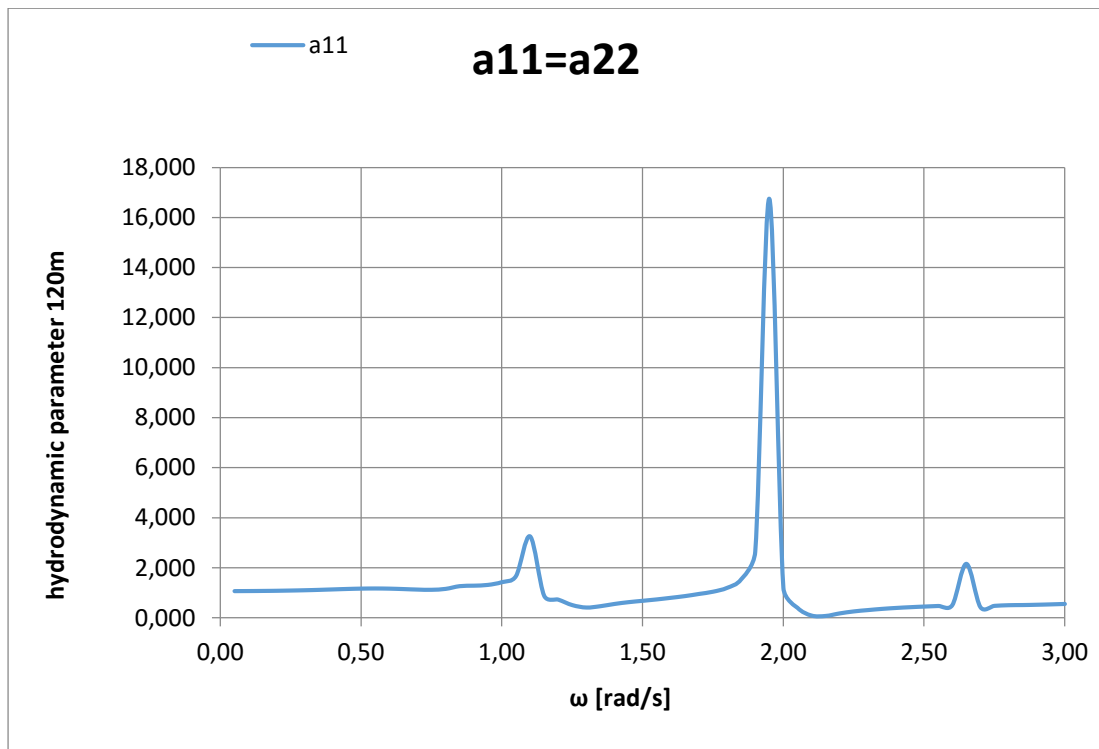
Σχήμα 5.1.11 Αδιαστατοποιημένη ροπή διέγερσης περί τον άξονα γ στο πεδίο συχνοτήτων.



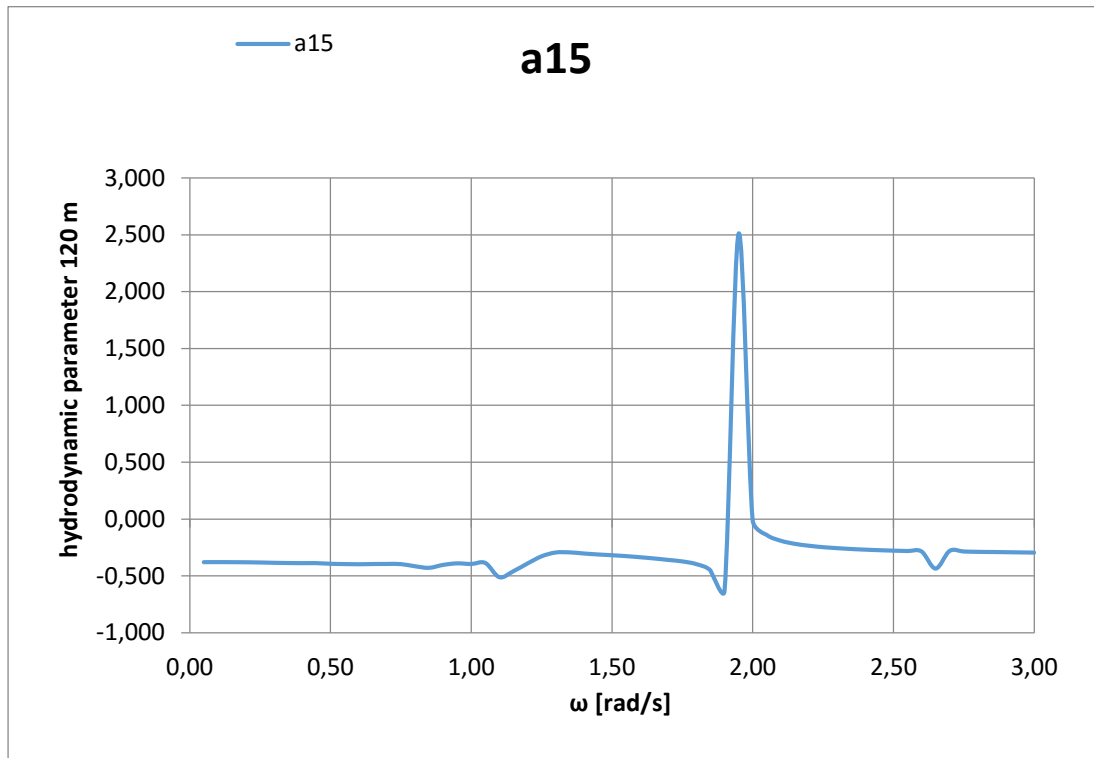
Σχήμα 5.1.12 Αδιαστατοποιημένη ροπή διέγερσης περί τον άξονα z στο πεδίο συχνοτήτων.

5.1.3 ΥΔΡΟΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΠΑΡΑΜΕΤΡΟΙ

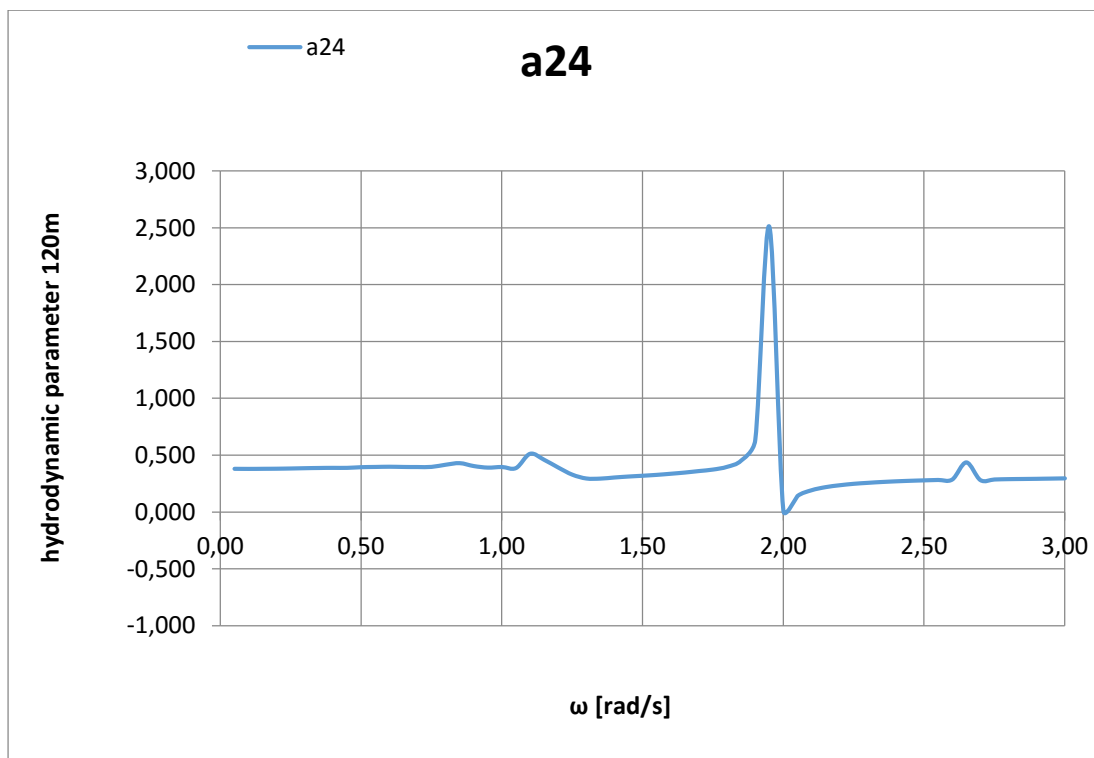
Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι υδροδυναμικές παράμετροι της κατασκευή (πρόσθετη μάζα και απόσβεση) για βάθη 120 και 200 μέτρων (βλέπε εδάφιο 2.3.1).



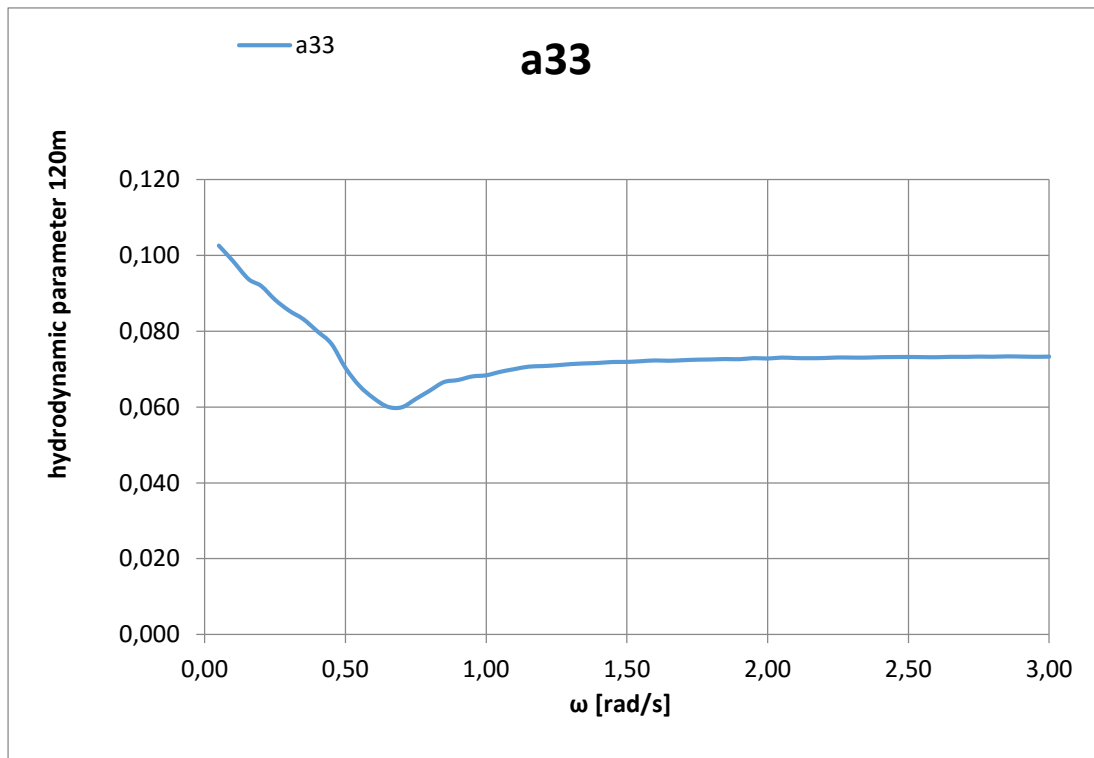
Σχήμα 5.1.13 Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές πρόσθετης μάζας a_{11} και a_{22} στο πεδίο συχνοτήτων.



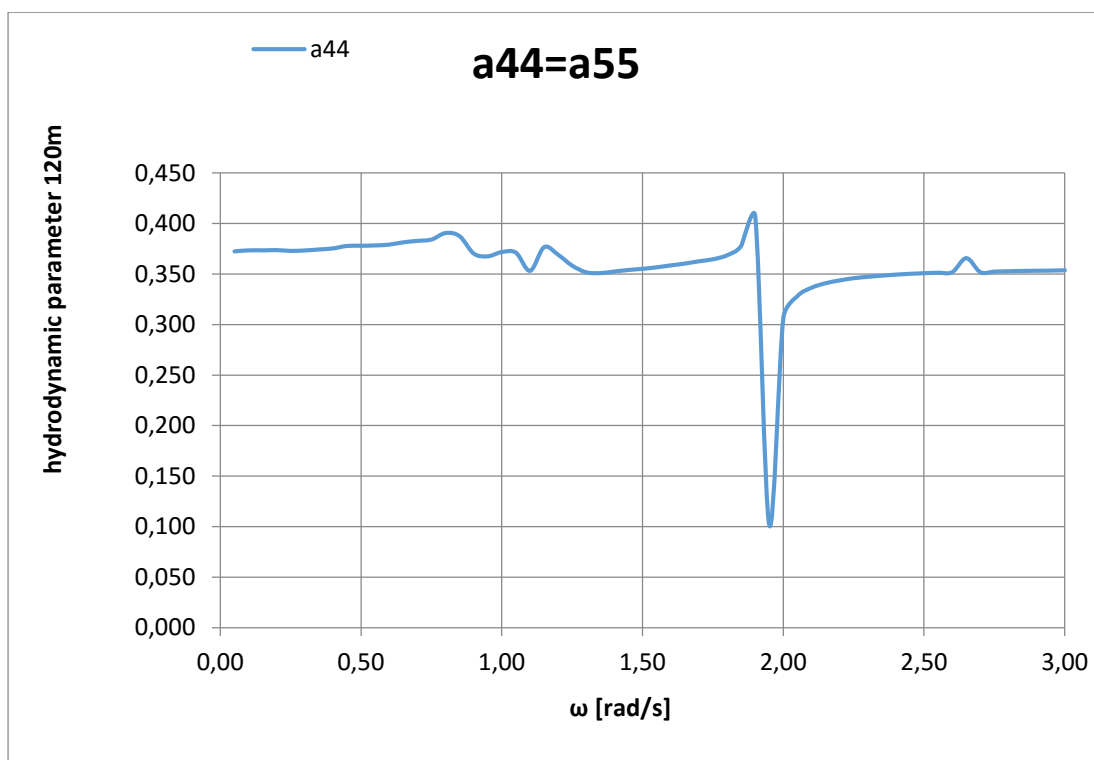
Σχήμα 5.1. Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{15} στο πεδίο συχνοτήτων.



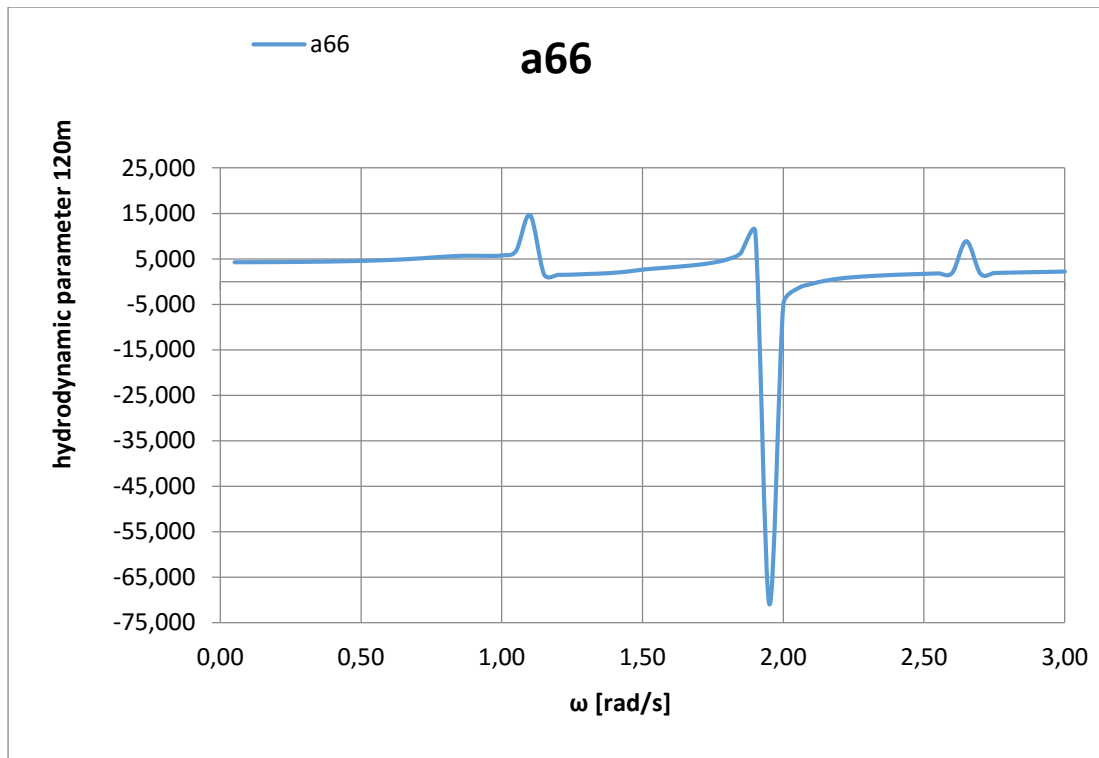
Σχήμα 5.1.15 Σχήμα 5.1. Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{24} στο πεδίο συχνοτήτων.



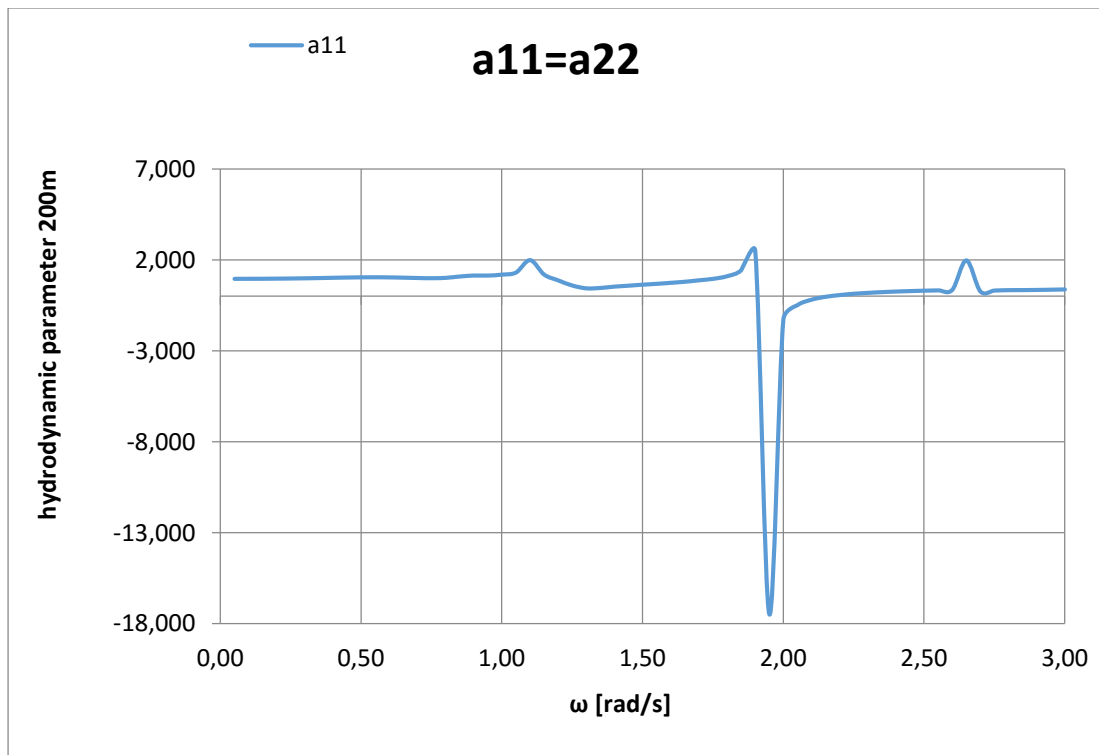
Σχήμα 5.1.16 Σχήμα 5.1. Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{33} στο πεδίο συχνοτήτων.



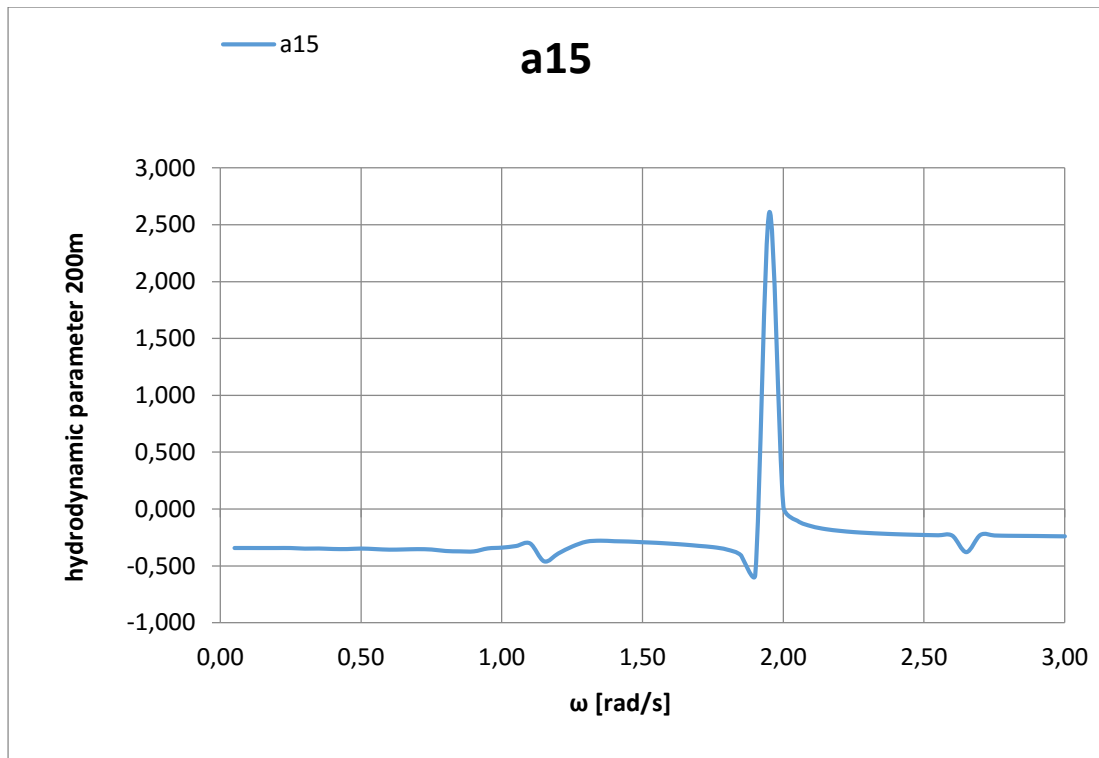
Σχήμα 5.1. Σχήμα 5.1. Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές πρόσθετης μάζας a_{44} και a_{55} στο πεδίο συχνοτήτων.



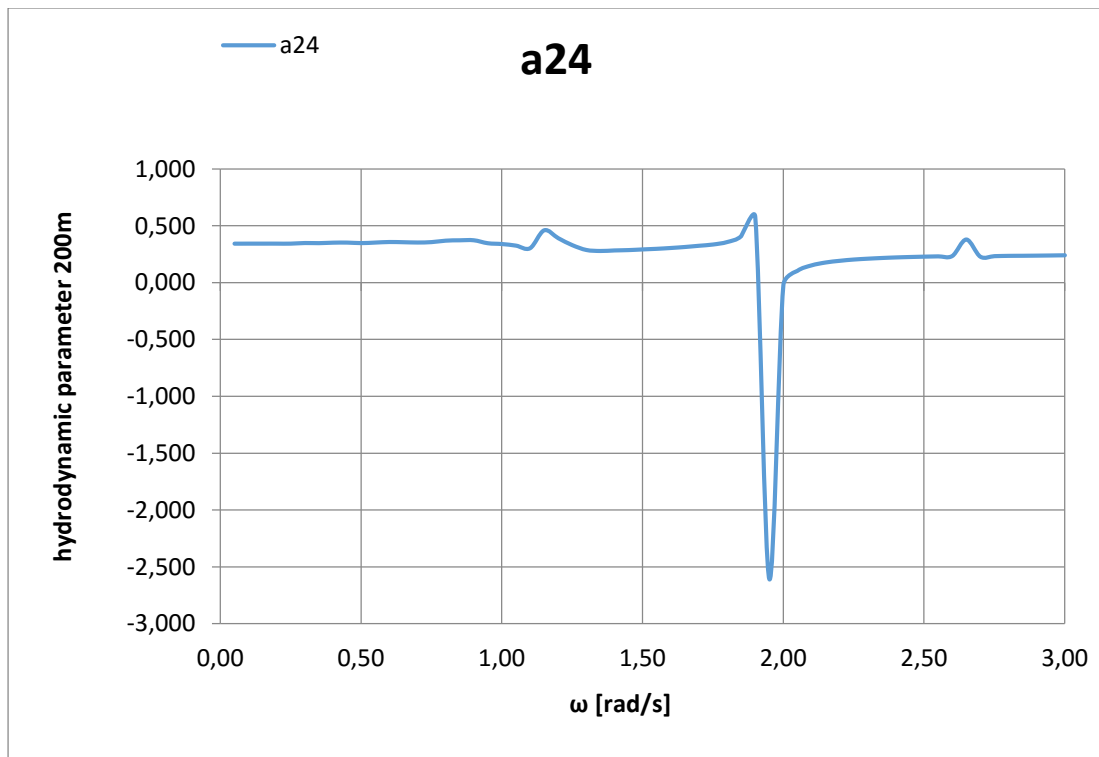
Σχήμα 5.1.18 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{66} στο πεδίο συχνοτήτων.



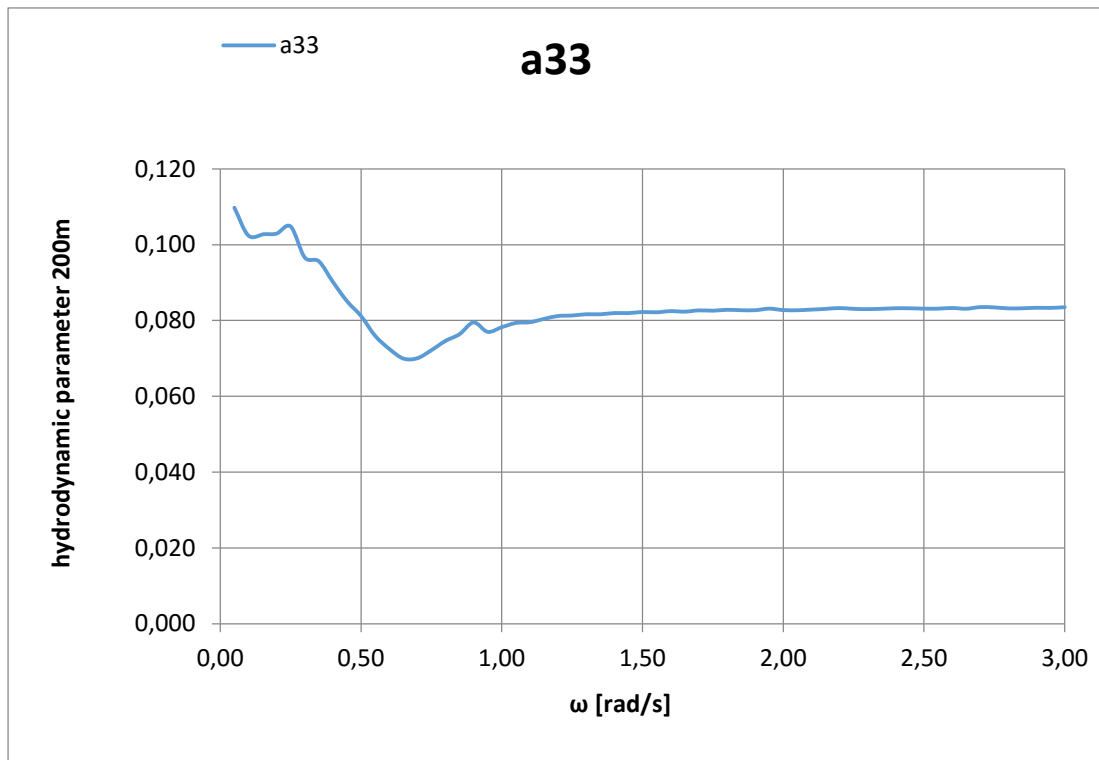
Σχήμα 5.1.19 Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές πρόσθετης μάζας a_{11} και a_{22} στο πεδίο των συχνοτήτων.



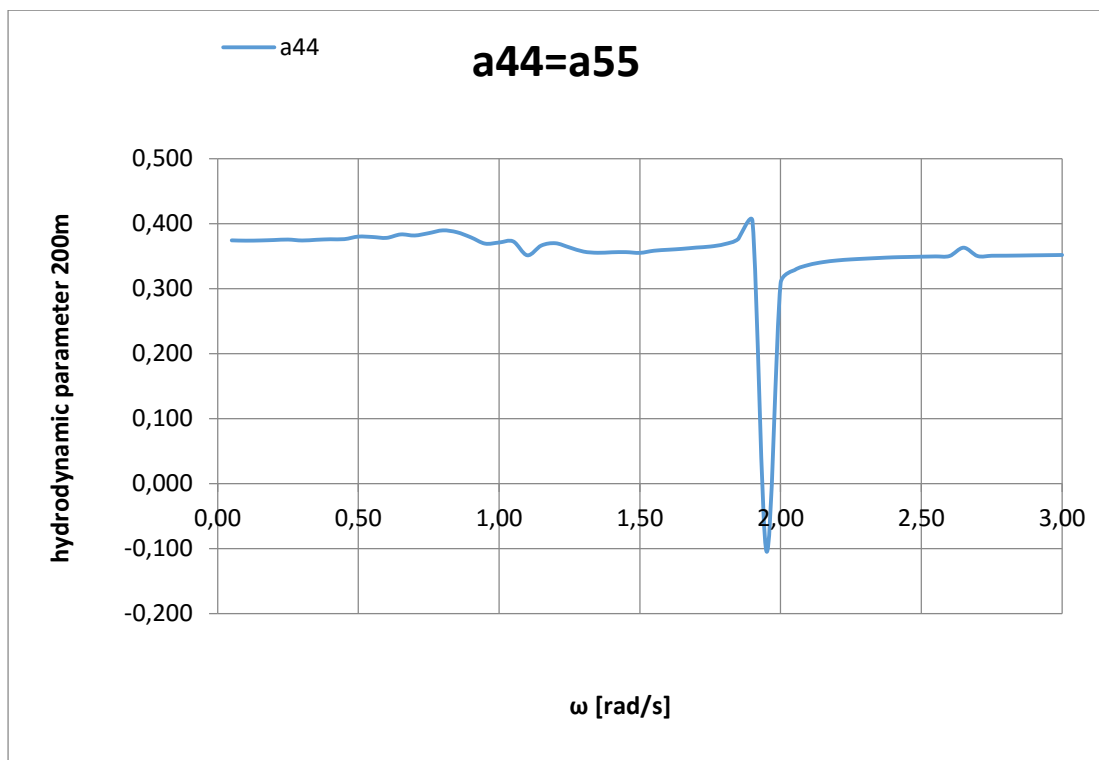
Σχήμα 5.1.20 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{15} στο πεδίο συχνοτήτων.



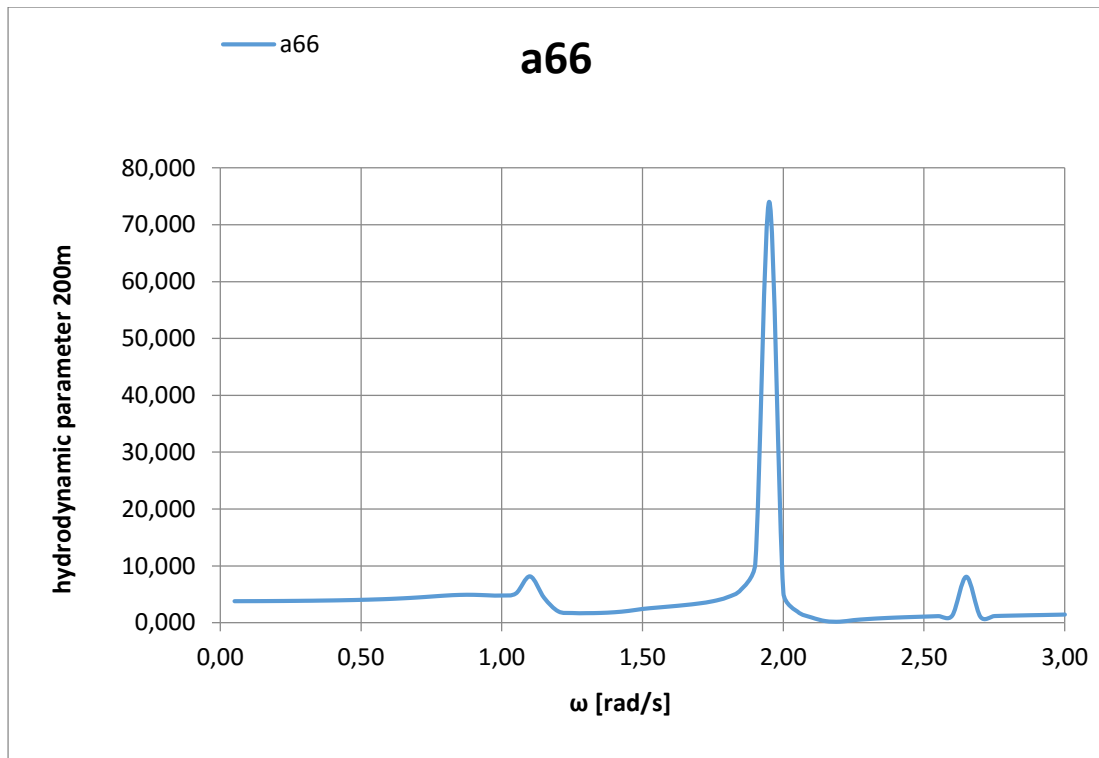
Σχήμα 5.1.21 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{24} στο πεδίο συχνοτήτων.



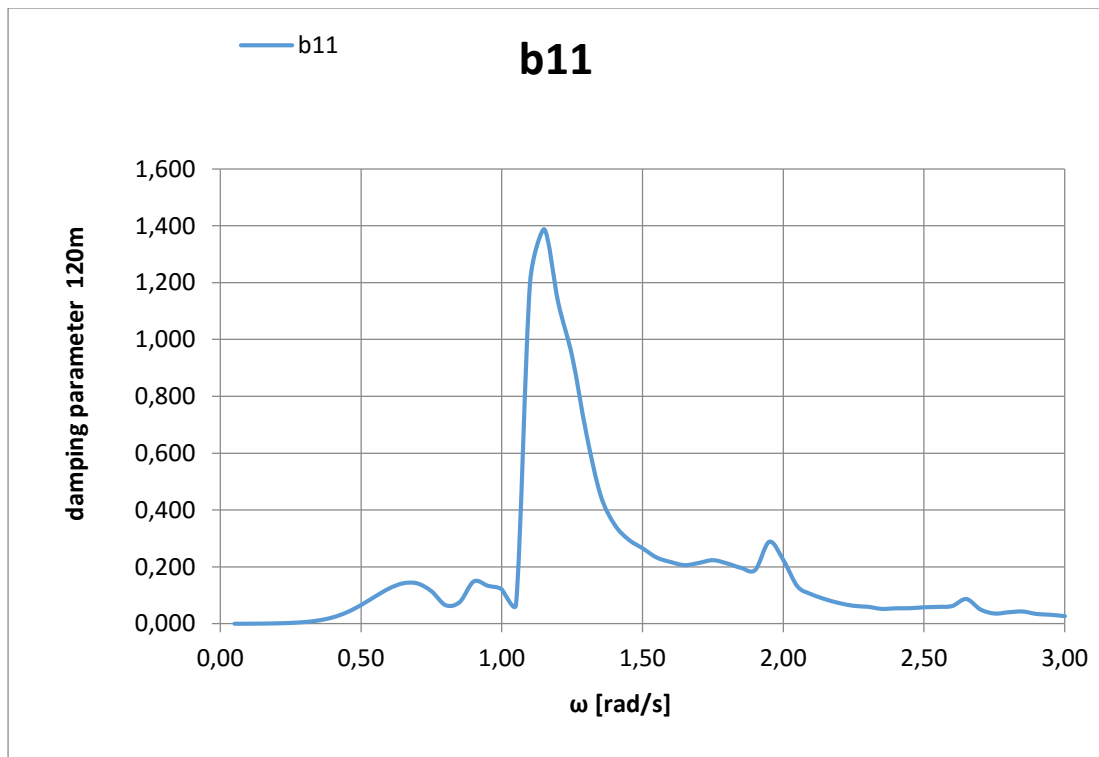
Σχήμα 5.1.22 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{33} στο πεδίο συχνοτήτων.



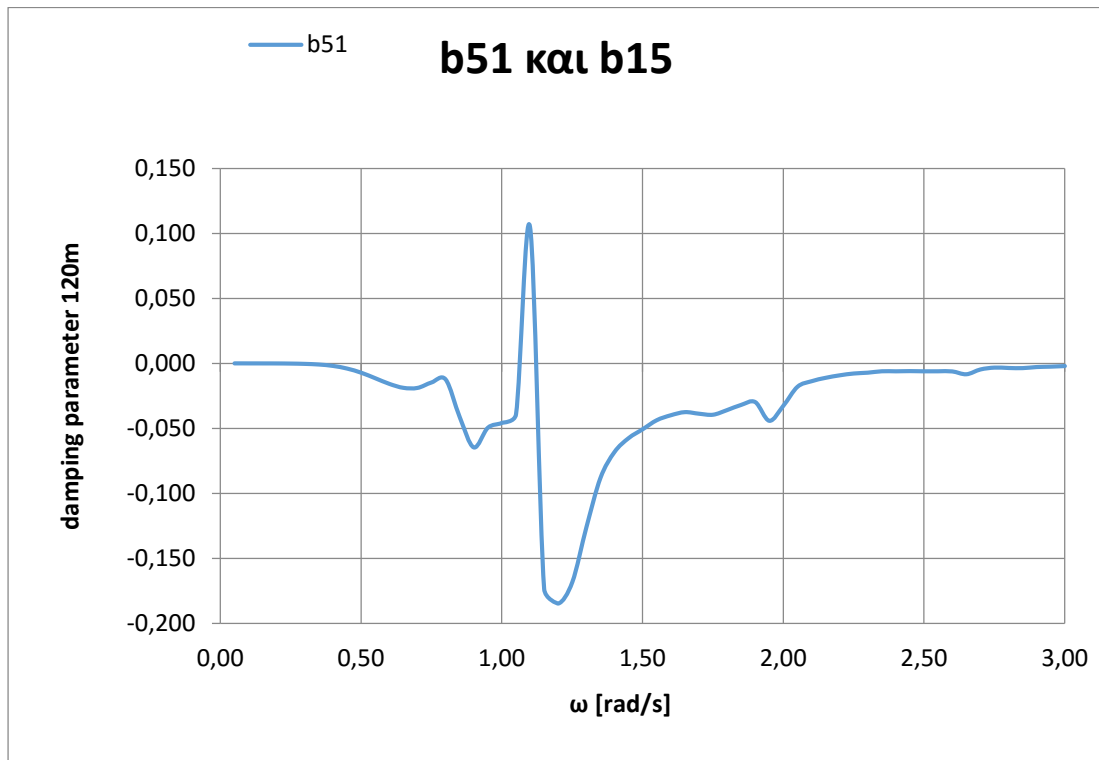
Σχήμα 5.1.23 Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές πρόσθετης μάζας a_{44} και a_{55} στο πεδίο συχνοτήτων.



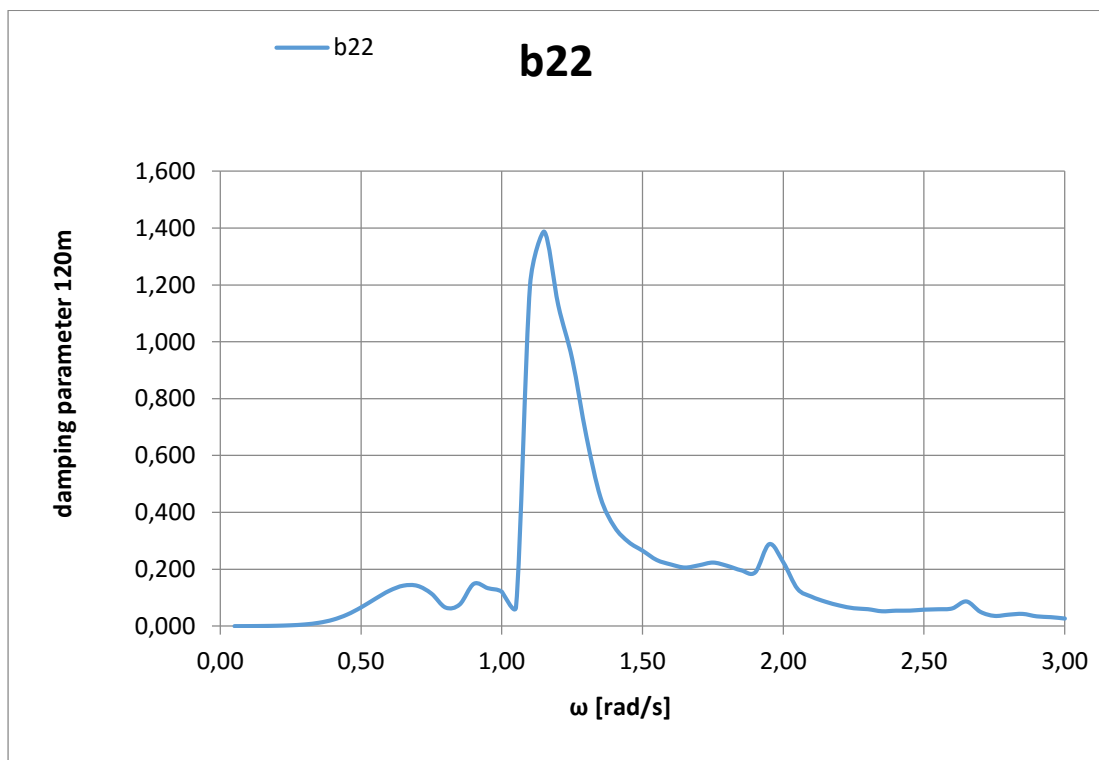
Σχήμα 5.1.24 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής πρόσθετης μάζας a_{66} στο πεδίο συχνοτήτων.



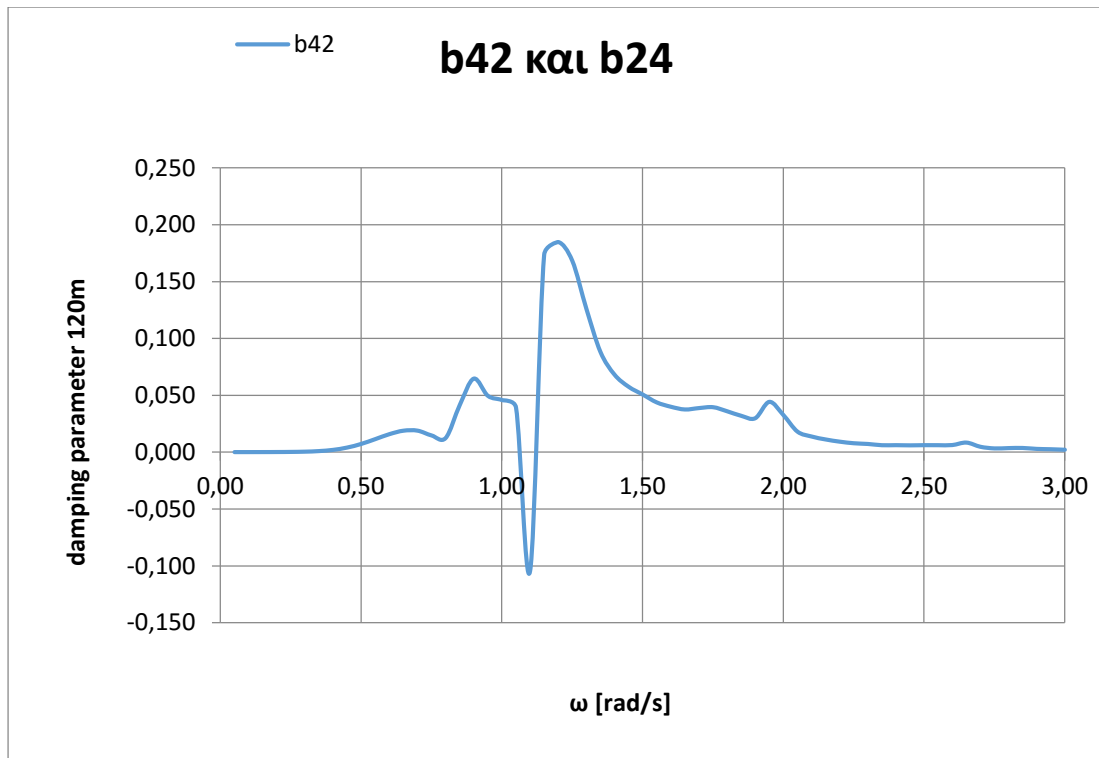
Σχήμα 5.1.25 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b_{11} στο πεδίο συχνοτήτων.



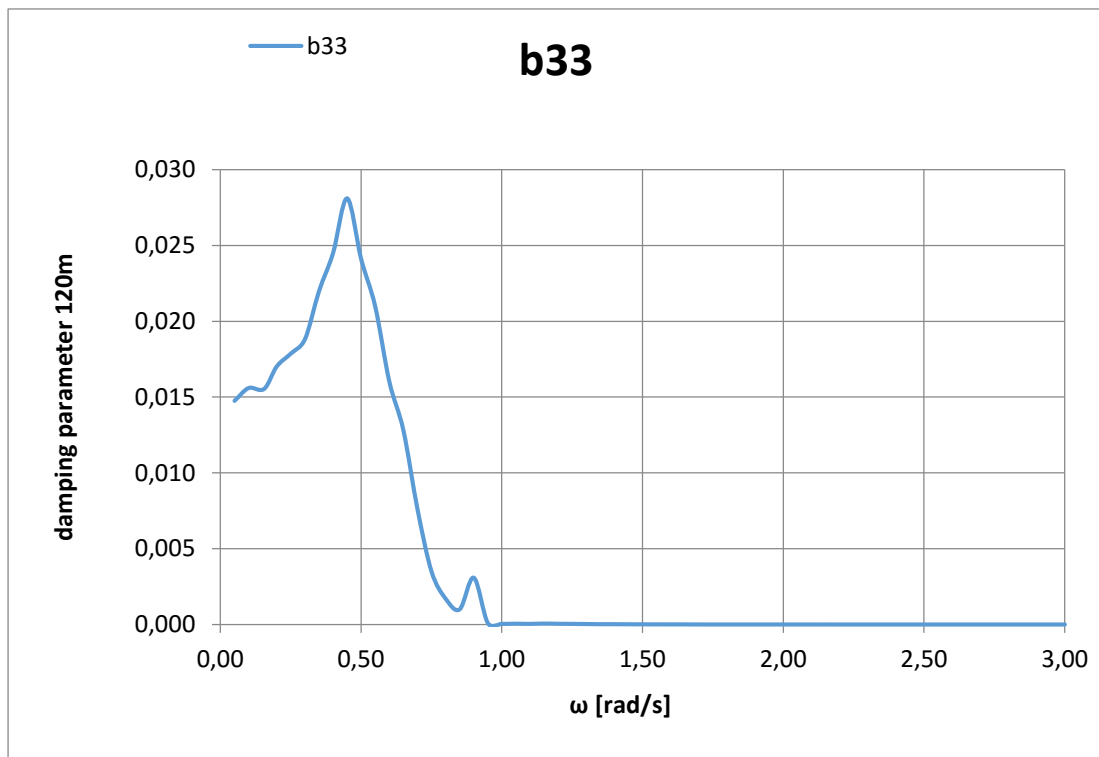
Σχήμα 5.1.26 Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές απόσβεσης b51 και b15 στο πεδίο συχνοτήτων.



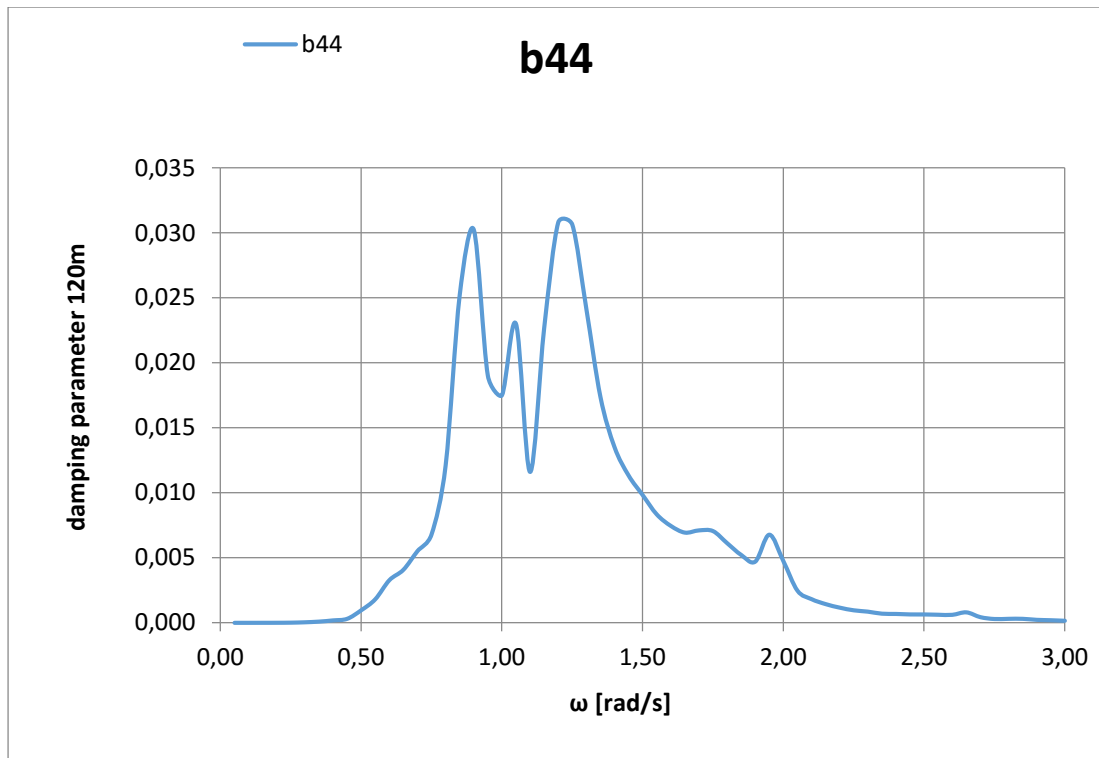
Σχήμα 5.1.27 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b22 στο πεδίο συχνοτήτων.



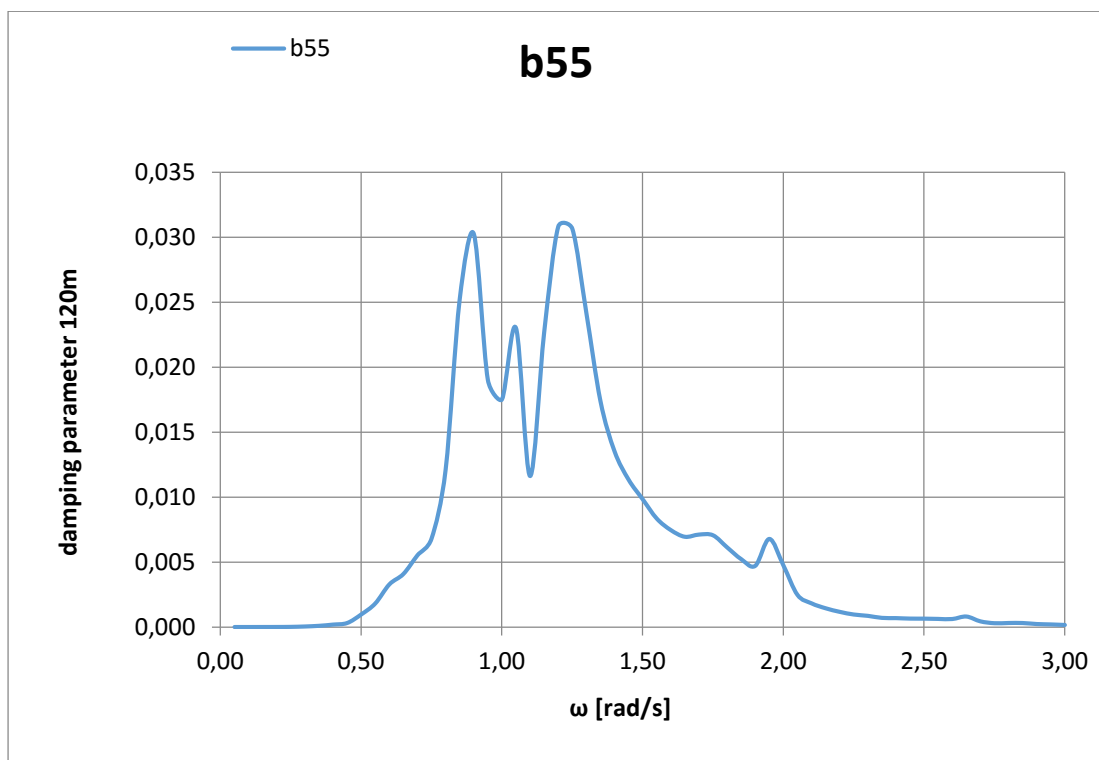
Σχήμα 5.1.28 Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές απόσβεσης b42 και 24 στο πεδίο συχνοτήτων.



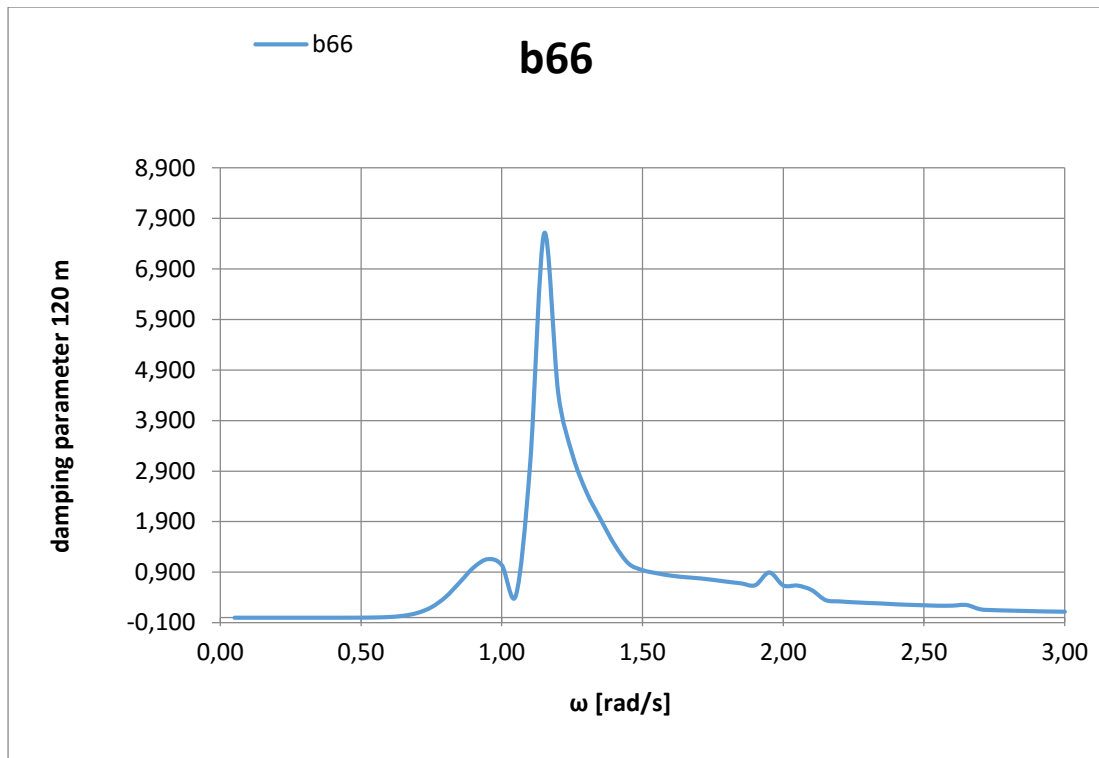
Σχήμα 5.1.29 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b33 στο πεδίο συχνοτήτων.



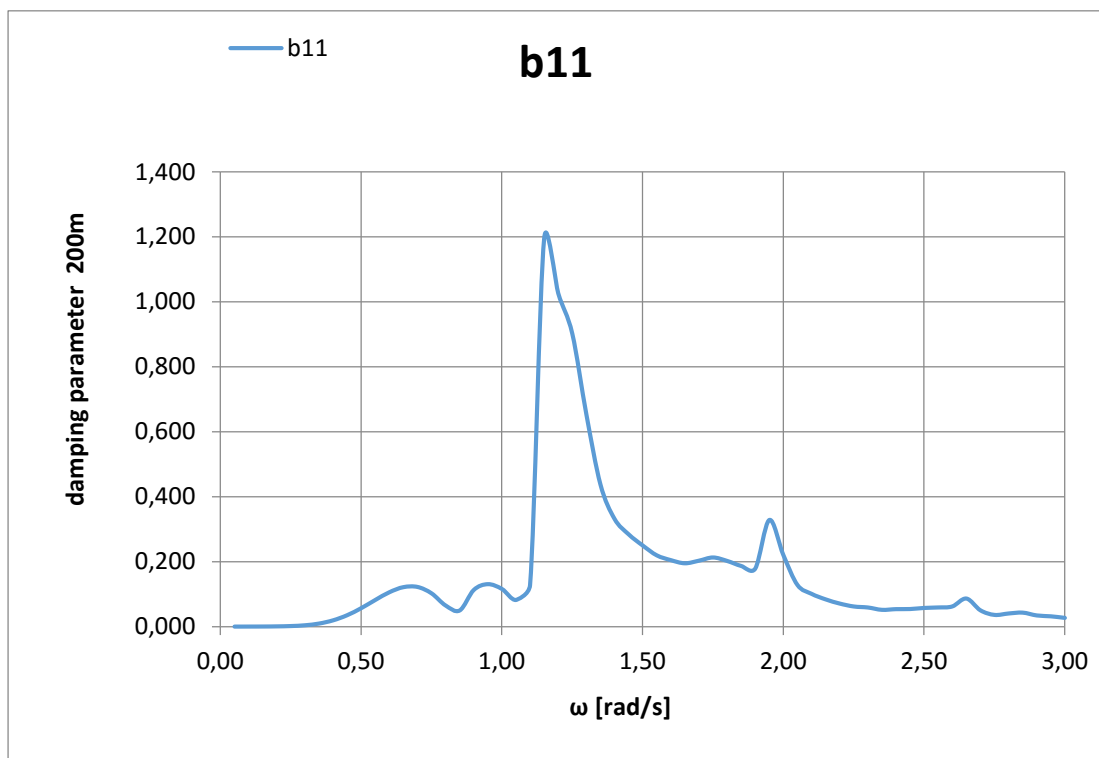
Σχήμα 5.1.30 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b_{44} στο πεδίο συχνοτήτων.



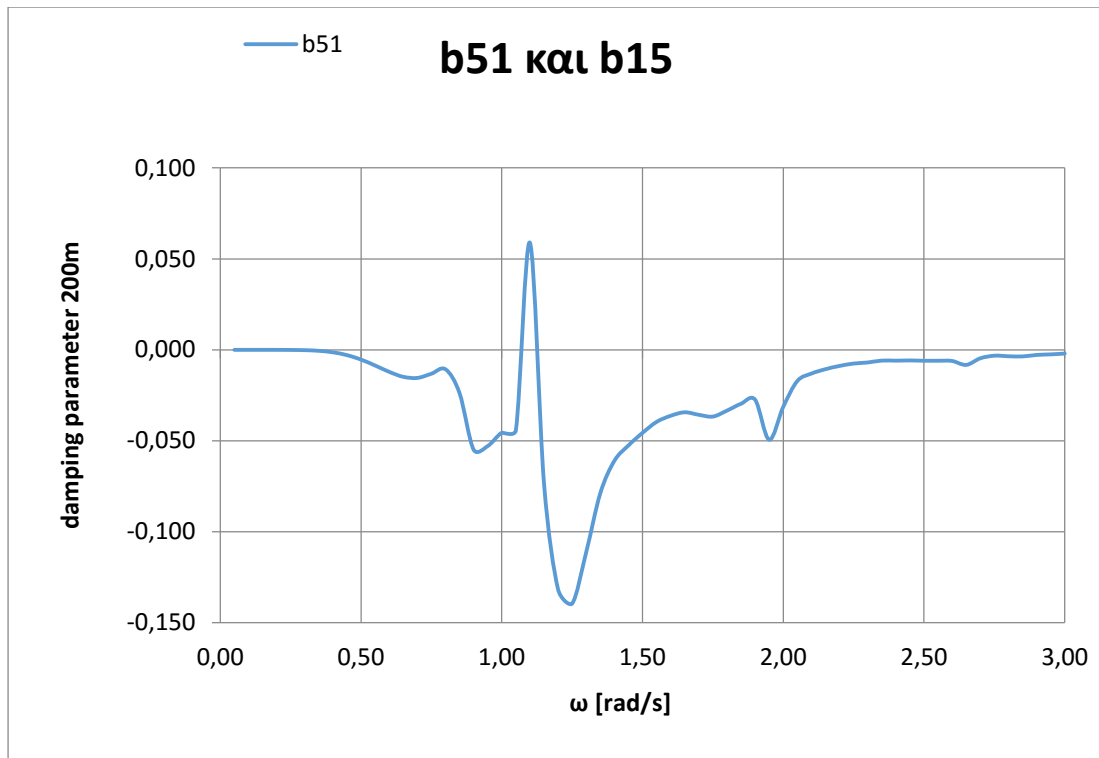
Σχήμα 5.1.31 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b_{55} στο πεδίο συχνοτήτων.



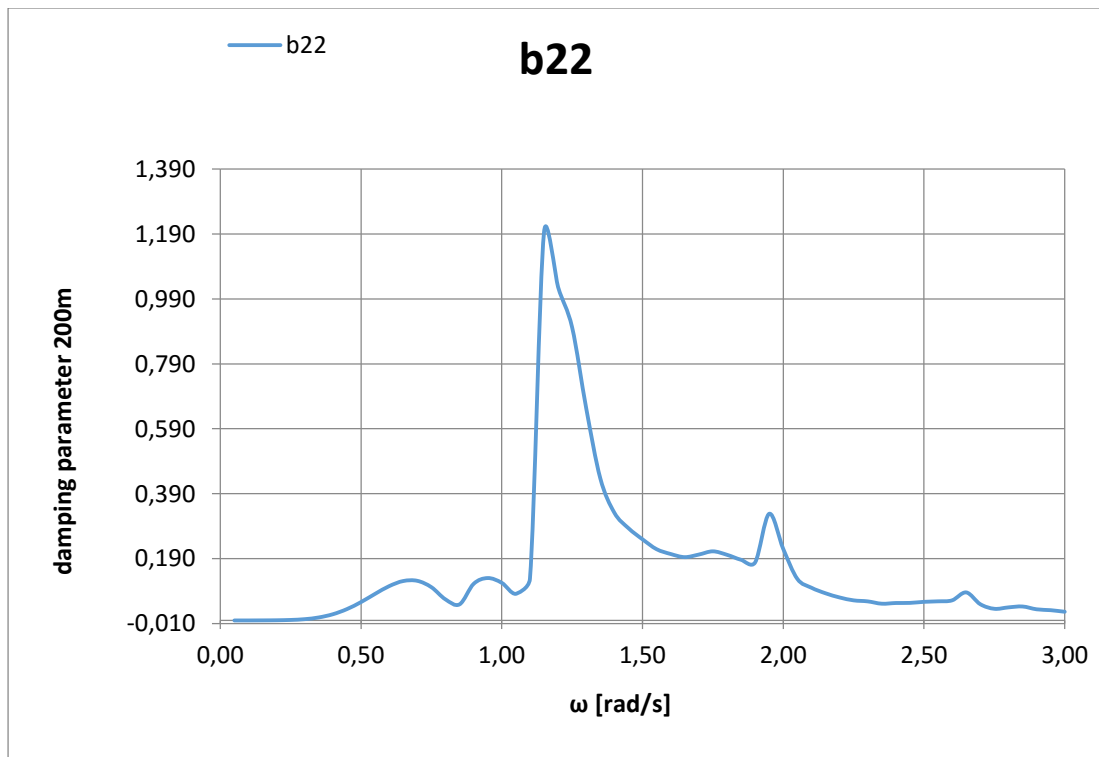
Σχήμα 5.1.32 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b_{66} στο πεδίο συχνοτήτων.



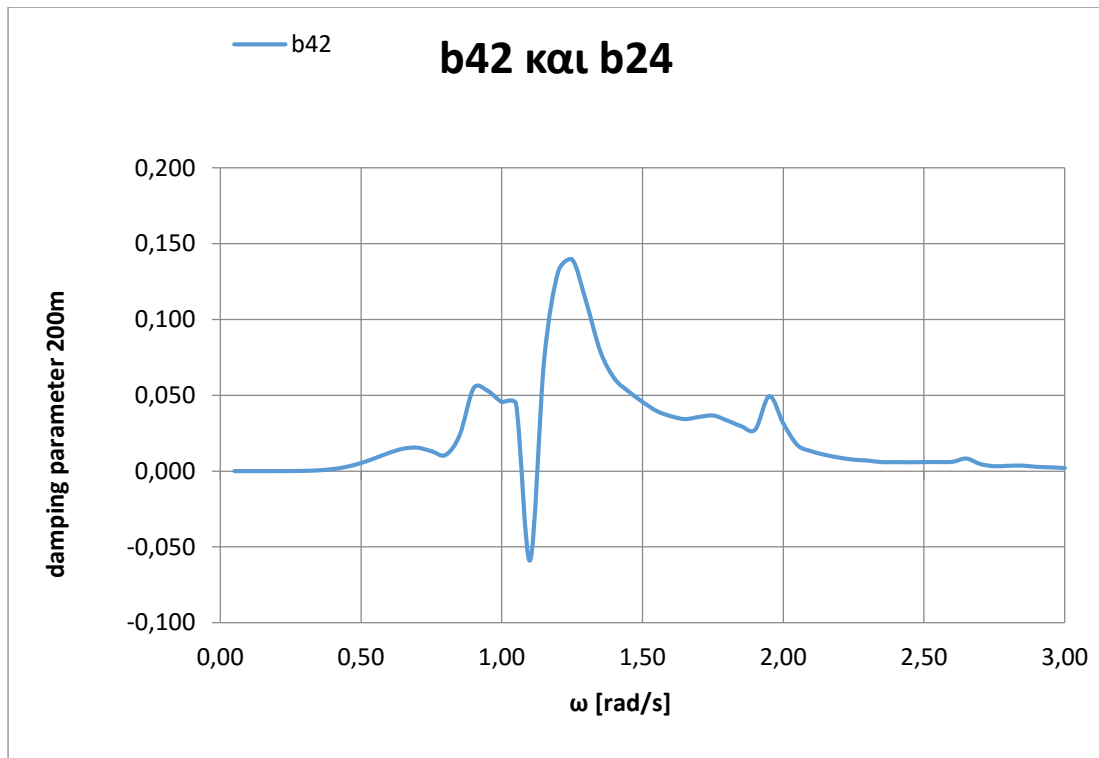
Σχήμα 5.1.33 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b_{11} στο πεδίο συχνοτήτων.



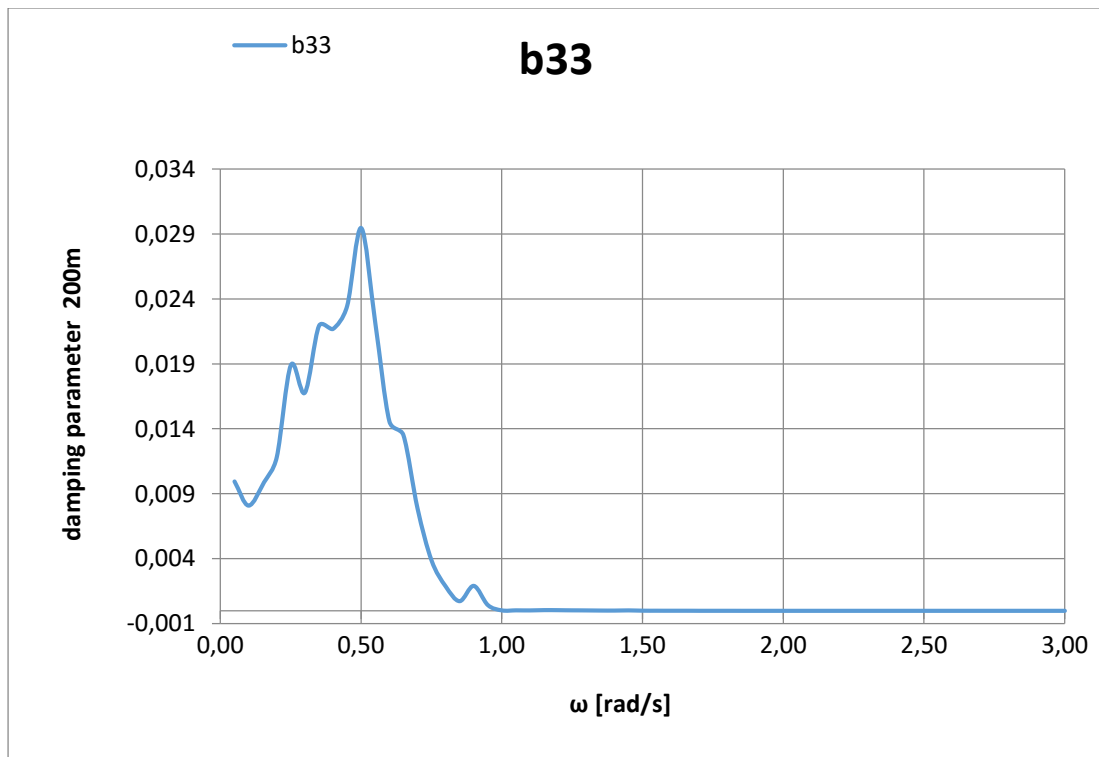
Σχήμα 5.1.34 Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές απόσβεσης b51 και b15 στο πεδίο συχνοτήτων.



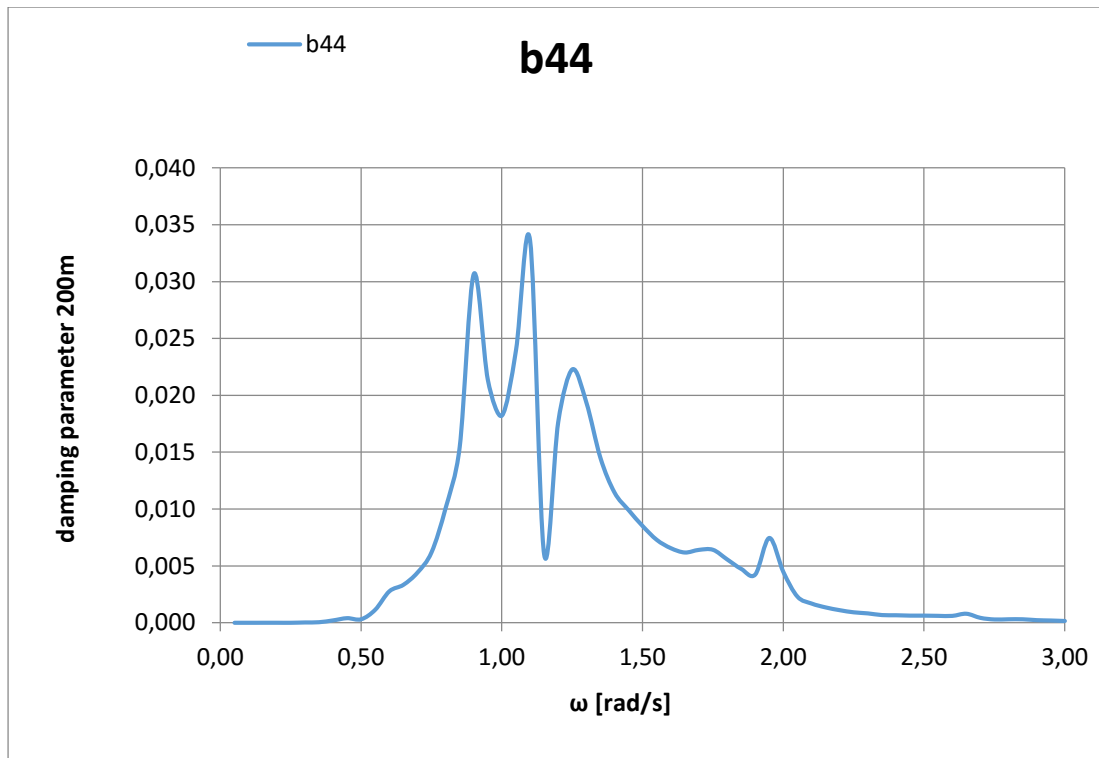
Σχήμα 5.1.35 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b22 στο πεδίο συχνοτήτων.



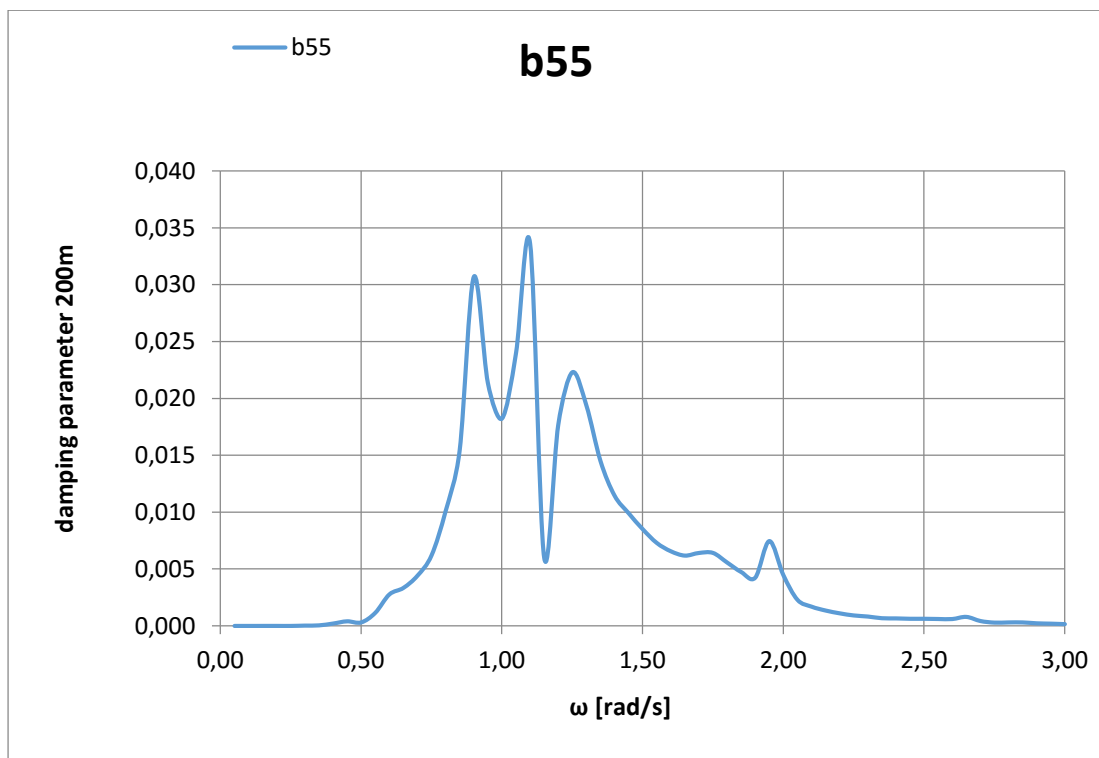
Σχήμα 5.1.36 Αδιαστατοποιημένοι συντελεστές απόσβεσης b42 και b24 στο πεδίο συχνοτήτων.



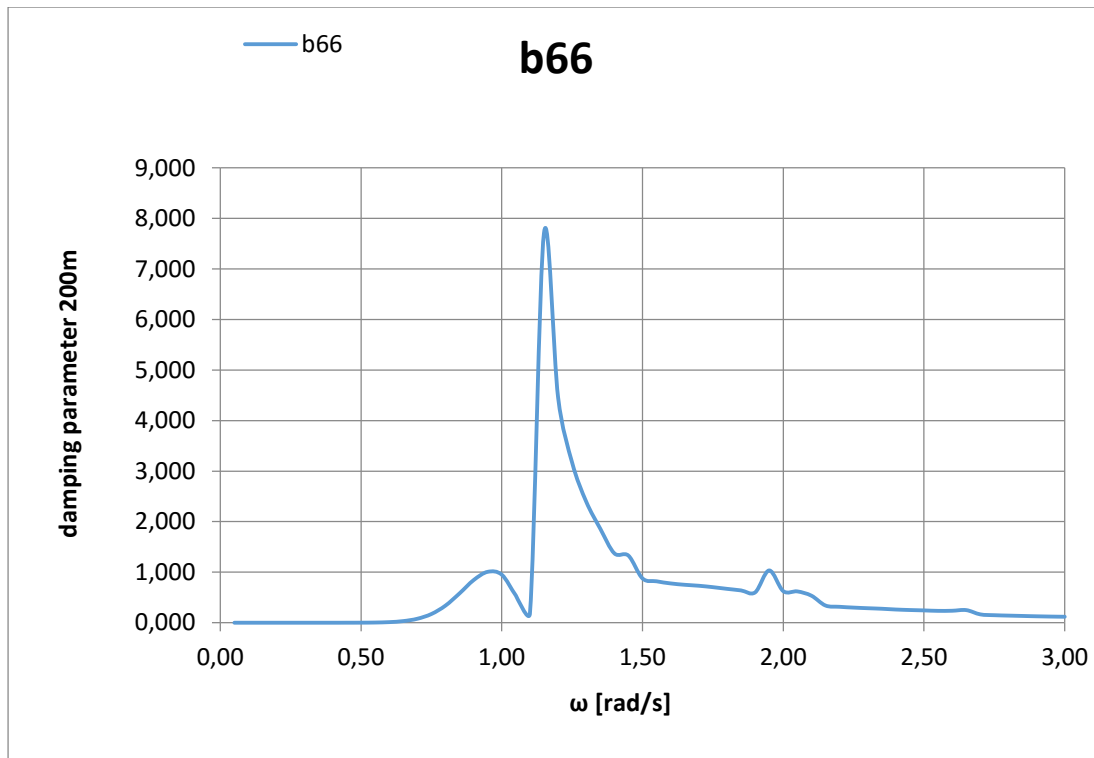
Σχήμα 5.1.37 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b33 στο πεδίο συχνοτήτων.



Σχήμα 5.1.38 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b_{44} στο πεδίο συχνοτήτων.



Σχήμα 5.1.39 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b_{55} στο πεδίο συχνοτήτων.



Σχήμα 5.1.40 Αδιαστατοποιημένος συντελεστής απόσβεσης b66 στο πεδίο συχνοτήτων.

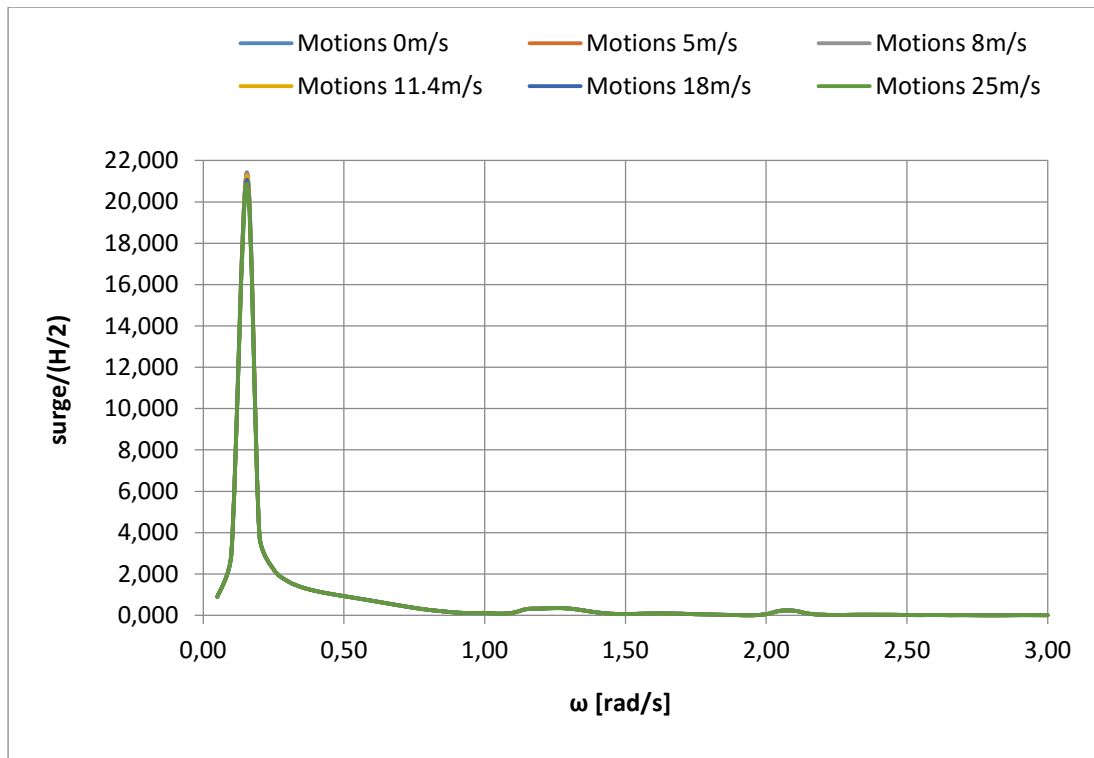
5.2 ΚΙΝΗΣΕΙΣ ΤΗΣ ΚΑΤΑΣΚΕΥΗΣ

Ακολουθως, παρουσιάζονται οι αποκρίσεις της ενιαίας κατασκευής κατά την πρόσπτωση του κύματος. Τα αποτελέσματα είναι αδιαστατοποιημένα ως προς: $\frac{H}{2}$

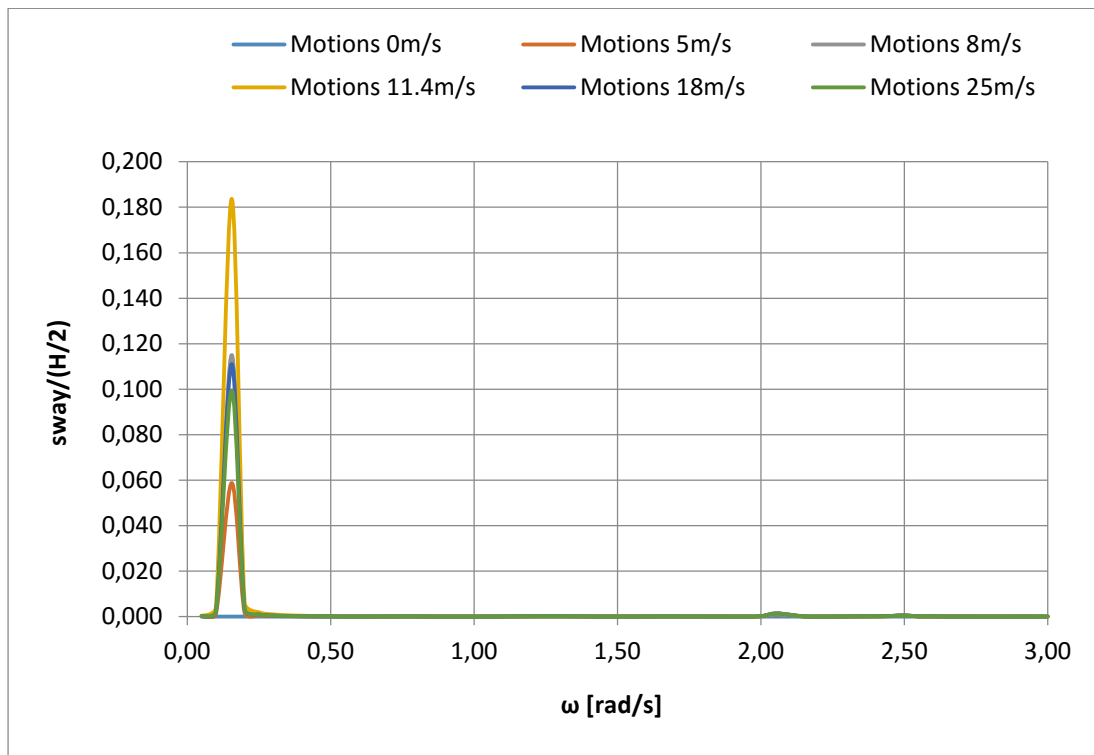
για τις κινήσεις και $\frac{kH}{2}$ για τις περιστροφές. Υπενθυμίζουμε ότι H είναι το ύψος κύματος και k ο κυματαριθμός.

Παρουσιάζονται αποτελέσματα για δύο βάθη νερού 120 και 200 μέτρα, για γωνίες πρόσπτωσης κυματισμού $\phi=0-180^\circ$ και για διάφορες ταχύτητες περιστροφής της ανεμογεννήτριας 0, 5, 8, 11.4, 18, 25 m/s.

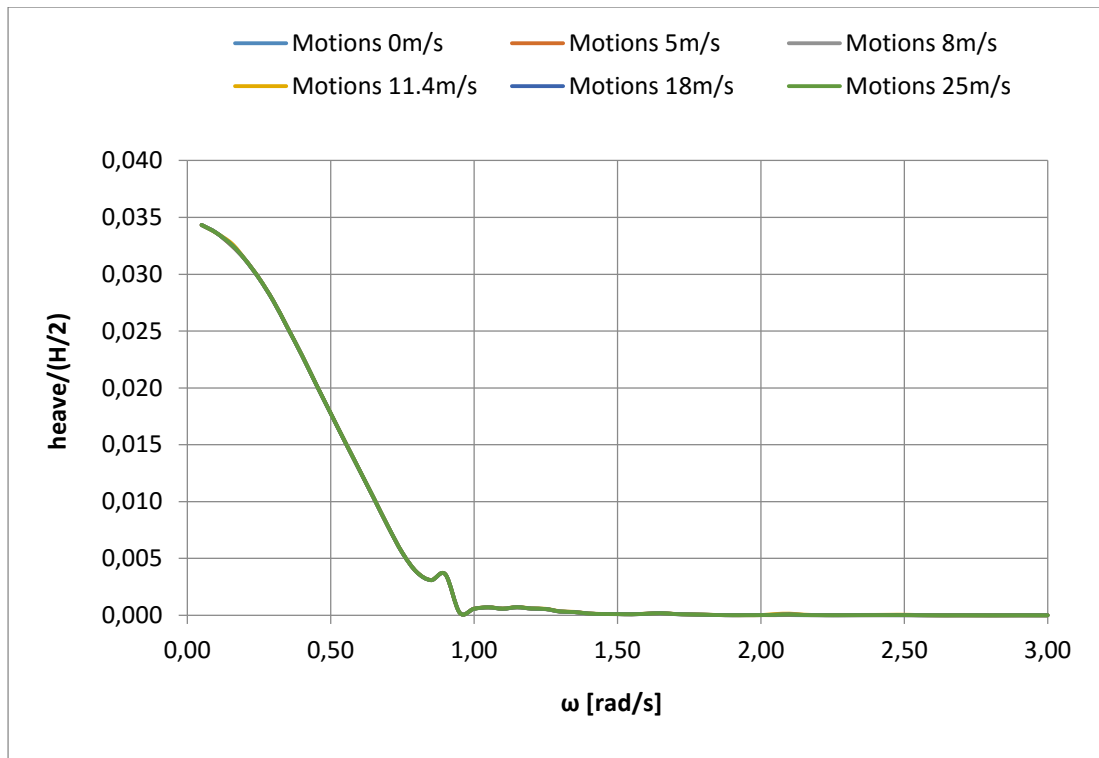
ΚΙΝΗΣΕΙΣ ΓΙΑ ΒΑΘΟΣ 120 ΜΕΤΡΑ



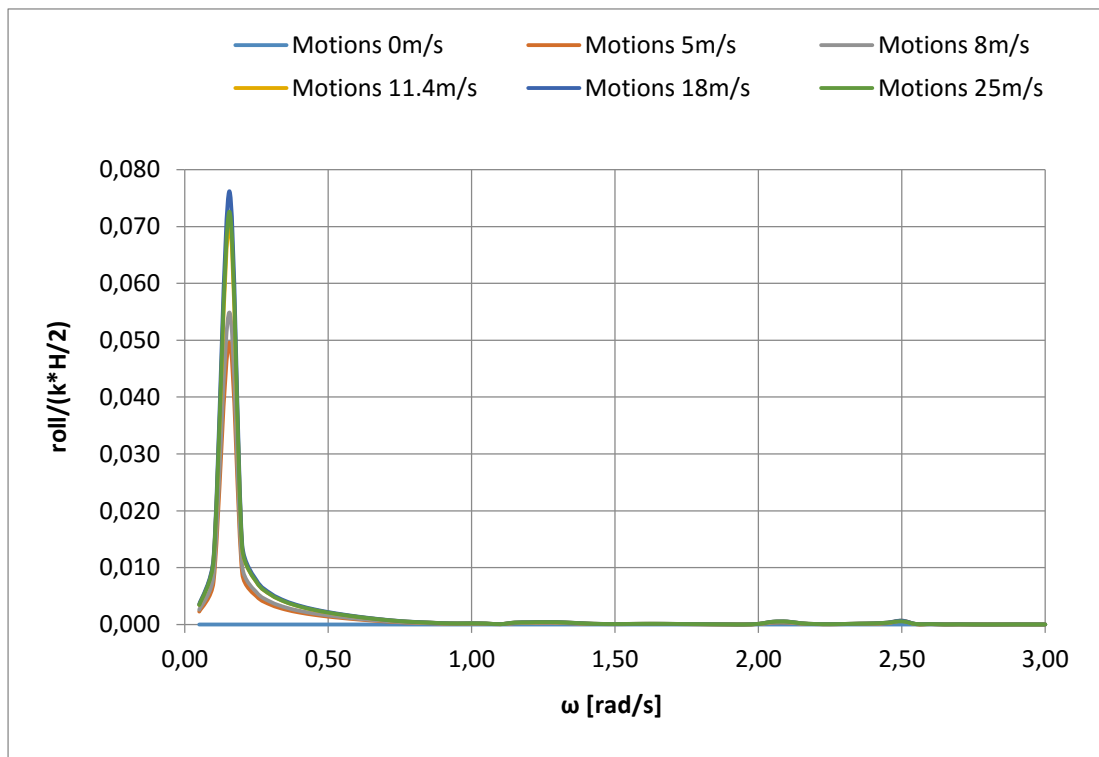
Σχήμα 5.2.1 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



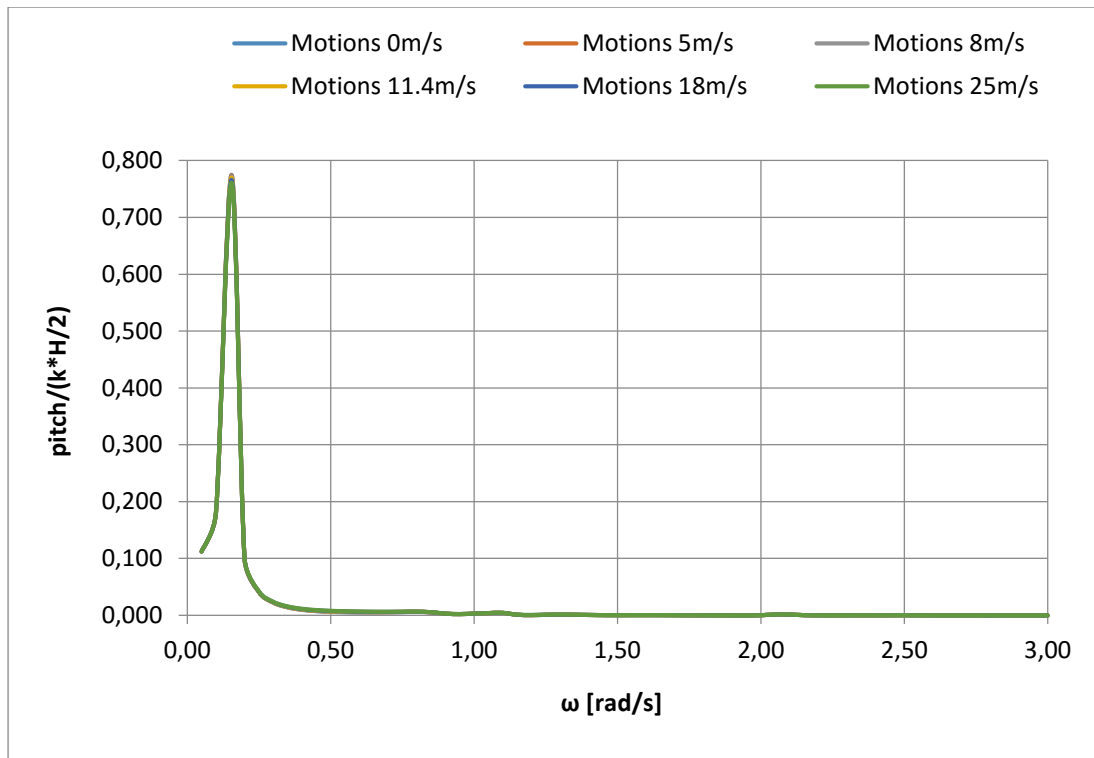
Σχήμα 5.2.2 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



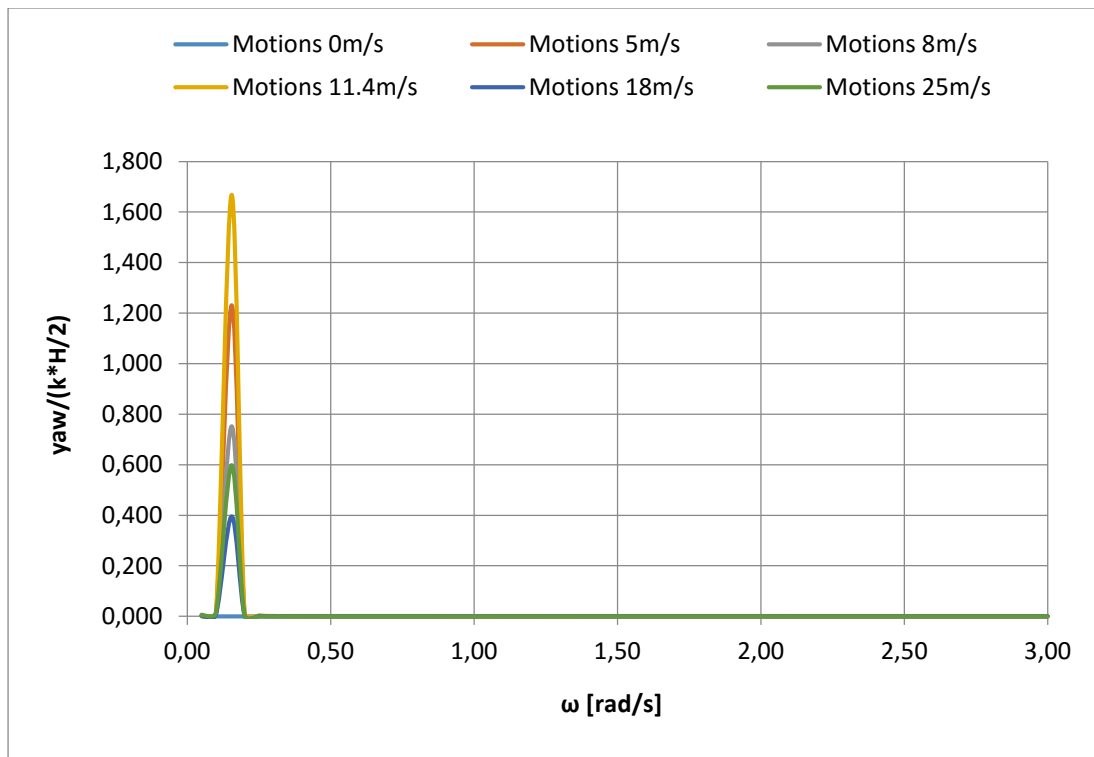
Σχήμα 5.2.3 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



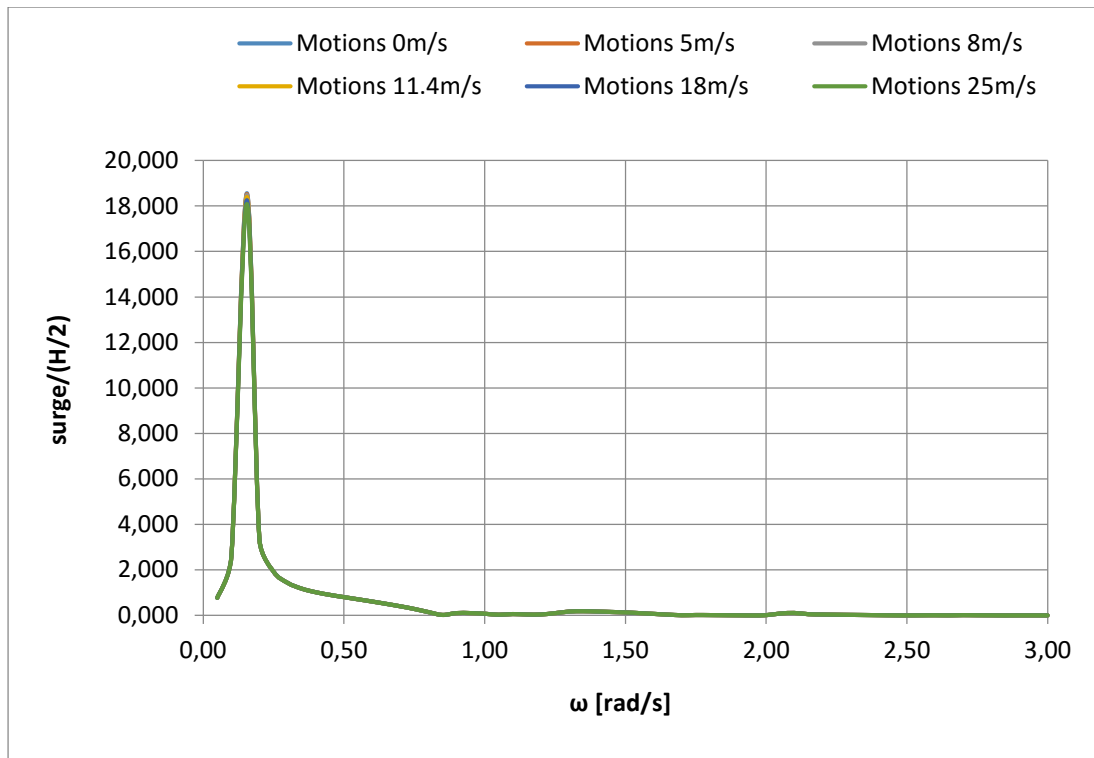
Σχήμα 5.2.4 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



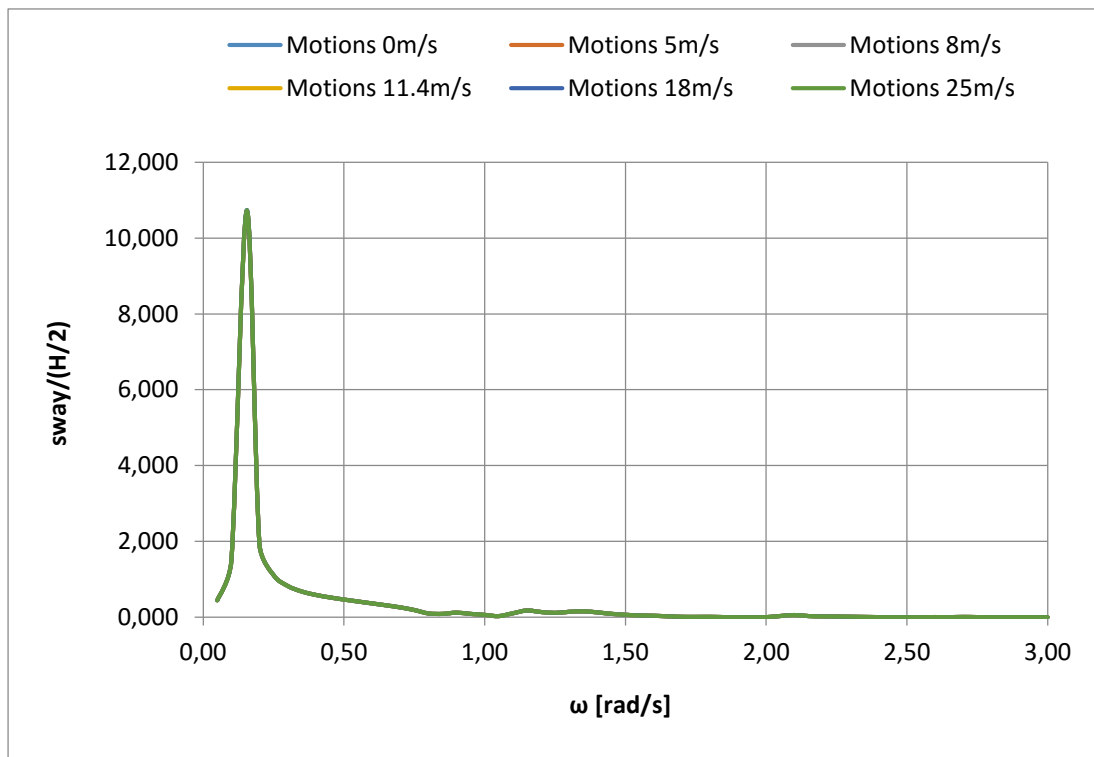
Σχήμα 5.2.5 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



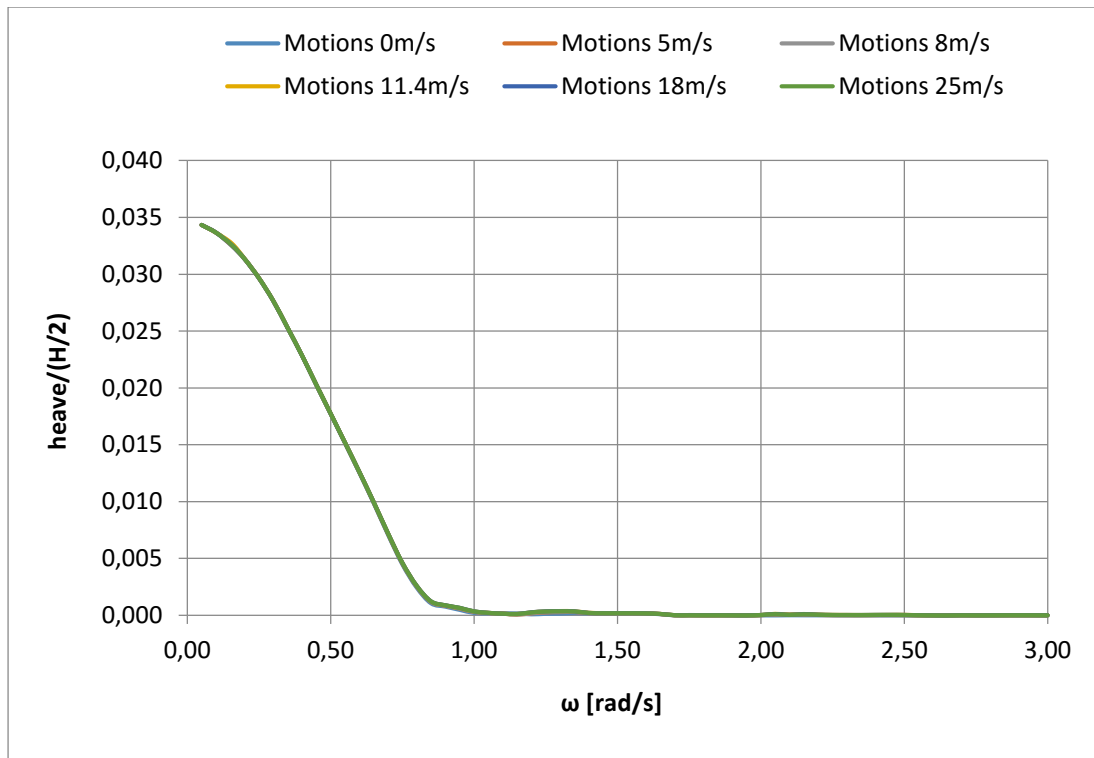
Σχήμα 5.2.6 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες.



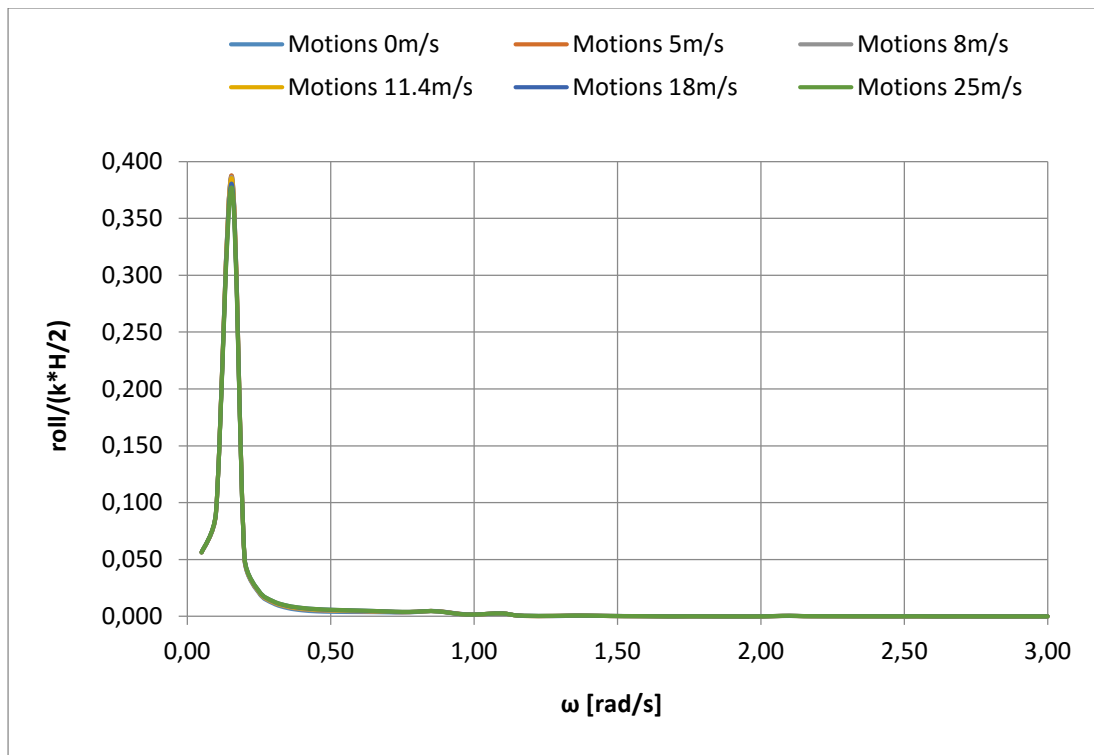
Σχήμα 5.2.7 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



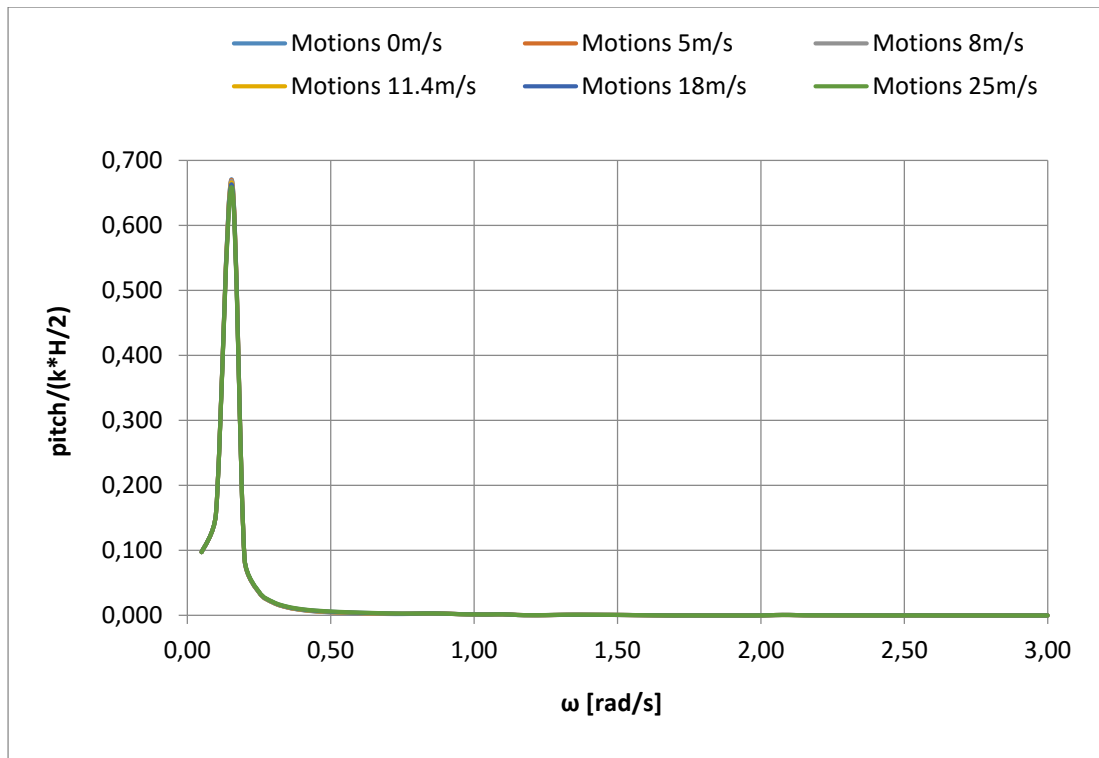
Σχήμα 5.2.8 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



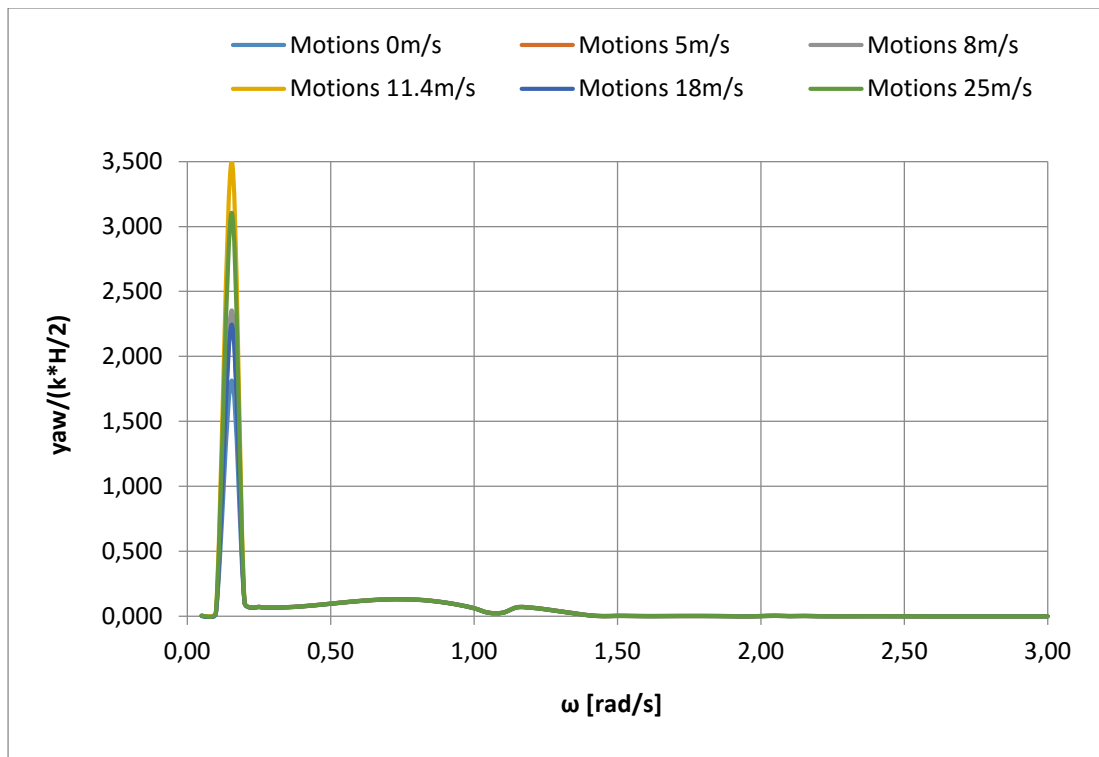
Σχήμα 5.2.9 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



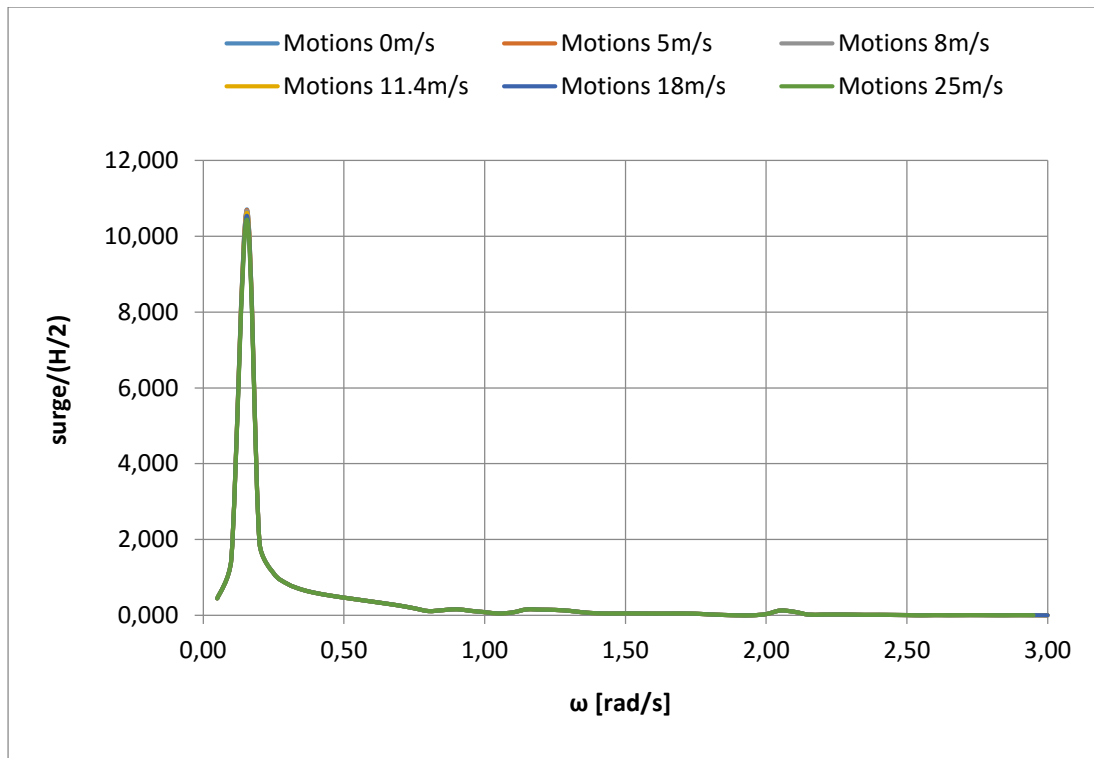
Σχήμα 5.2.10 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



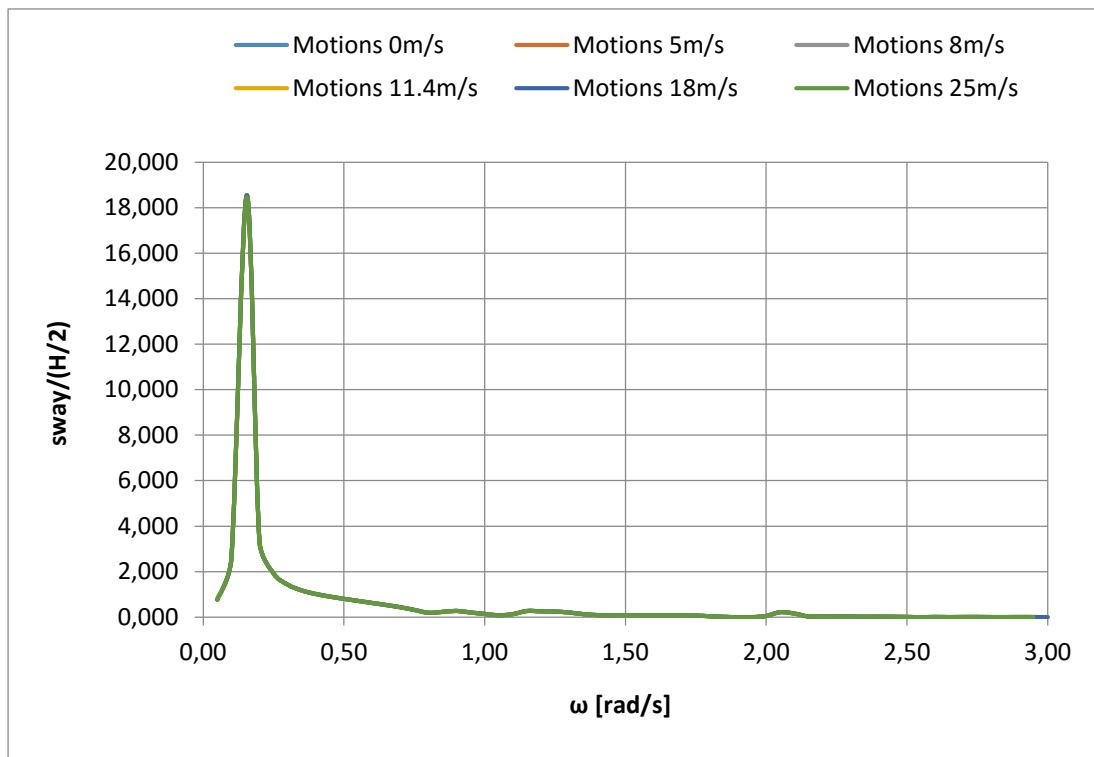
Σχήμα 5.2.11 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



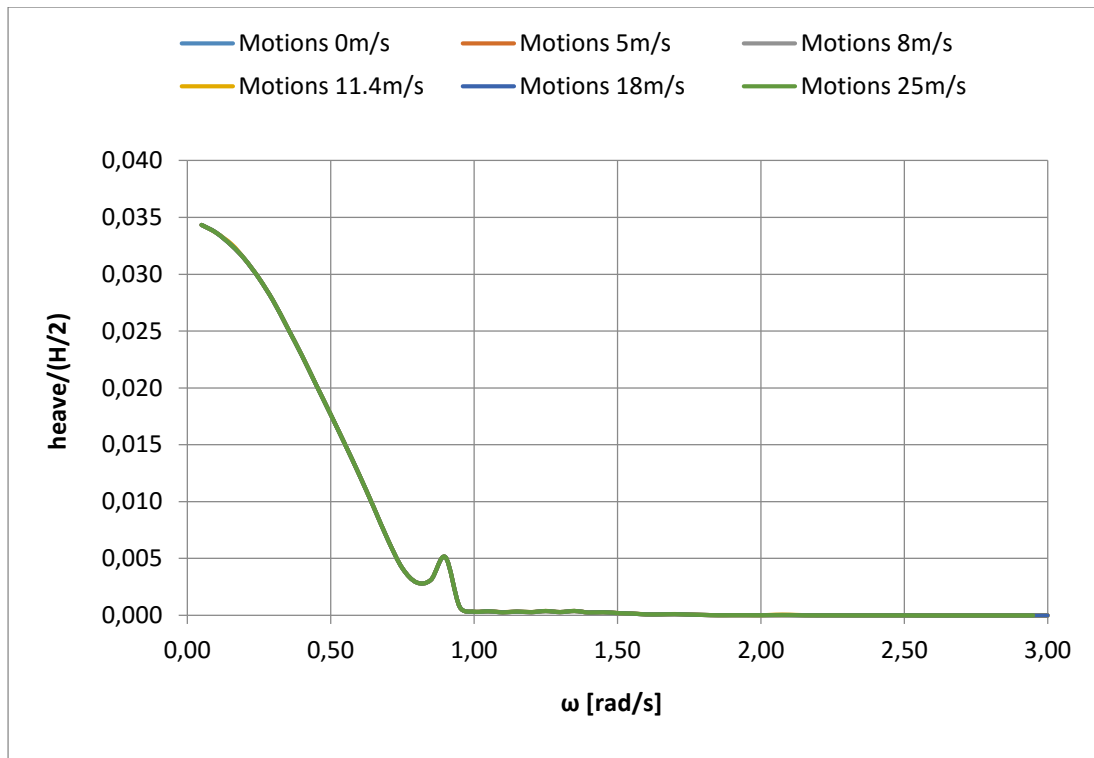
Σχήμα 5.2.12 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



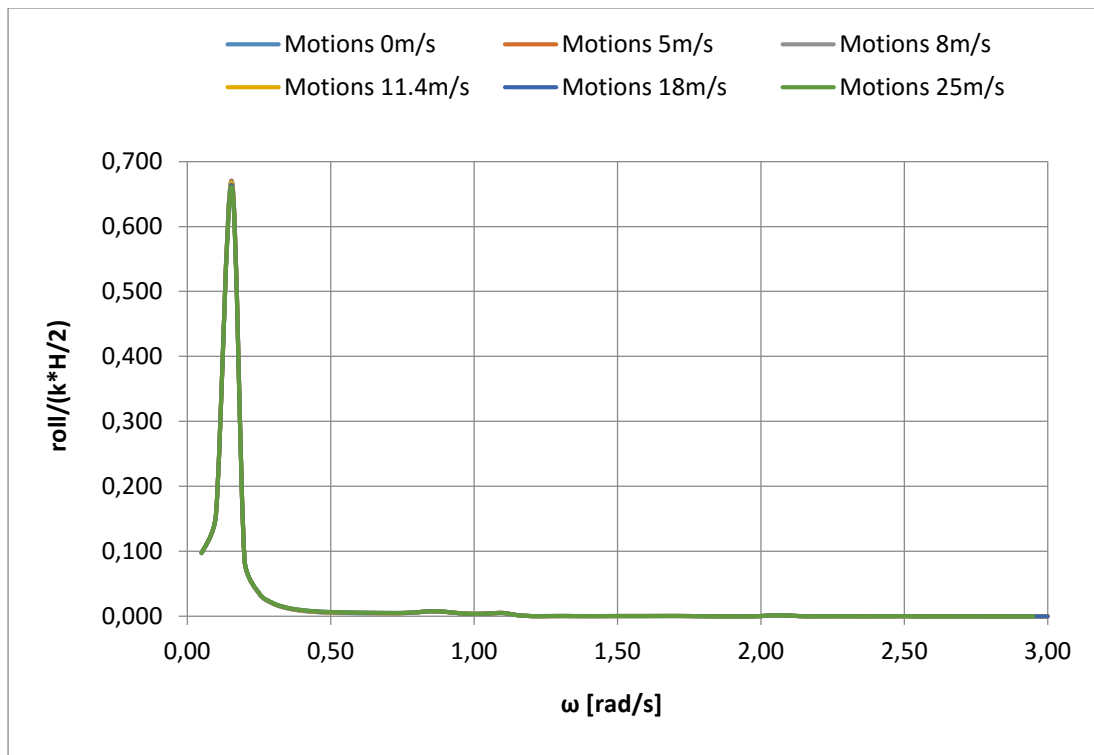
Σχήμα 5.2.13 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



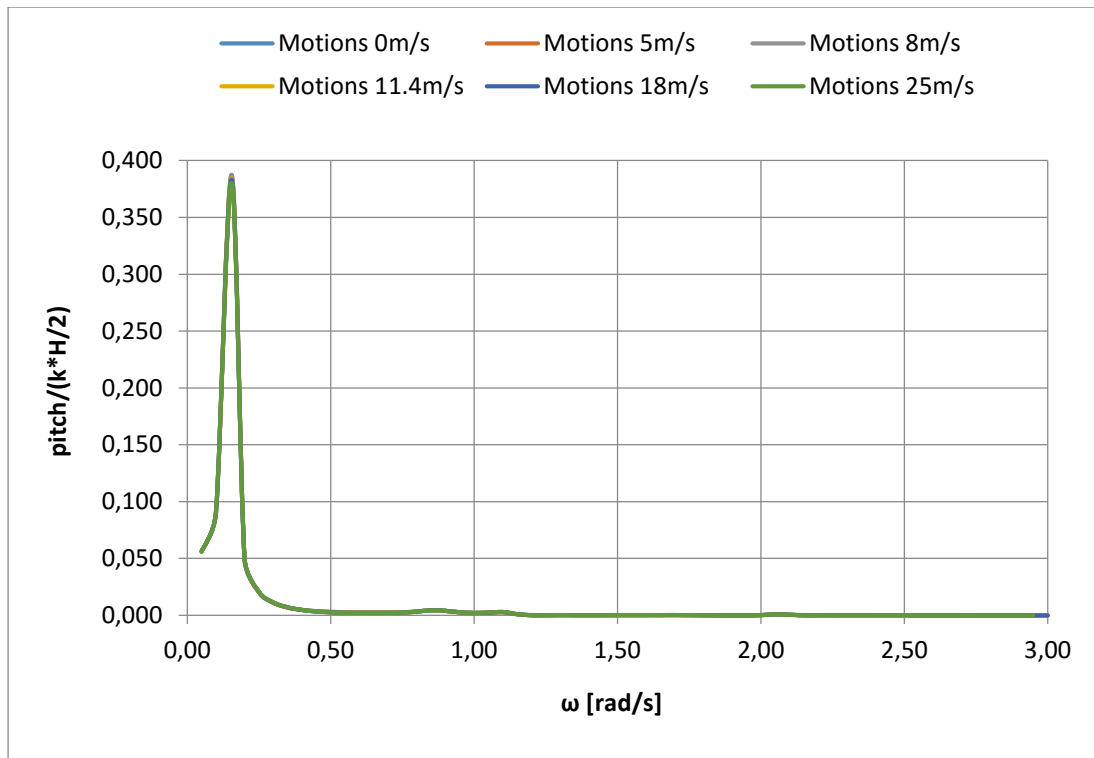
Σχήμα 5.2.14 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



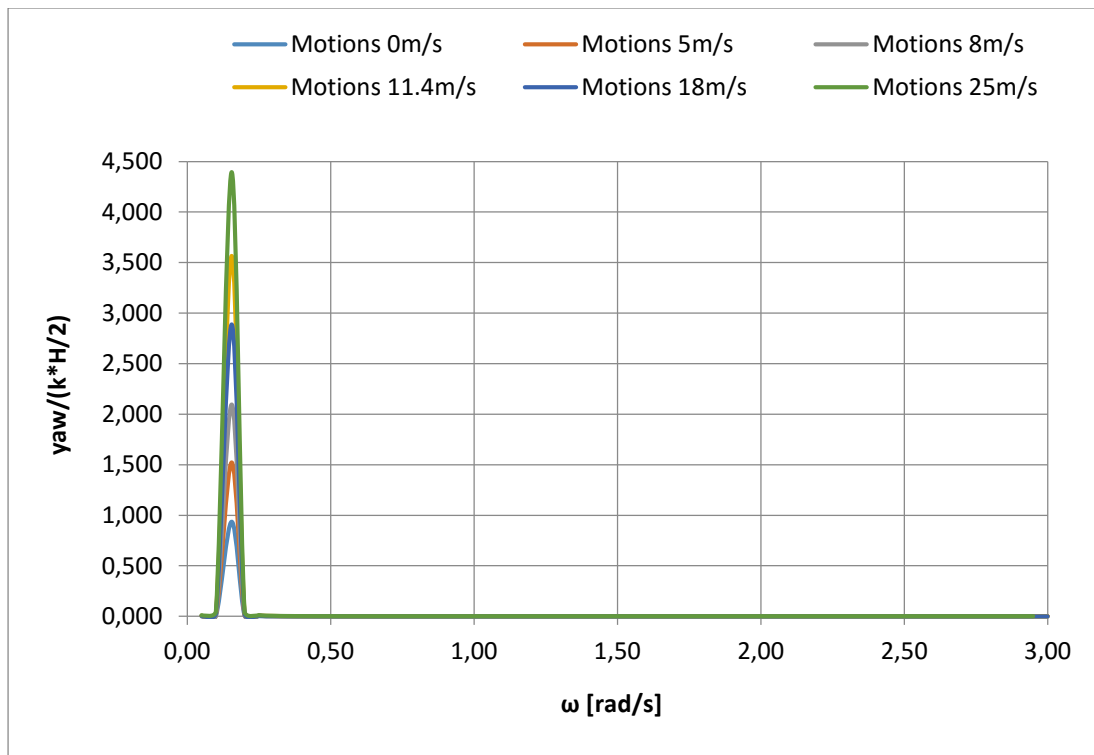
Σχήμα 5.2.15 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



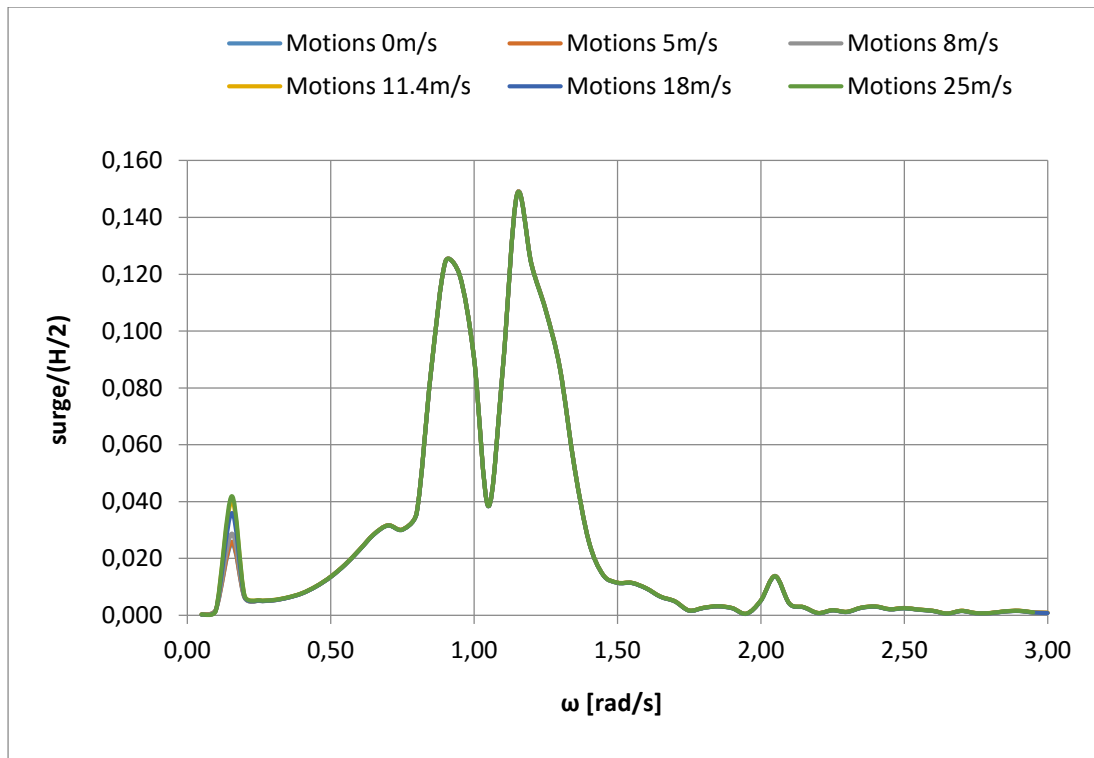
Σχήμα 5.2.16 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



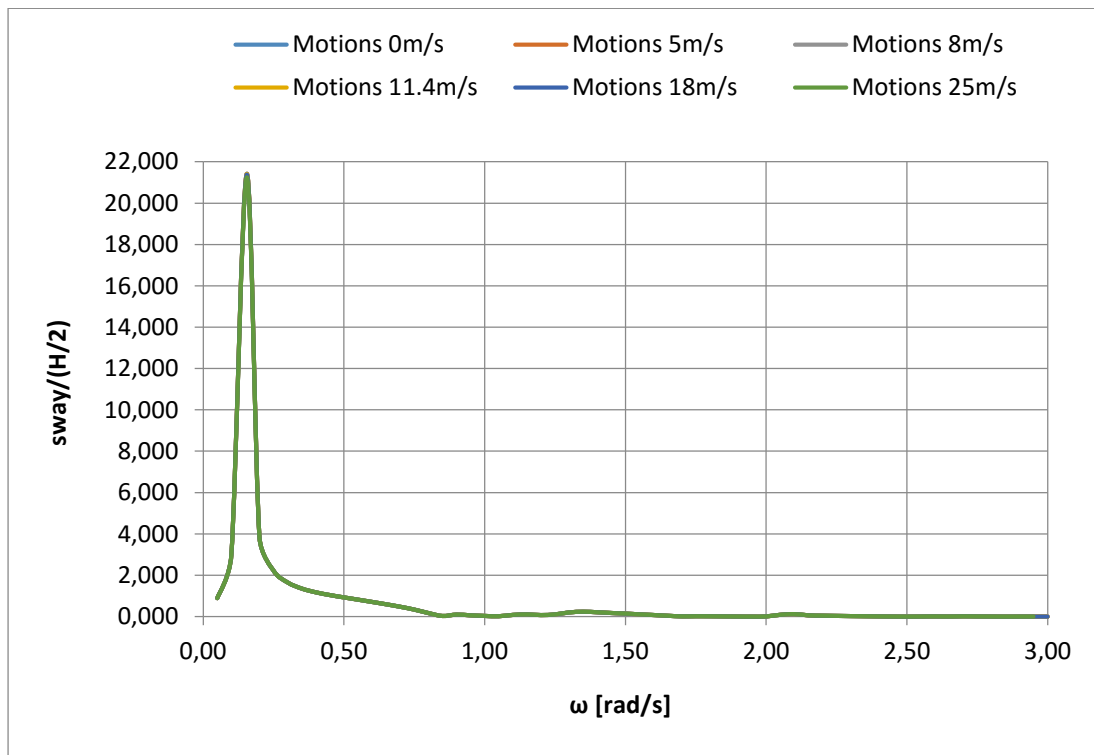
Σχήμα 5.2.17 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



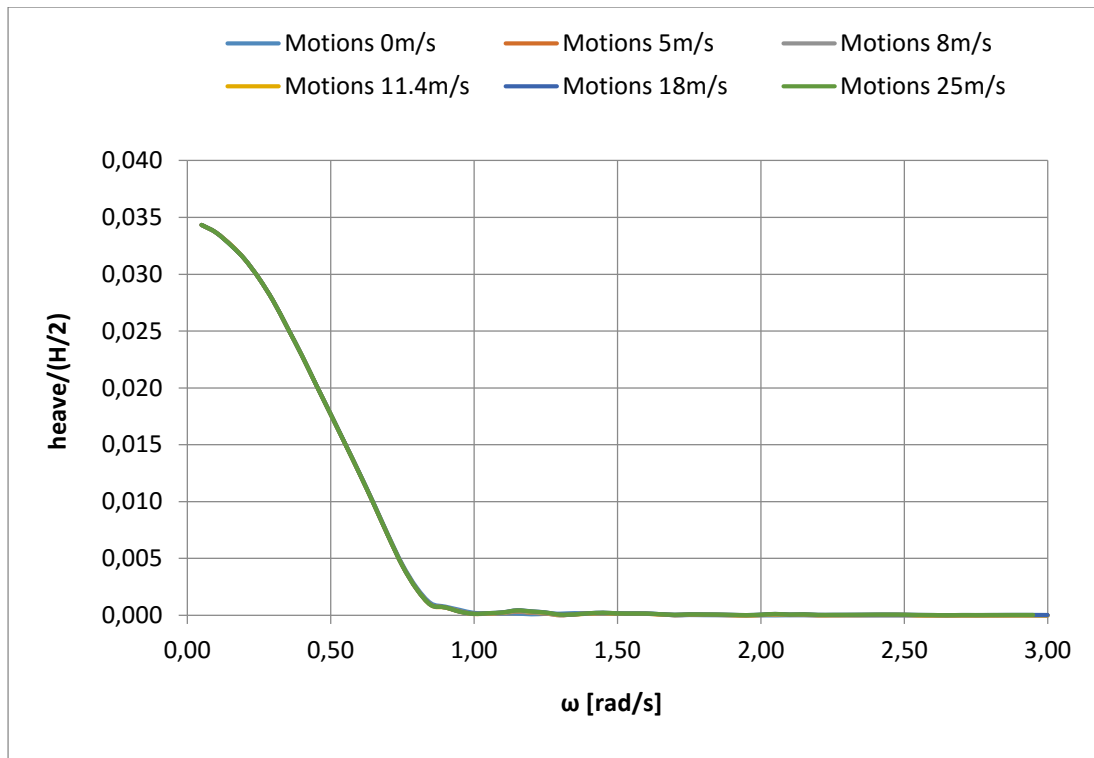
Σχήμα 5.2.18 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



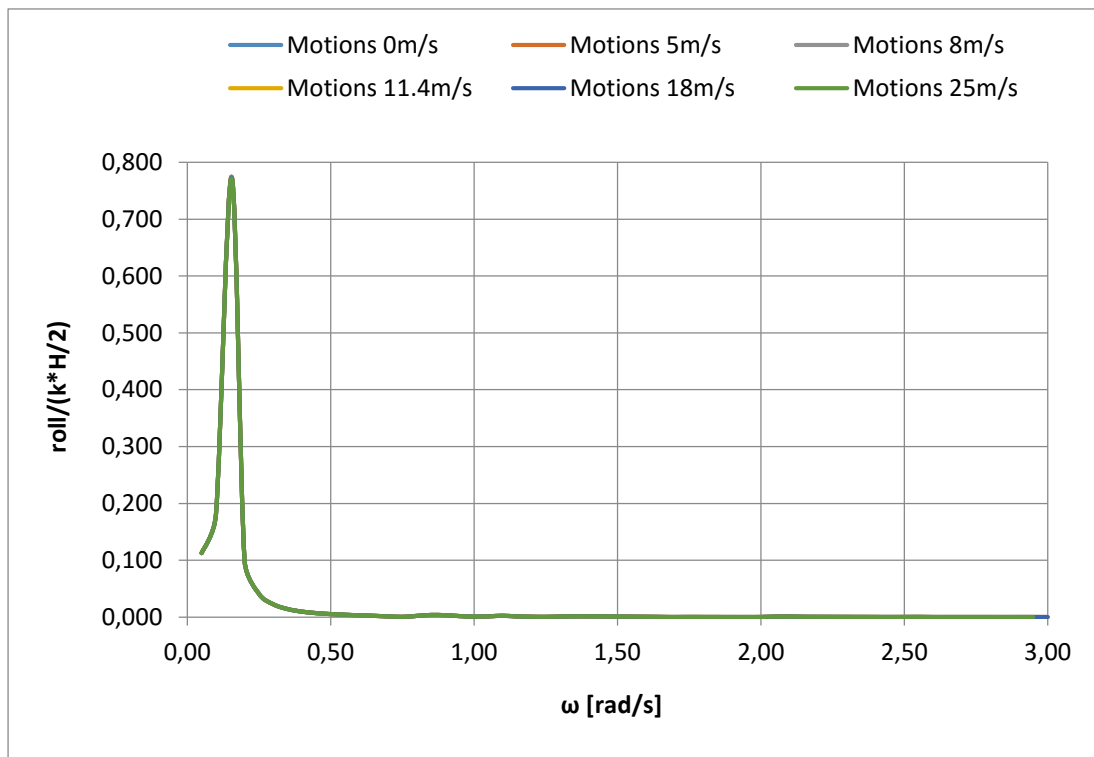
Σχήμα 5.2.19 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



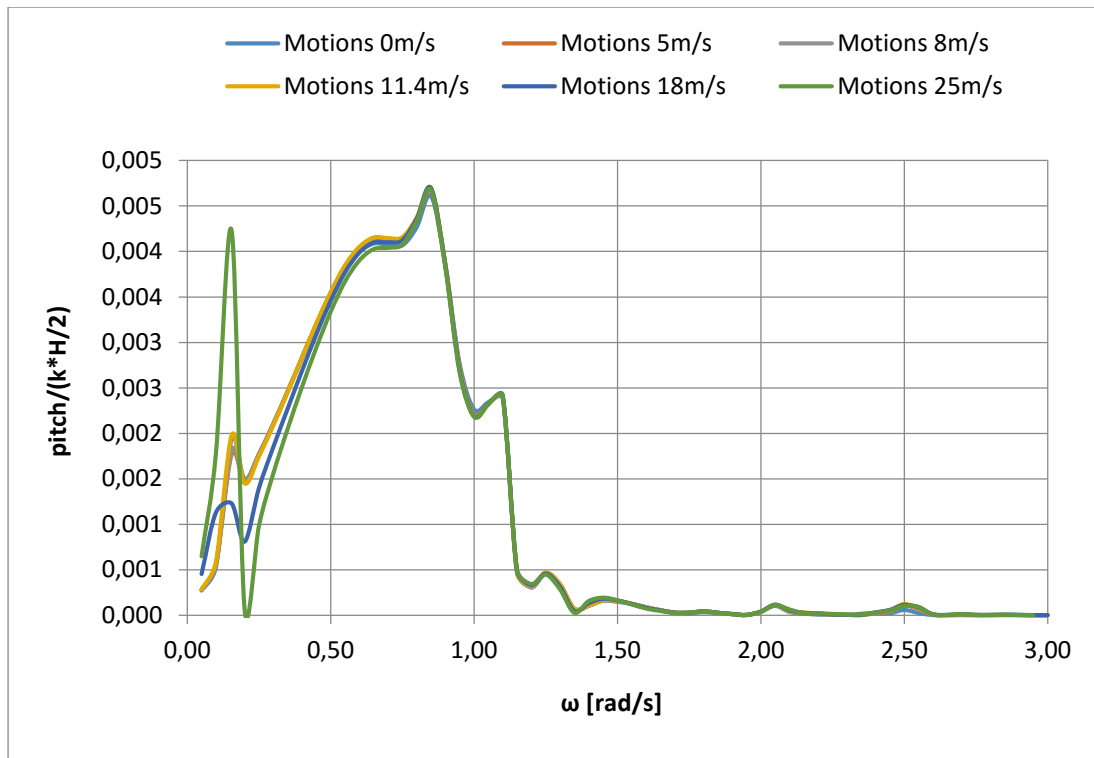
Σχήμα 5.2.20 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



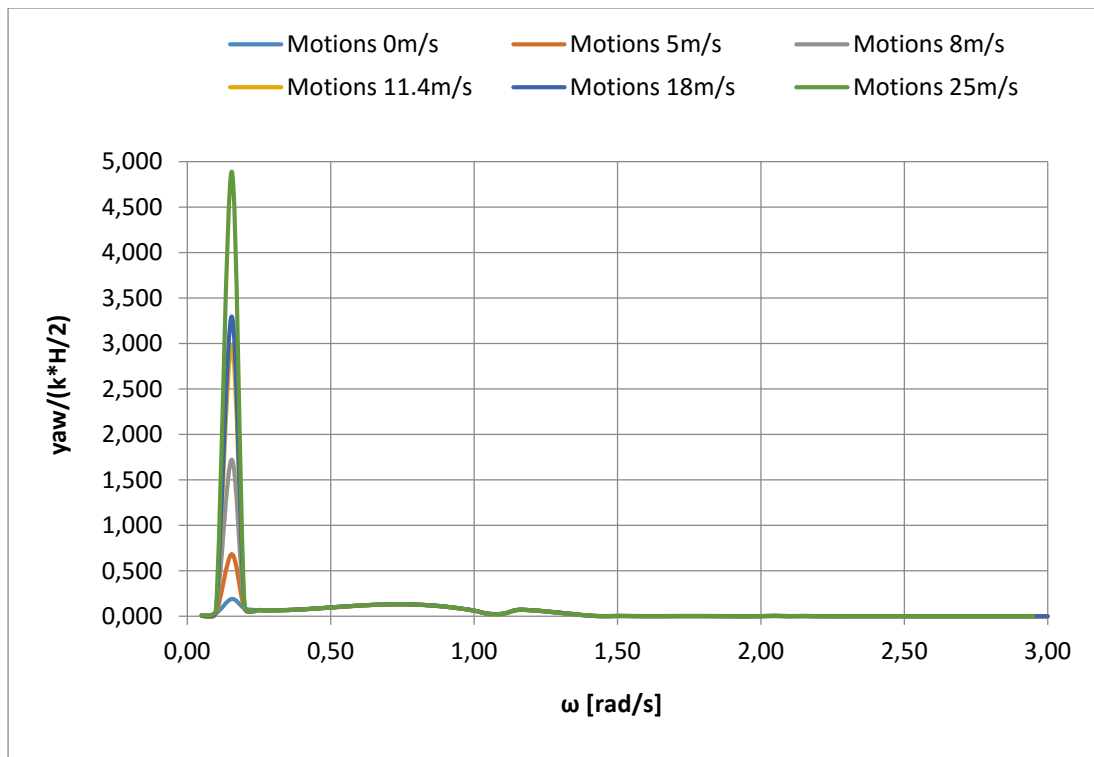
Σχήμα 5.2.21 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



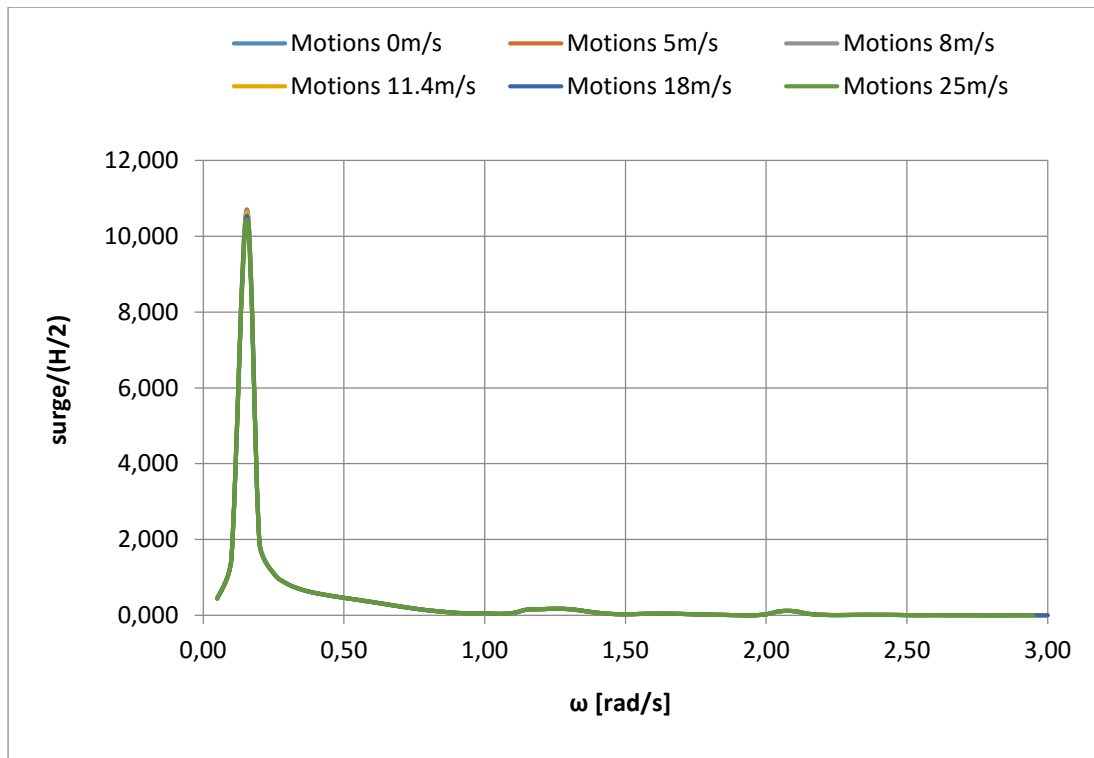
Σχήμα 5.2.22 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



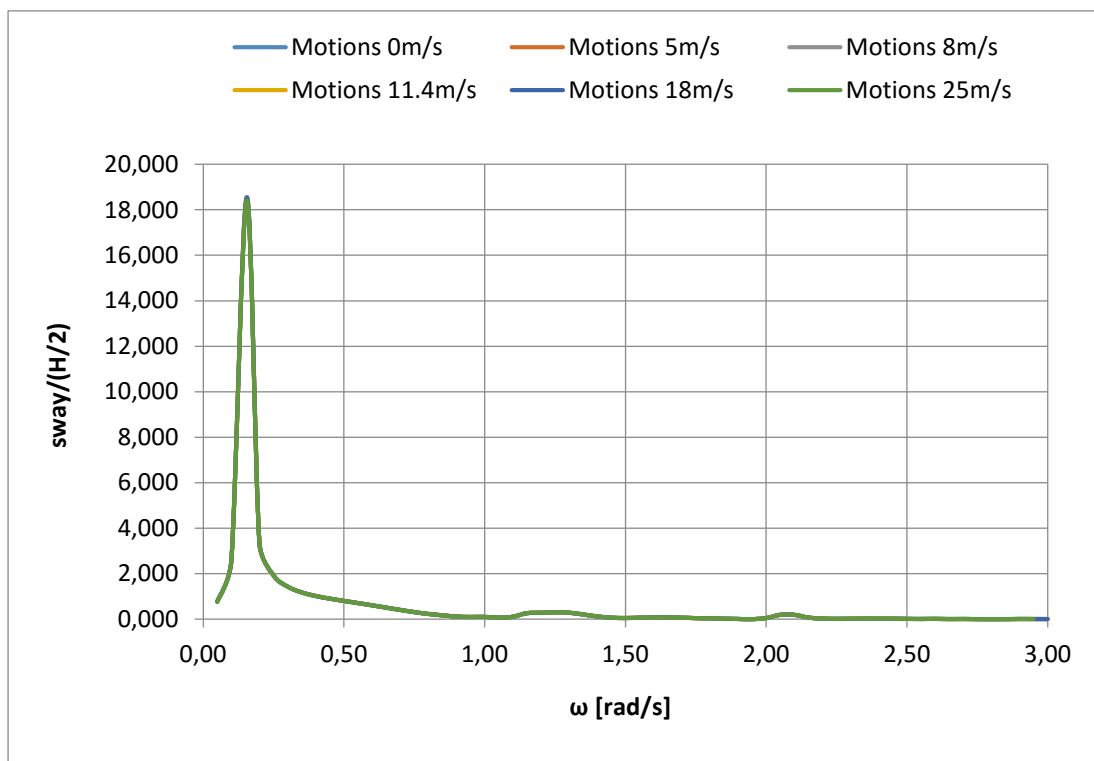
Σχήμα 5.2.23 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



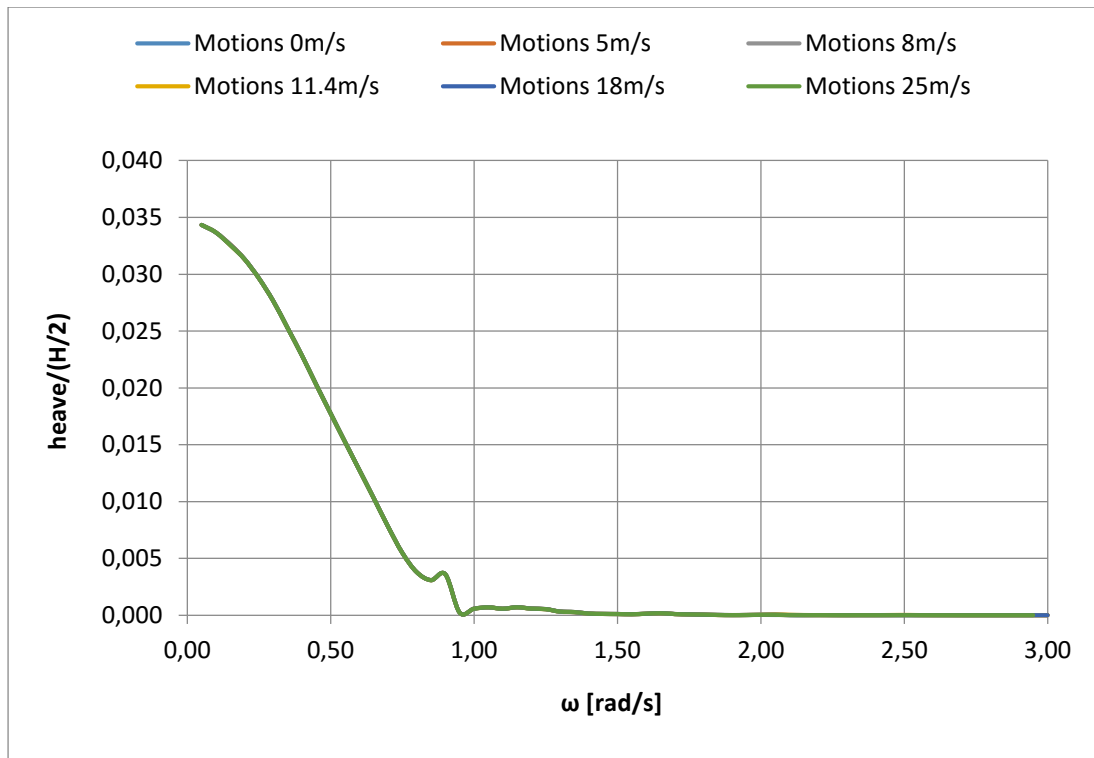
Σχήμα 5.2.24 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



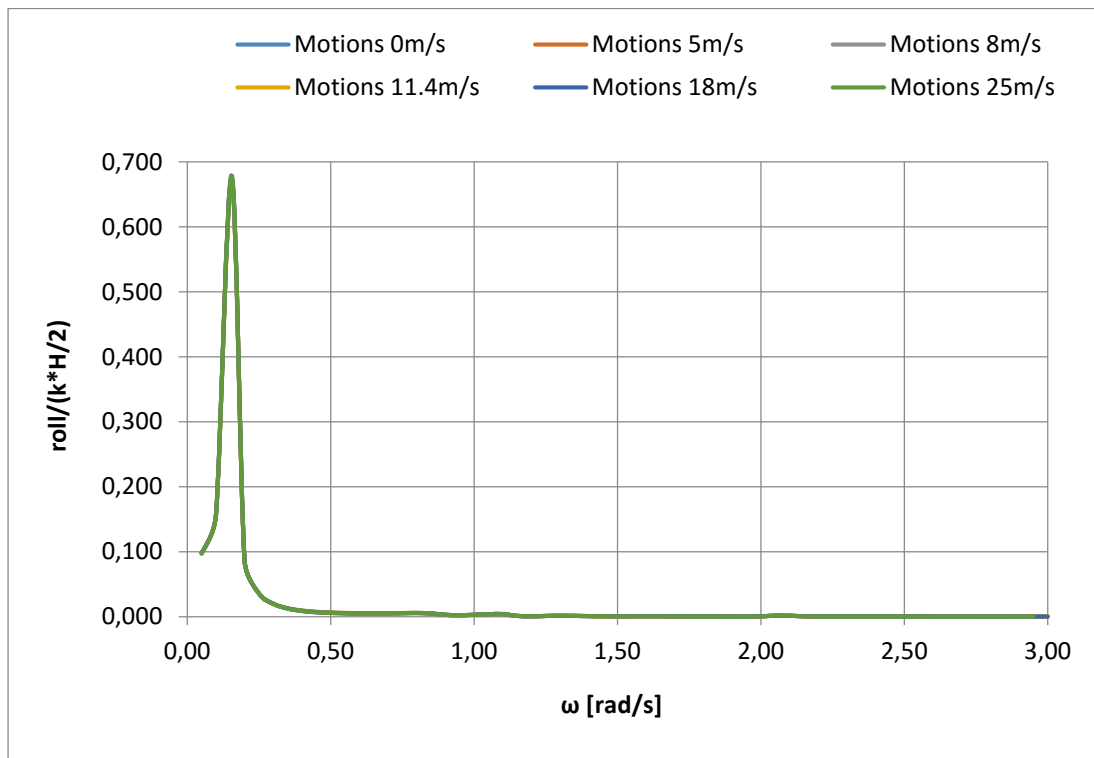
Σχήμα 5.2.25 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



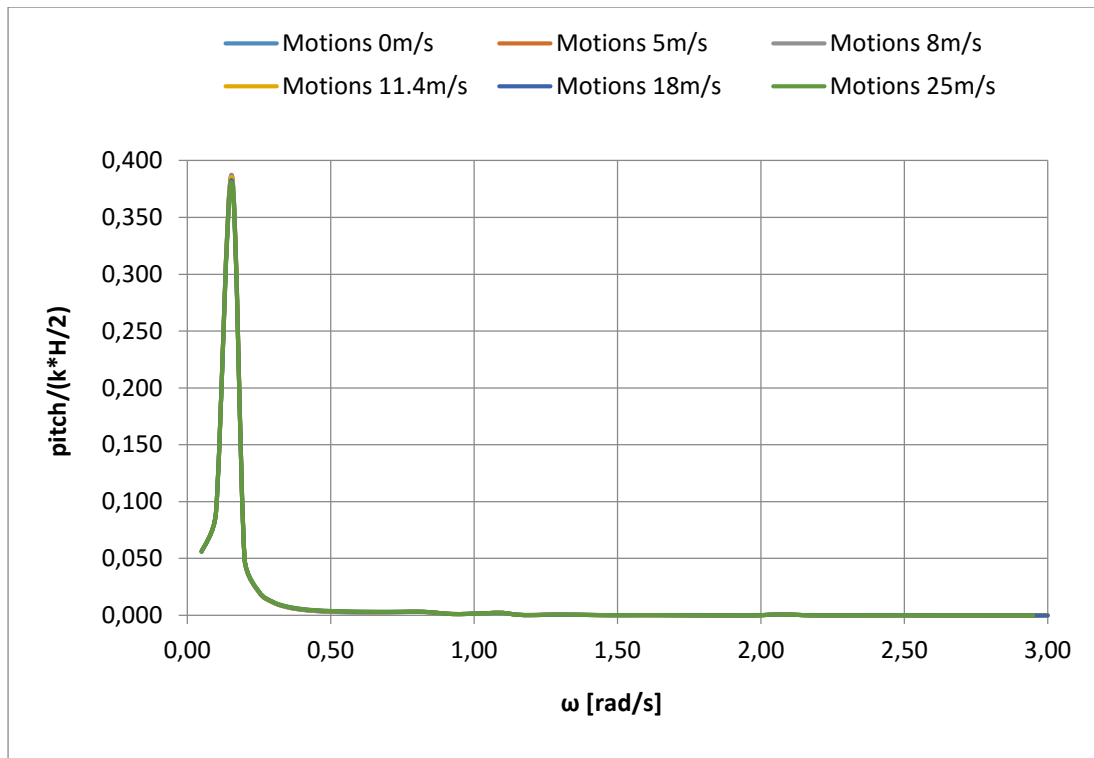
Σχήμα 5.2.26 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



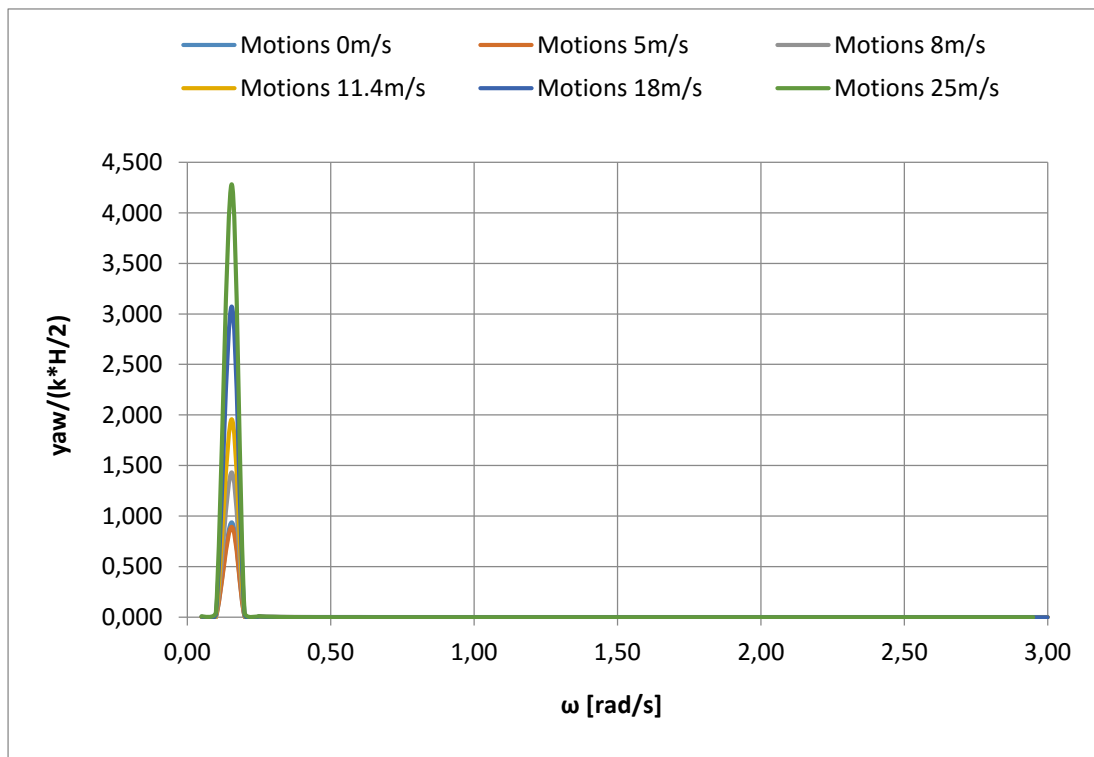
Σχήμα 5.2.27 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



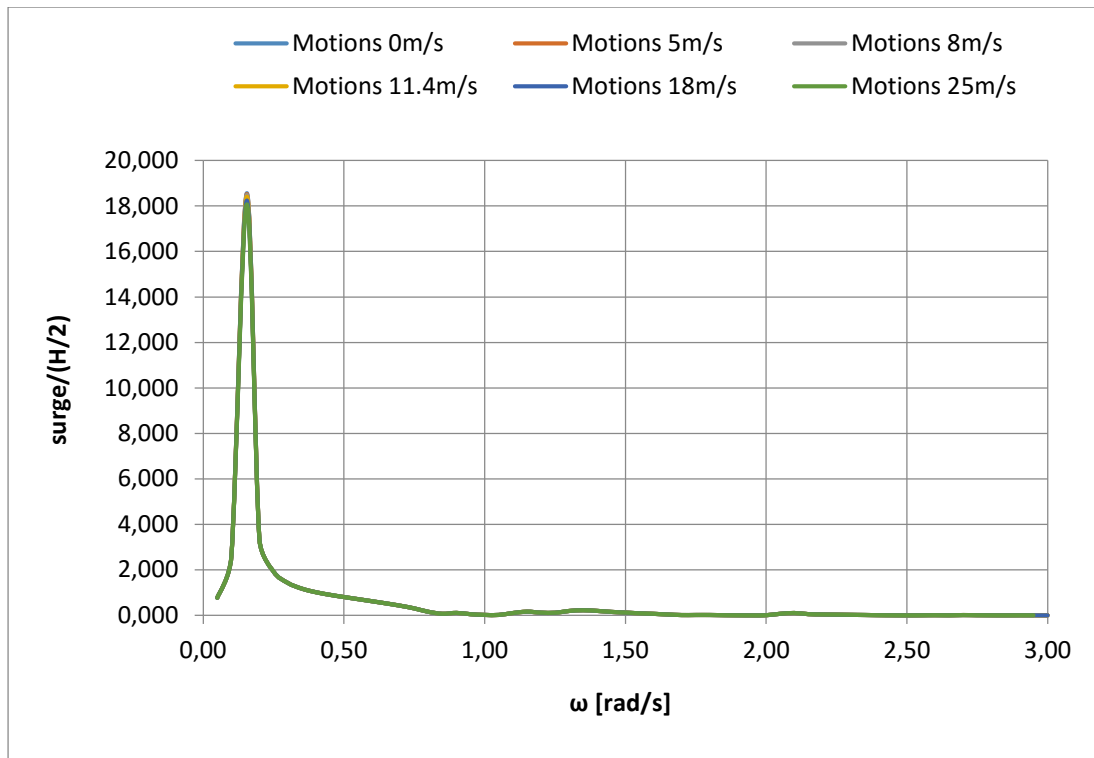
Σχήμα 5.2.28 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



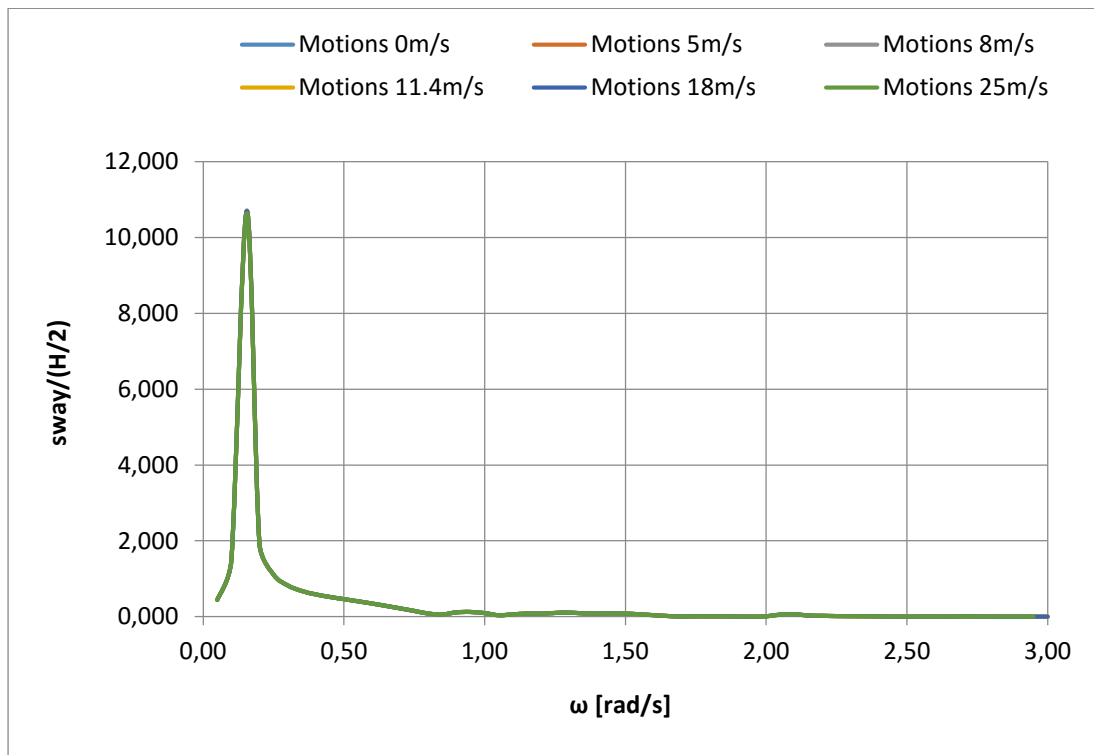
Σχήμα 5.2.29 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



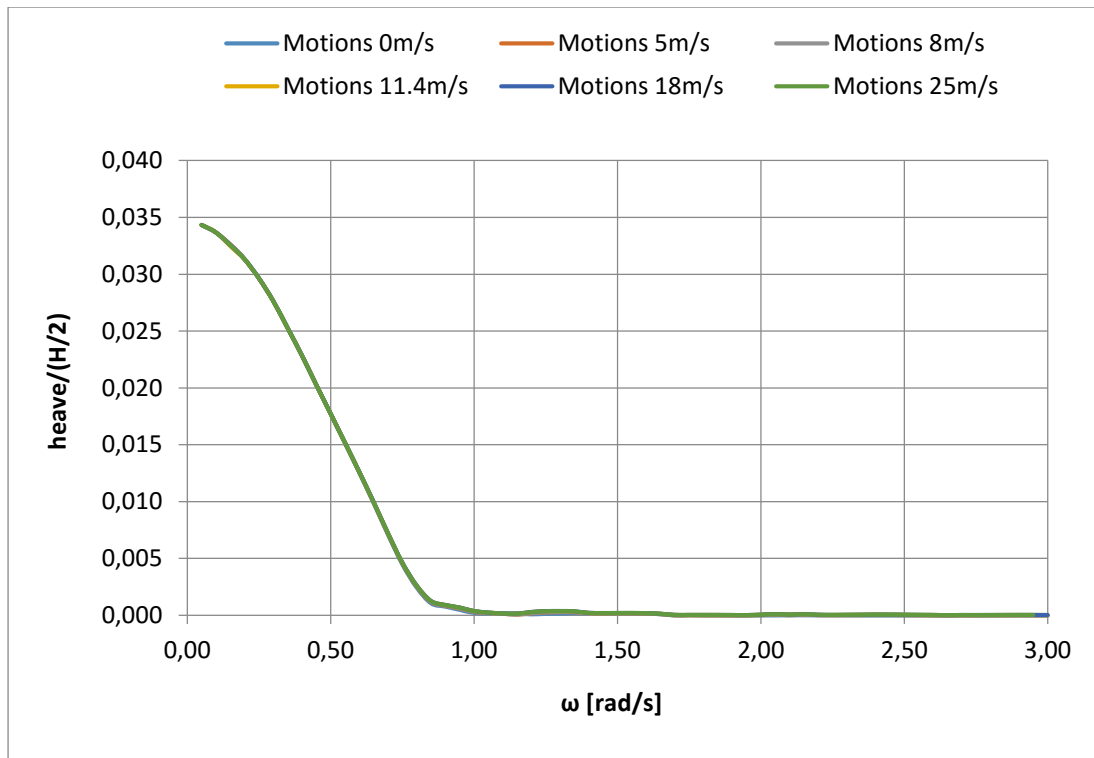
Σχήμα 5.2.30 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



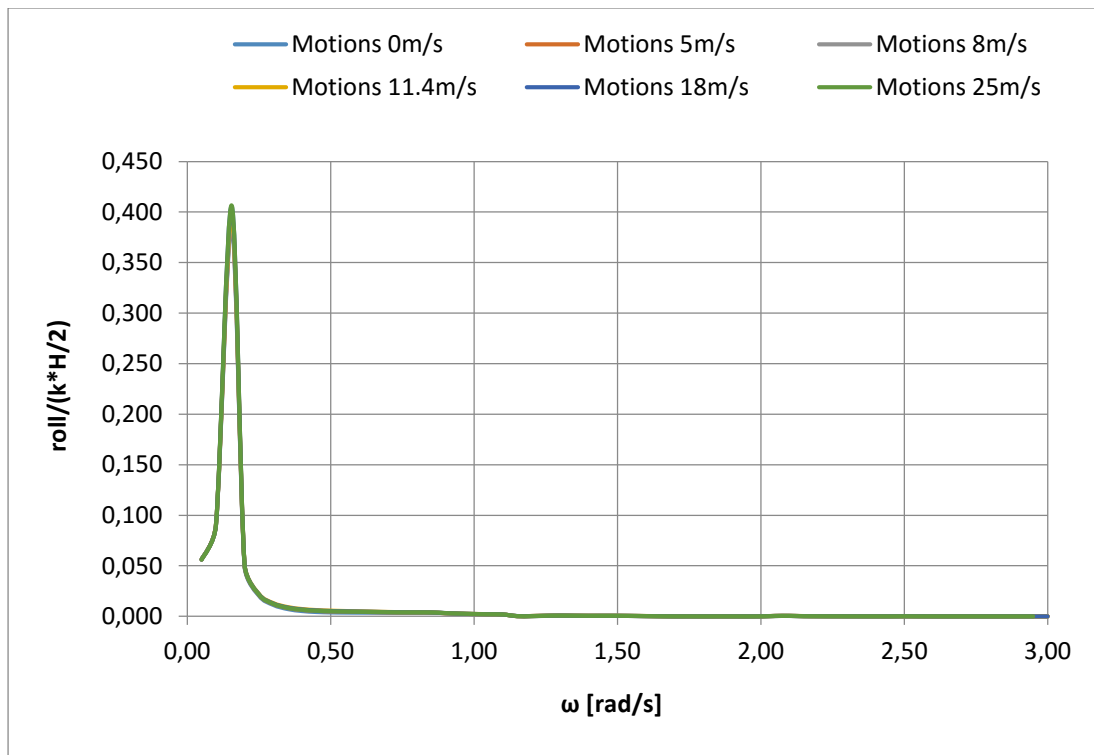
Σχήμα 5.2.31 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



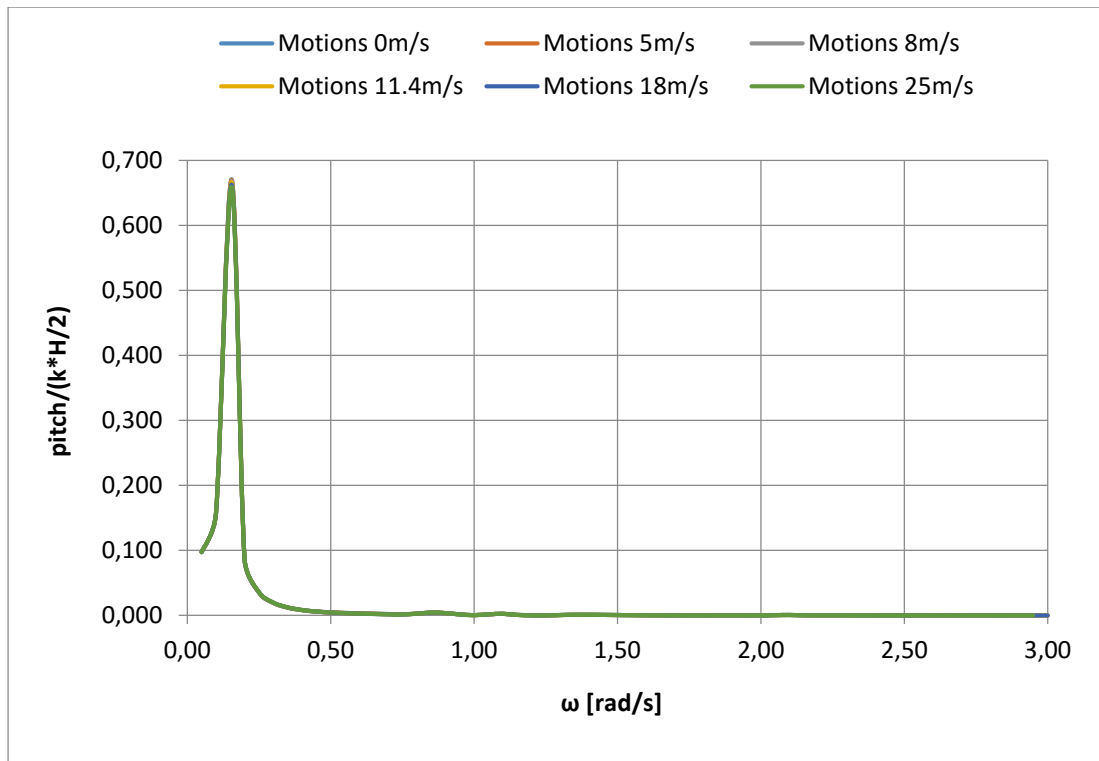
Σχήμα 5.2.32 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



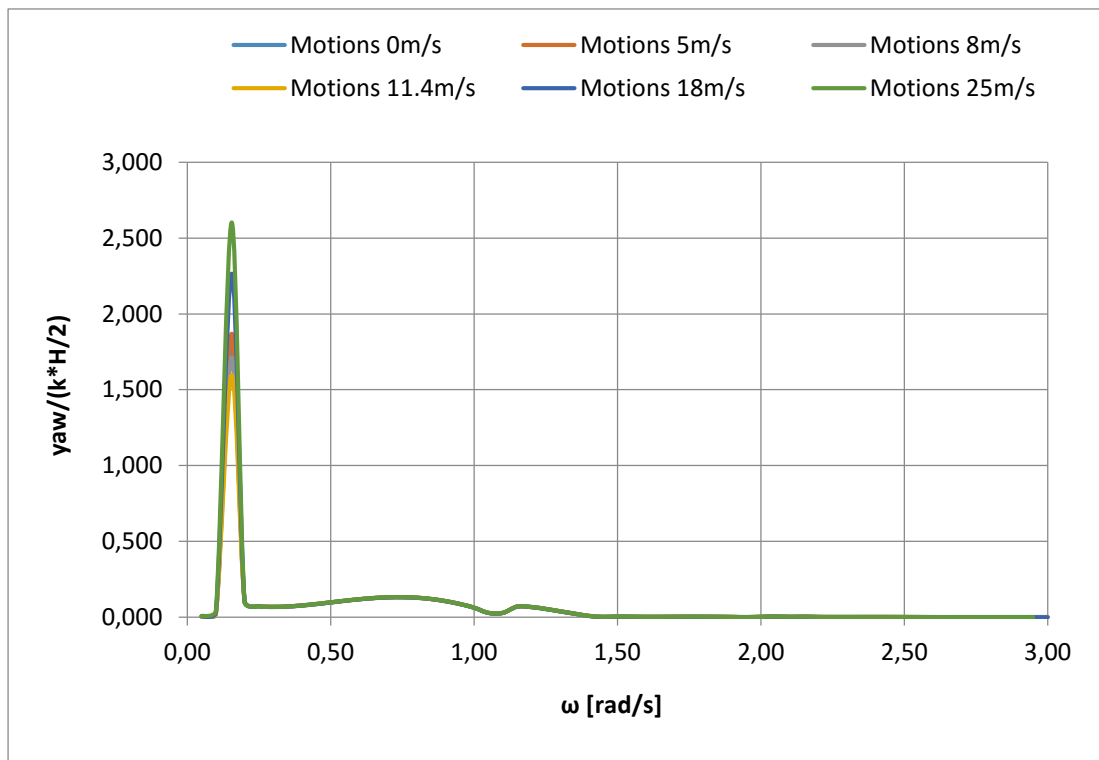
Σχήμα 5.2.33 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



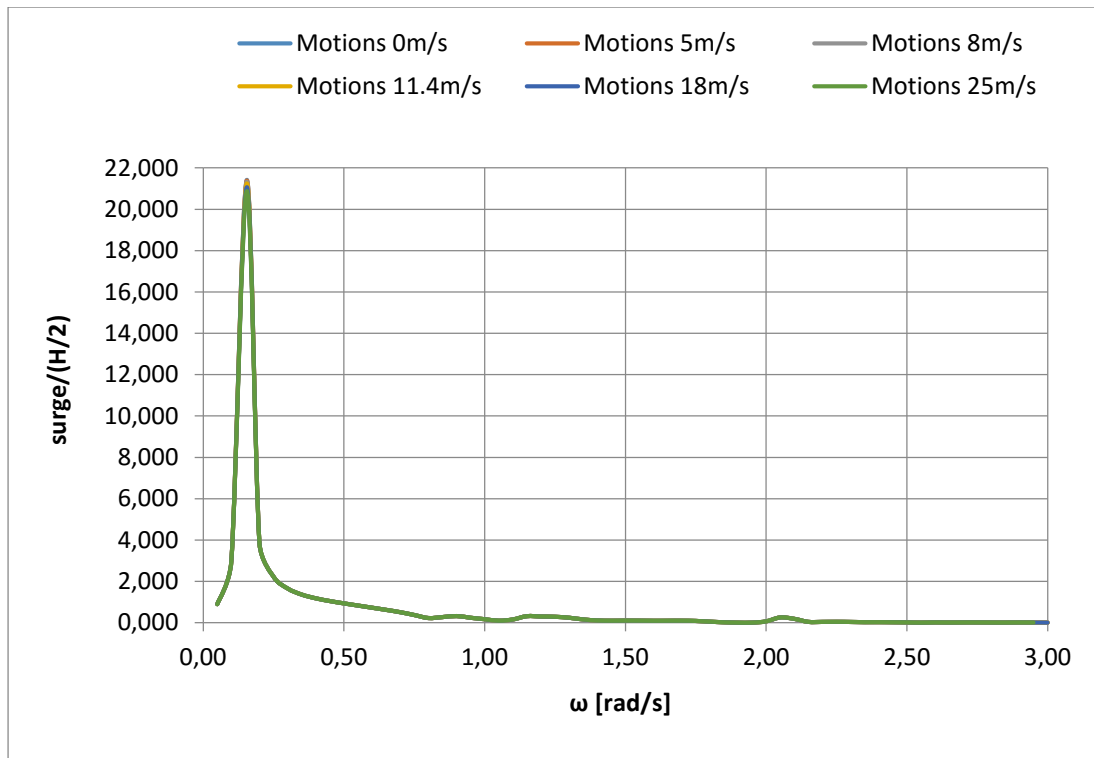
Σχήμα 5.2.34 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



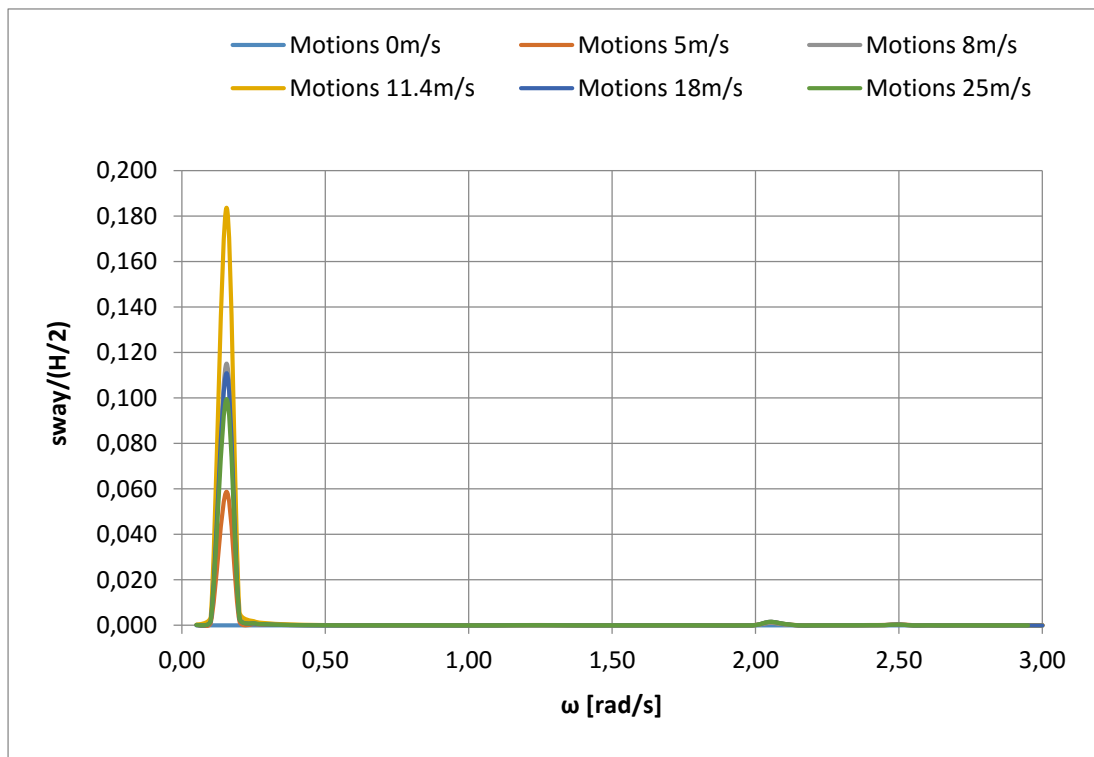
Σχήμα 5.2.35 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



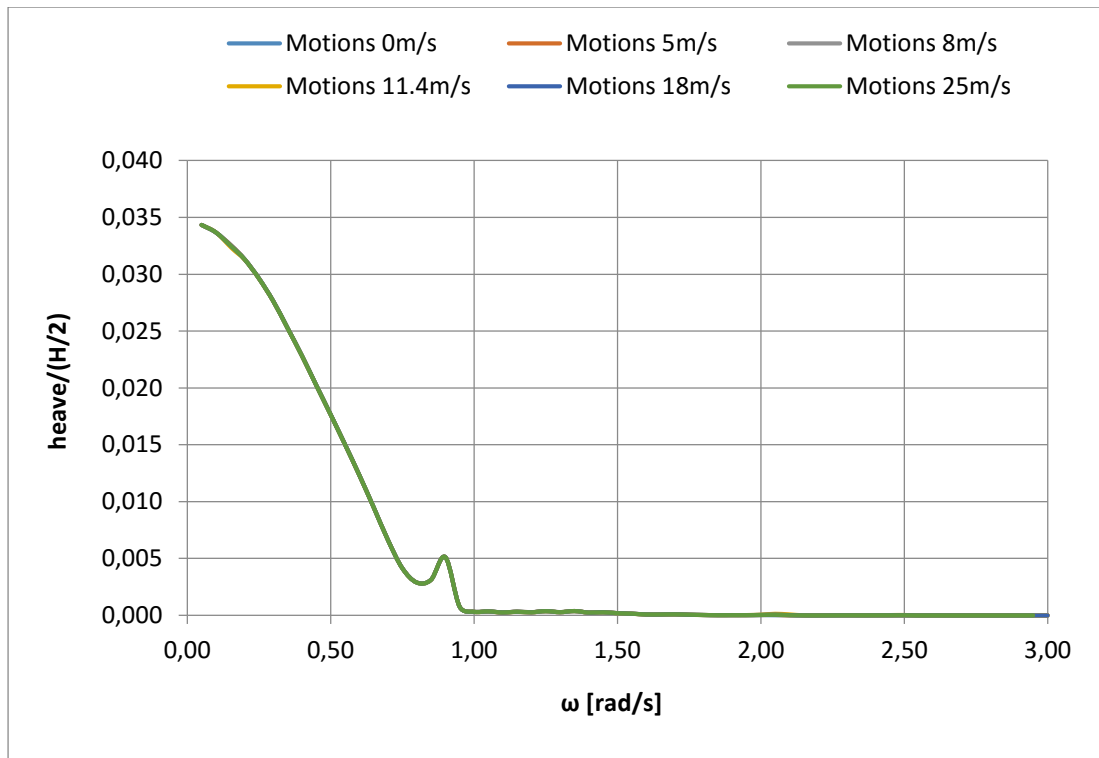
Σχήμα 5.2.36 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



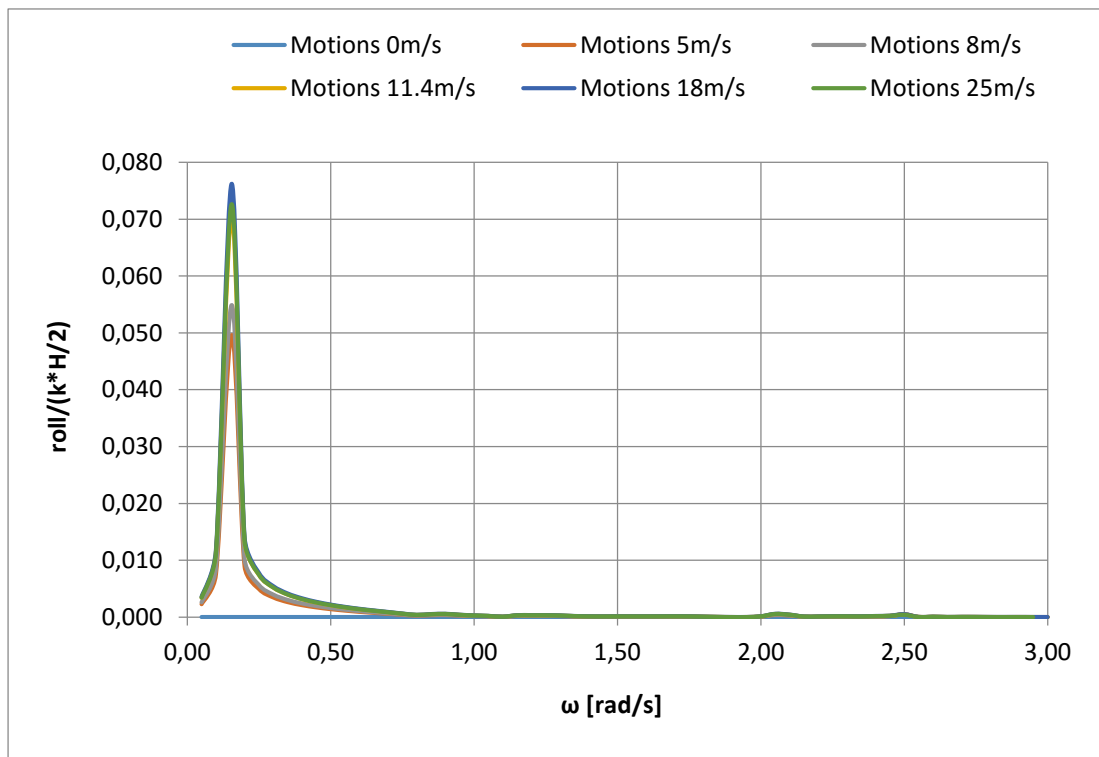
Σχήμα 5.2.37 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



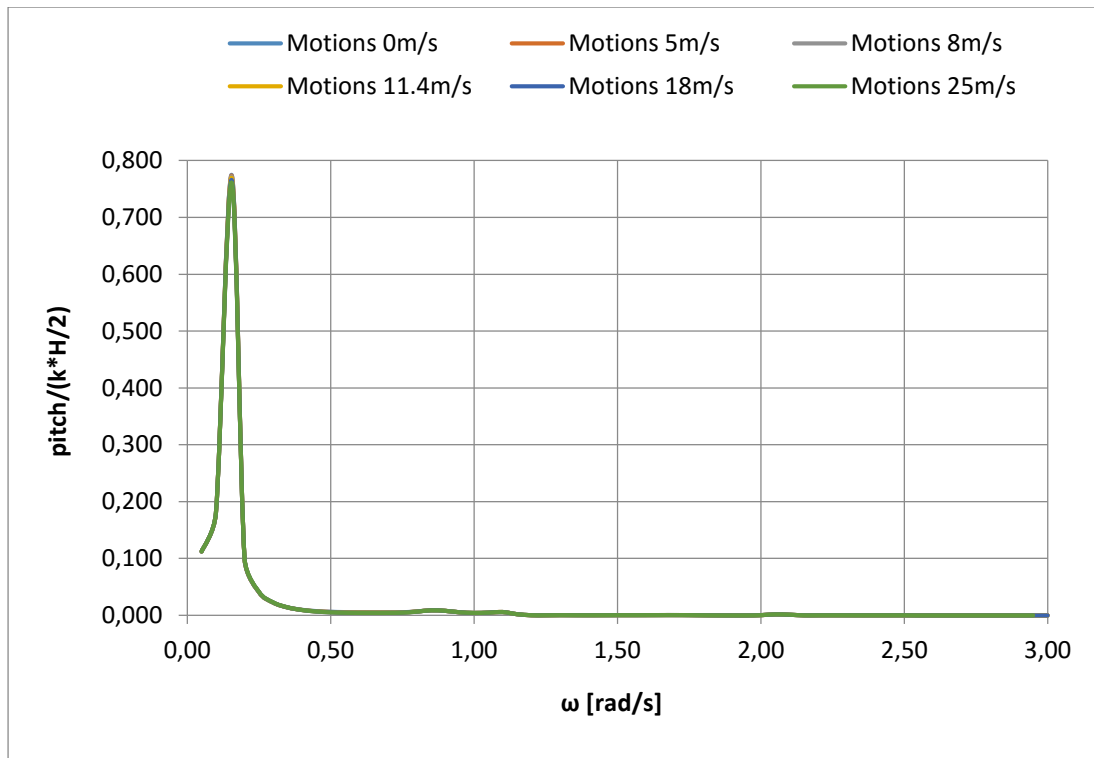
Σχήμα 5.2.38 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



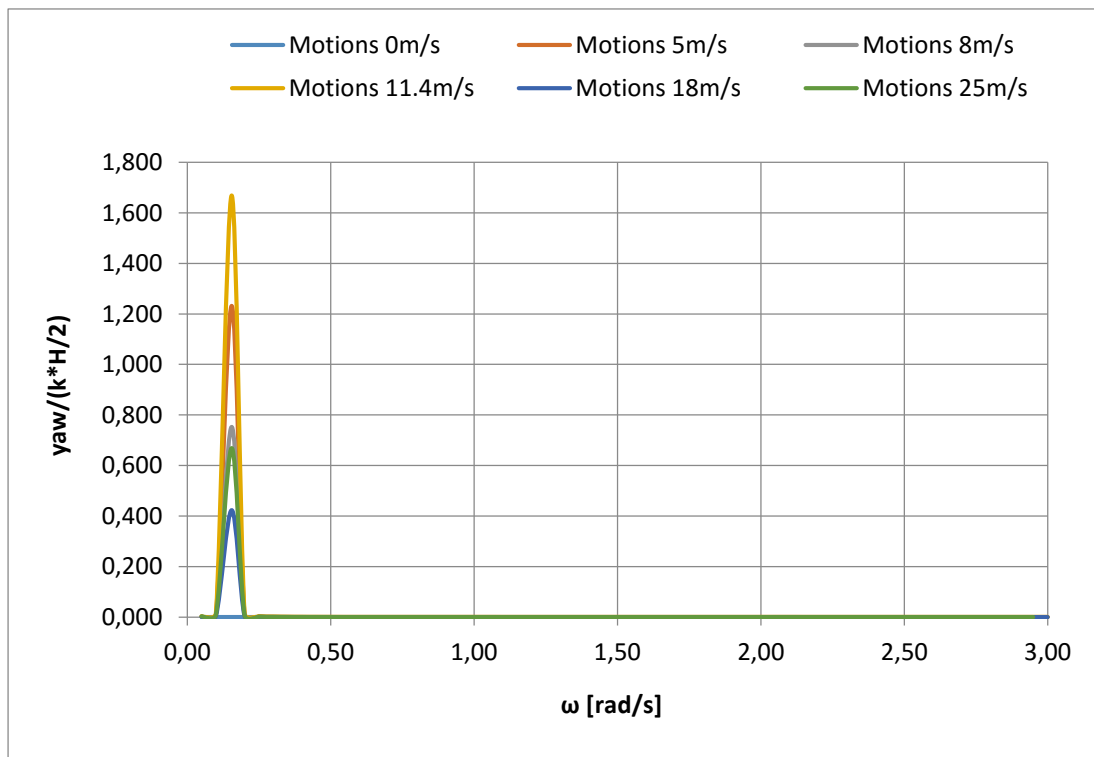
Σχήμα 5.2.39 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



Σχήμα 5.2.40 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες

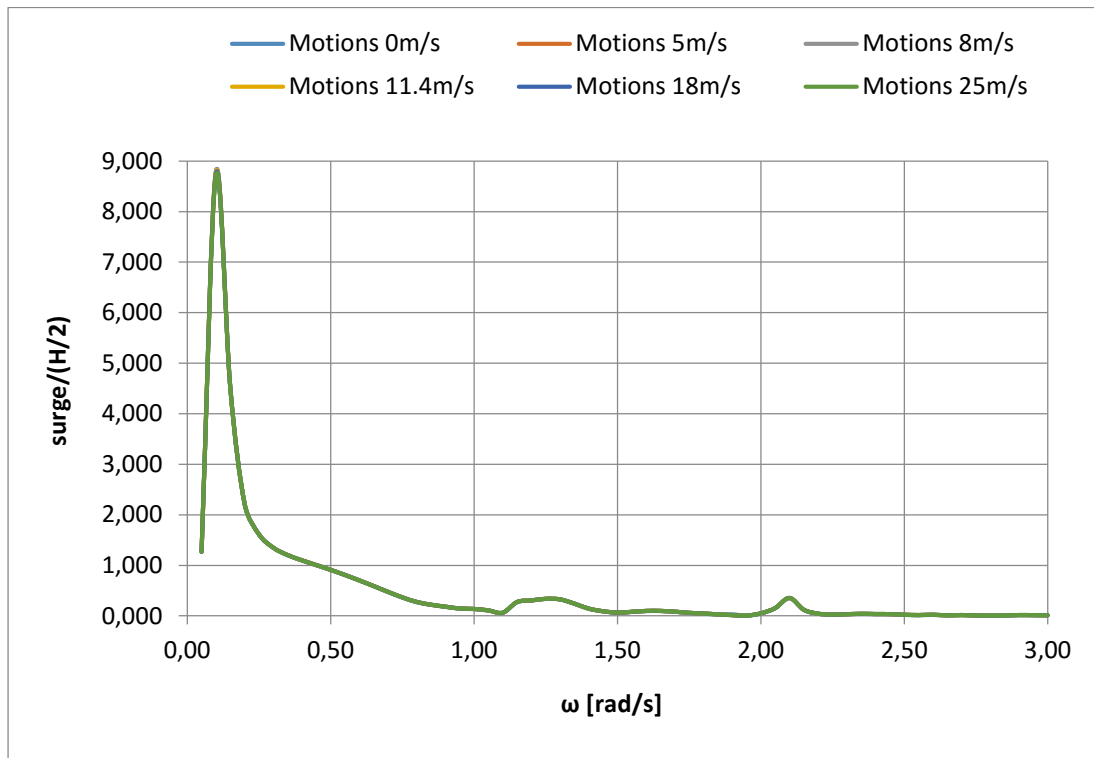


Σχήμα 5.2.41 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες

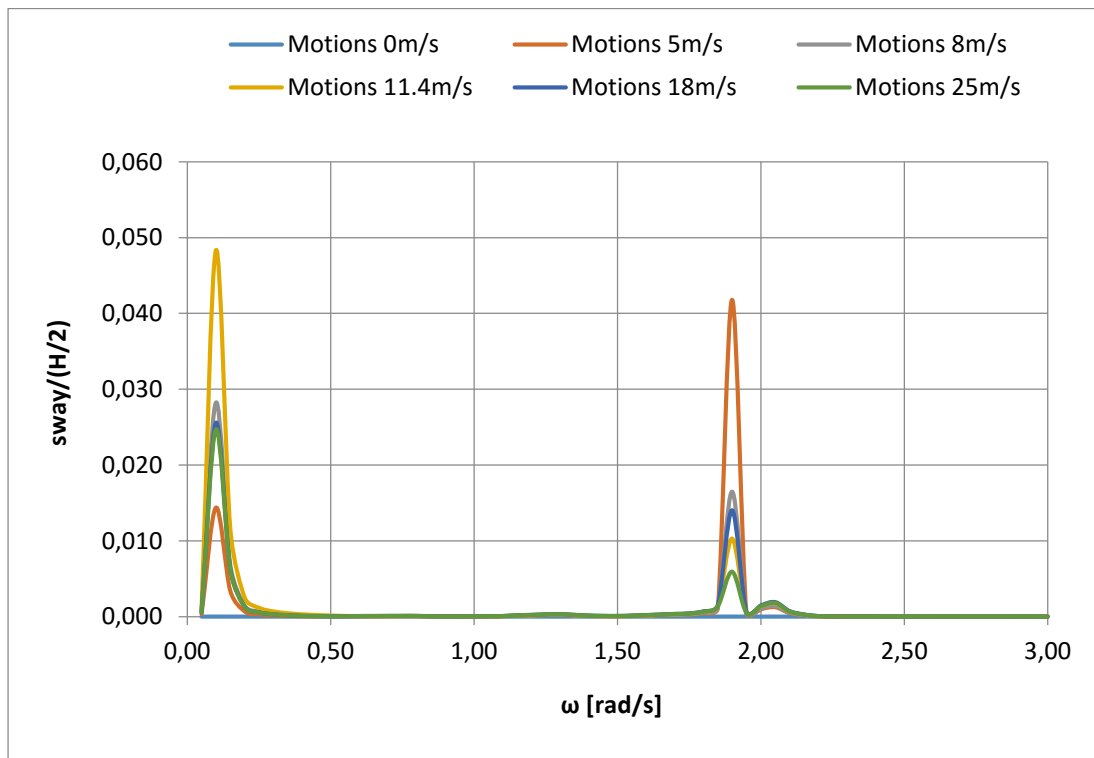


Σχήμα 5.2.42 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες

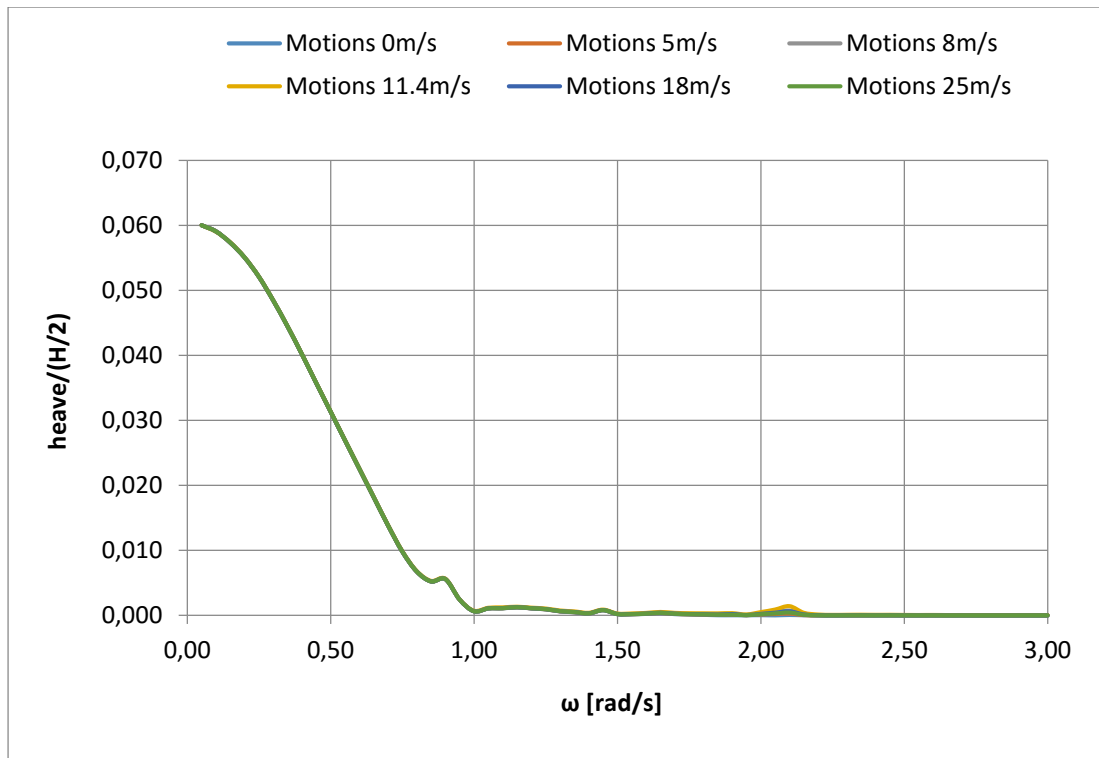
ΚΙΝΗΣΕΙΣ ΓΙΑ ΒΑΘΟΣ 200 ΜΕΤΡΑ



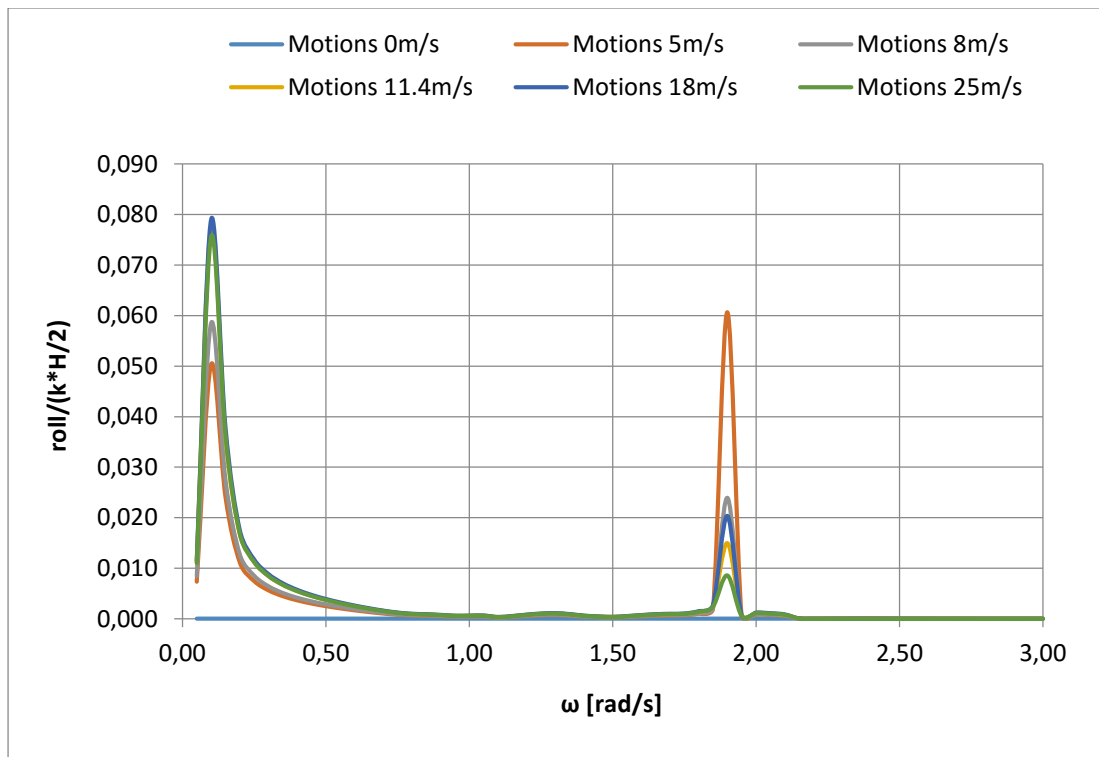
Σχήμα 5.2.43 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



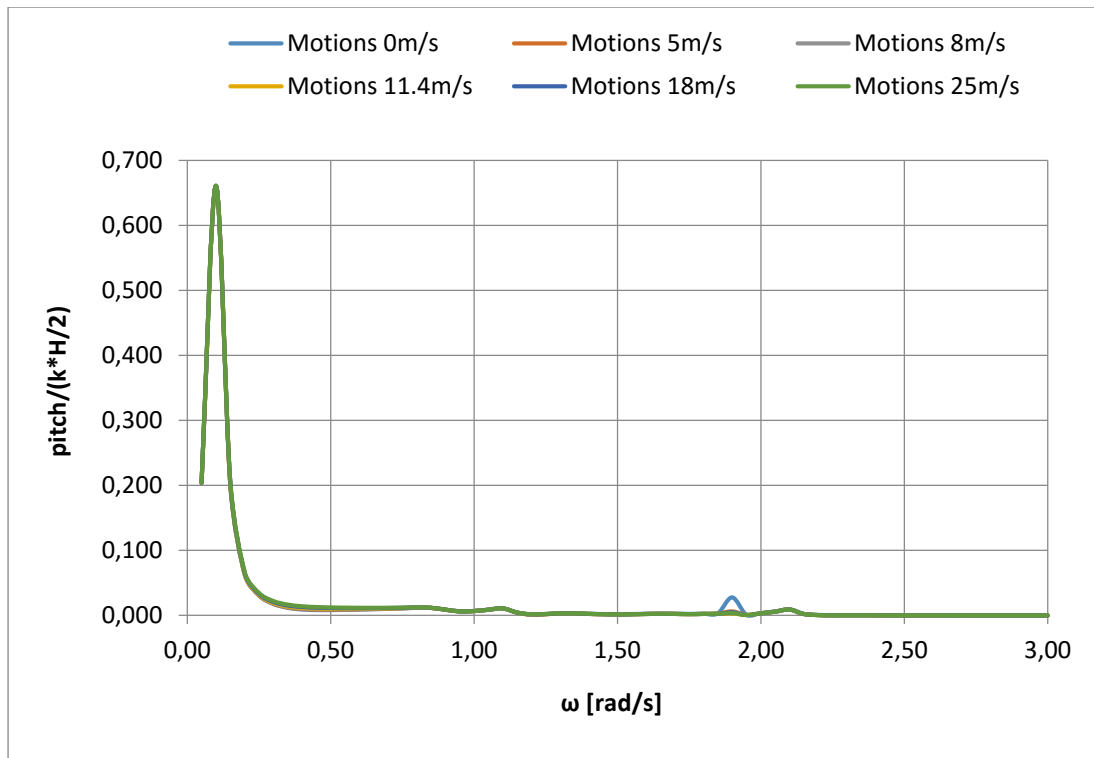
Σχήμα 5.2.44 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



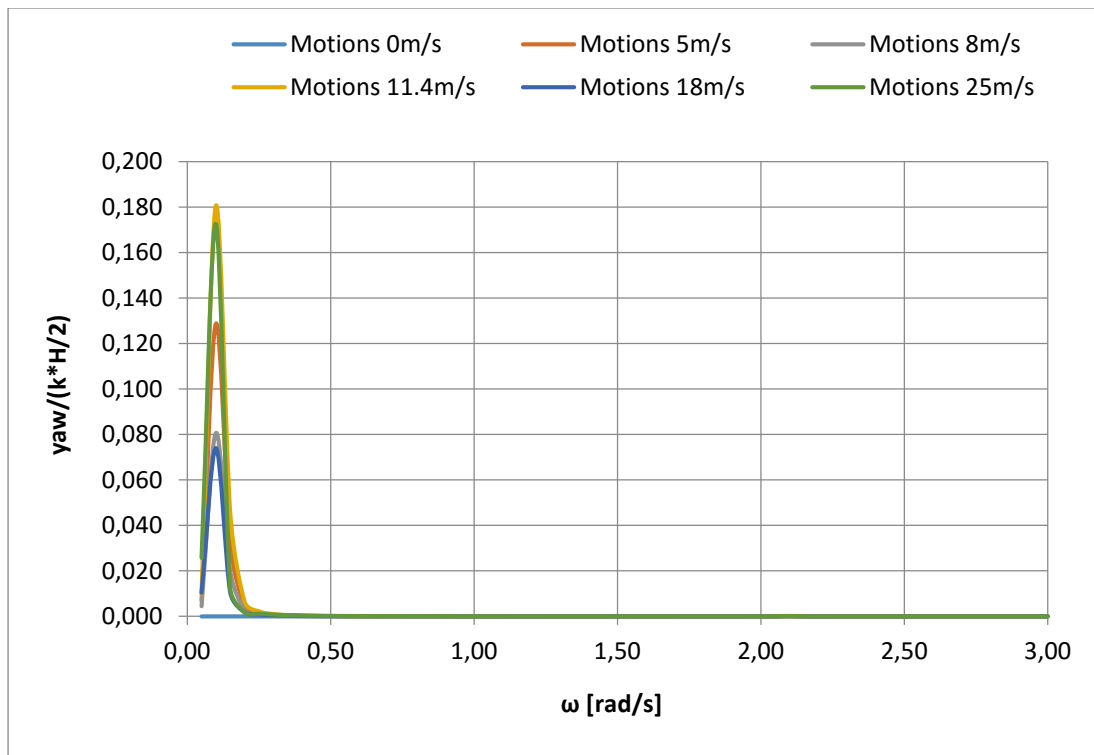
Σχήμα 5.2.45 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



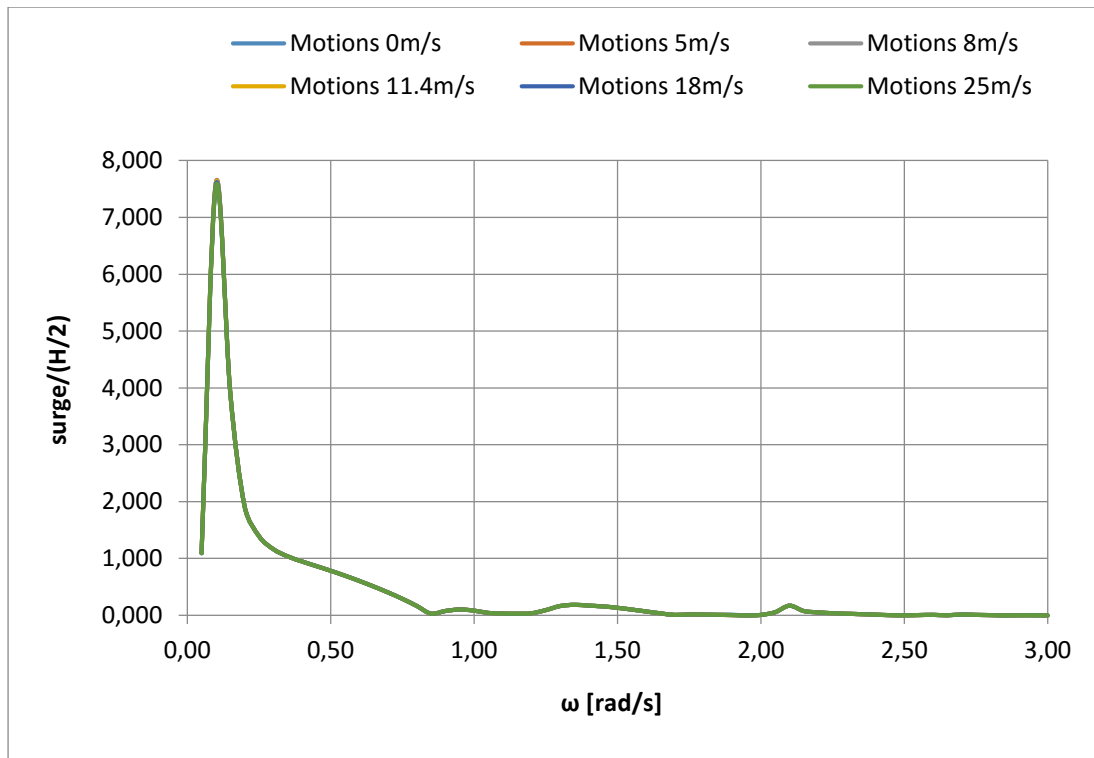
Σχήμα 5.2.46 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



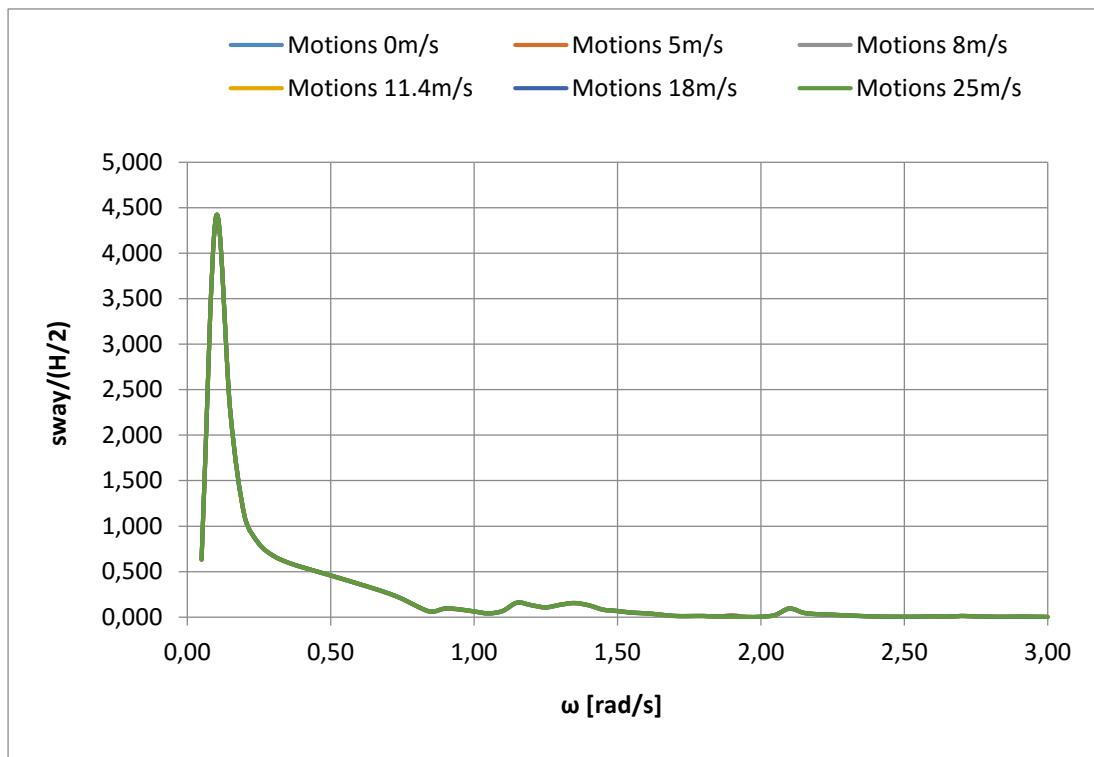
Σχήμα 5.2.47 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



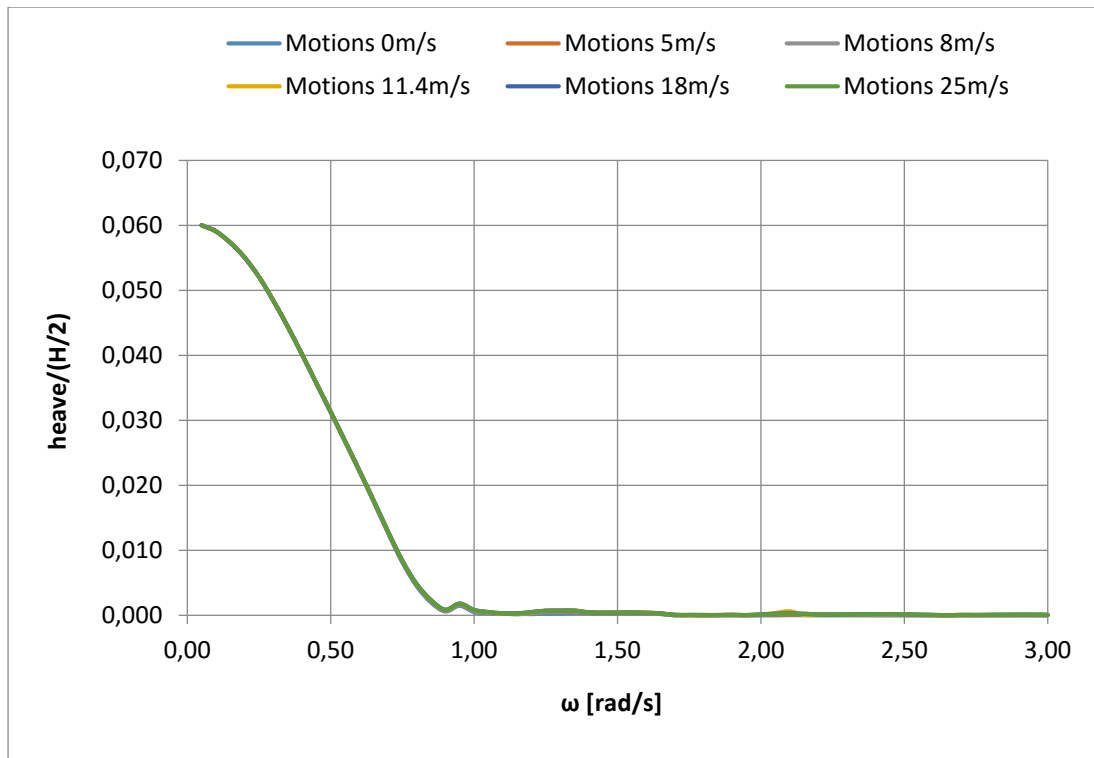
Σχήμα 5.2.48 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 0 μοίρες



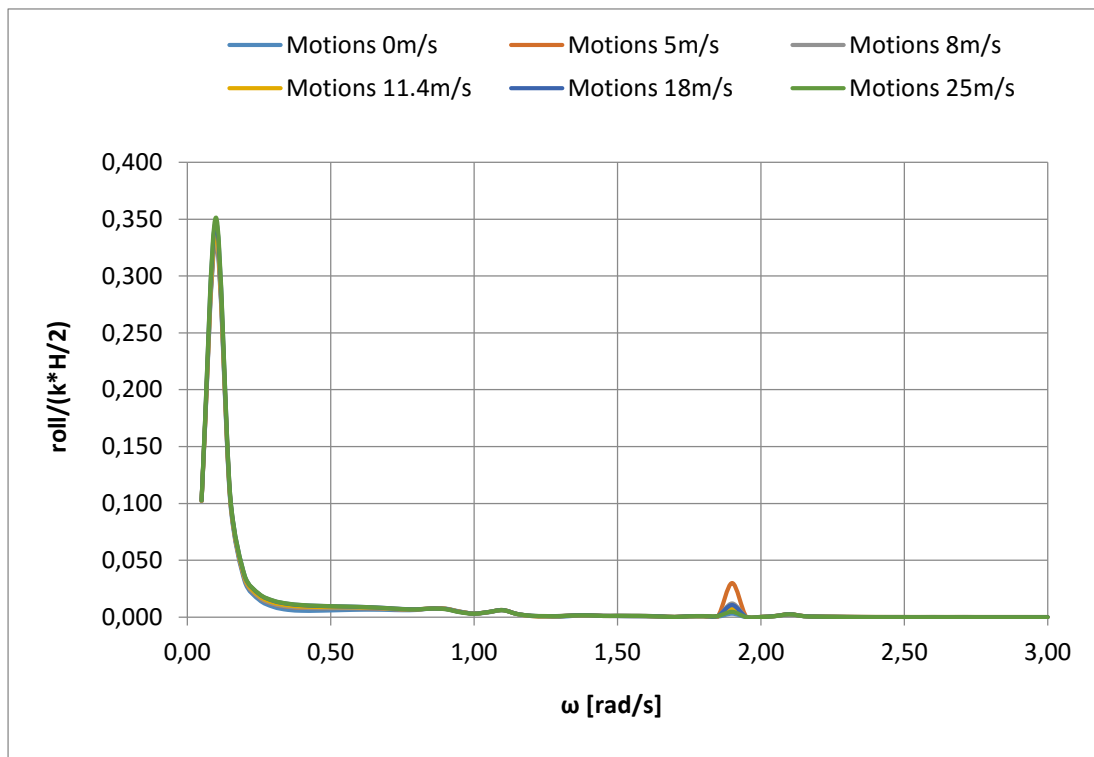
Σχήμα 5.2.49 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



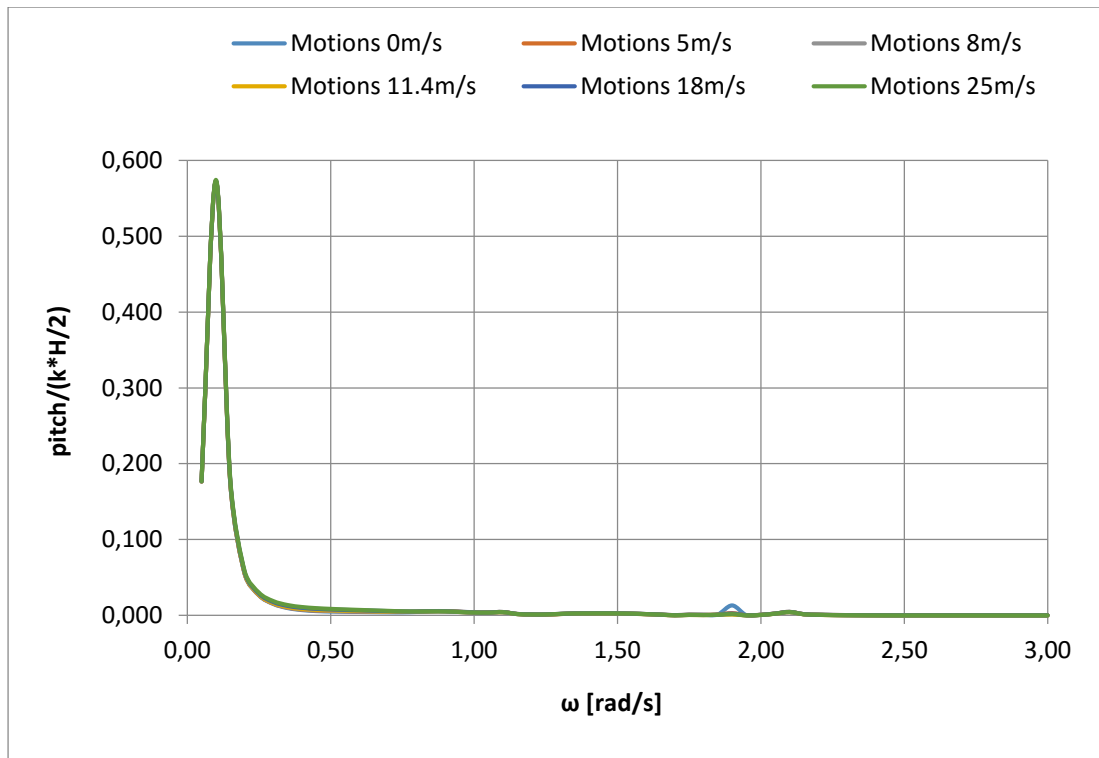
Σχήμα 5.2.50 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



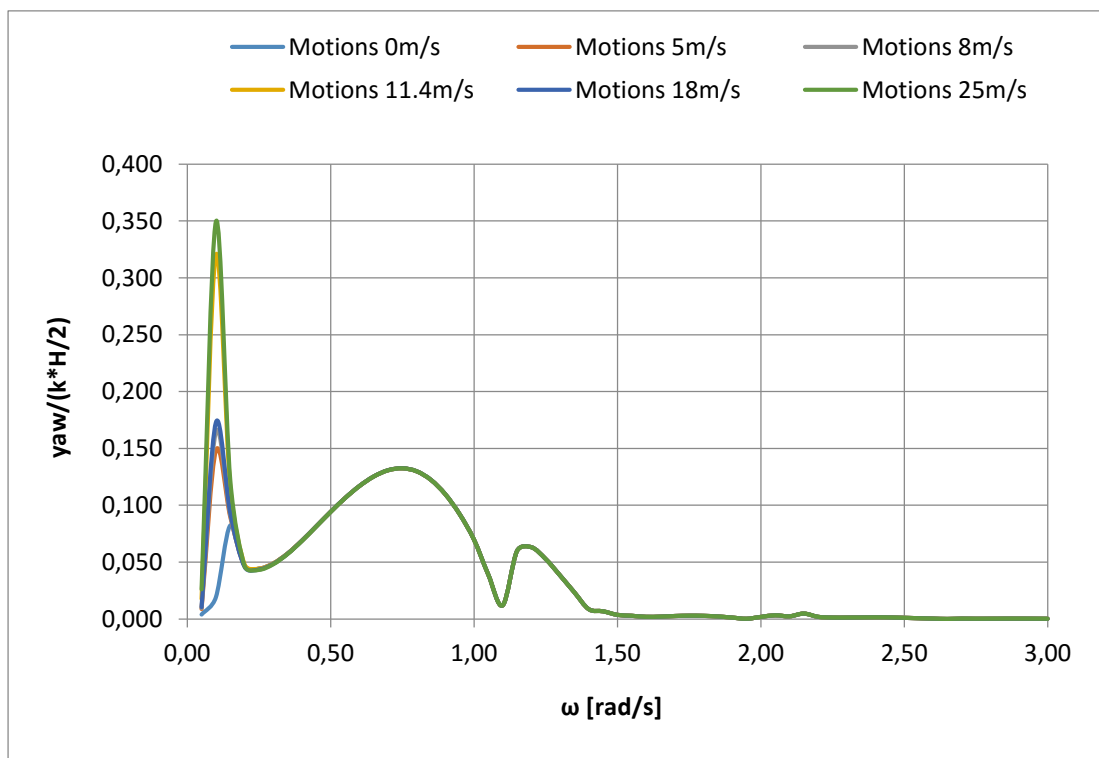
Σχήμα 5.2.51 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



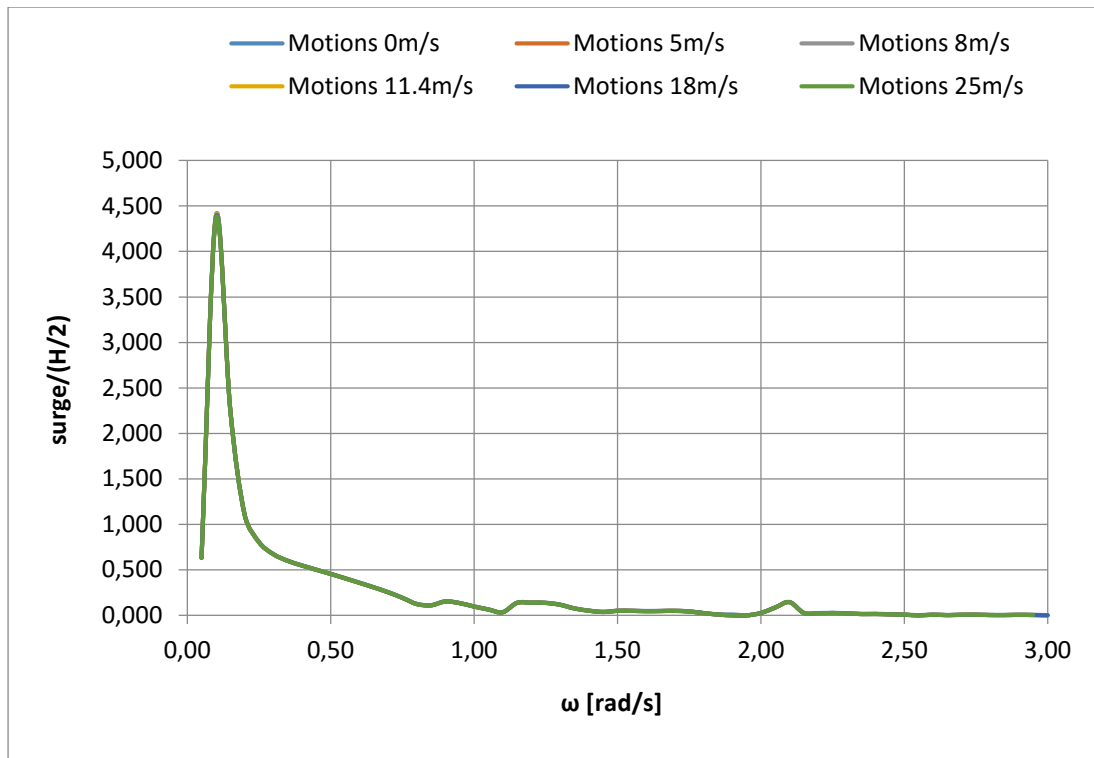
Σχήμα 5.2.52 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



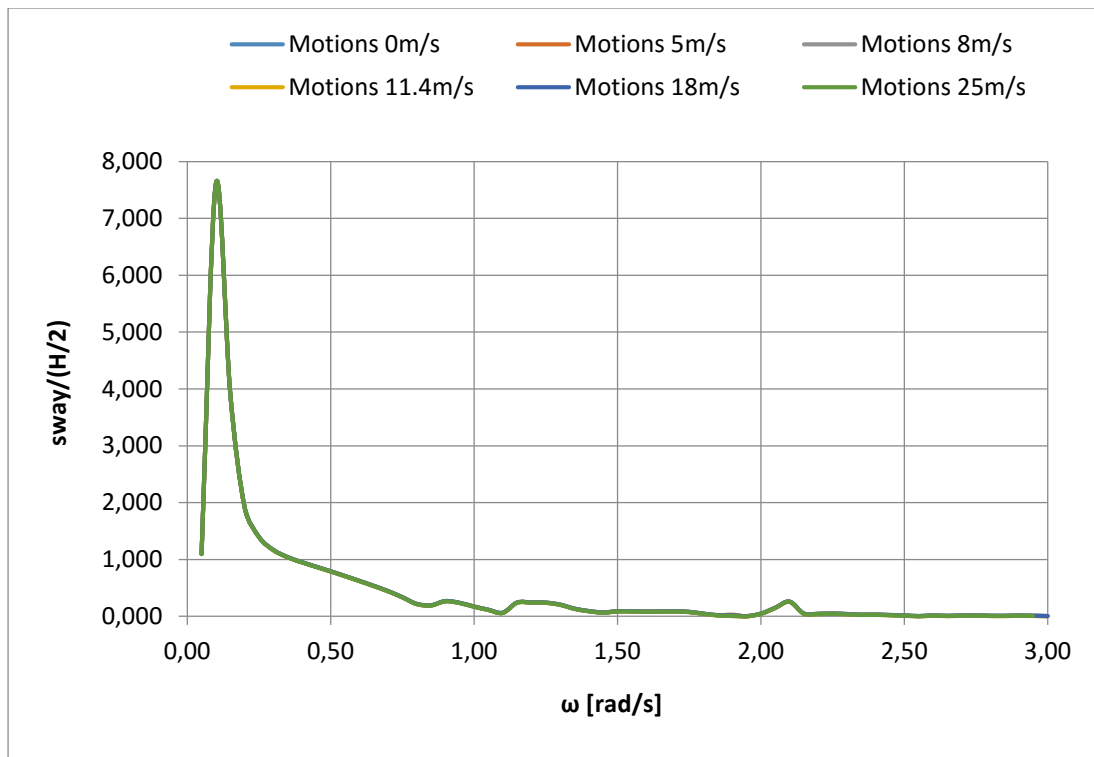
Σχήμα 5.2.53 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



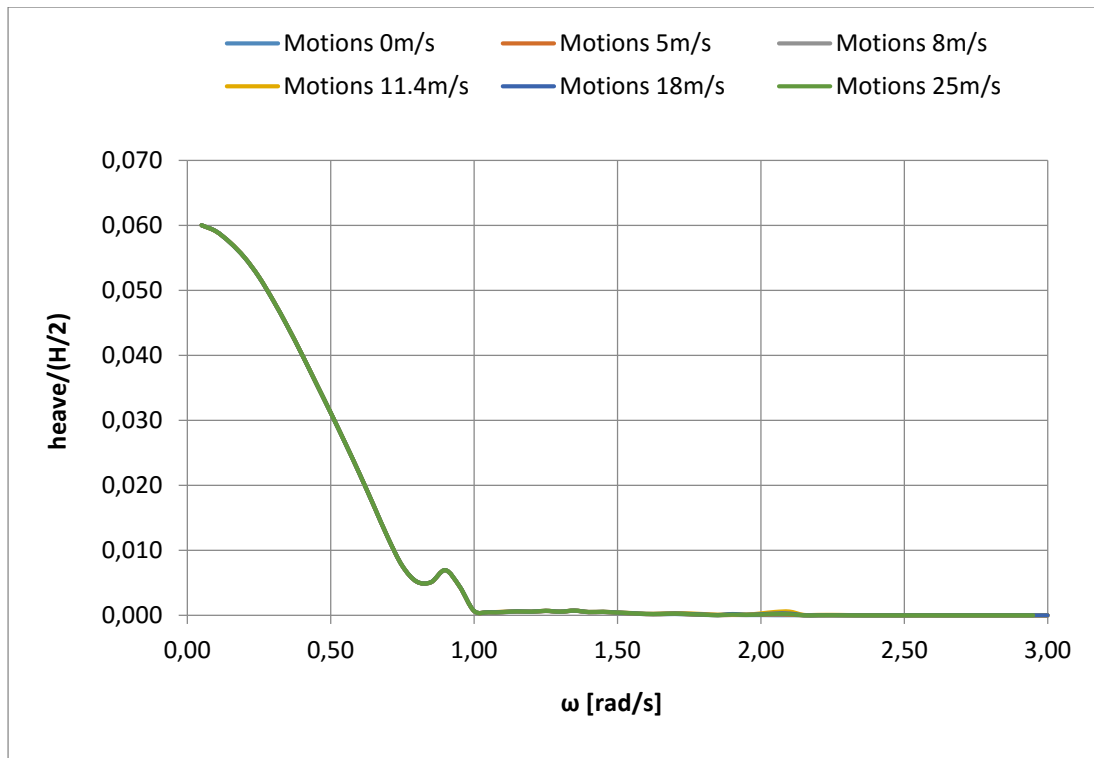
Σχήμα 5.2.54 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 30 μοίρες



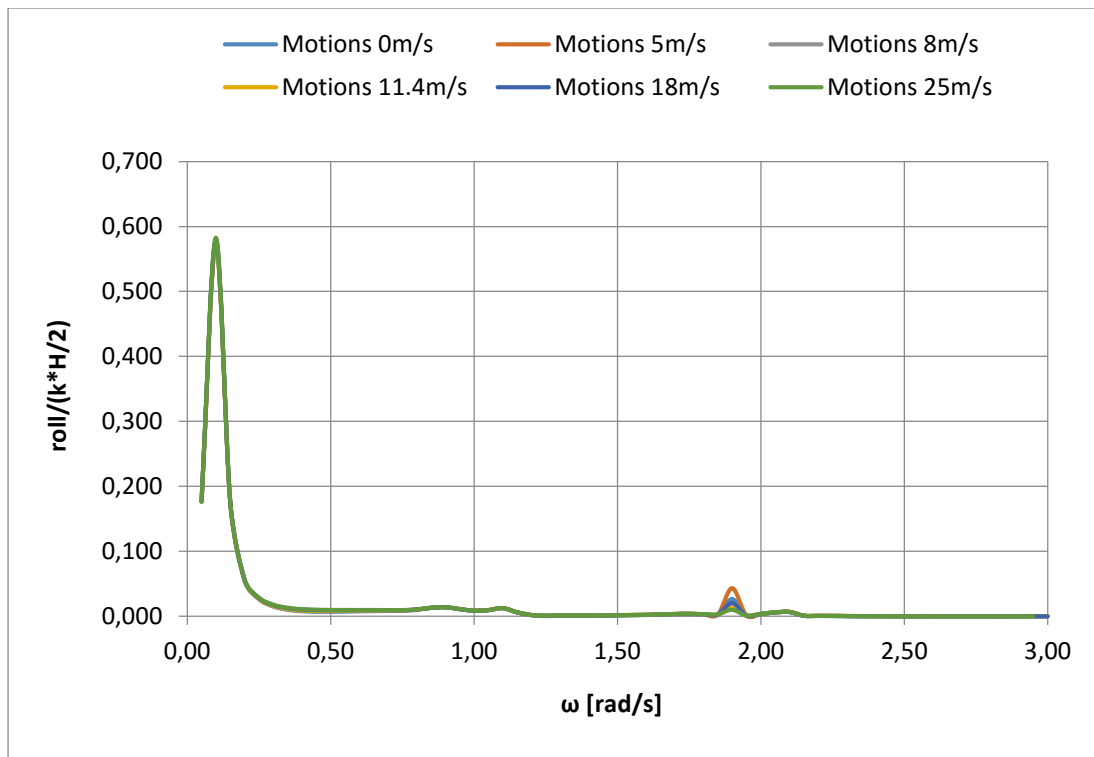
Σχήμα 5.2.55 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



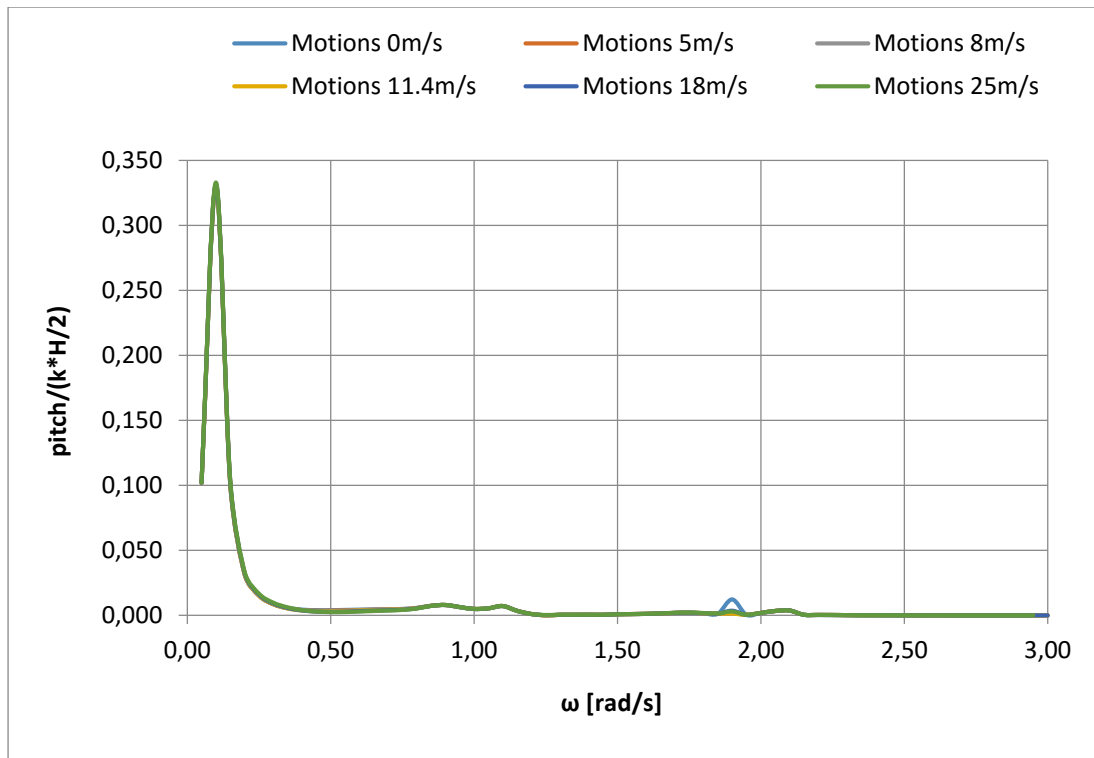
Σχήμα 5.2.56 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



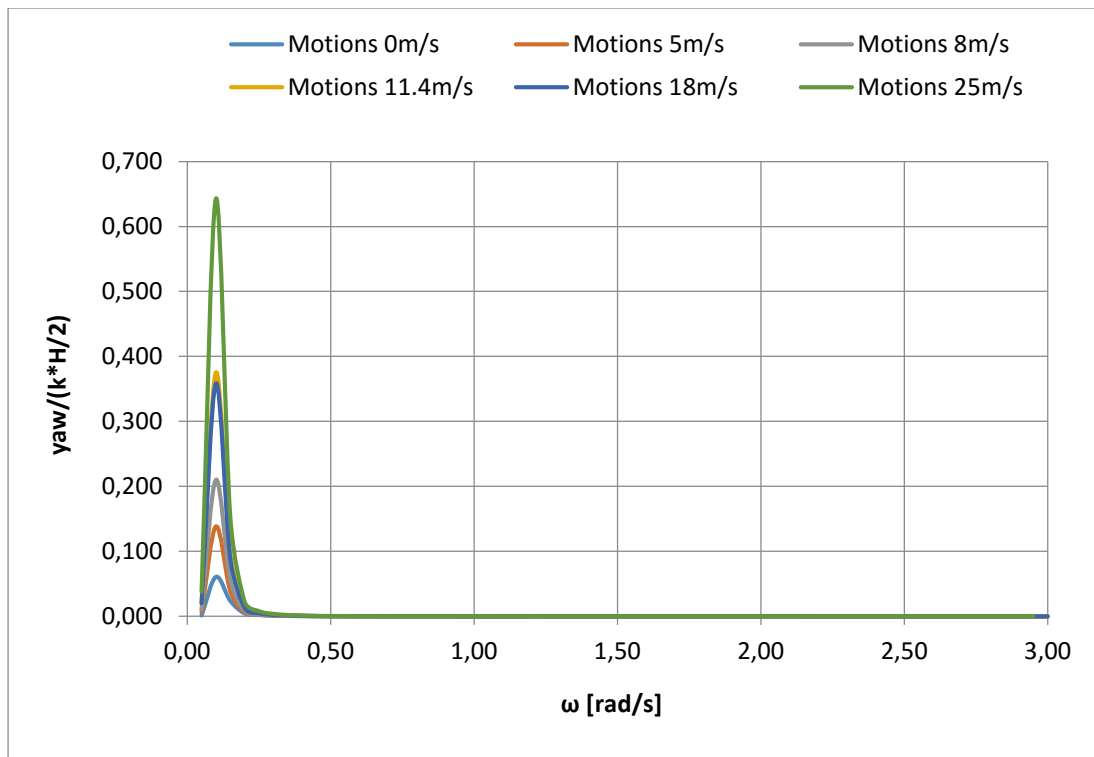
Σχήμα 5.2.57 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



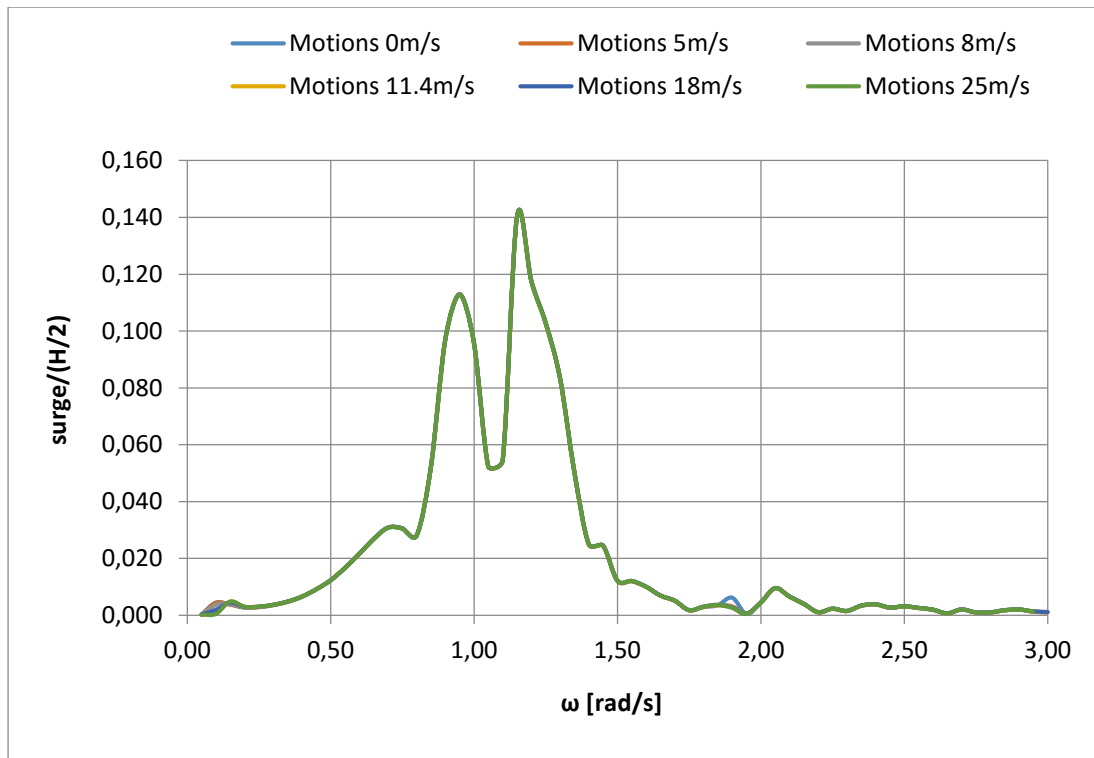
Σχήμα 5.2.58 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



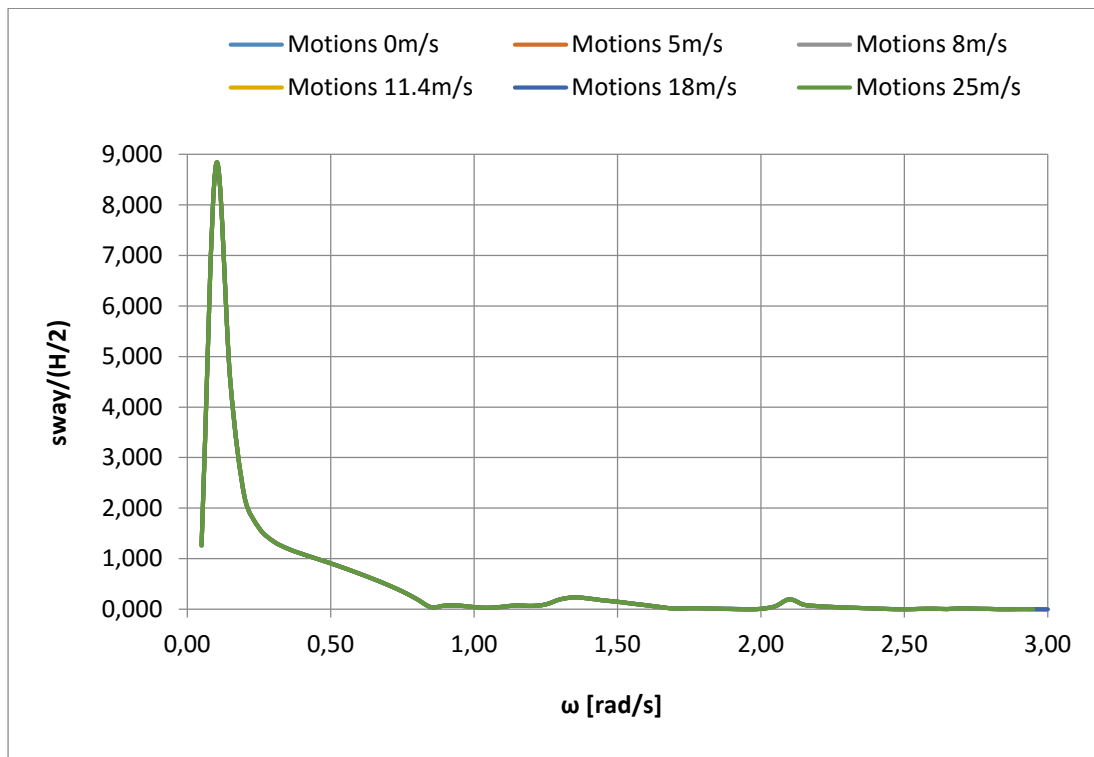
Σχήμα 5.2.59 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



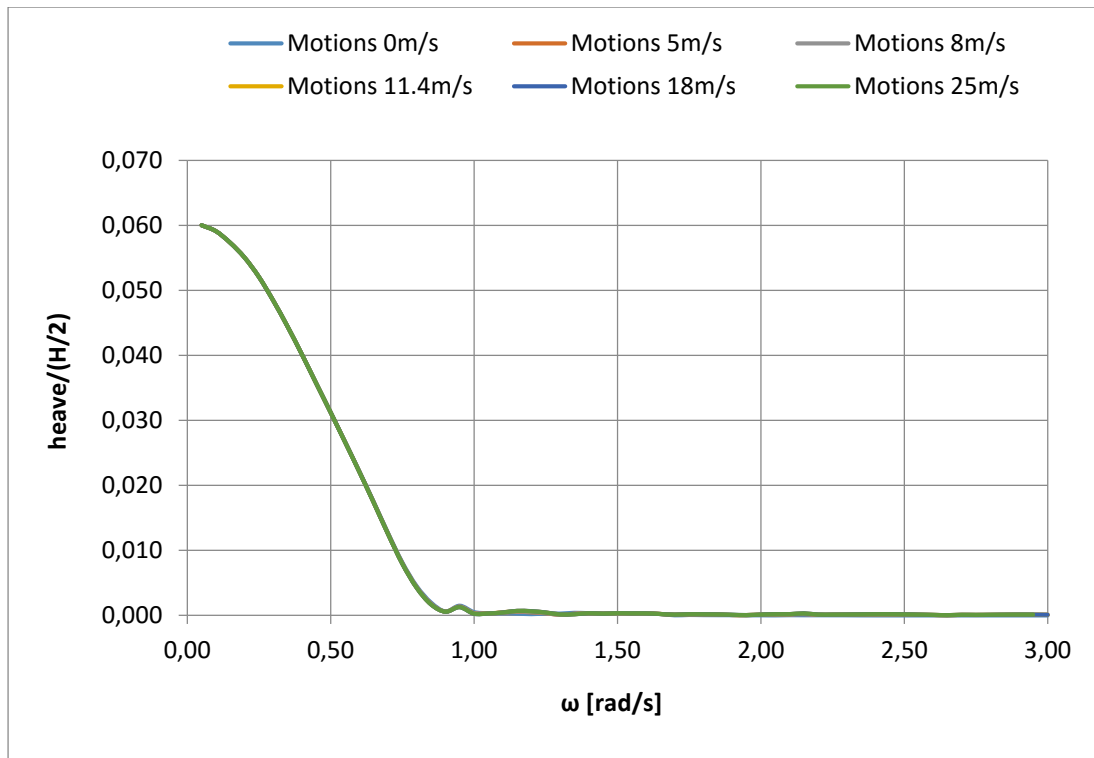
Σχήμα 5.2.60 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 60 μοίρες



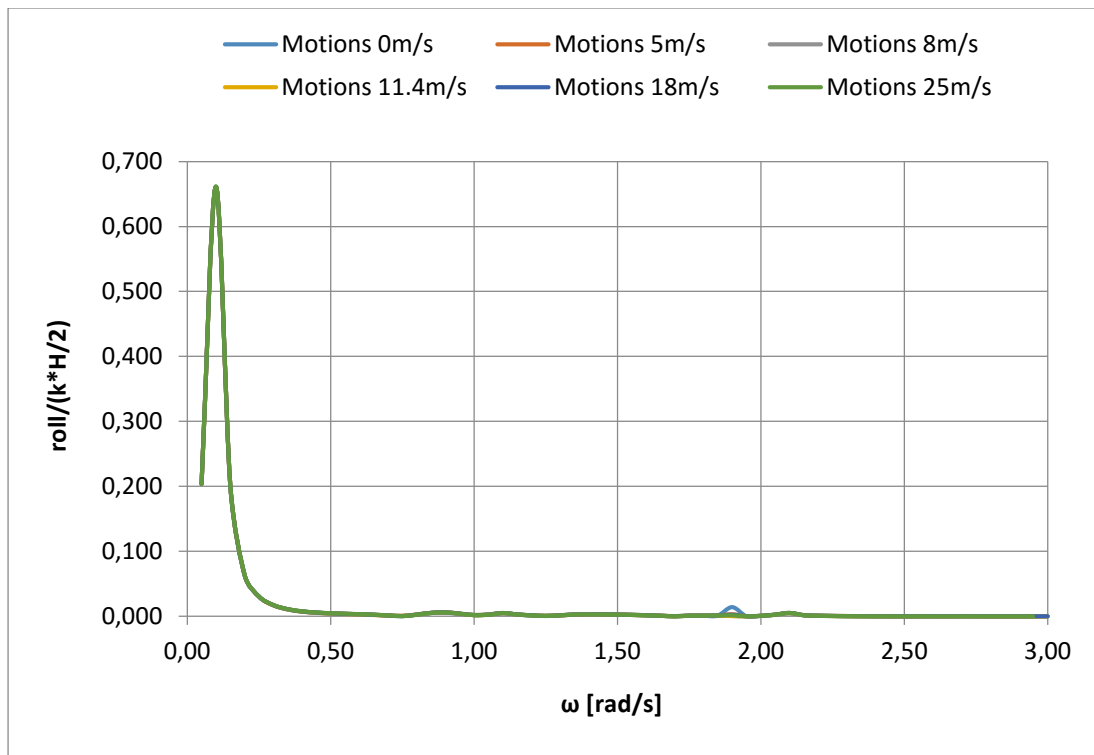
Σχήμα 5.2.61 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



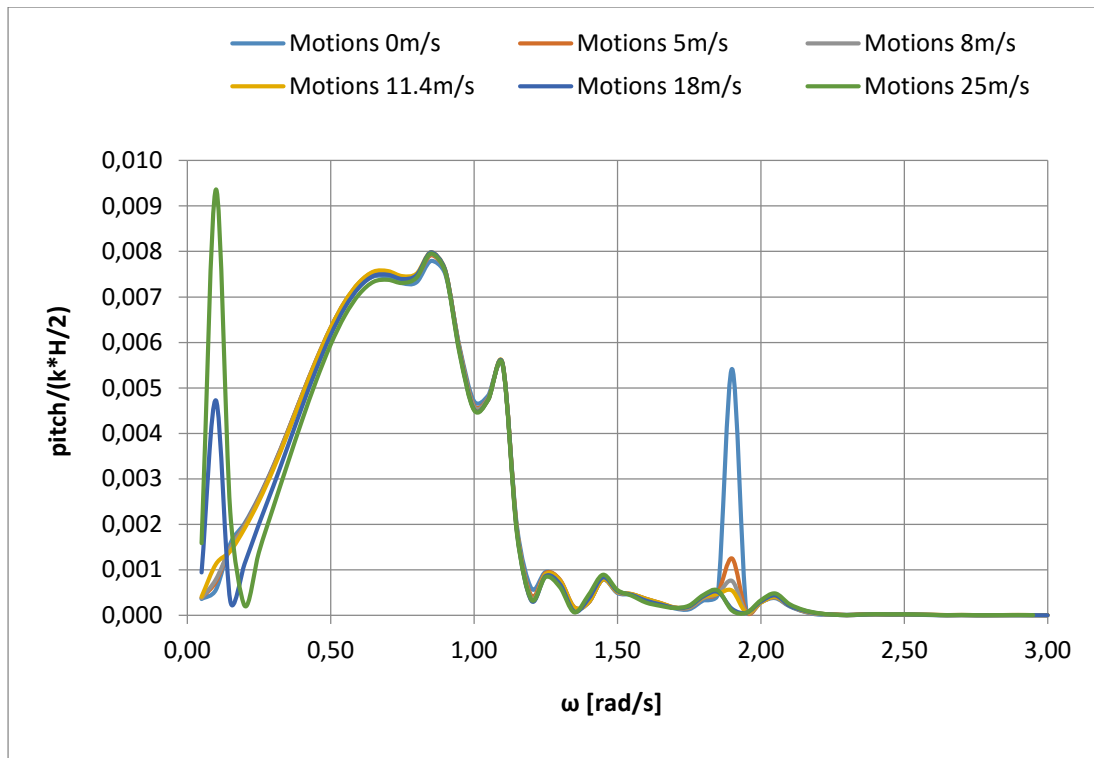
Σχήμα 5.2.62 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



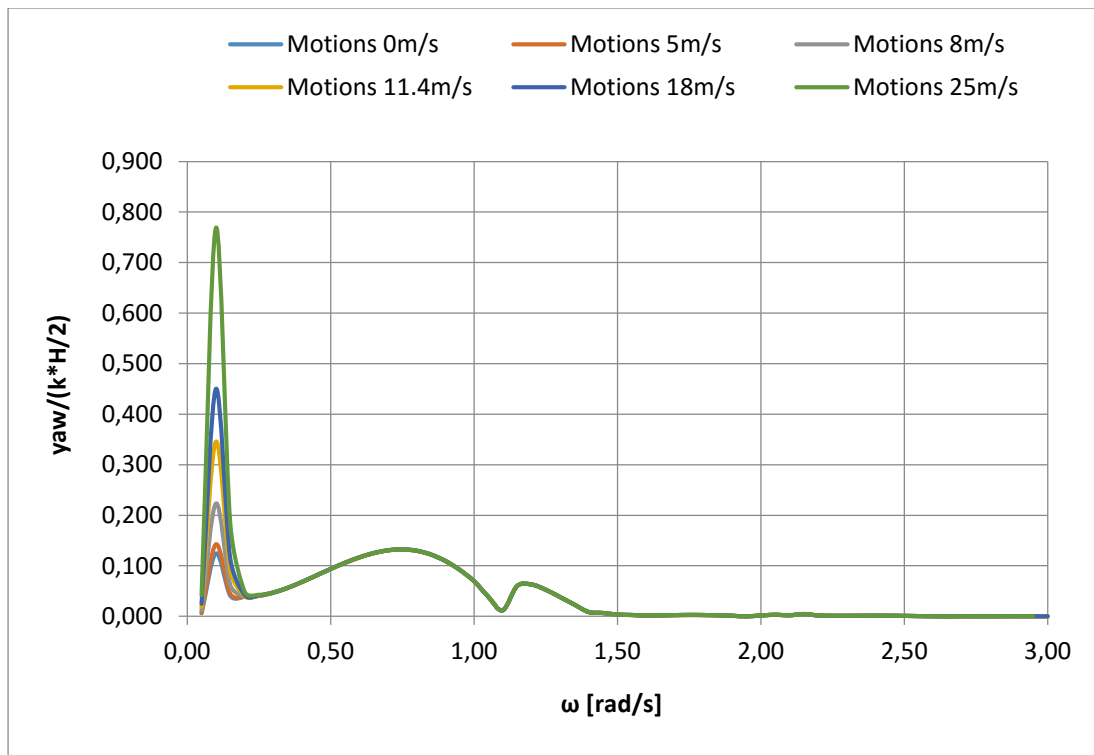
Σχήμα 5.2.63 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



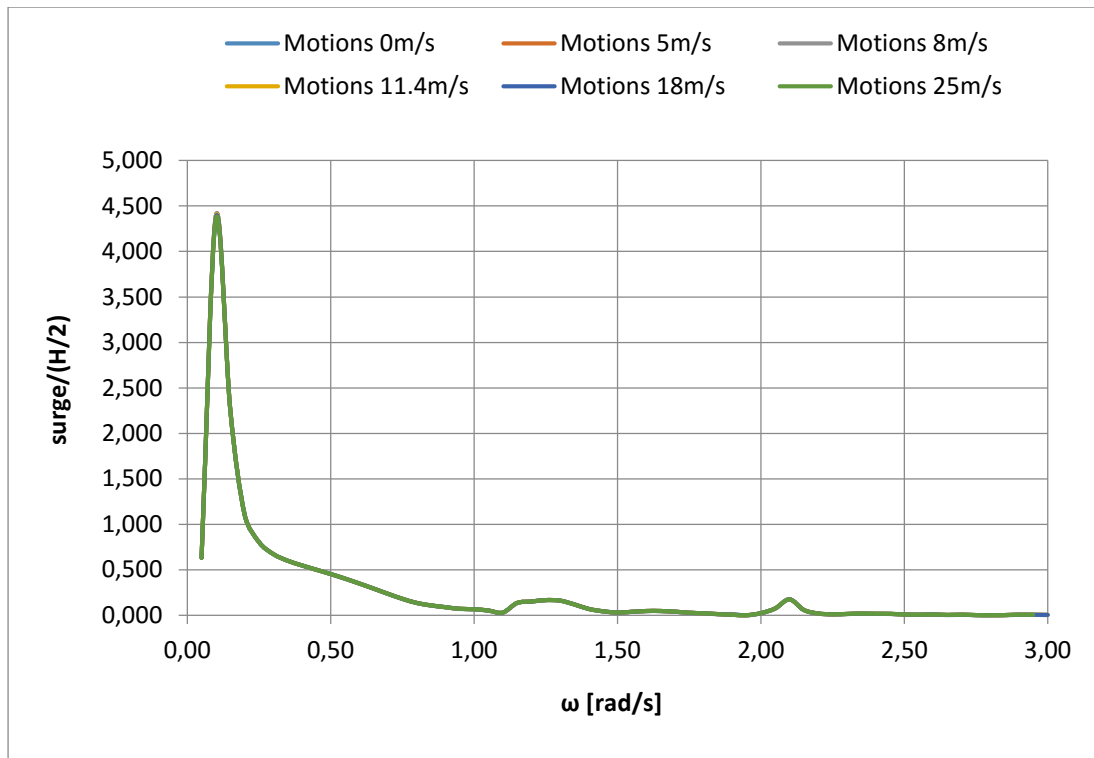
Σχήμα 5.2.64 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες.



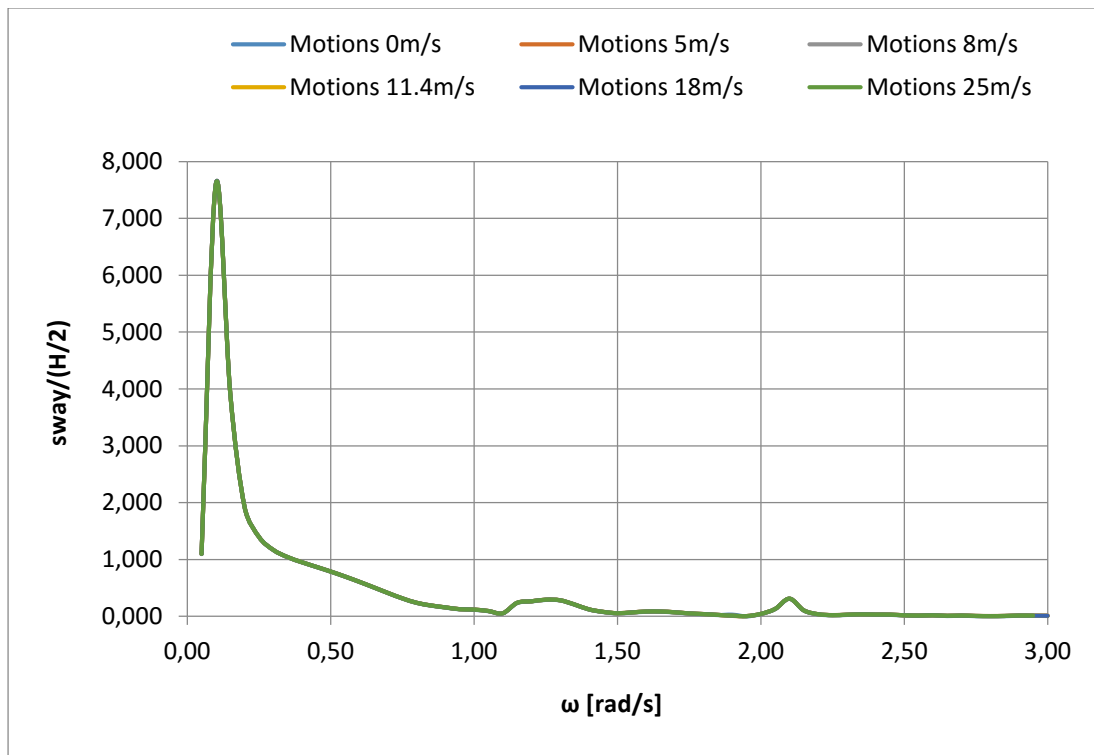
Σχήμα 5.2.65 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες.



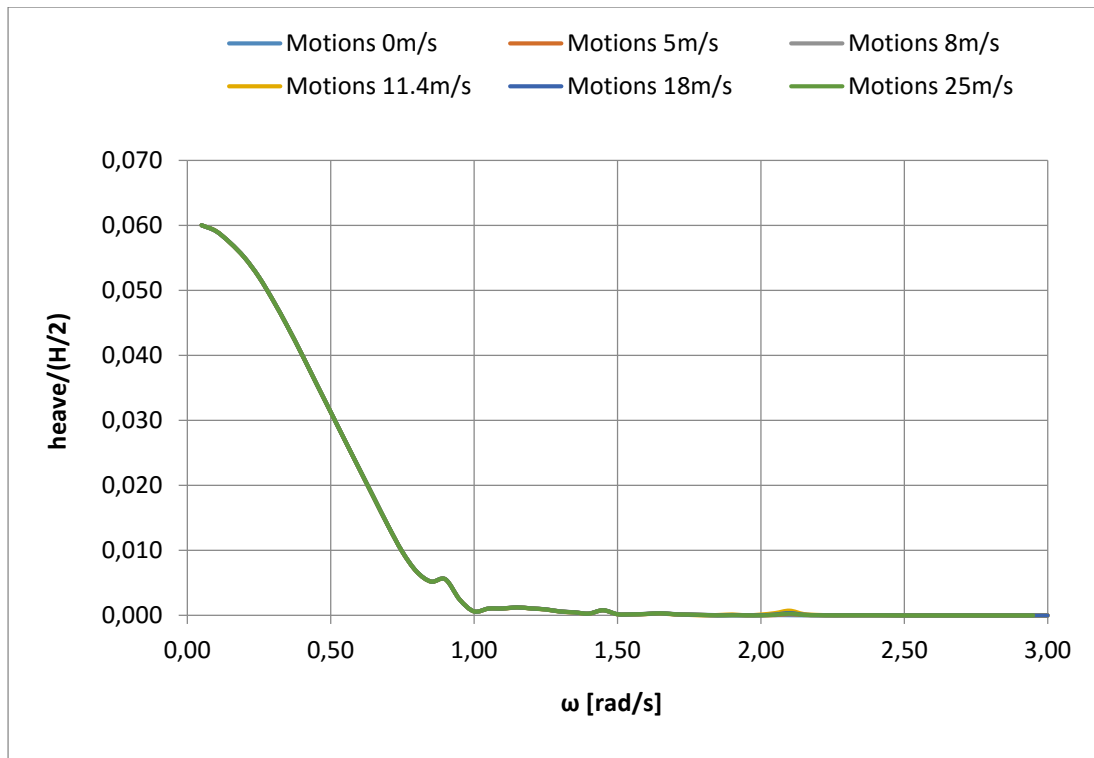
Σχήμα 5.2.66 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 90 μοίρες



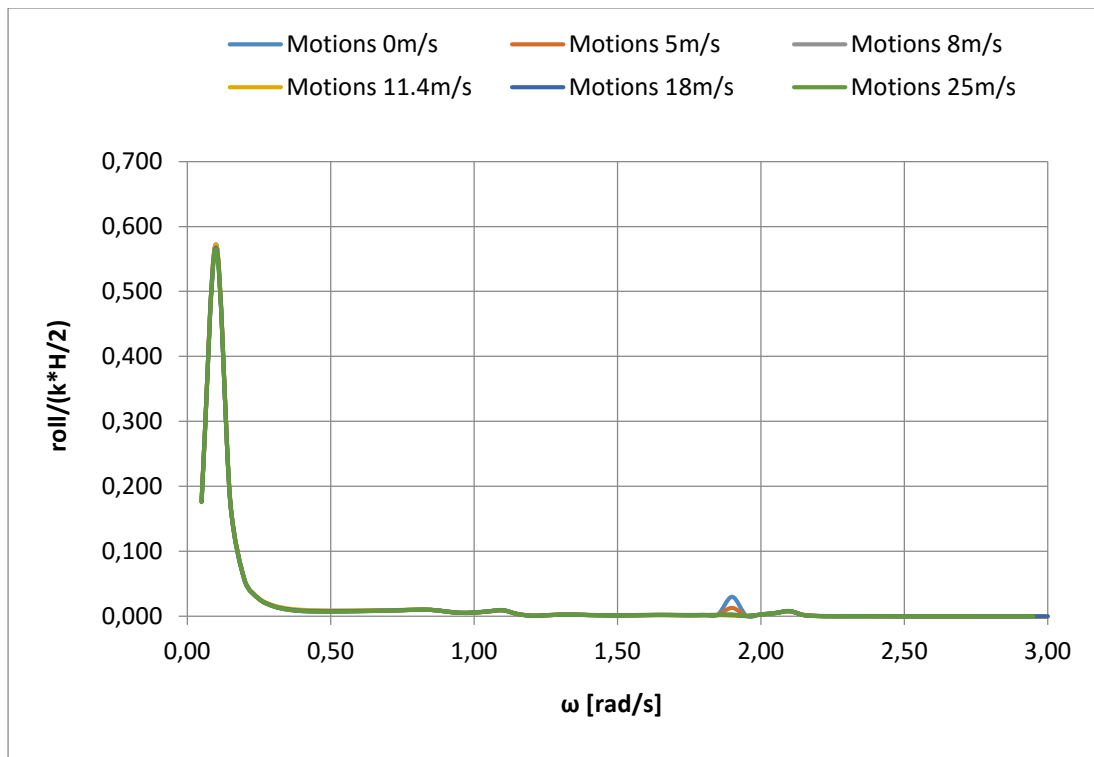
Σχήμα 5.2.67 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



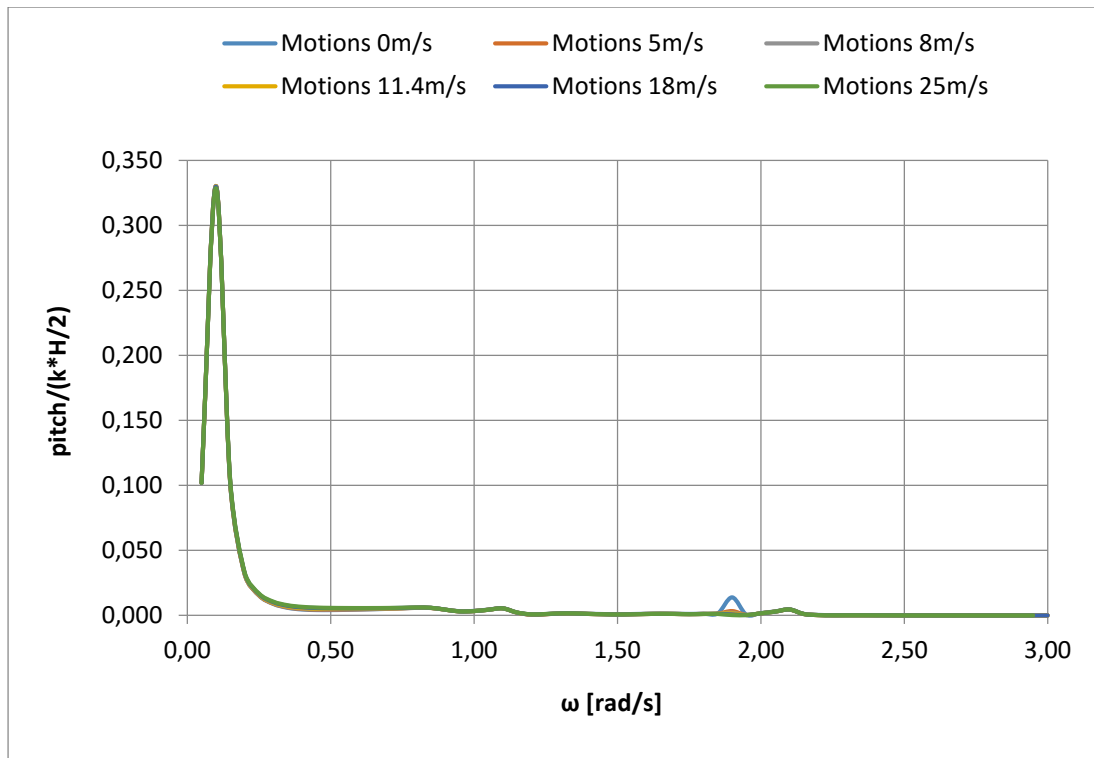
Σχήμα 5.2.68 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



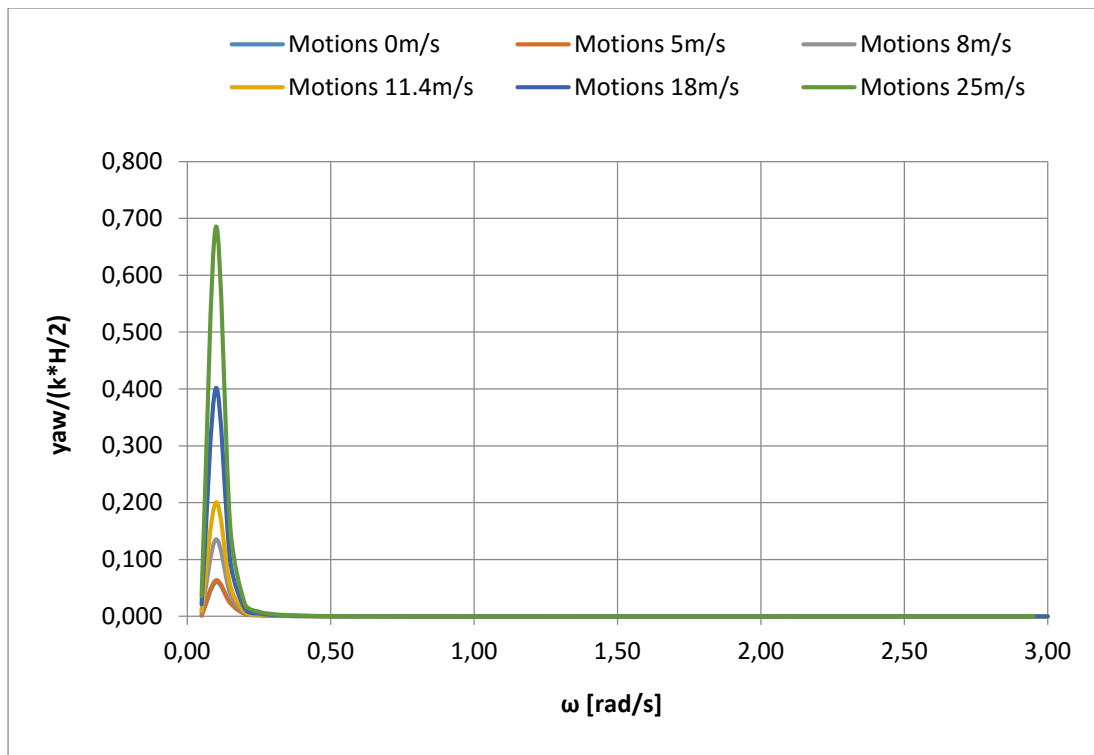
Σχήμα 5.2.69 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



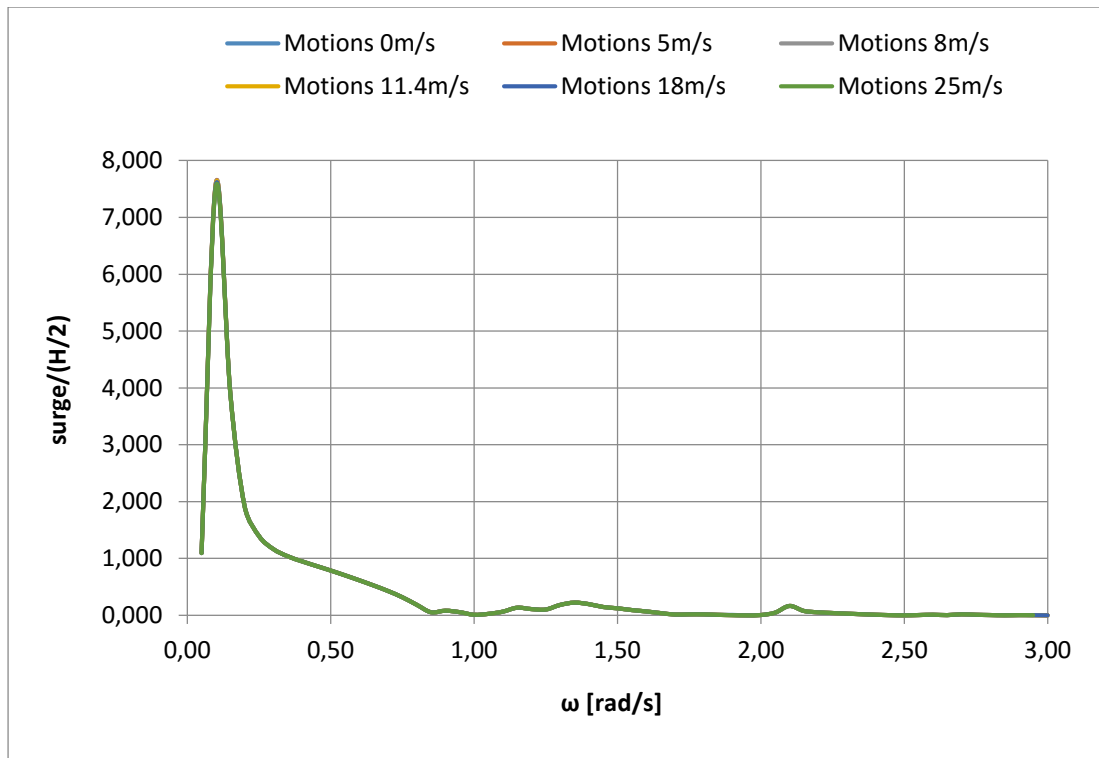
Σχήμα 5.2.70 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



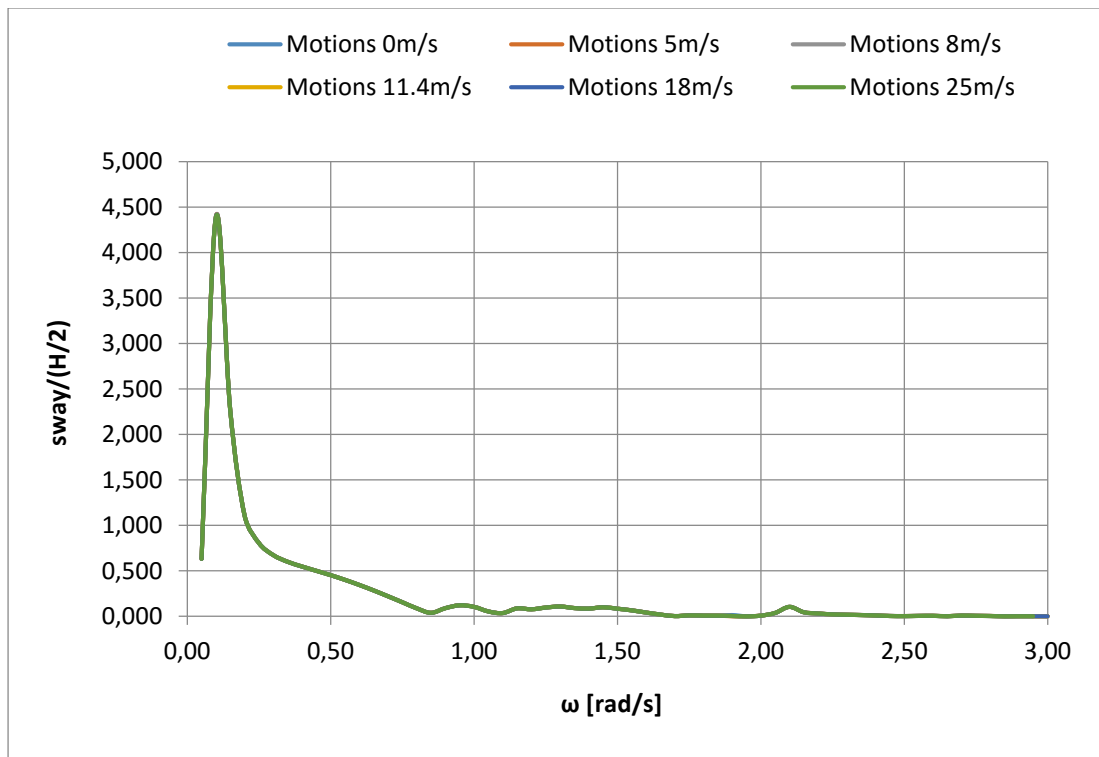
Σχήμα 5.2.71 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



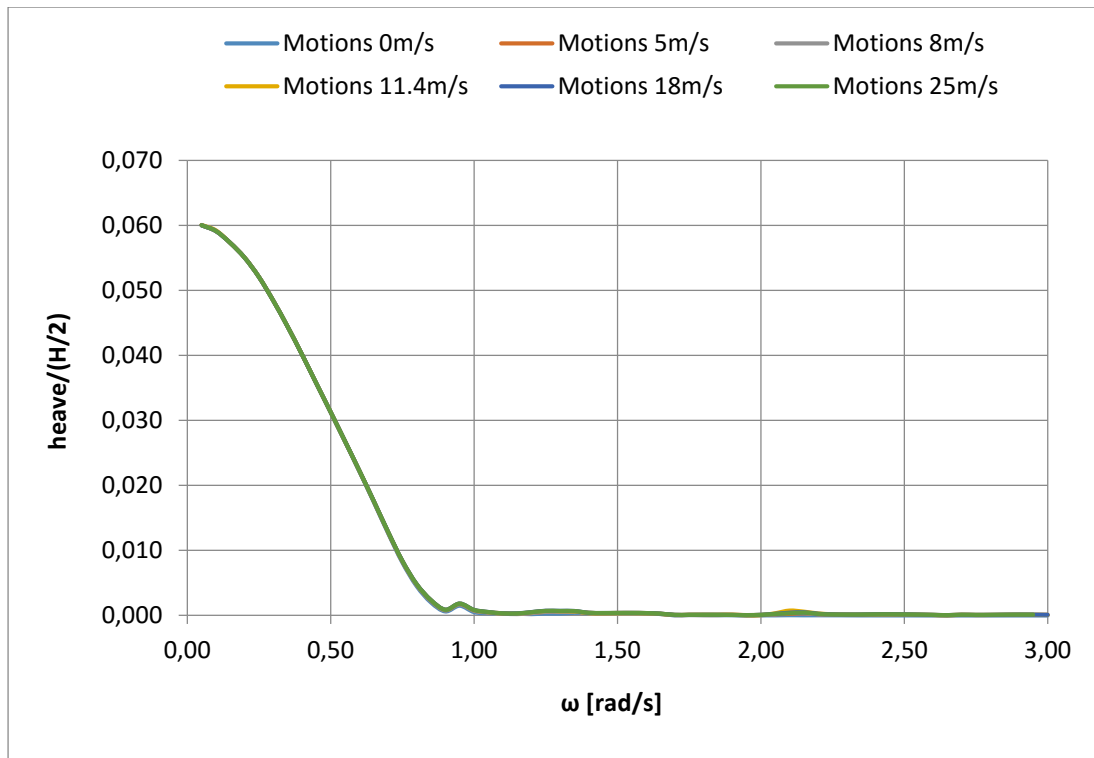
Σχήμα 5.2.72 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 120 μοίρες



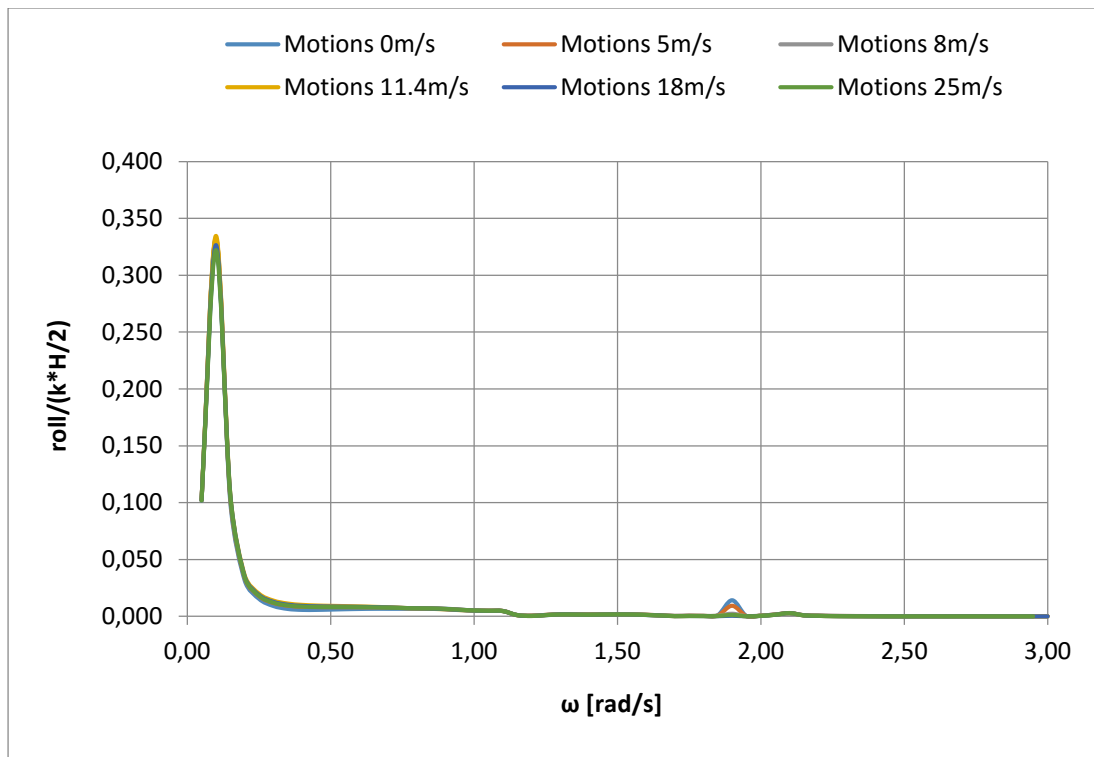
Σχήμα 5.2.73 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



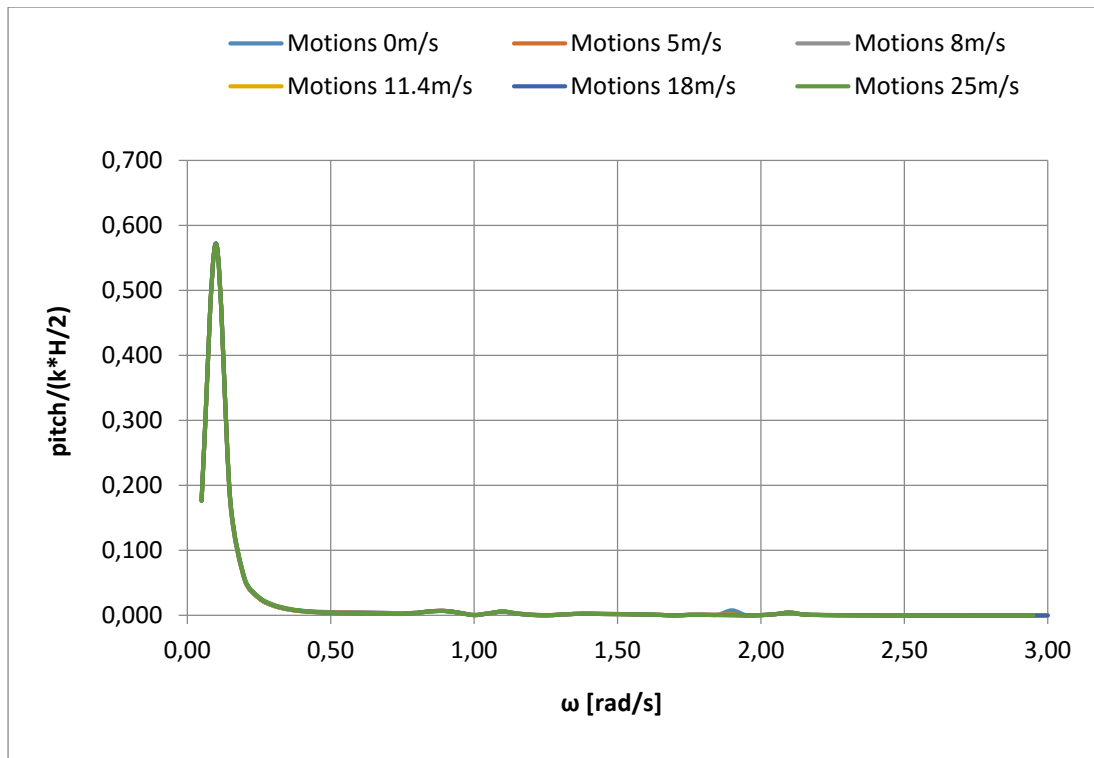
Σχήμα 5.2.74 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



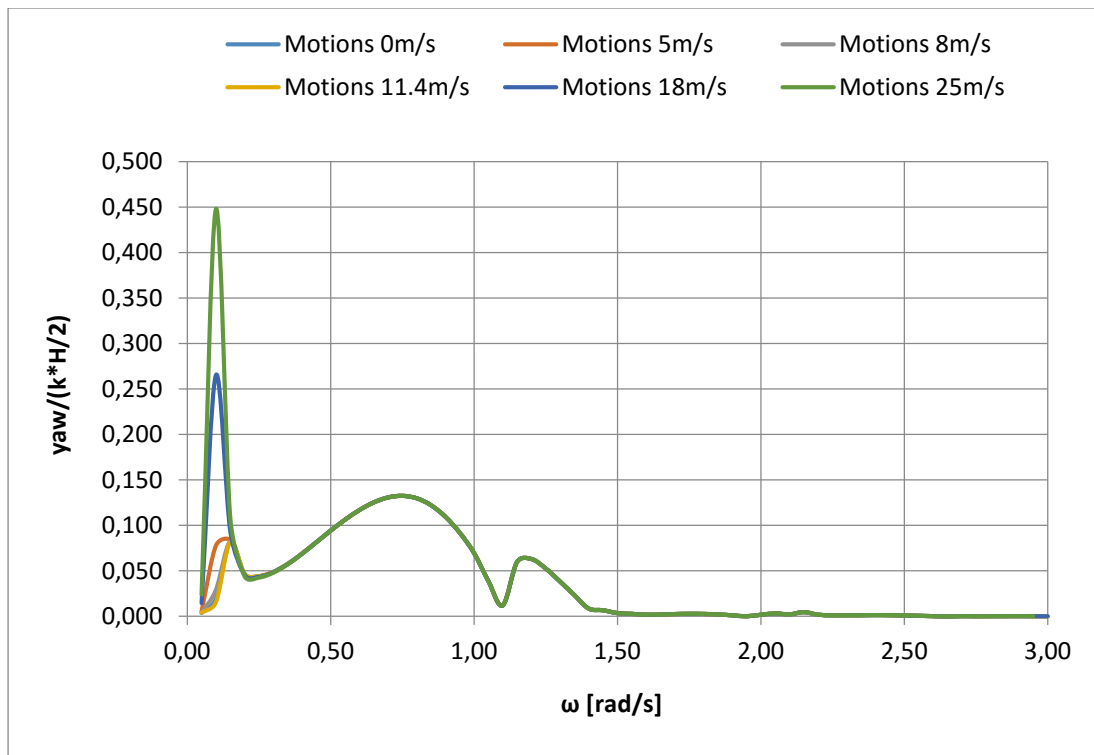
Σχήμα 5.2.75 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



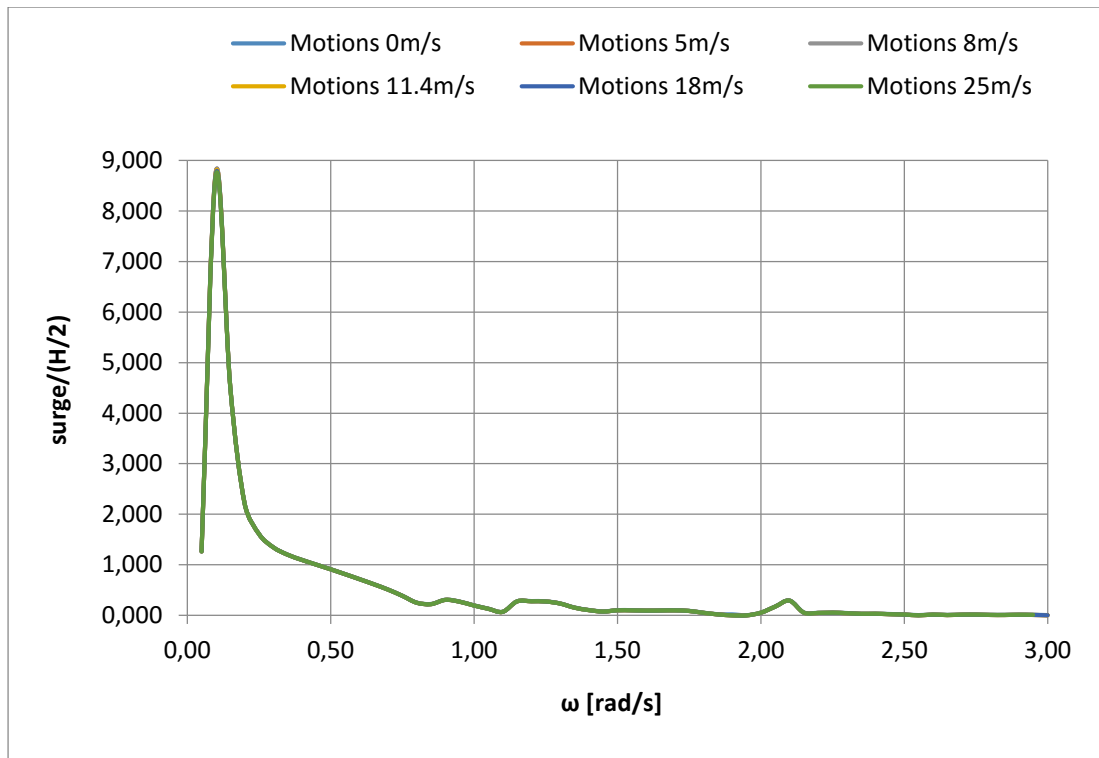
Σχήμα 5.2.76 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



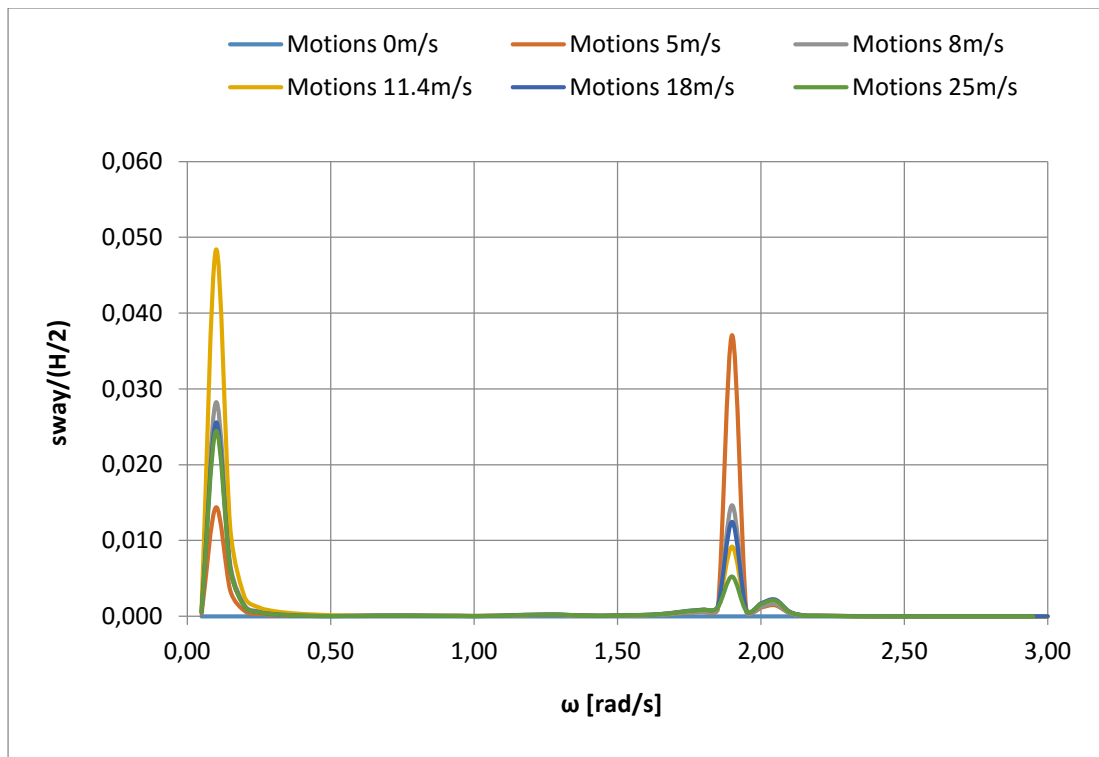
Σχήμα 5.2.77 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



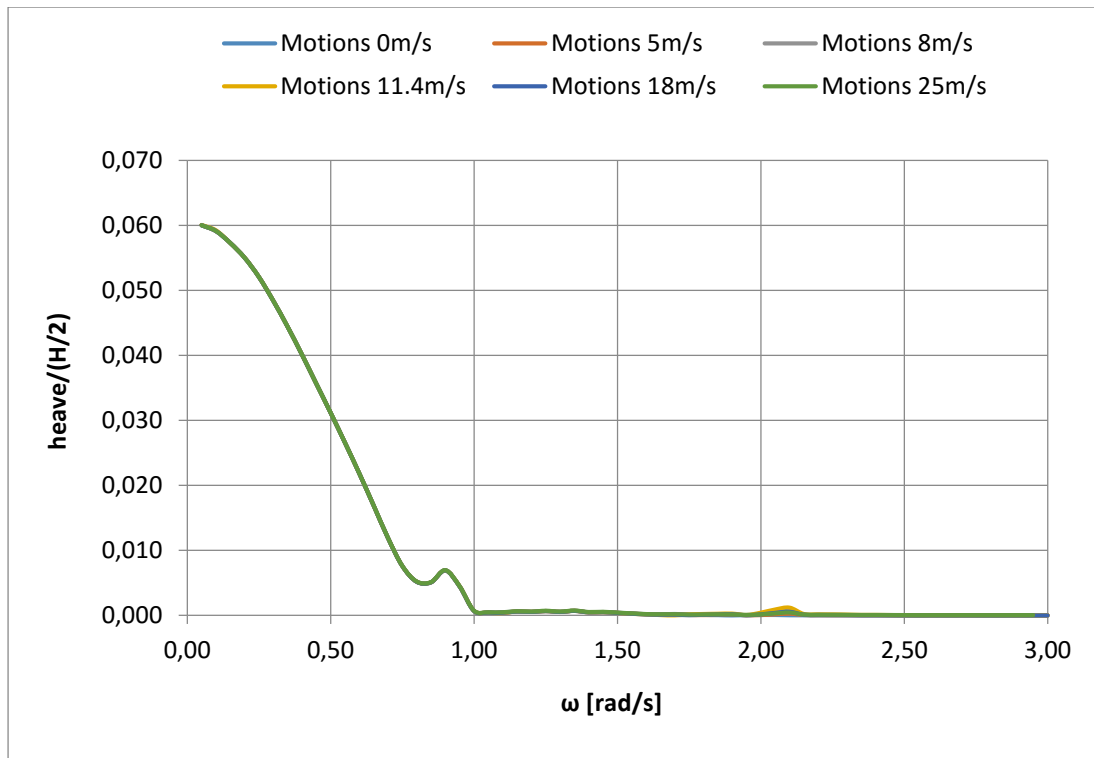
Σχήμα 5.2.78 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 150 μοίρες



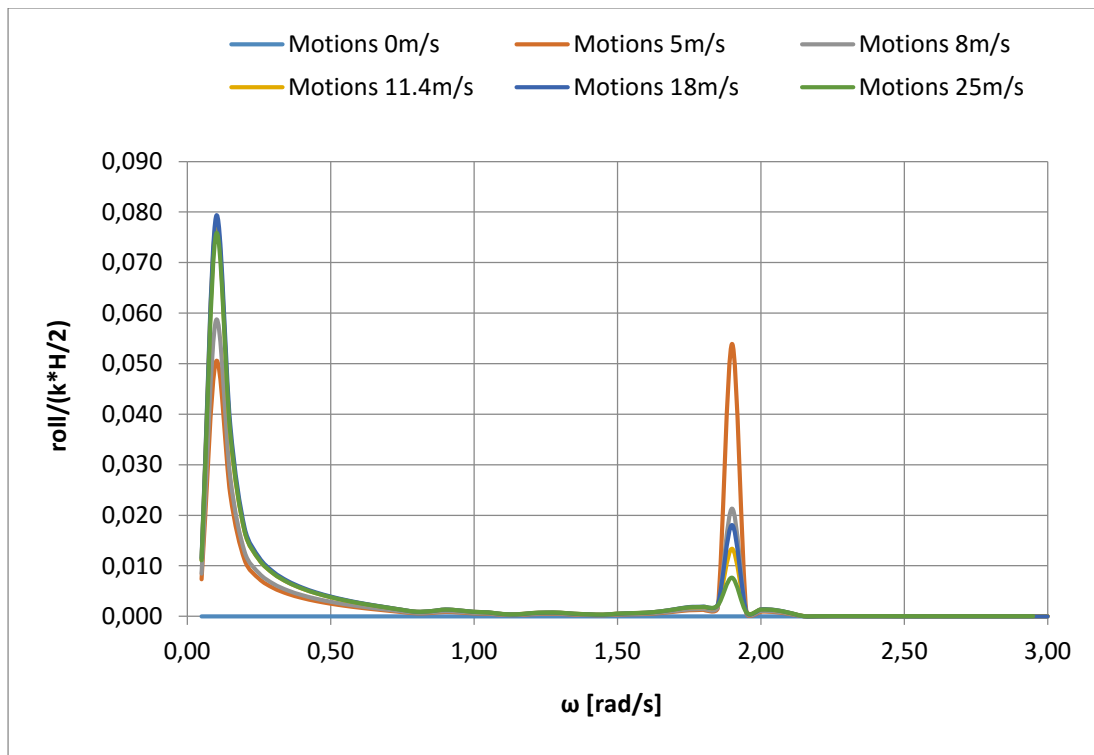
Σχήμα 5.2.79 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



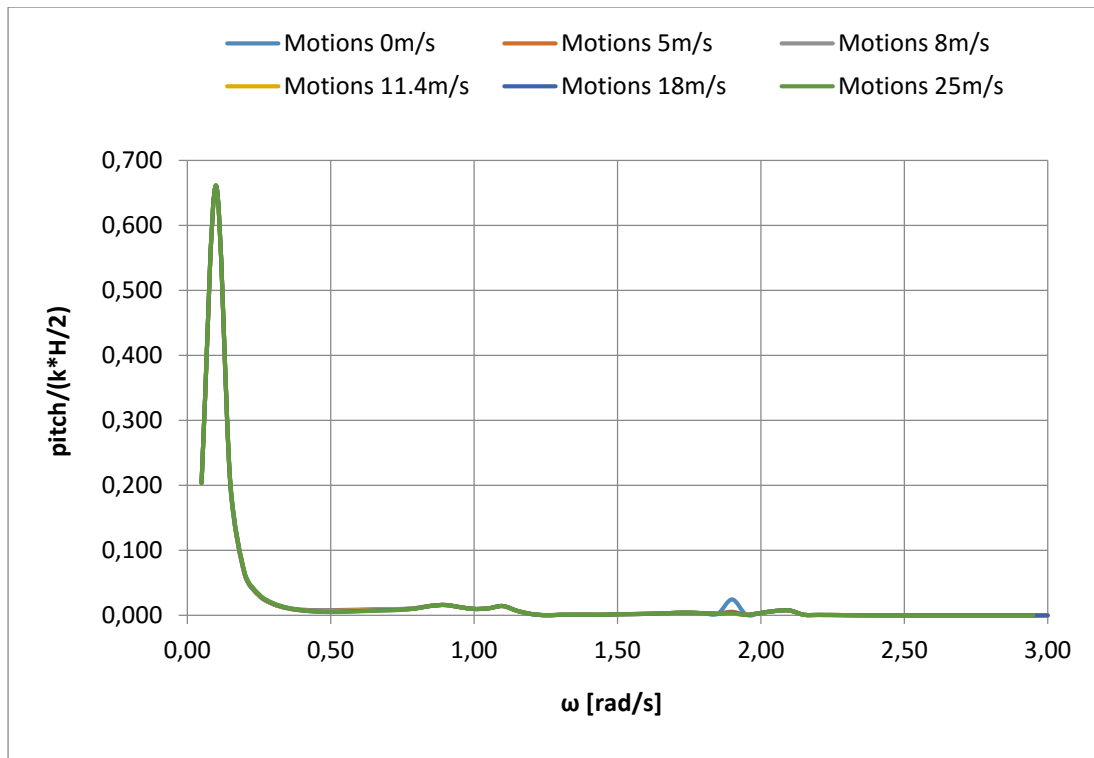
Σχήμα 5.2.80 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



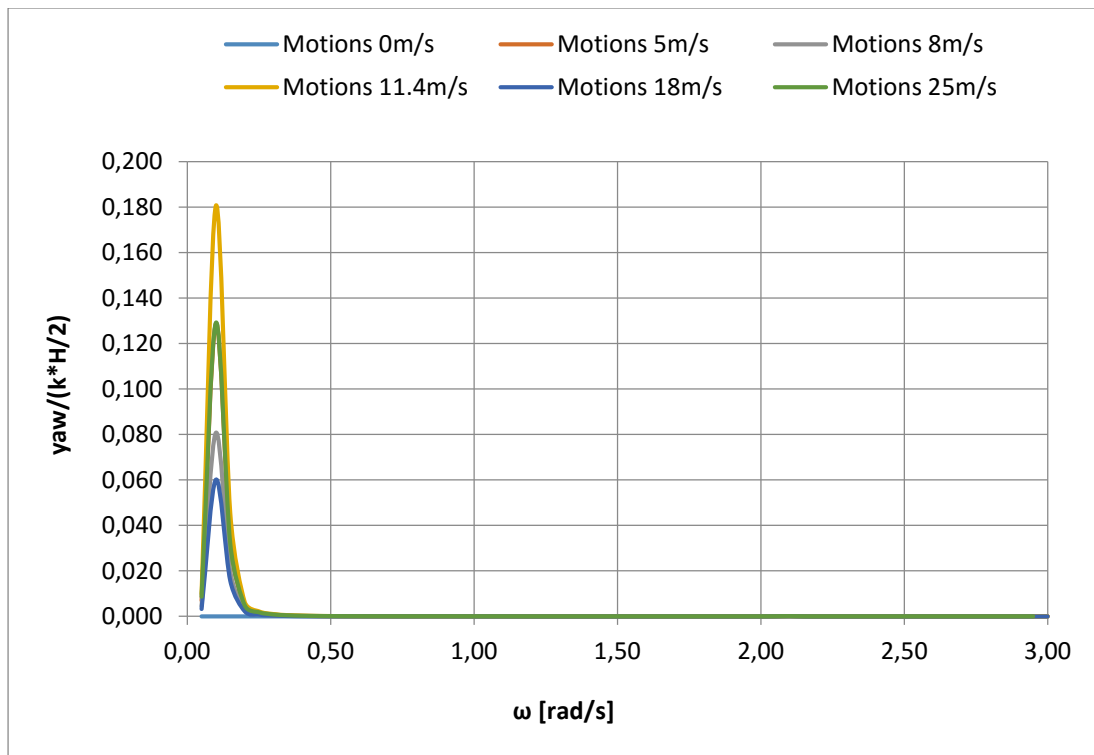
Σχήμα 5.2.81 Αδιαστατοποιημένη κίνηση στον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



Σχήμα 5.2.82 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



Σχήμα 5.2.83 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες



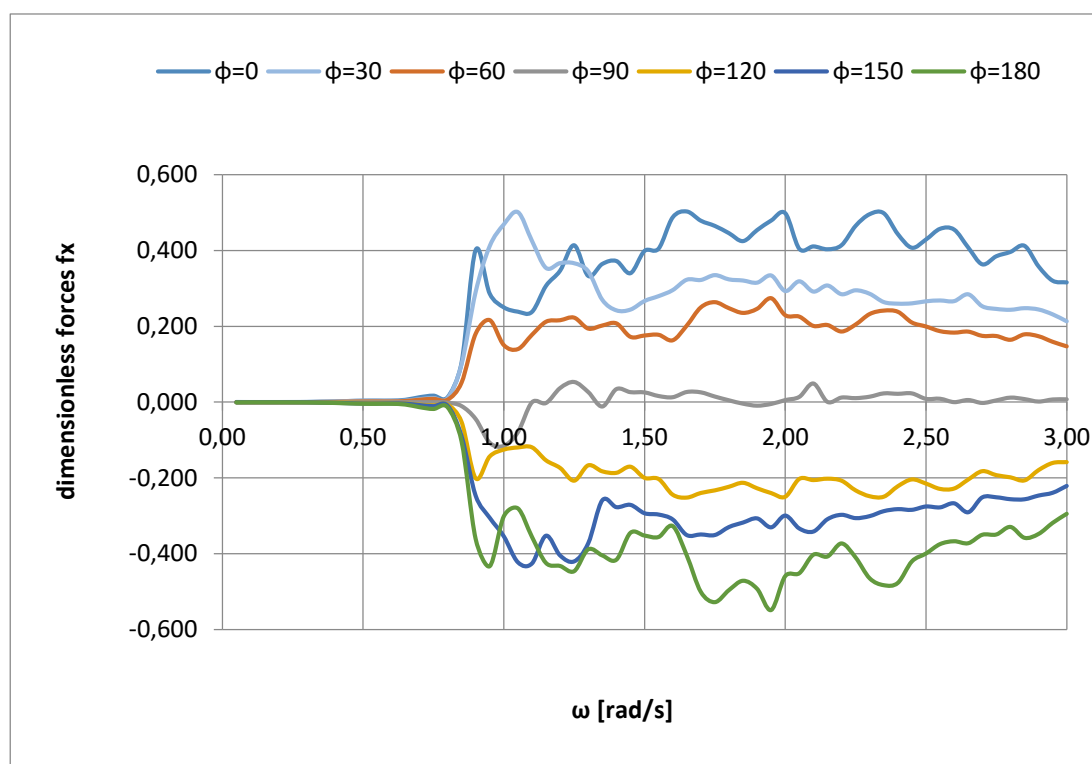
Σχήμα 5.2.84 Αδιαστατοποιημένη περιστροφή περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων για γωνία πρόσπτωσης του κυματισμού 180 μοίρες

5.3 ΔΥΝΑΜΕΙΣ ΕΚΠΤΩΣΗΣ (DRIFT FORCES)

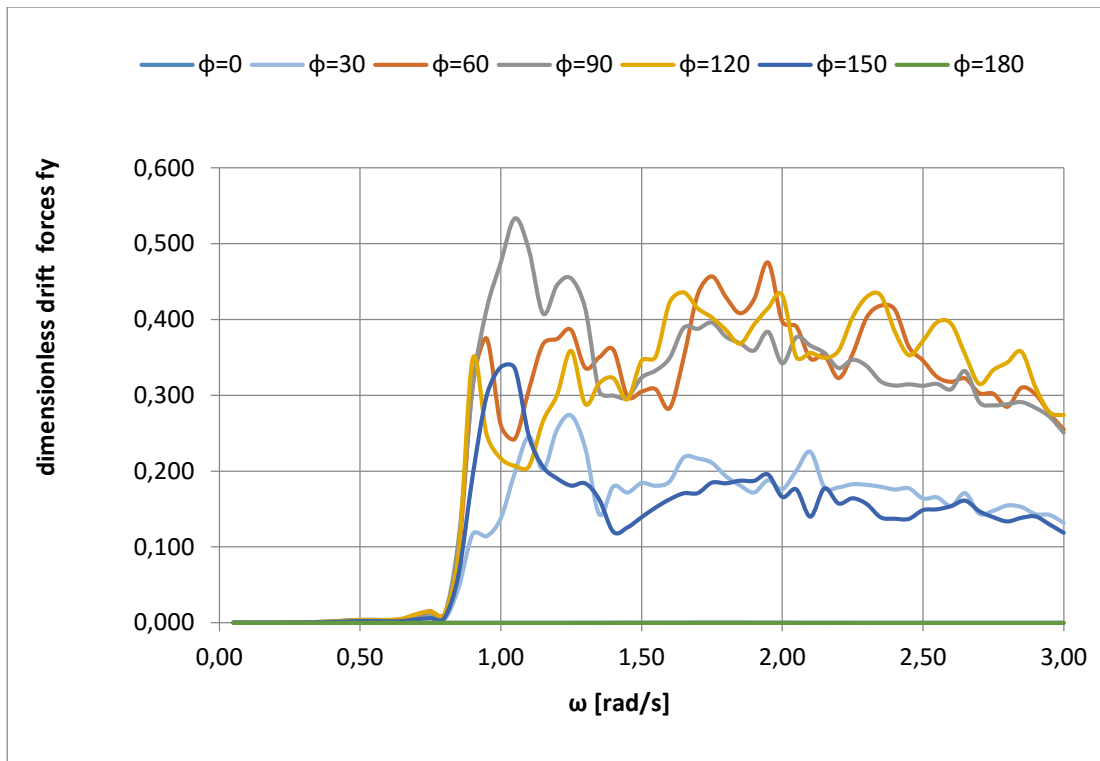
Στη συνέχεια, απεικονίζονται οι μέσες χρονικά δευτεροτάξιες δυνάμεις και ροπές έκπτωσης που ασκούνται στην ενιαία κατασκευής και παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 2.3.2 .

Οι δυνάμεις απεικονίζονται αδιαστατοποιημένες ως προς: $\frac{force}{4\rho gref(\frac{H}{2})^2}$ ενώ οι ροπές ως προς: $\frac{moment}{\rho gref^2(\frac{H}{2})^2}$.

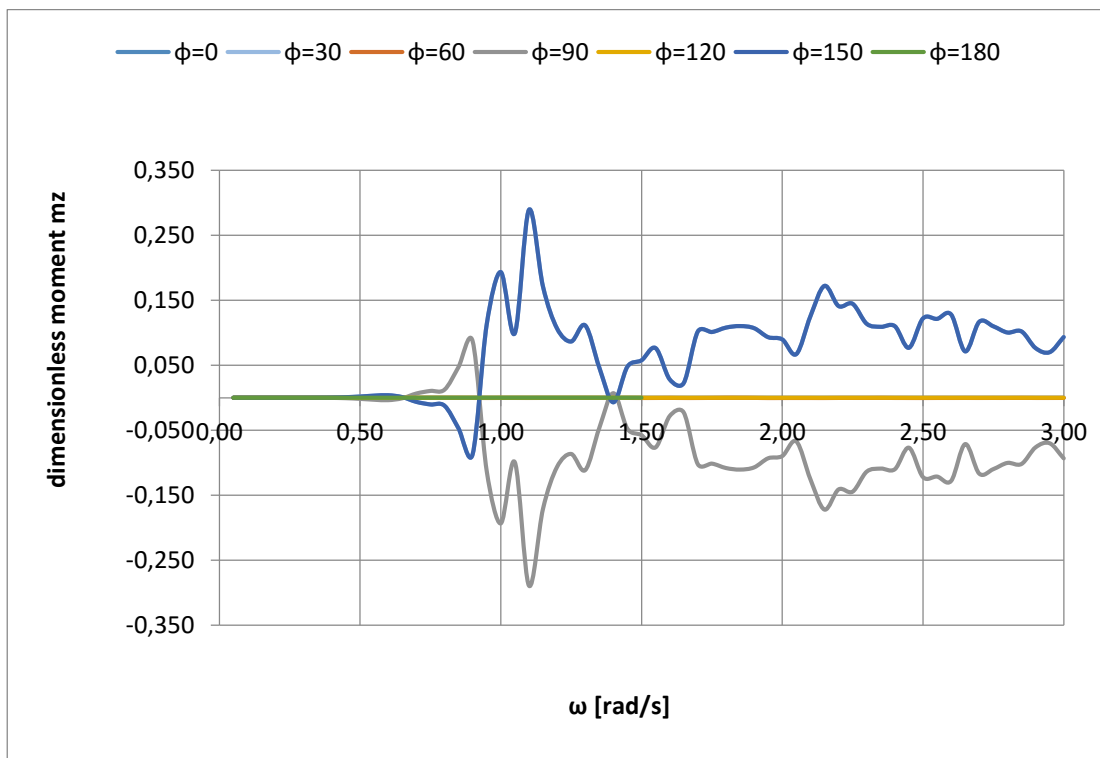
Για βάθος 120 μέτρα:



Σχήμα 5.3.1 Αδιαστατοποιημένη δύναμη έκπτωσης στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων

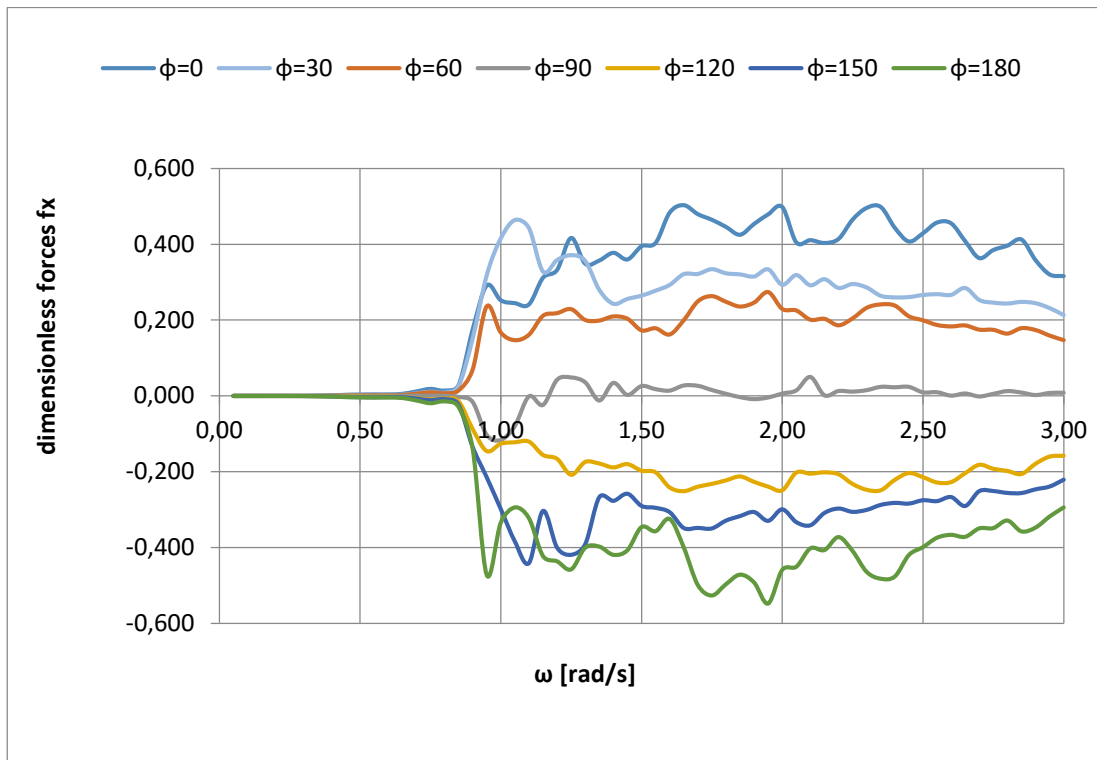


Σχήμα 5.3.2 Αδιαστατοποιημένη δύναμη έκπτωσης στον y άξονα στο πεδίο συχνοτήτων

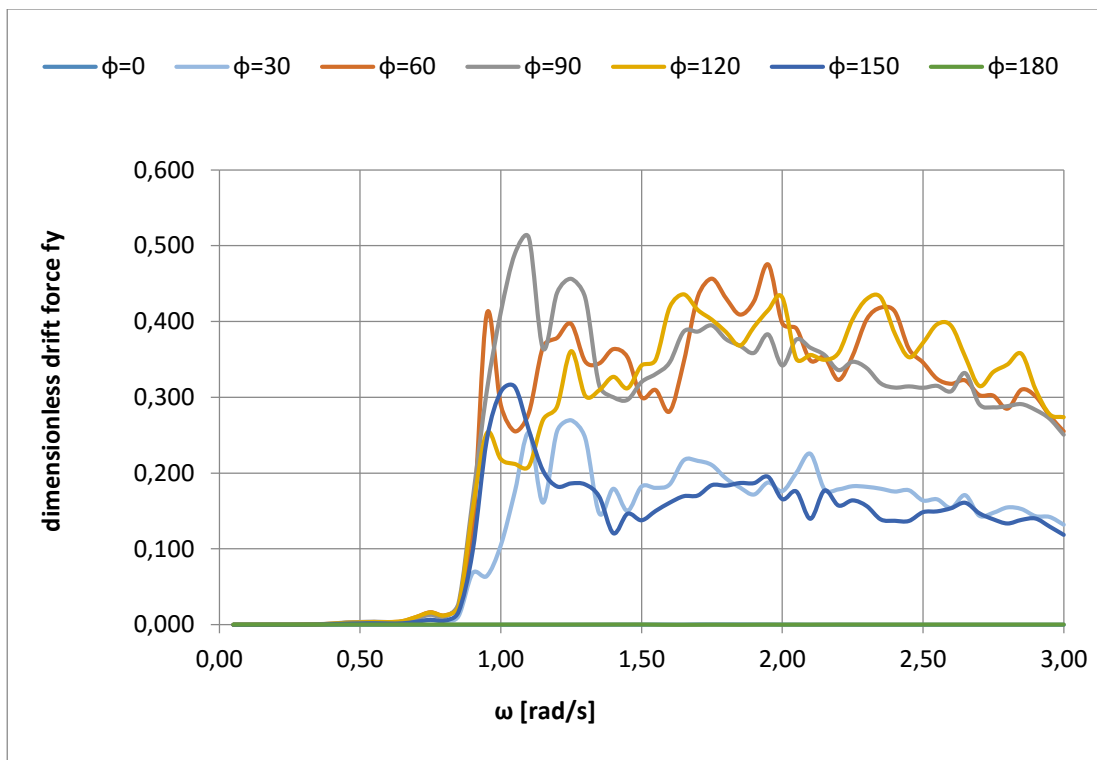


Σχήμα 5.3.3 Αδιαστατοποιημένη ροπή έκπτωσης περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων

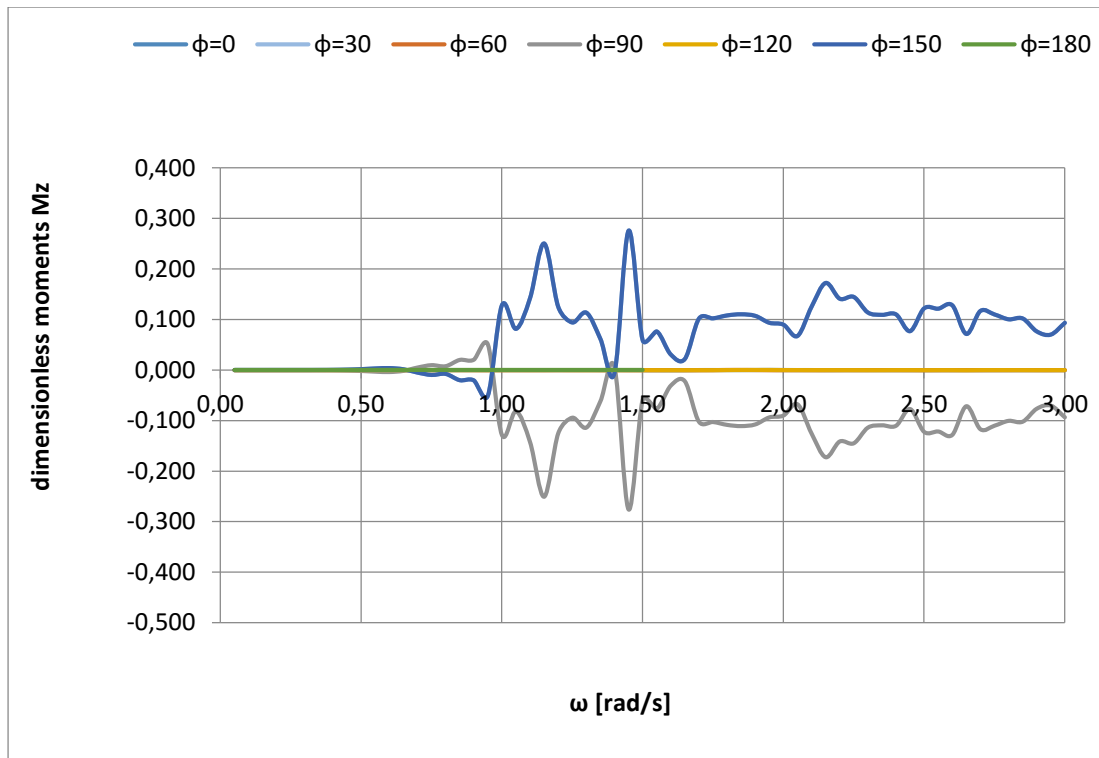
Για βάθος 200 μέτρα:



Σχήμα 5.3.4 Αδιαστατοποιημένη δύναμη έκπτωσης στον x άξονα στο πεδίο συχνοτήτων



Σχήμα 5.3.5 Αδιαστατοποιημένη δύναμη έκπτωσης στον γ άξονα στο πεδίο συχνοτήτων

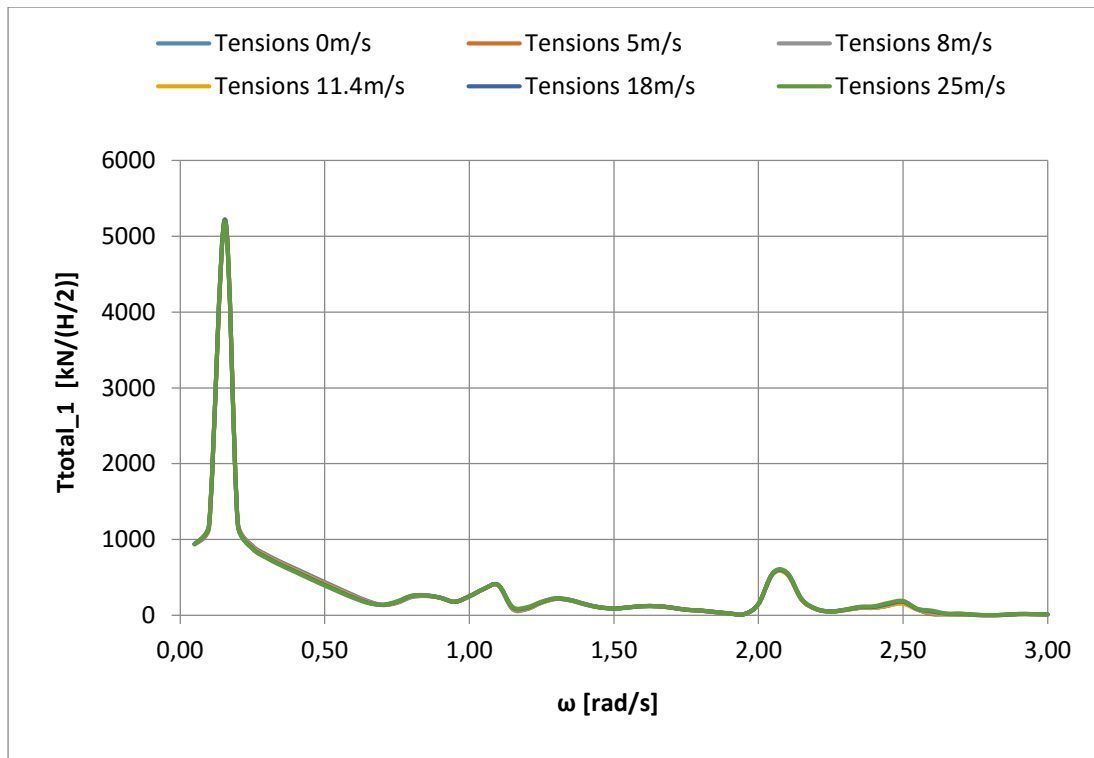


Σχήμα 5.3.6 Αδιαστατοποιημένη ροπή έκπτωσης περί τον z άξονα στο πεδίο συχνοτήτων

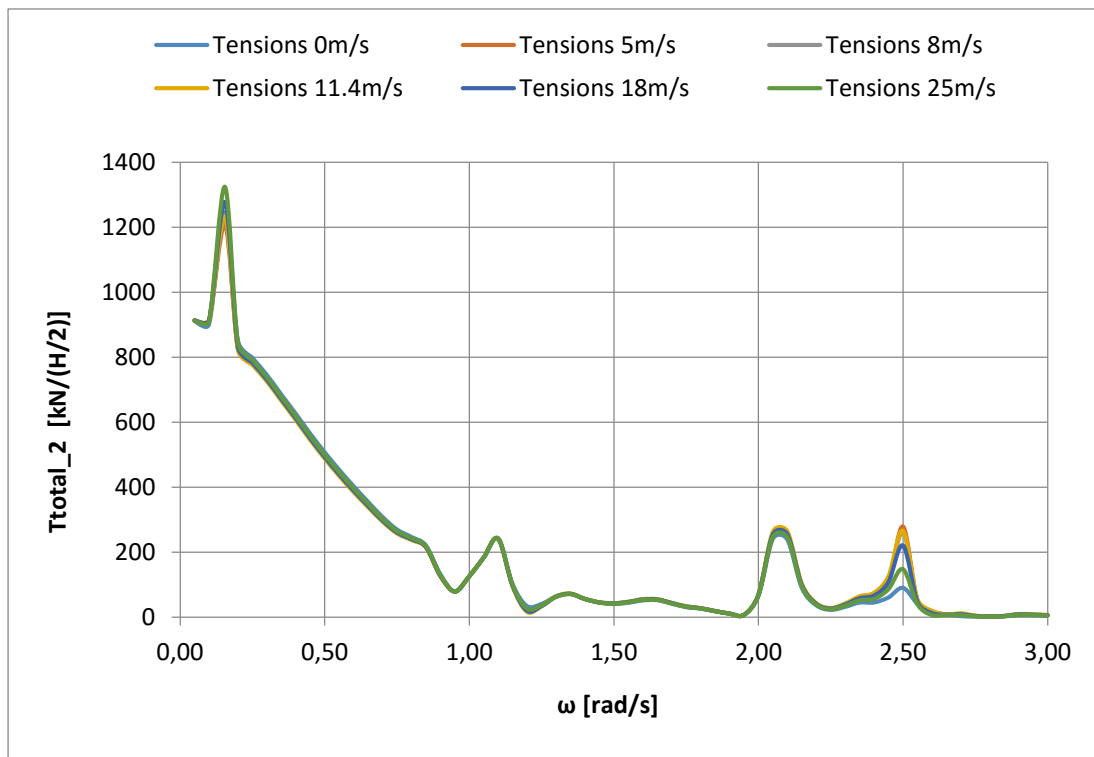
5.4. ΤΑΣΕΙΣ ΣΤΙΣ ΓΡΑΜΜΕΣ ΑΓΚΥΡΩΣΗΣ

Σύμφωνα με το σύστημα αγκύρωσης που περιγράφηκε στη παράγραφο 2.4, υπολογίζονται, εν συνεχεία, οι τάσεις στις γραμμές αγκύρωσης 1, 2 και 3. Η γραμμή 1 είναι εκείνη που βρίσκεται πάνω στον άξονα x, η γραμμή 2 βρίσκεται 120° από τη γραμμή 1 και στα θετικά του άξονα y, ενώ η γραμμή 3 βρίσκεται στα αρνητικά y και 120° από τη γραμμή 2. Όπως αναφέρθηκε και στα παραπάνω εδάφια, παρουσιάζονται αποτελέσματα για βάθη 120 και 200 μέτρα, για ταχύτητες ανέμου 0 - 25m/s και για γωνίες πρόσπτωσης κύματος 0 -180° (βλέπε εδάφιο 2.4.2)

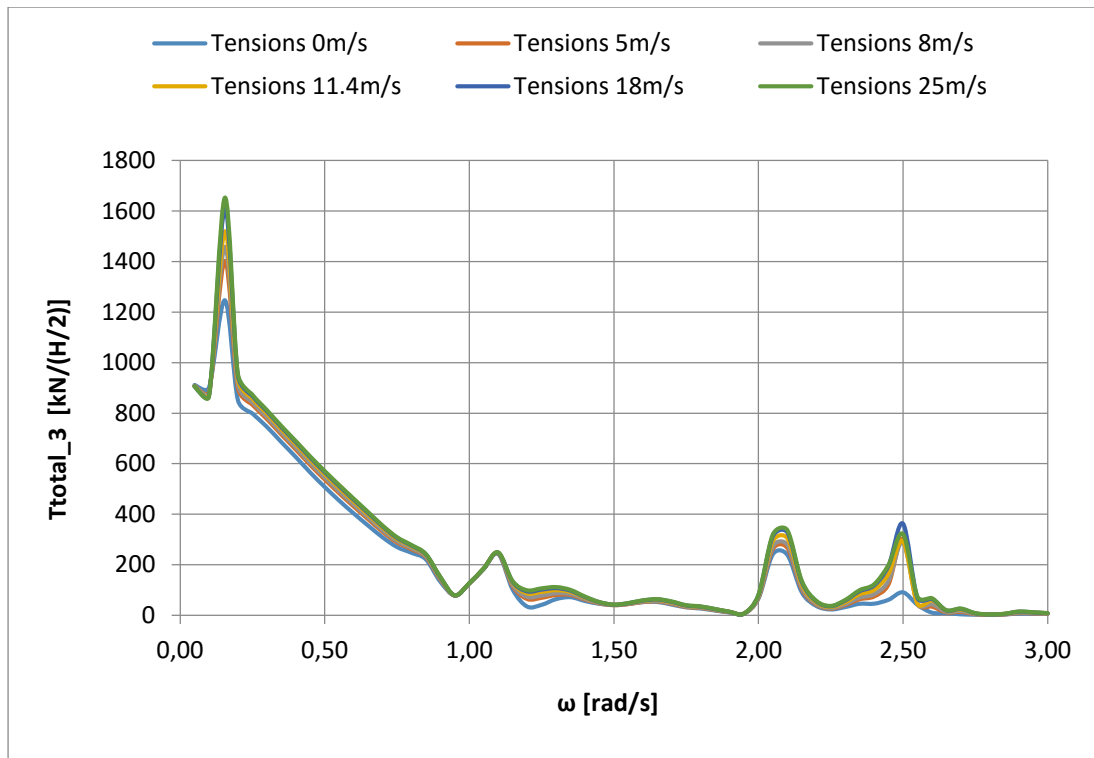
Για βάθος 120 μέτρα:



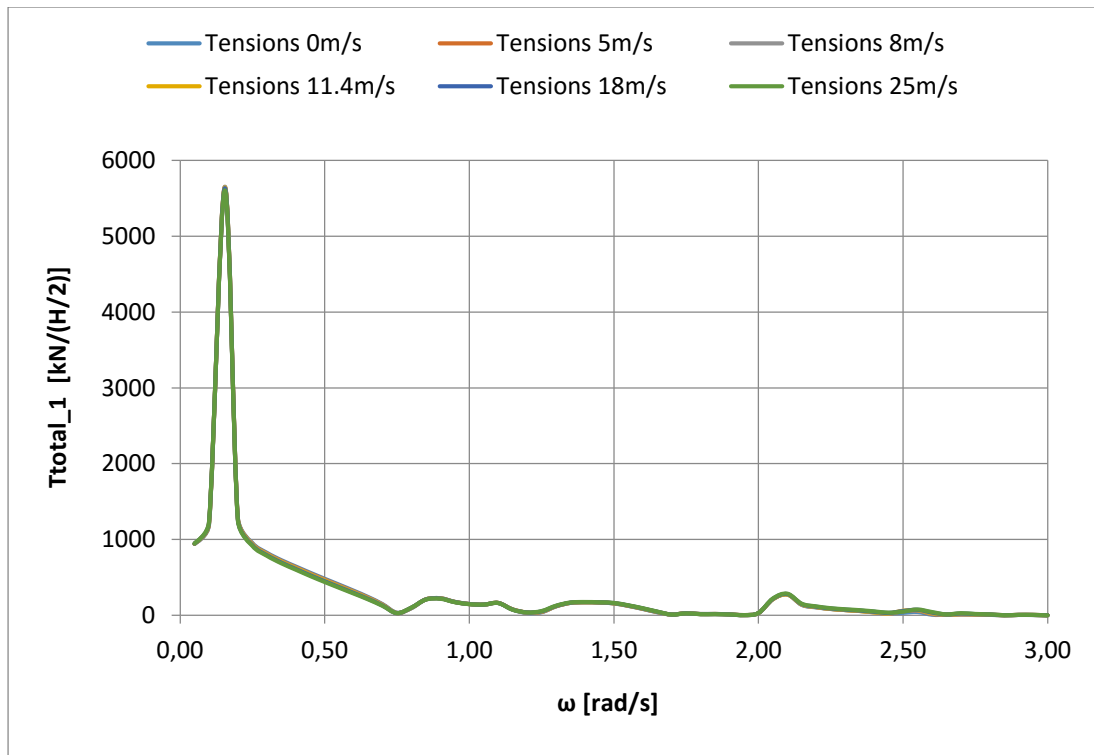
Σχήμα 5.4.1 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 0°



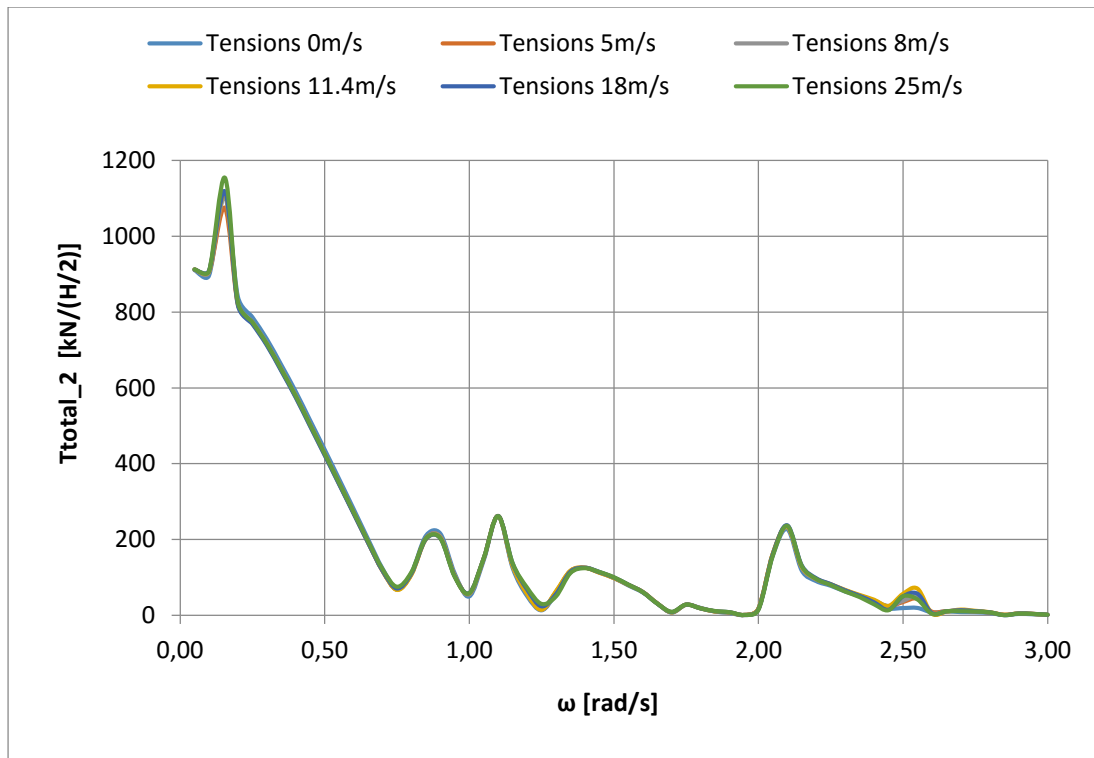
Σχήμα 5.4.2 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 0°



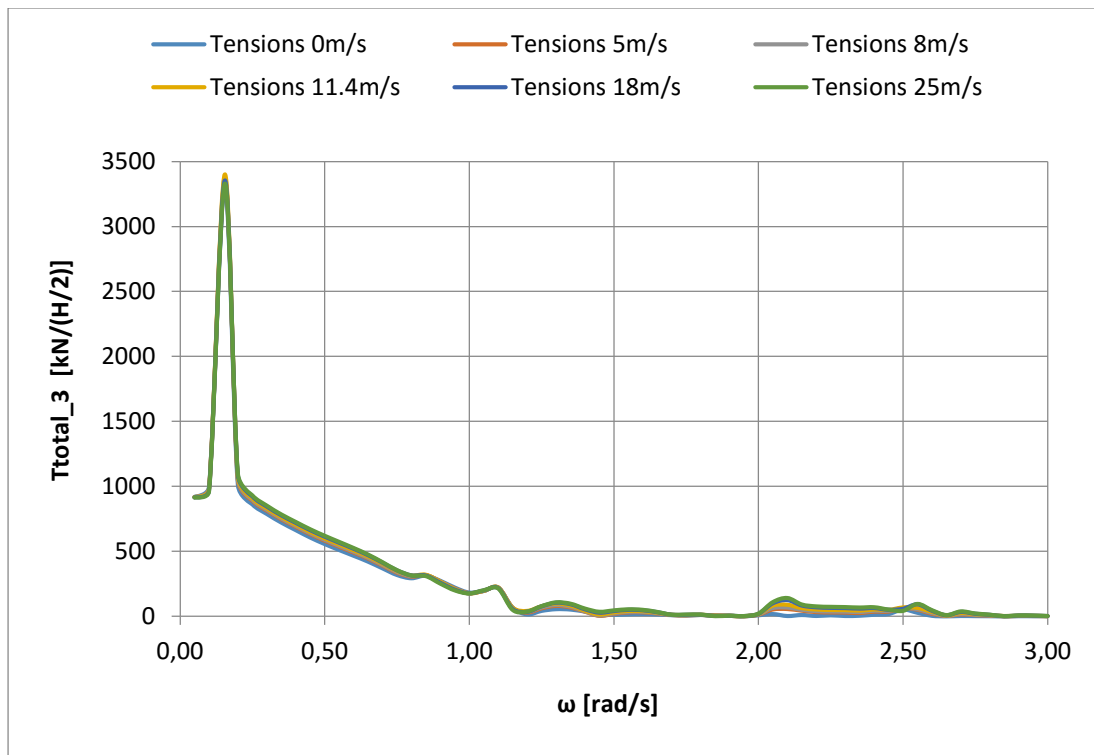
Σχήμα 5.4.3 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 0°



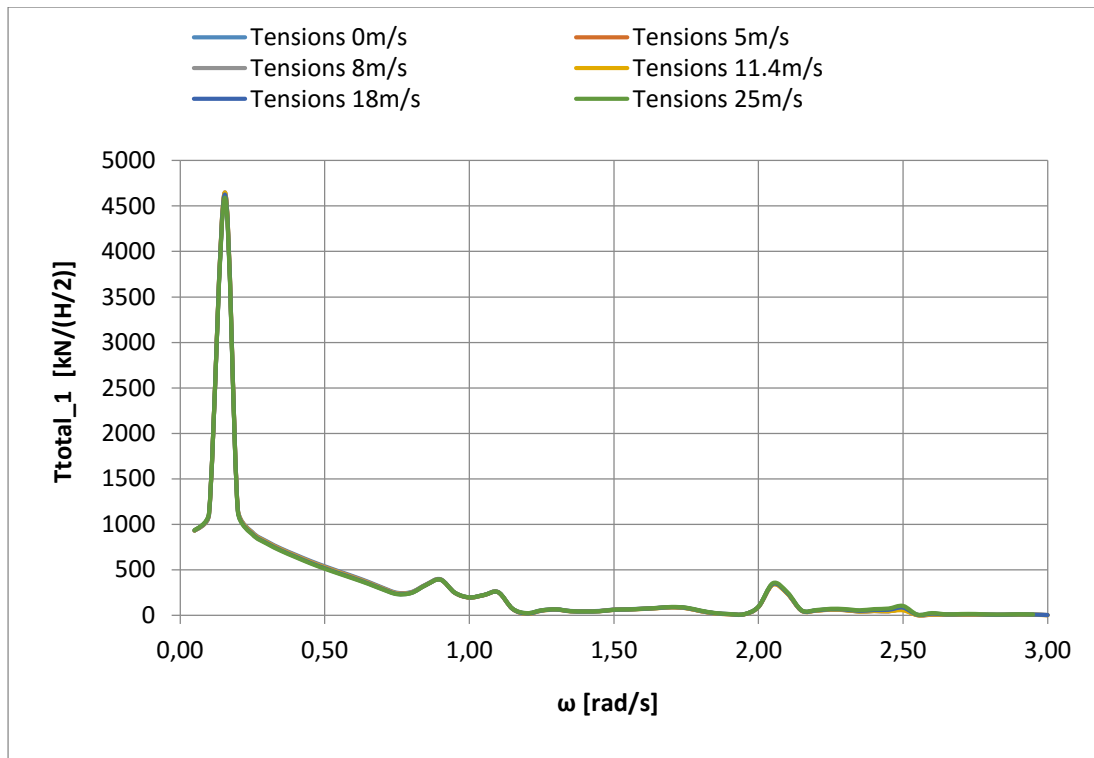
Σχήμα 5.4.4 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 30°



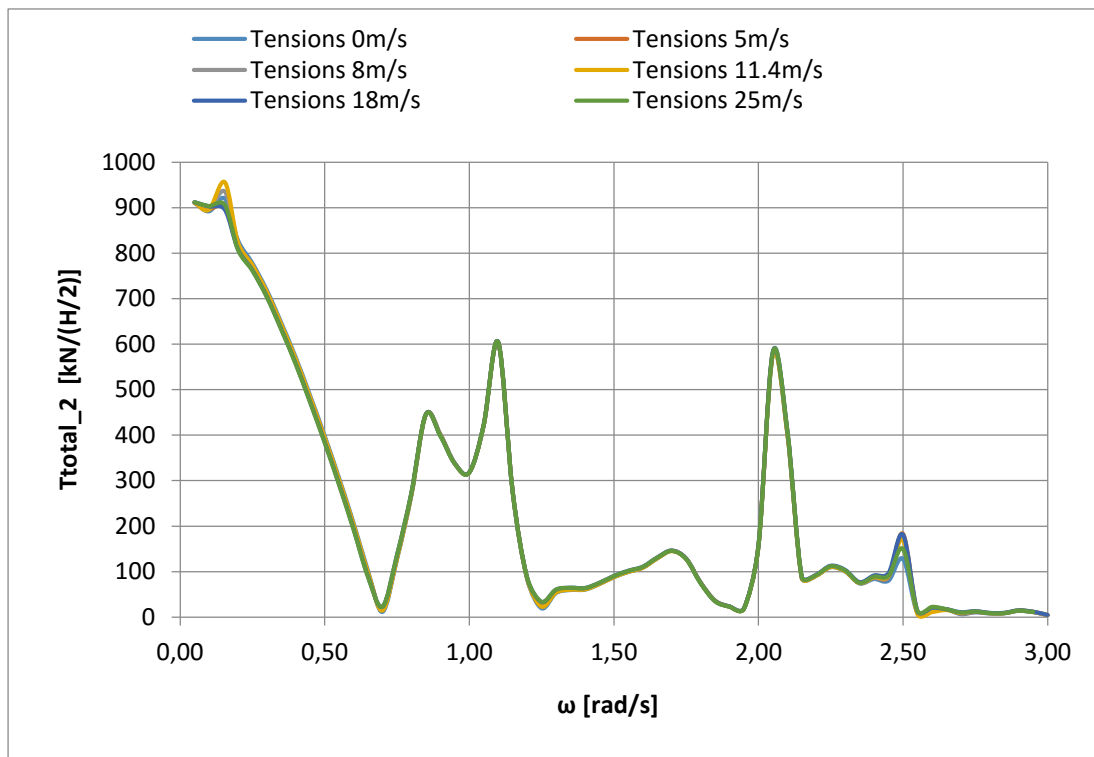
Σχήμα 5.4.5 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 30°



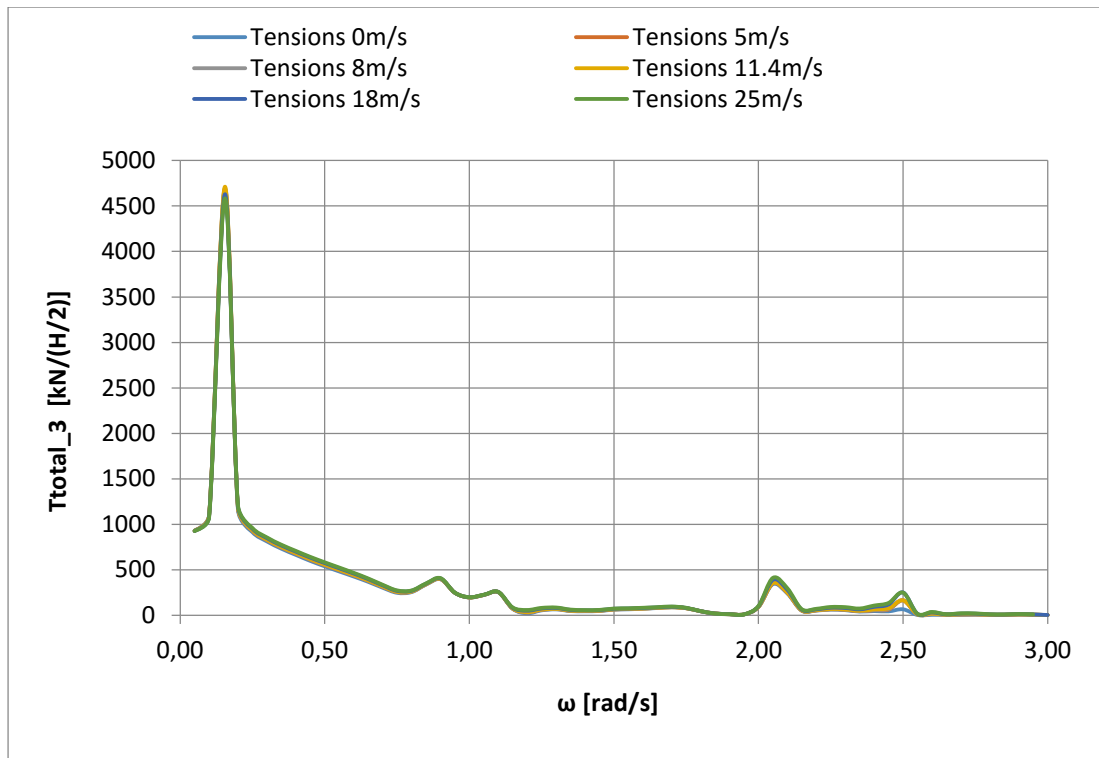
Σχήμα 5.4.6 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 30°



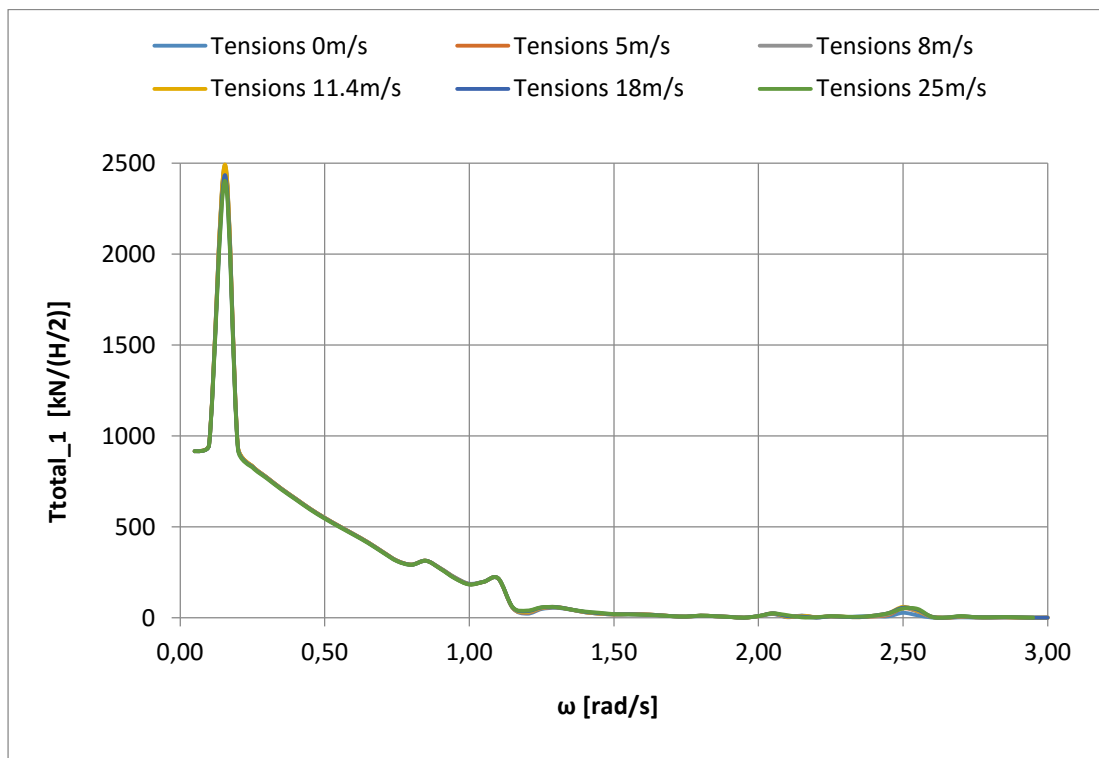
Σχήμα 5.4.7 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 60°



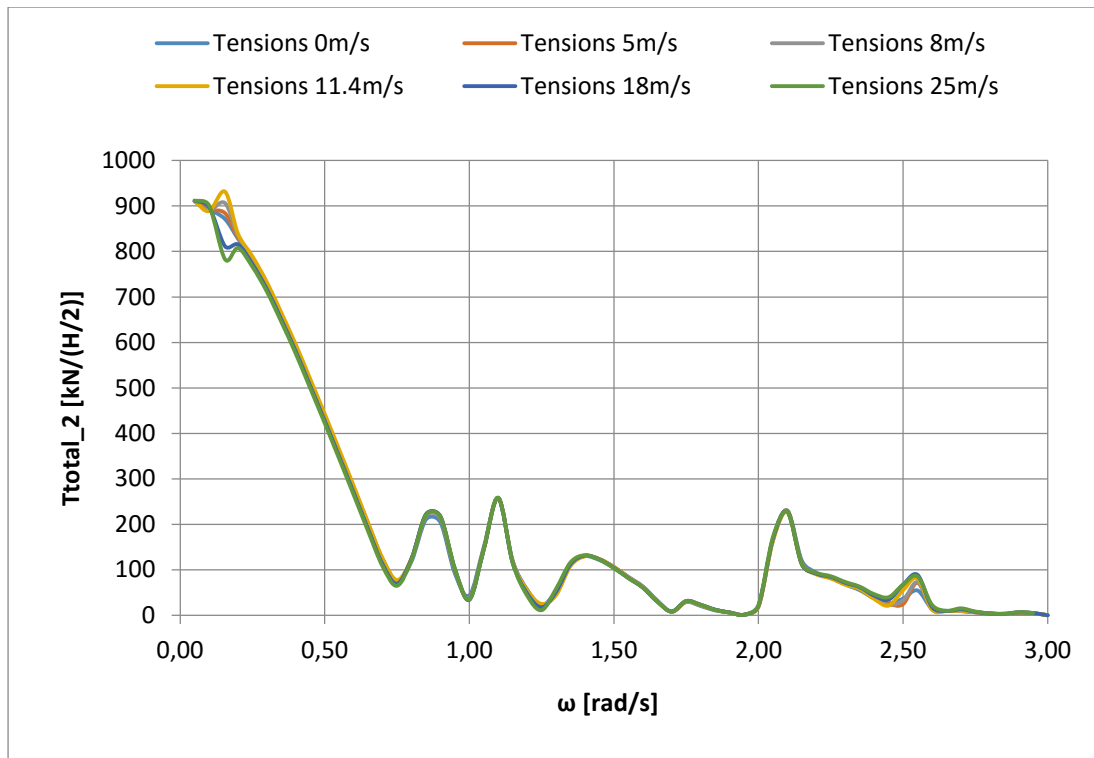
Σχήμα 5.4.8 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 60°



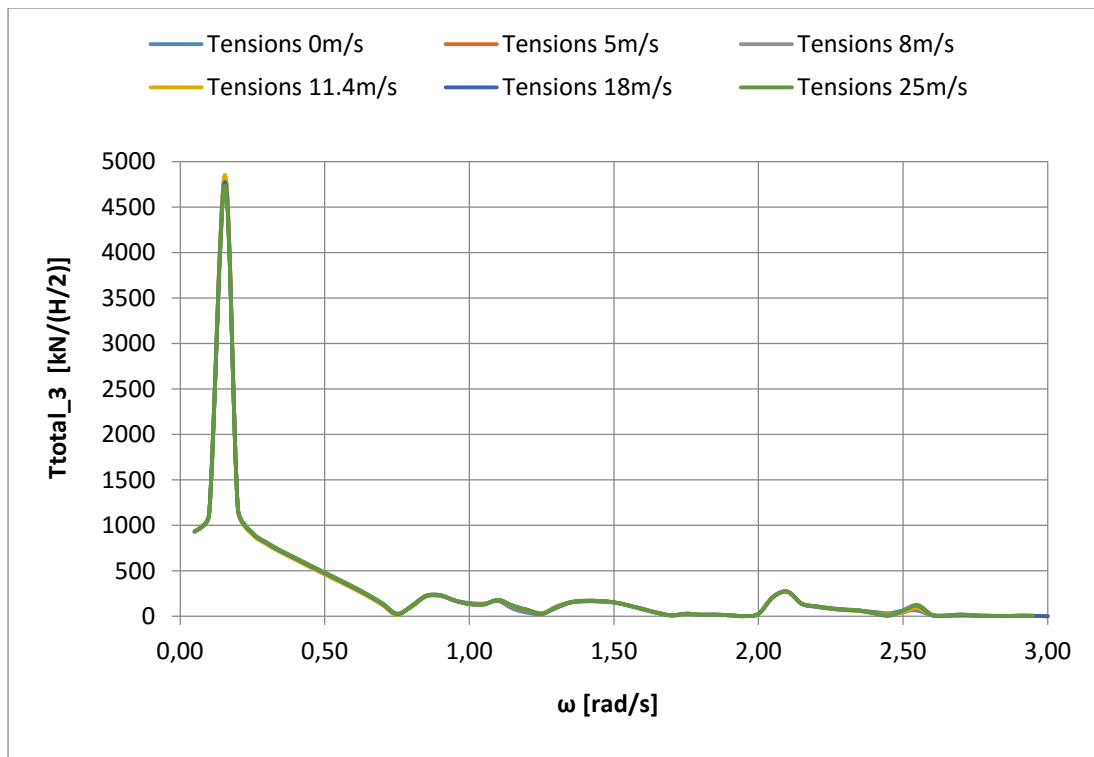
Σχήμα 5.4.9 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 60°



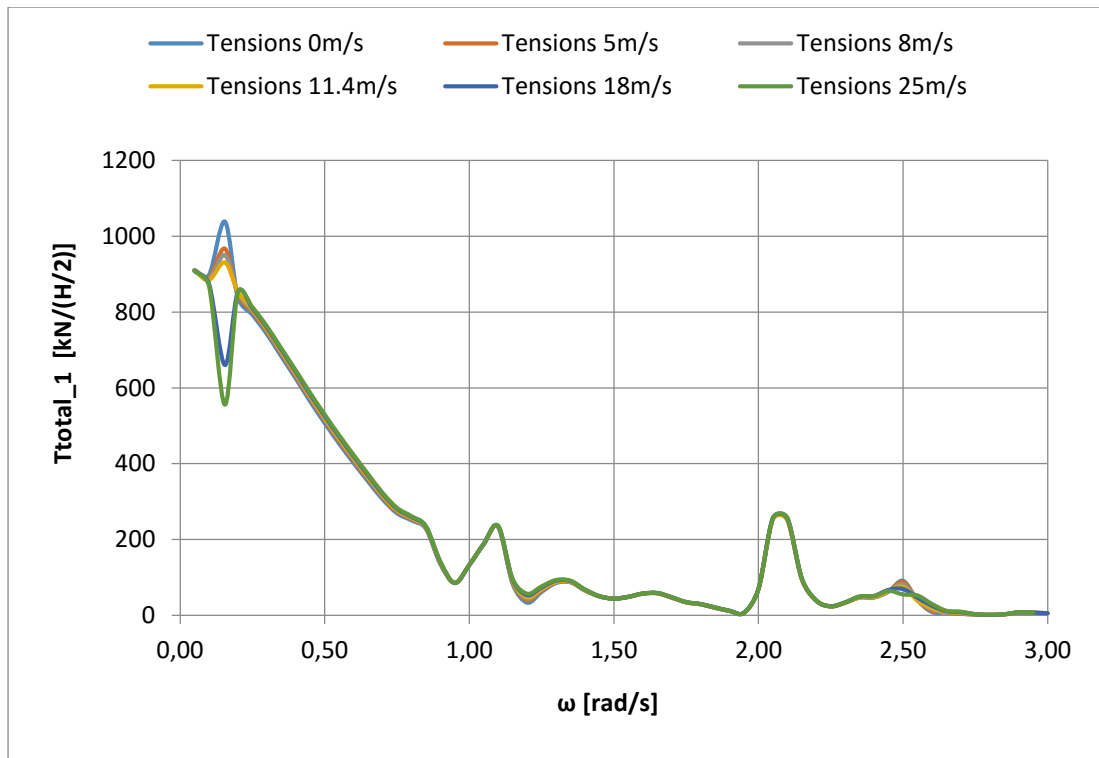
Σχήμα 5.4.10 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 90°



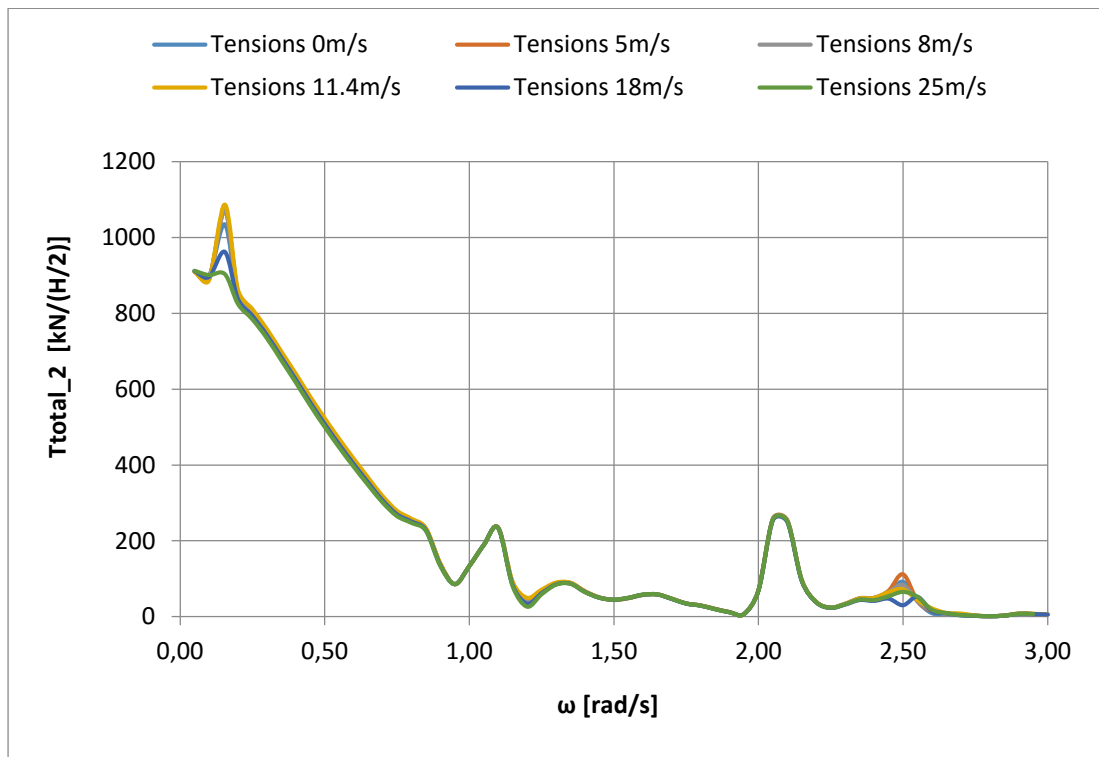
Σχήμα 5.4.11 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 90°



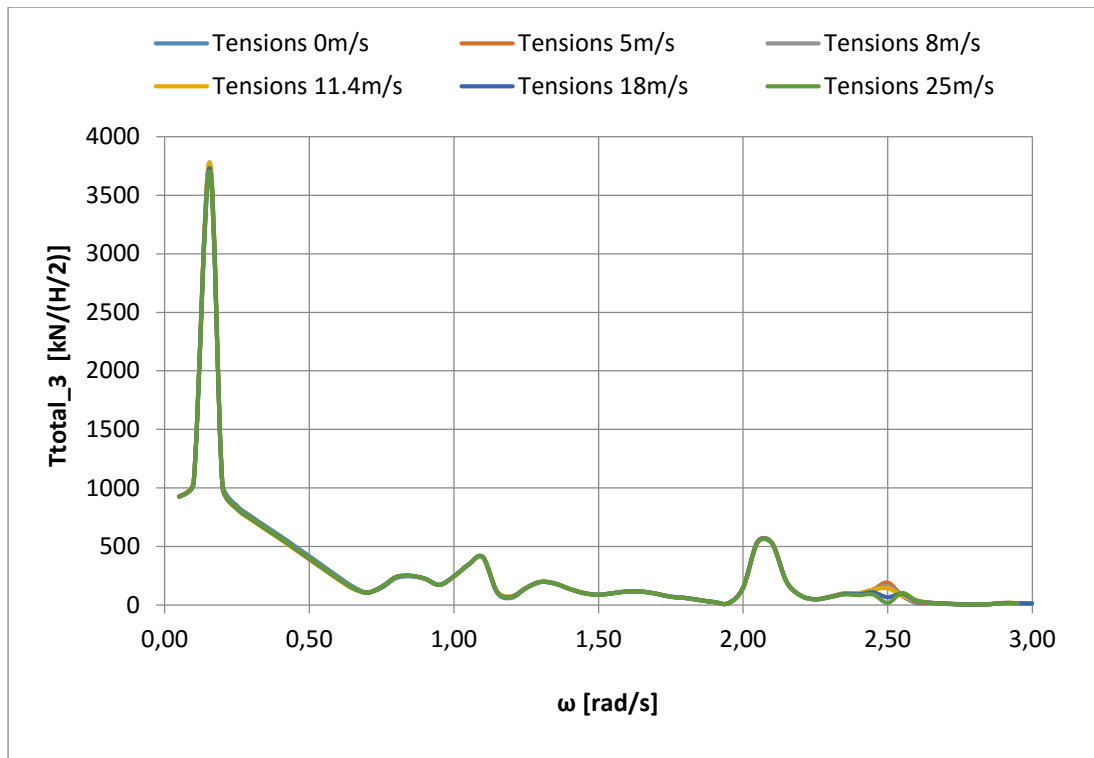
Σχήμα 5.4.12 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 90°



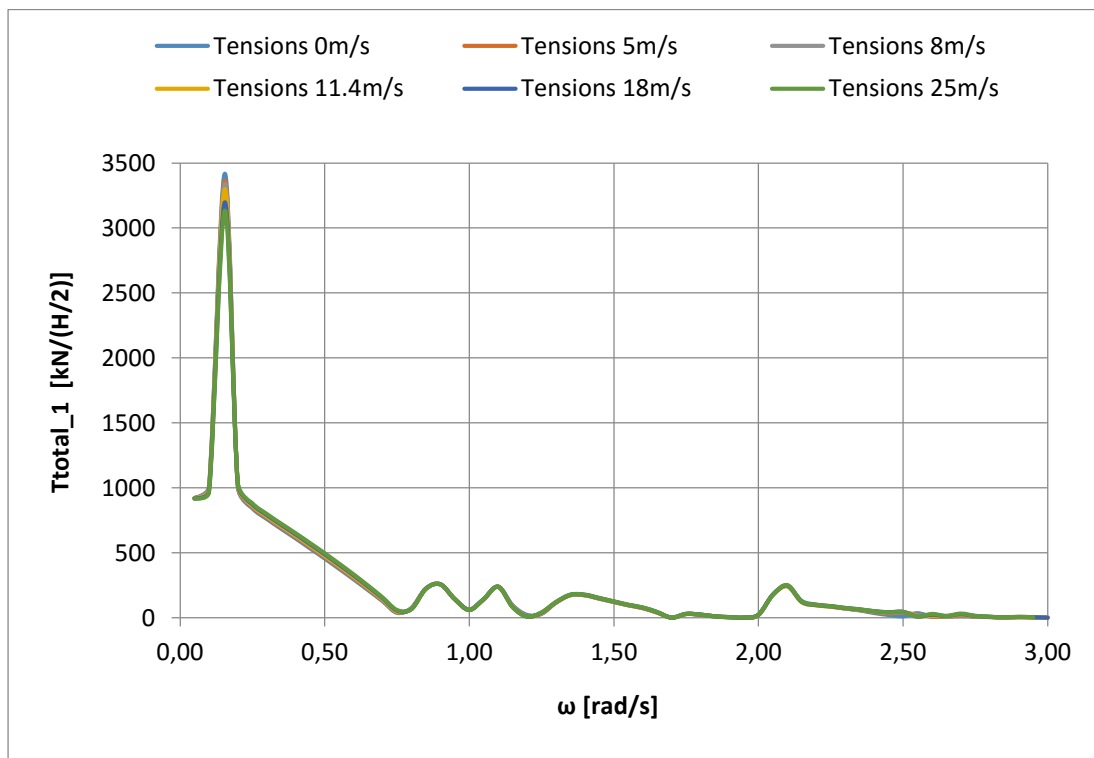
Σχήμα 5.4.13 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 120°



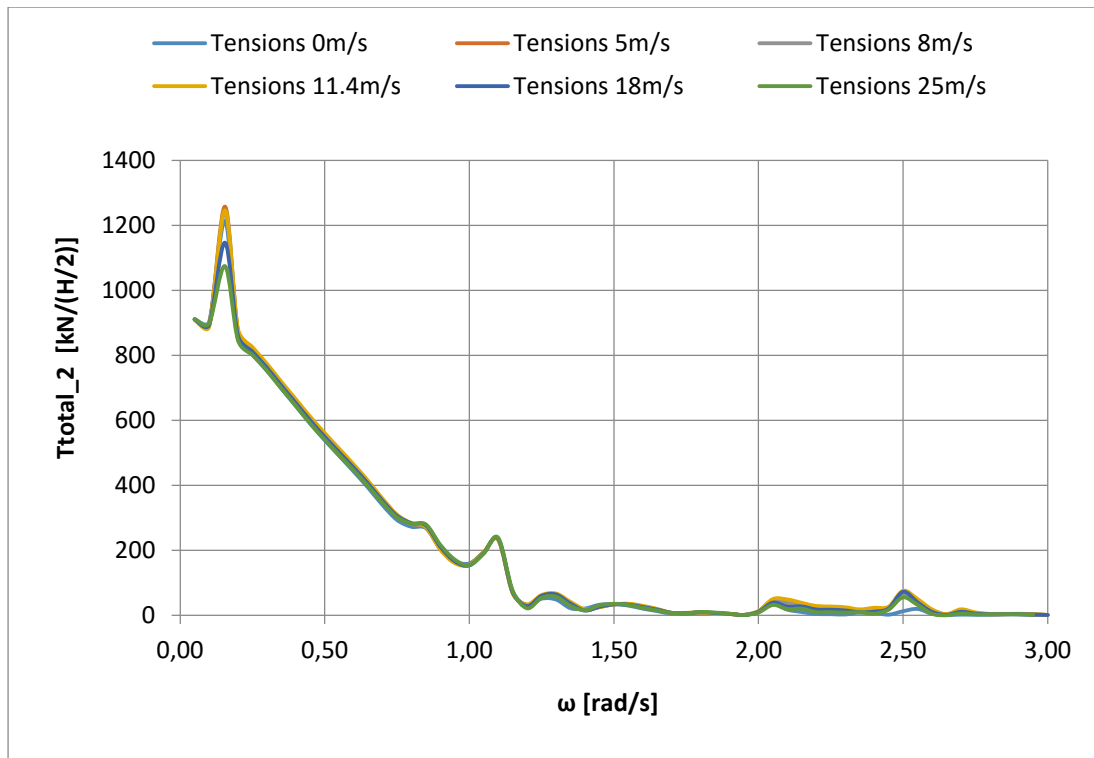
Σχήμα 5.4.14 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 120°



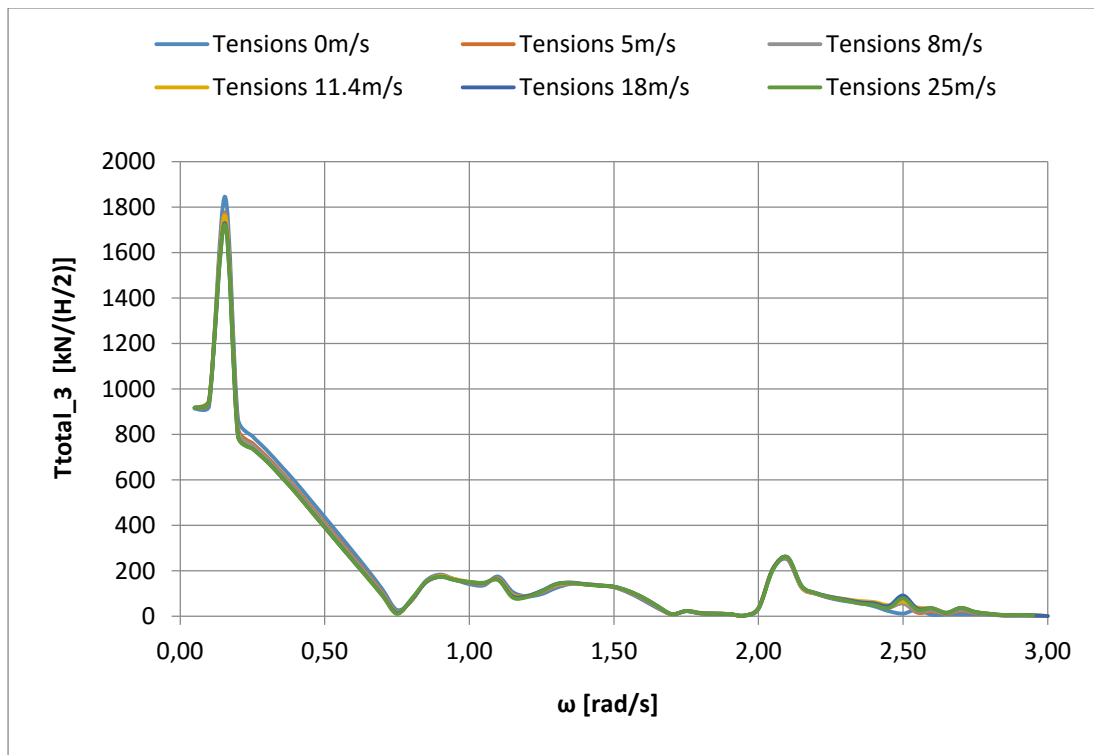
Σχήμα 5.4.15 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 120°



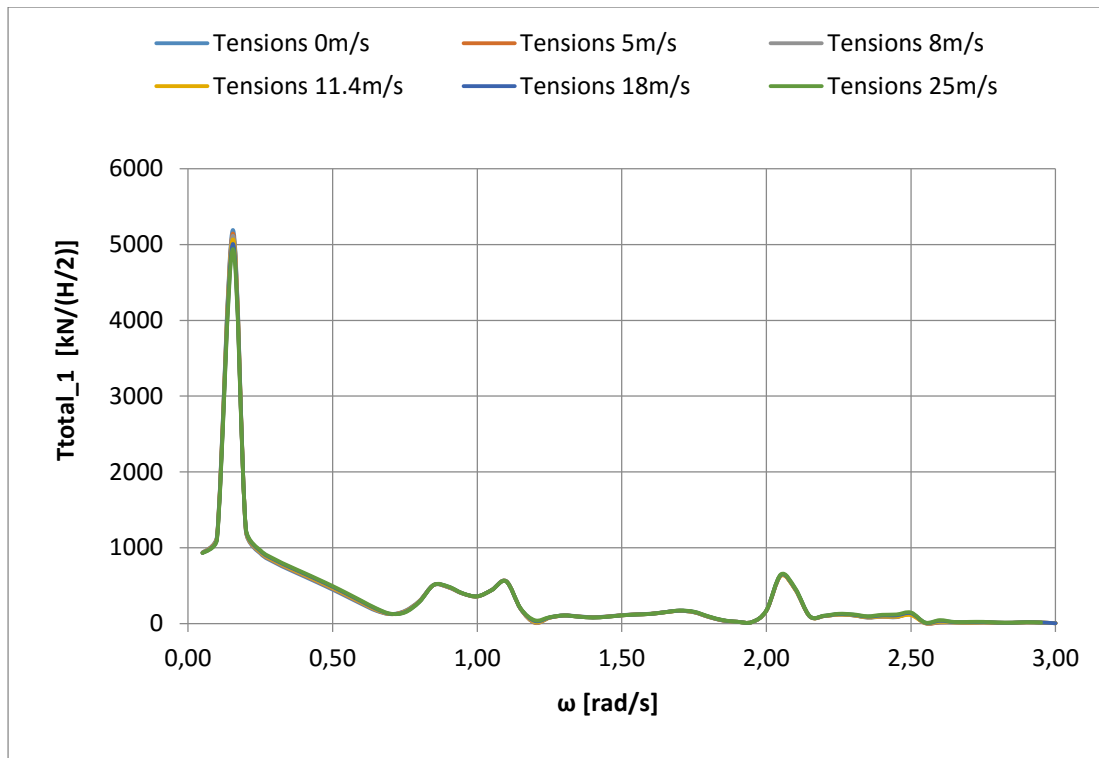
Σχήμα 5.4.16 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 150°



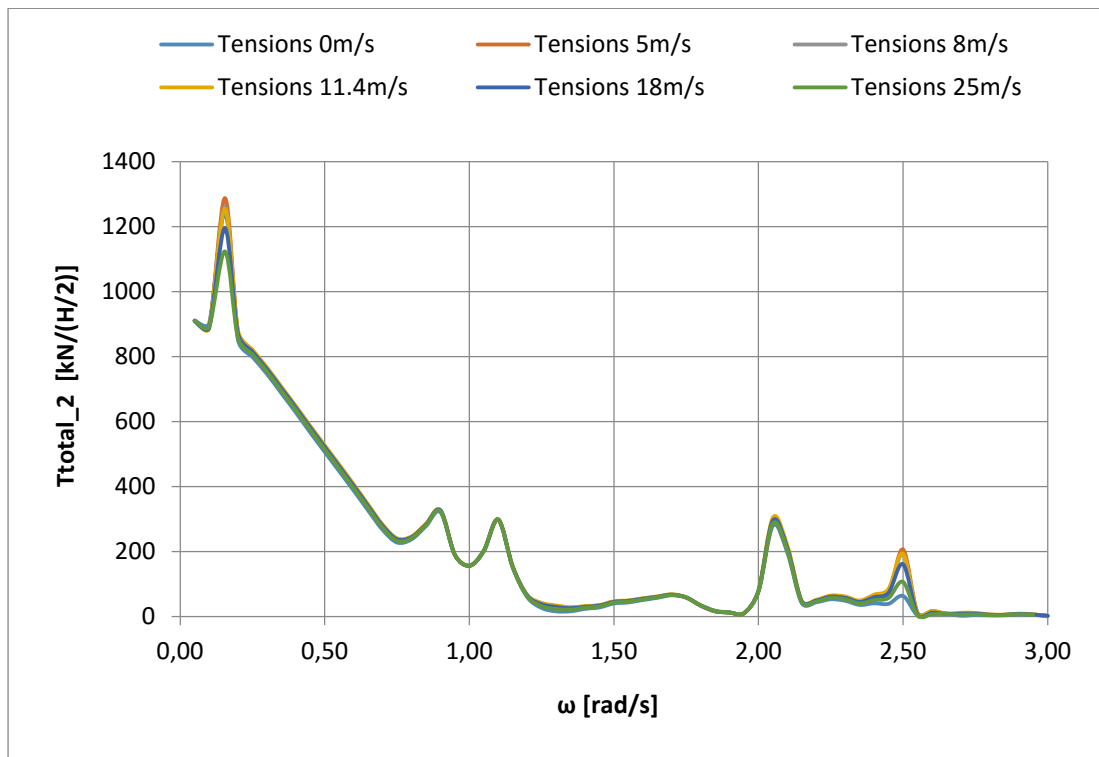
Σχήμα 5.4.17 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 150°



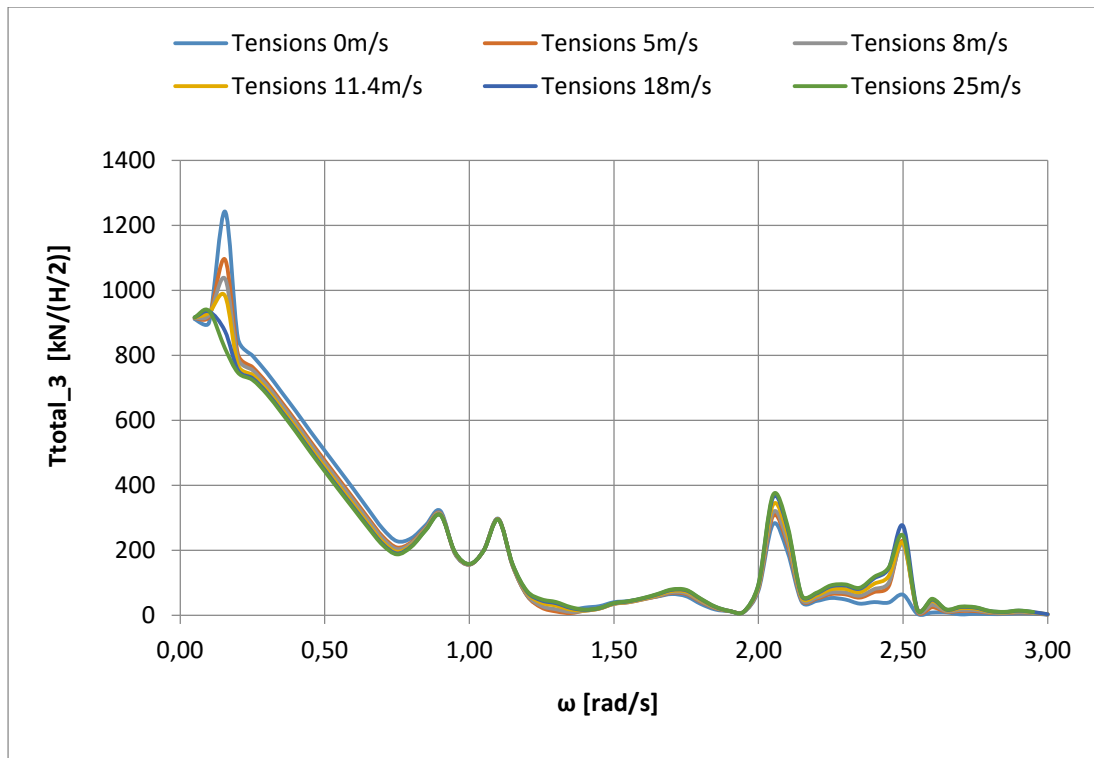
Σχήμα 5.4.18 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 150°



Σχήμα 5.4.19 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 180°

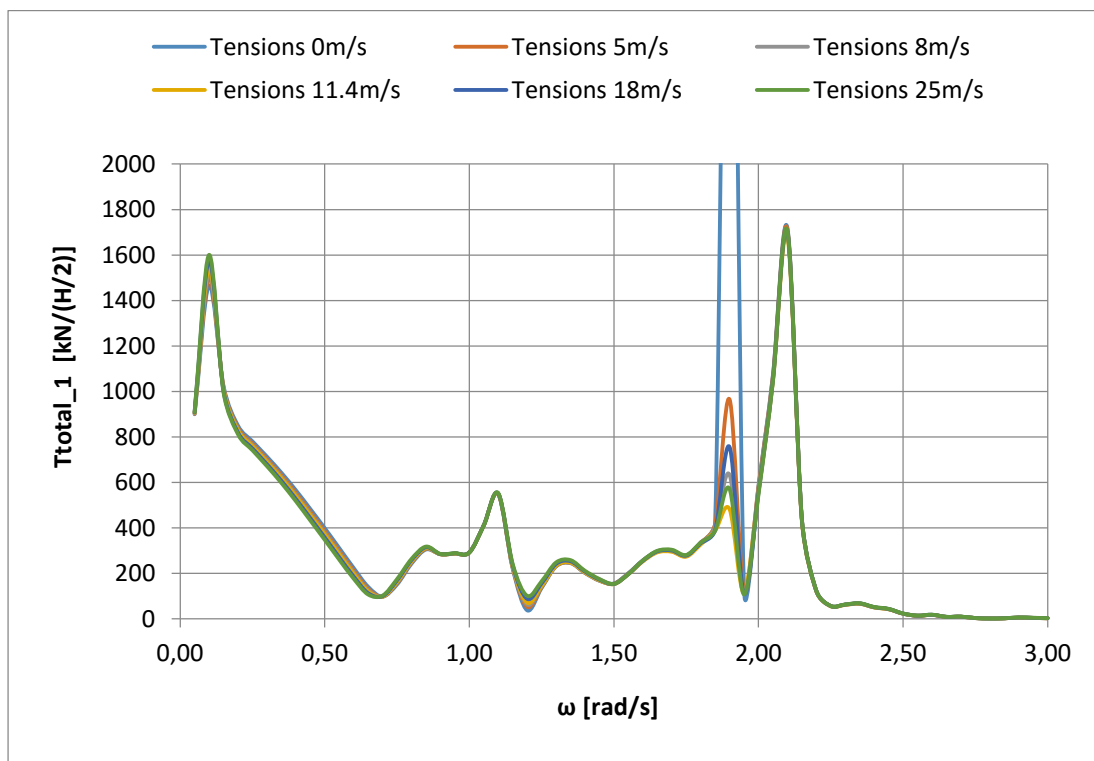


Σχήμα 5.4.20 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 180°

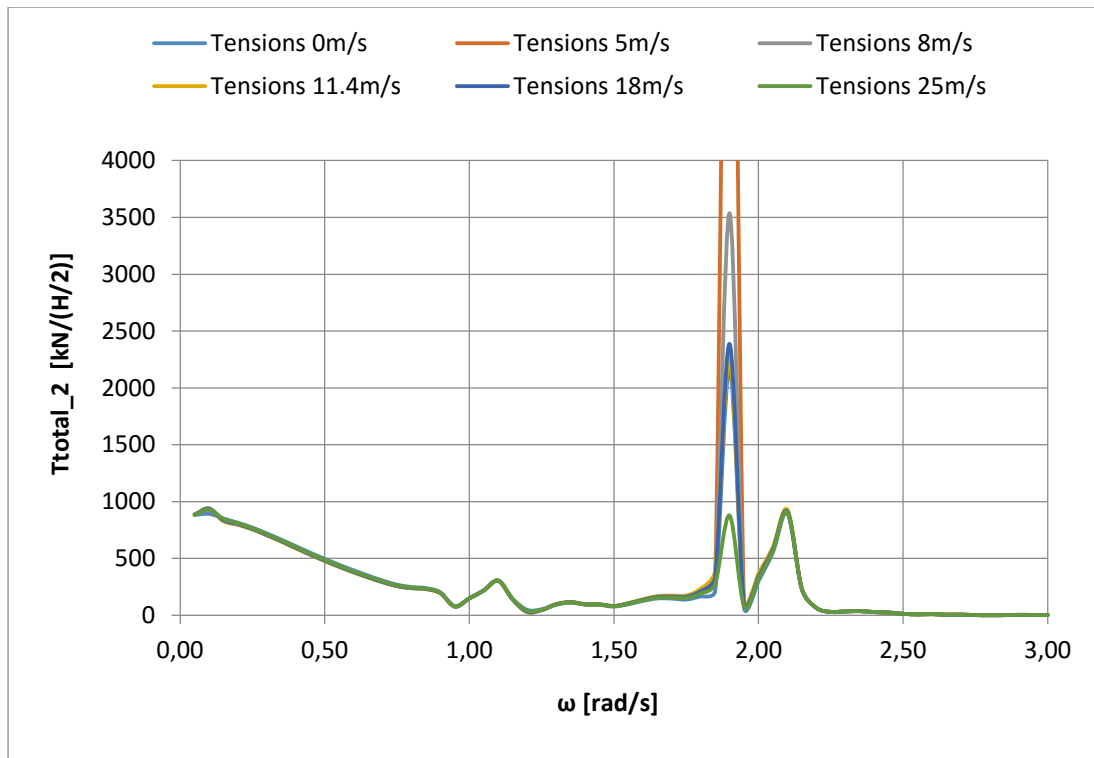


Σχήμα 5.4.21 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 180°

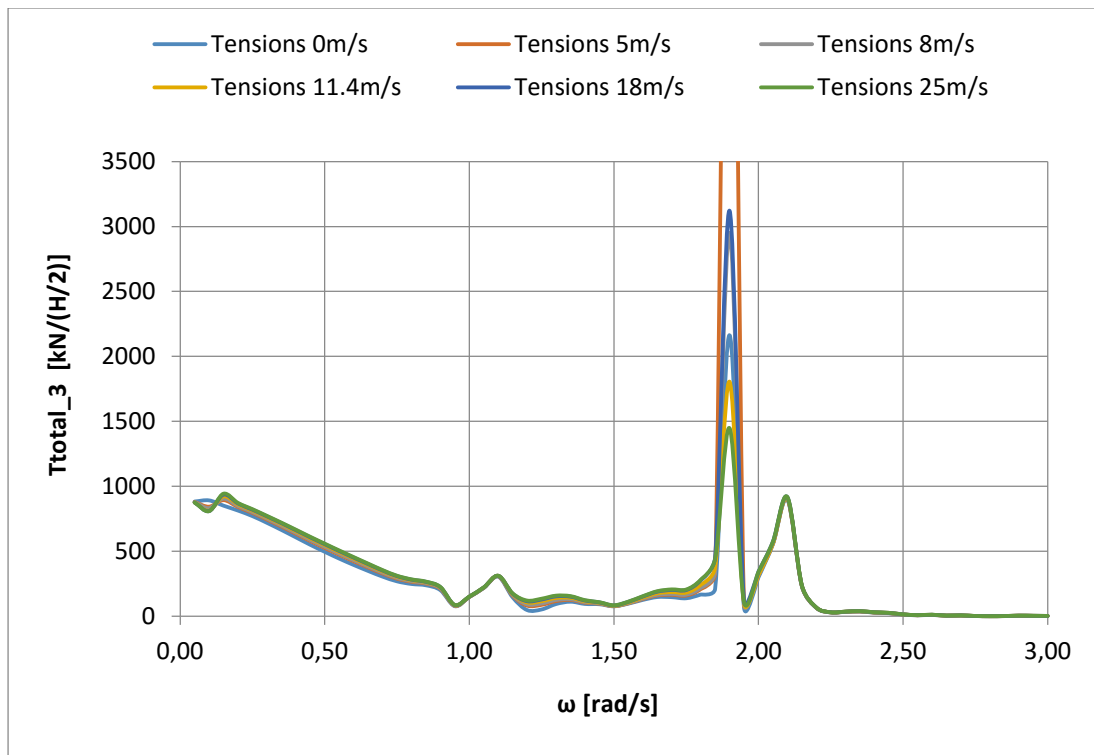
Για βάθος 200 μέτρα:



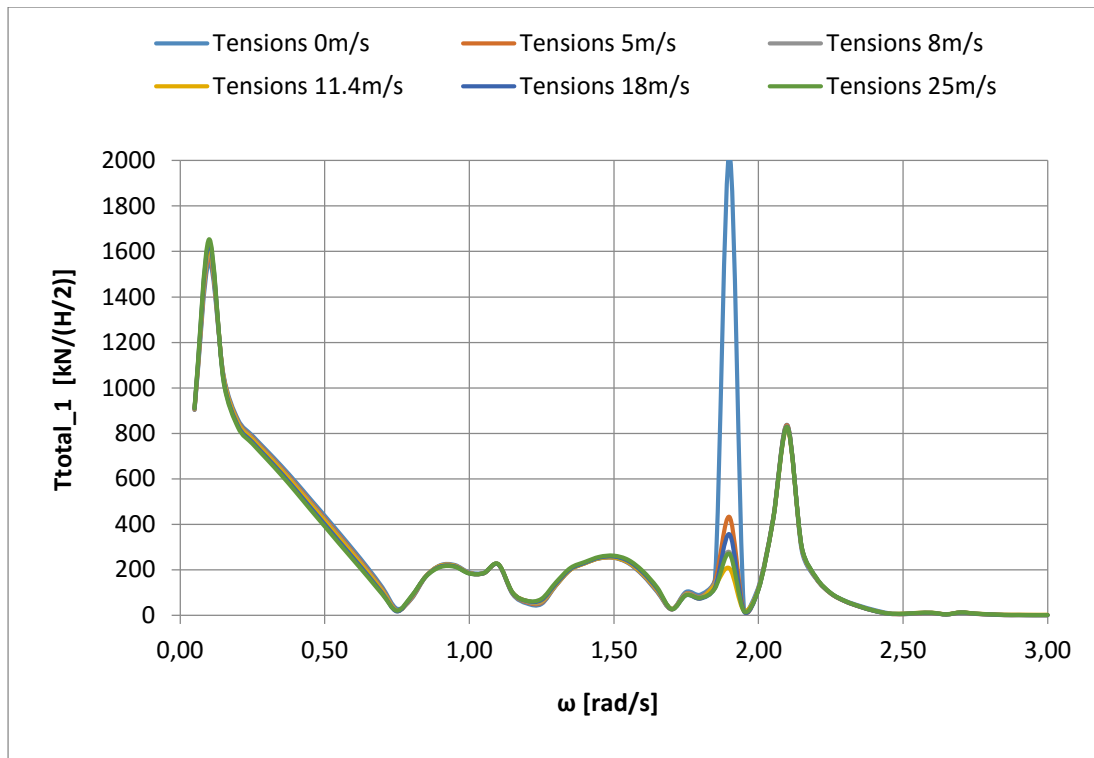
Σχήμα 5.4.22 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 0°



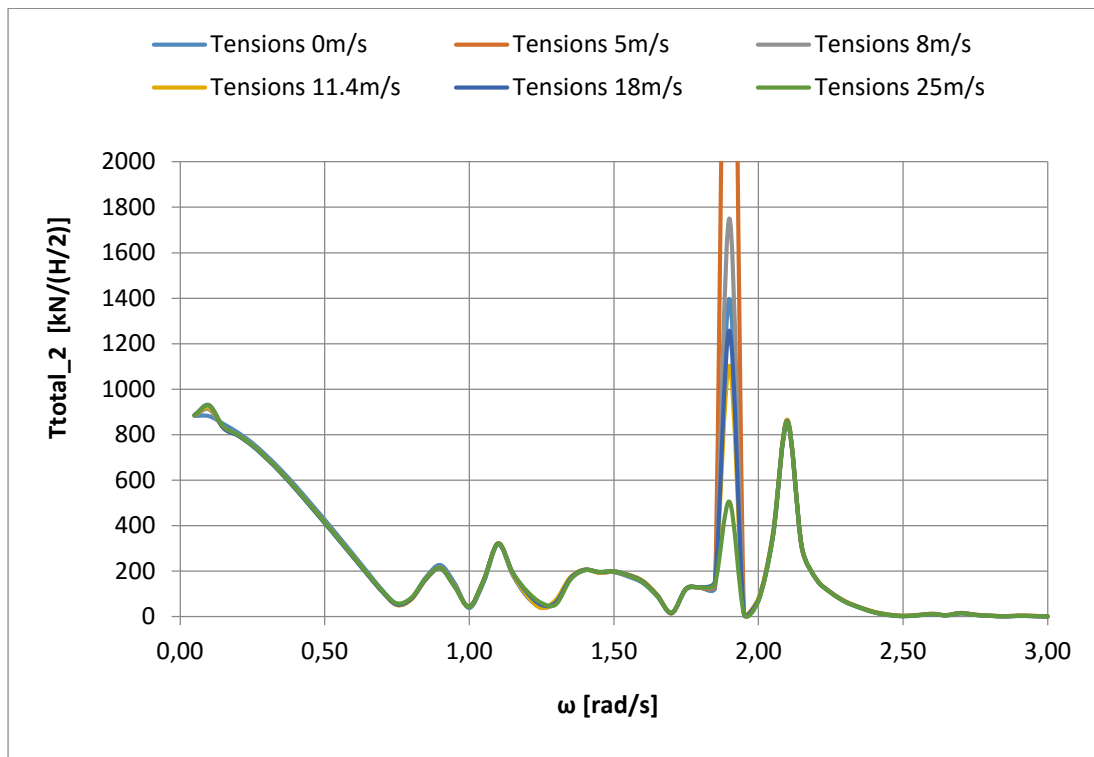
Σχήμα 5.4.23 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 0°



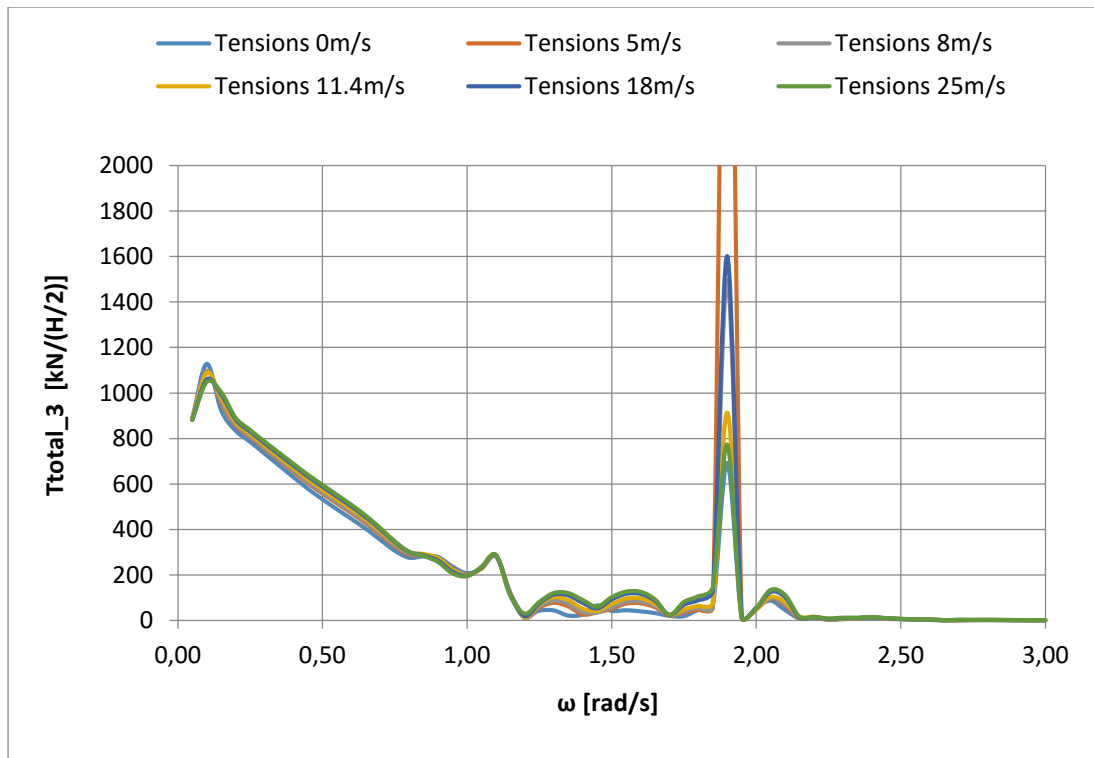
Σχήμα 5.4.24 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 0°



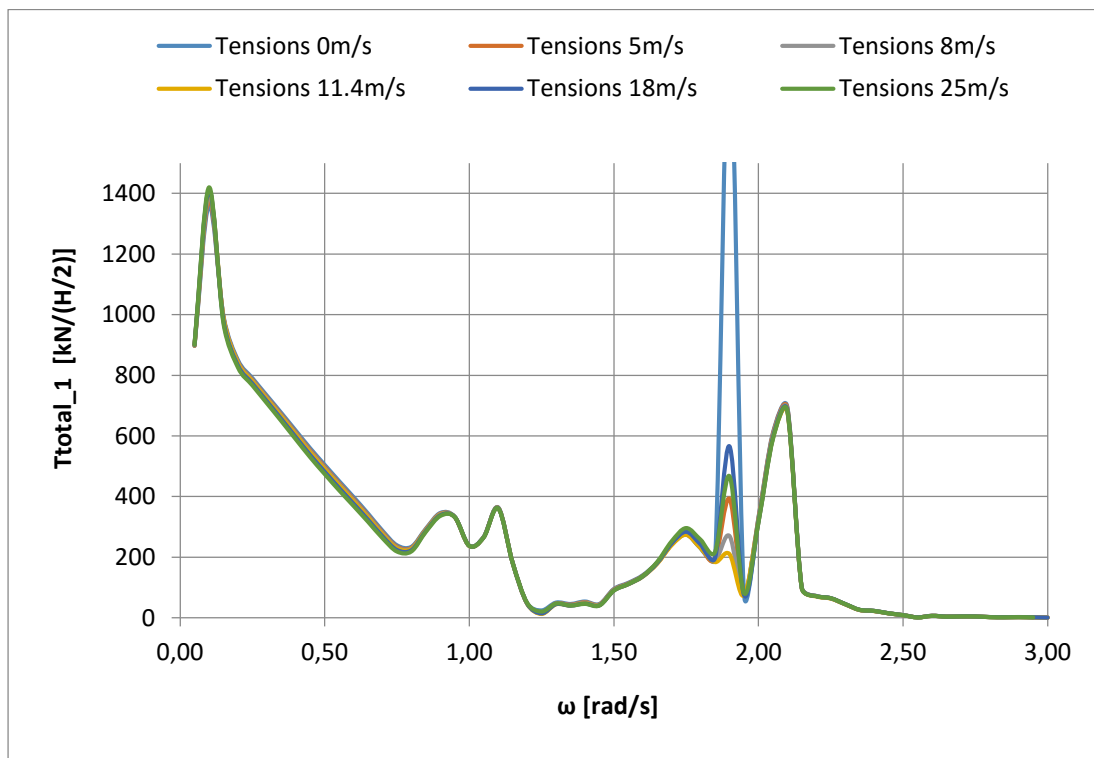
Σχήμα 5.4.25 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 30°



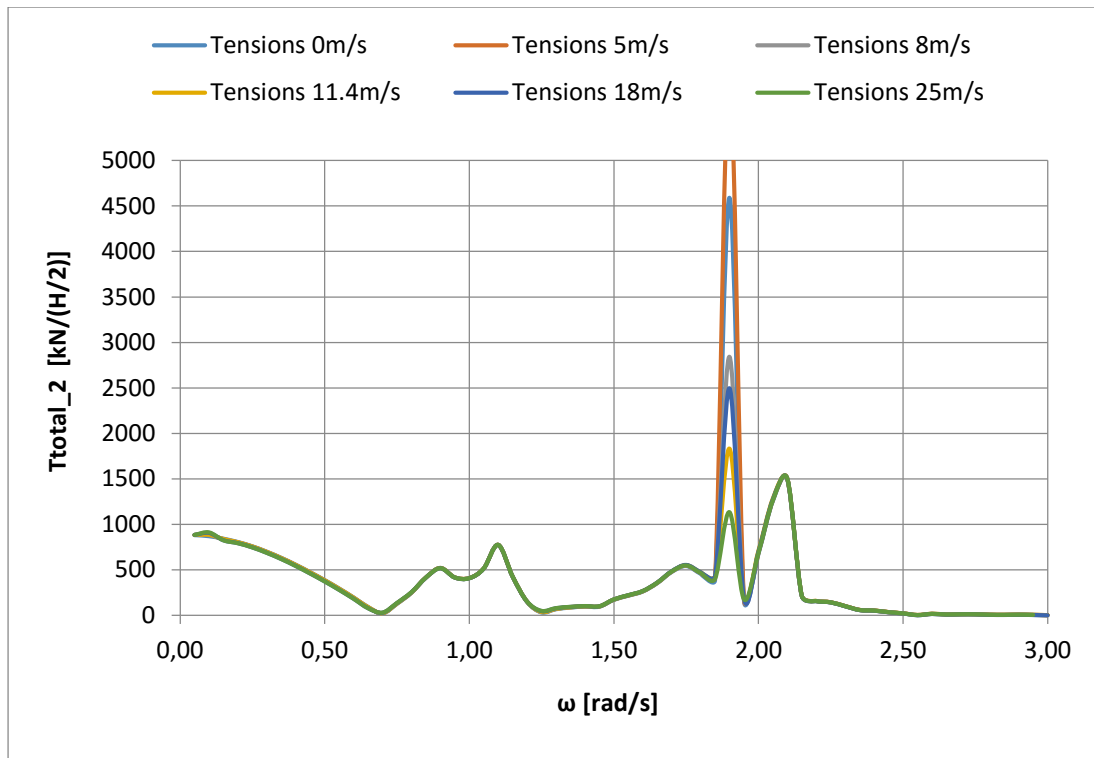
Σχήμα 5.4.26 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 30°



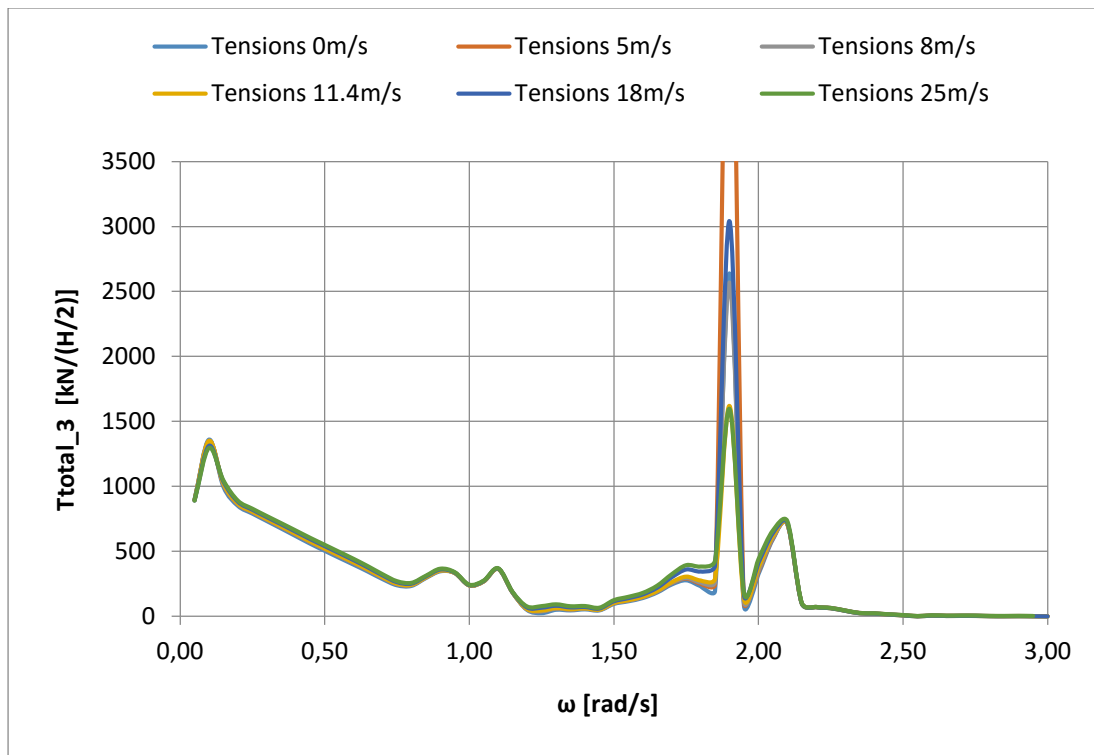
Σχήμα 5.4.27 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 30°



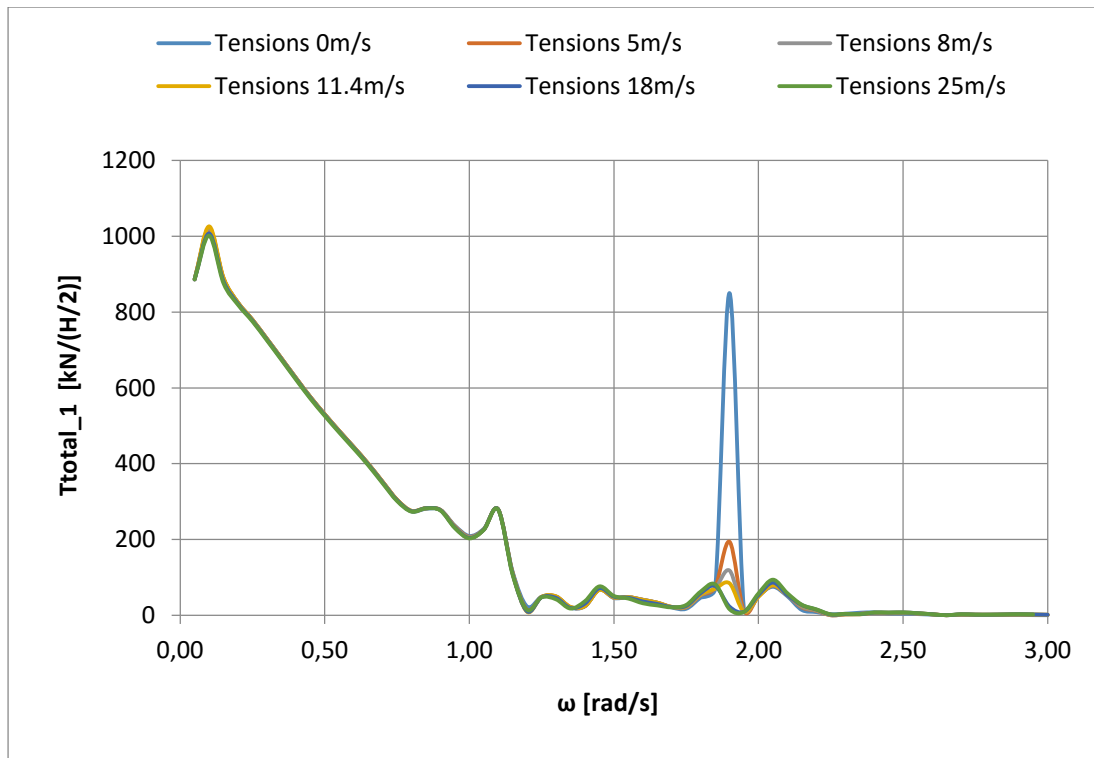
Σχήμα 5.4.28 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 60°



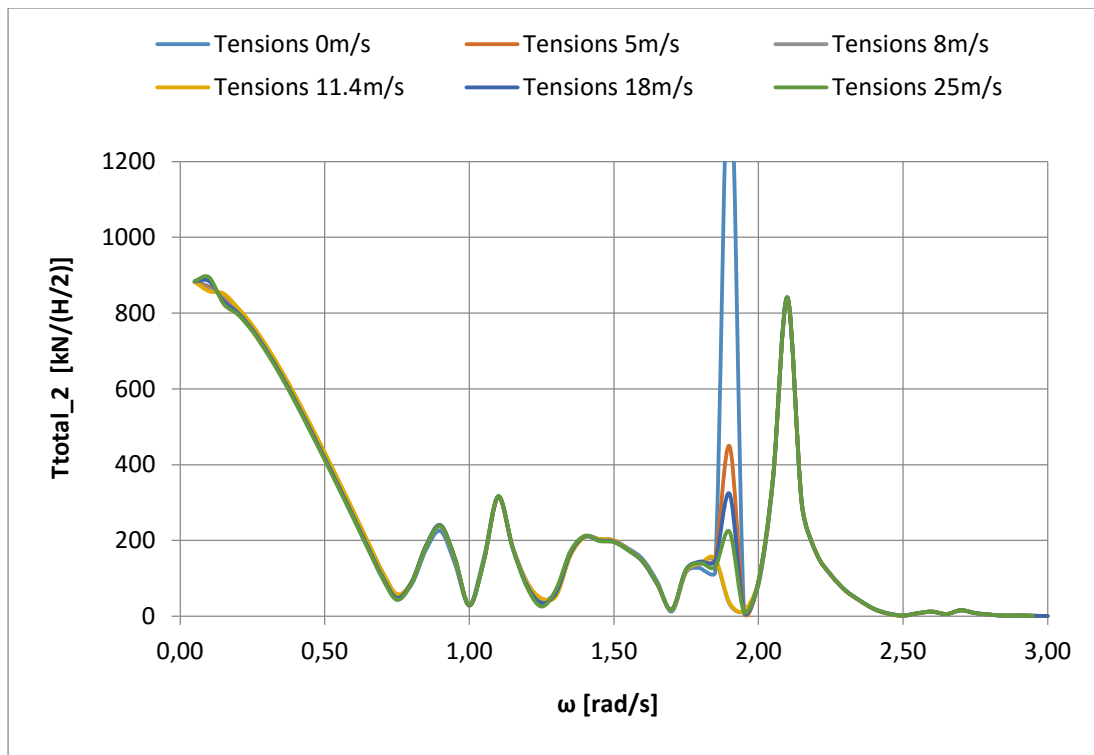
Σχήμα 5.4.29 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 60°



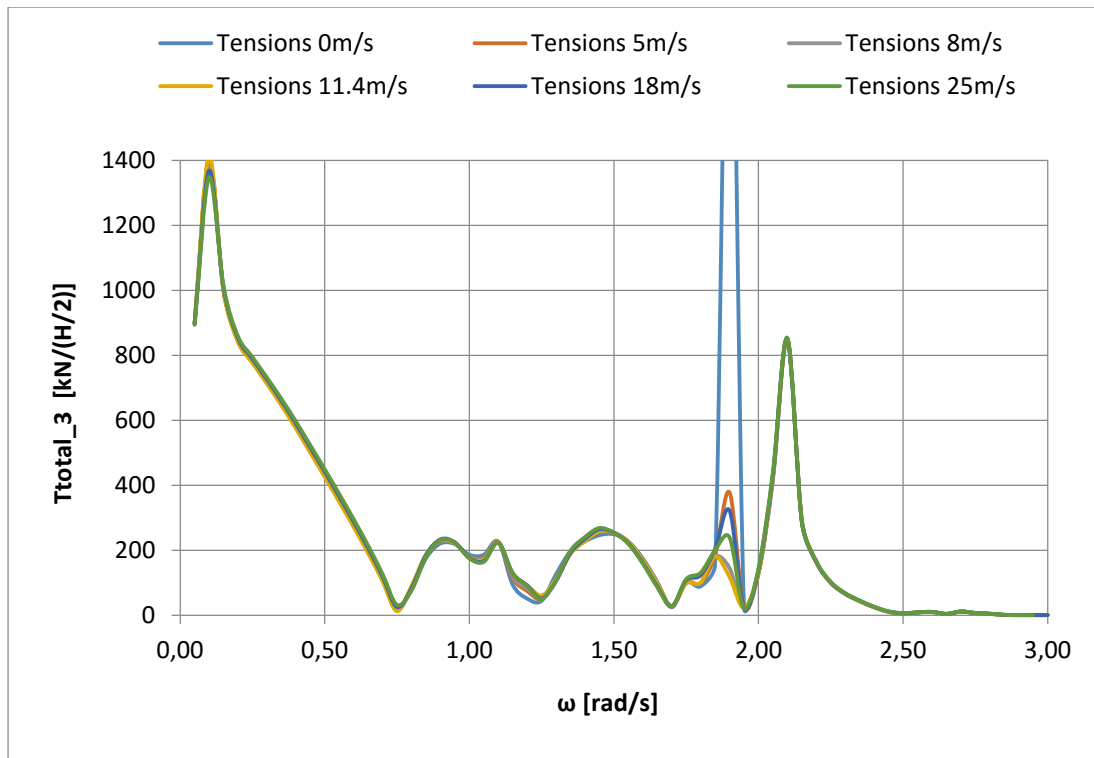
Σχήμα 5.4.30 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 60°



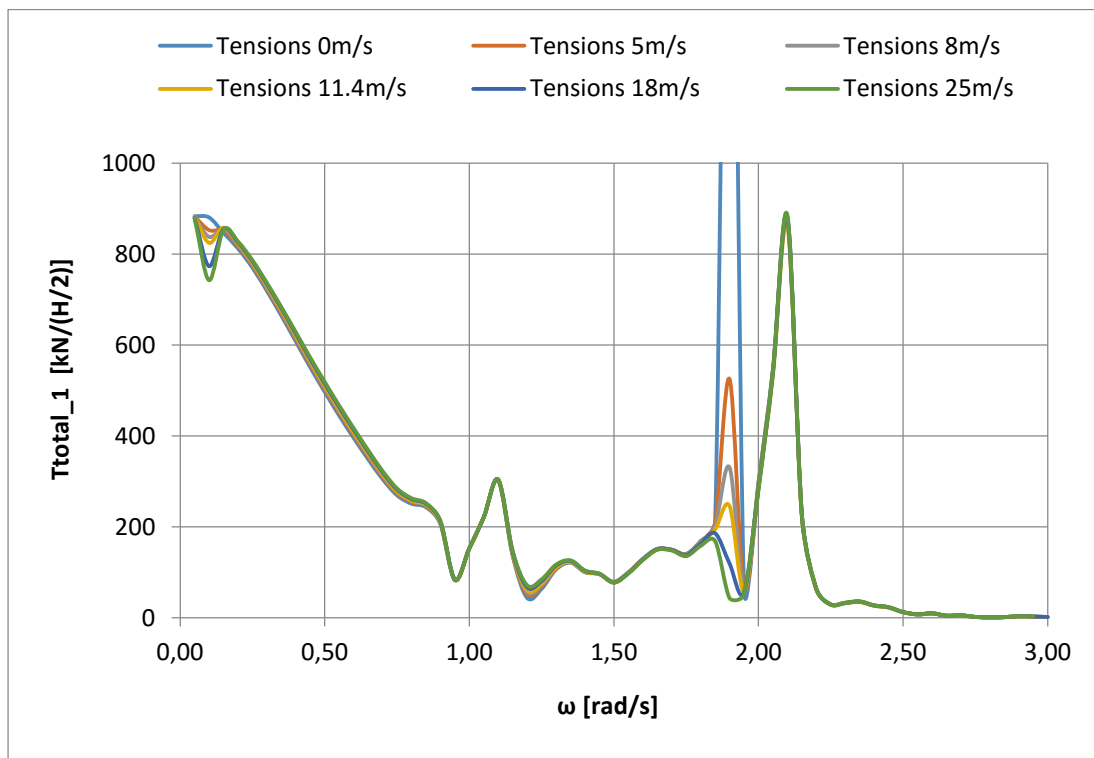
Σχήμα 5.4.31 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 90°



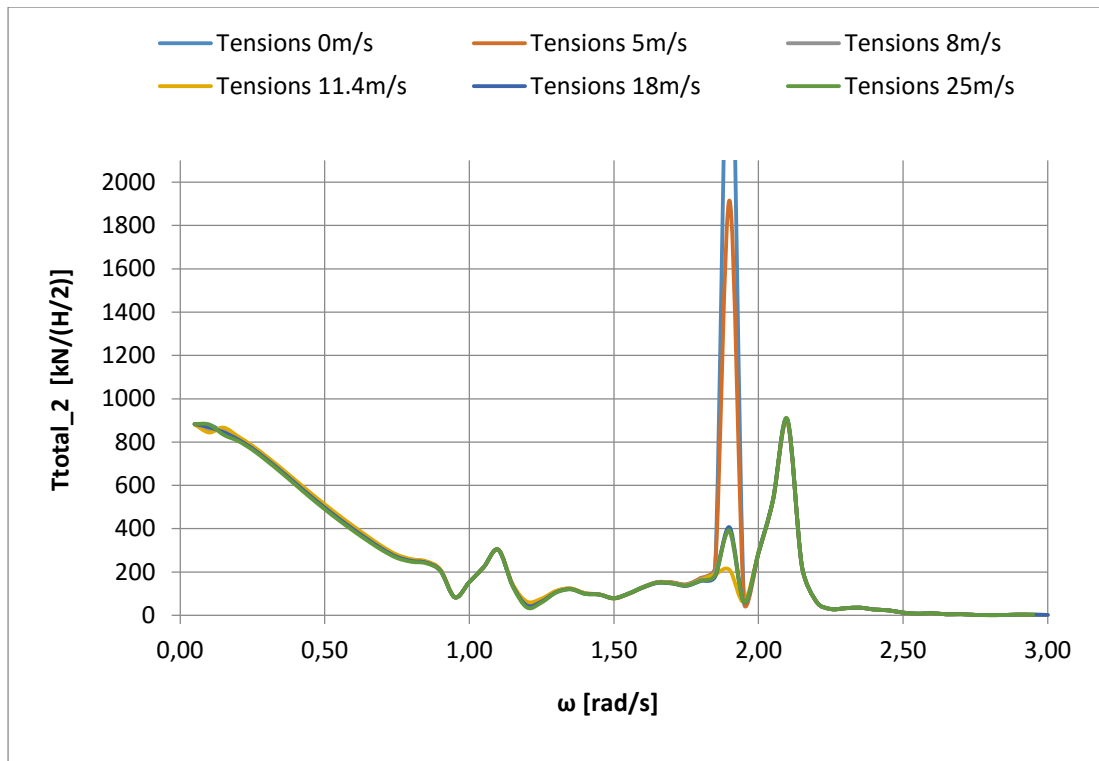
Σχήμα 5.4.32 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 90°



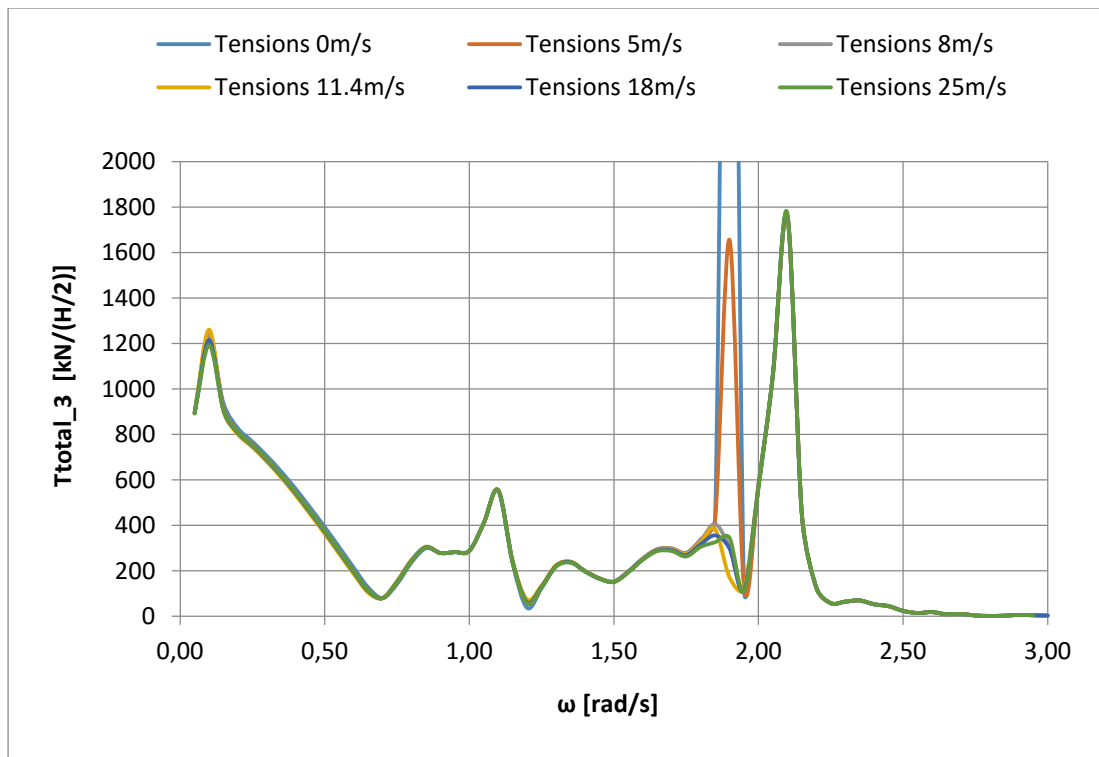
Σχήμα 5.4.33 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 90°



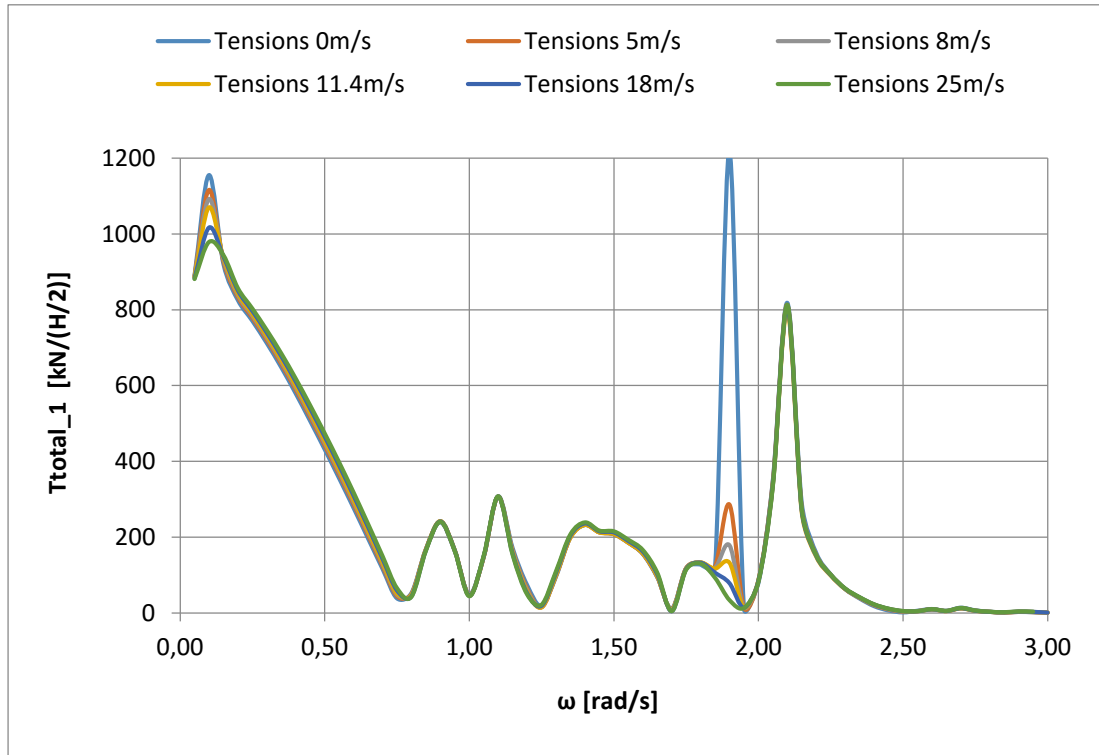
Σχήμα 5.4.34 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 120°



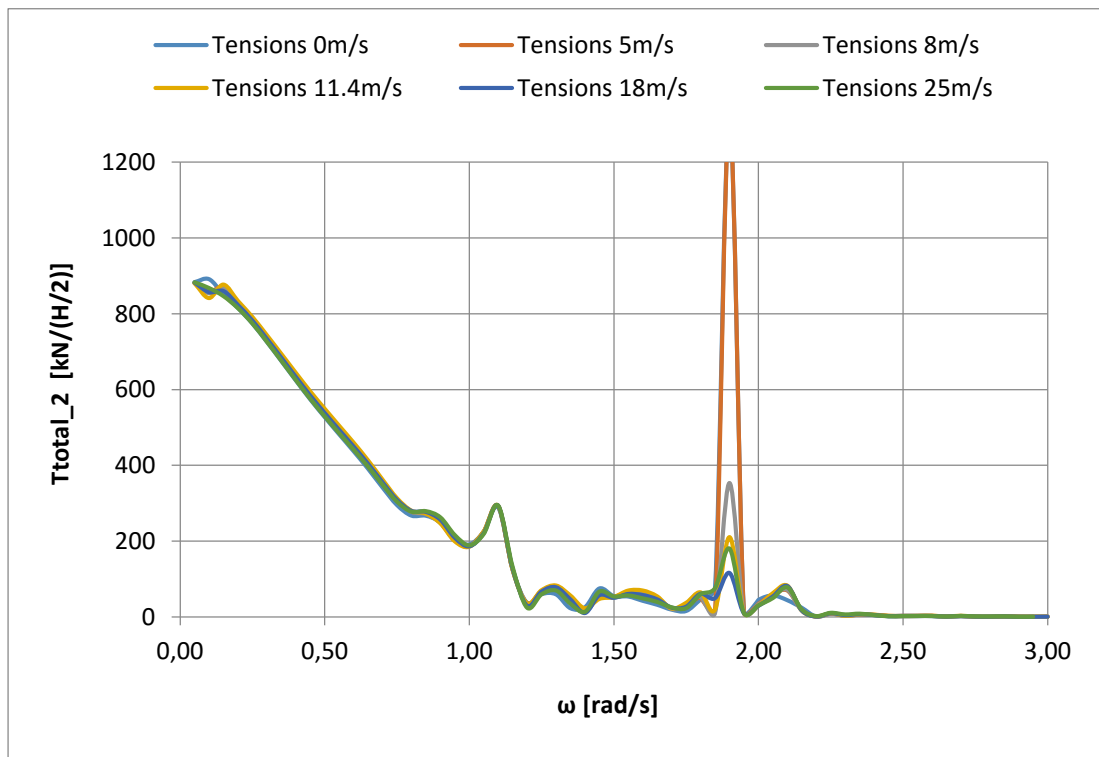
Σχήμα 5.4.35 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 120°



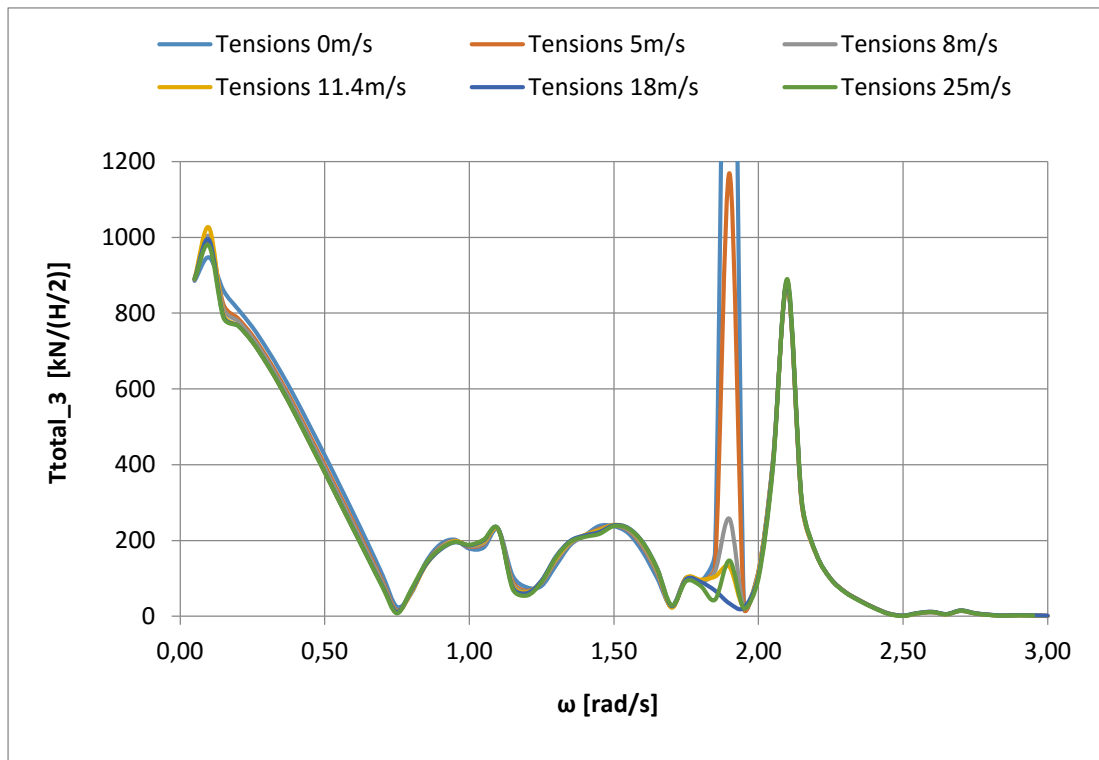
Σχήμα 5.4.36 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 120°



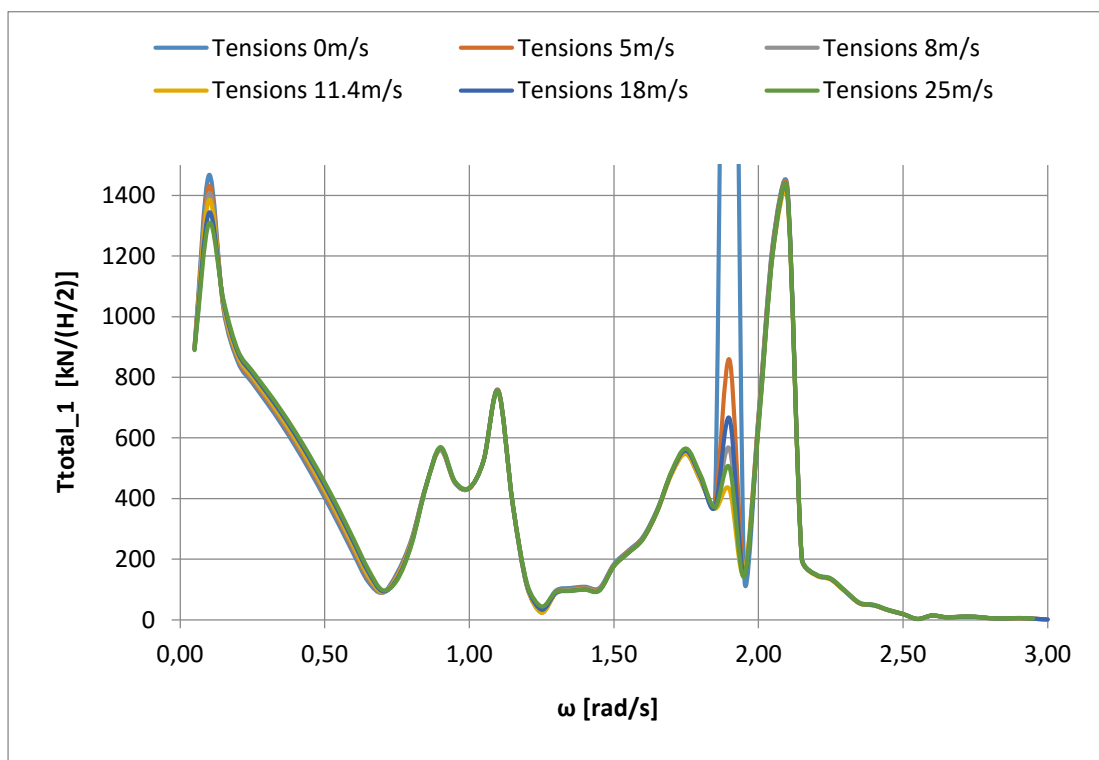
Σχήμα 5.4.37 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 150°



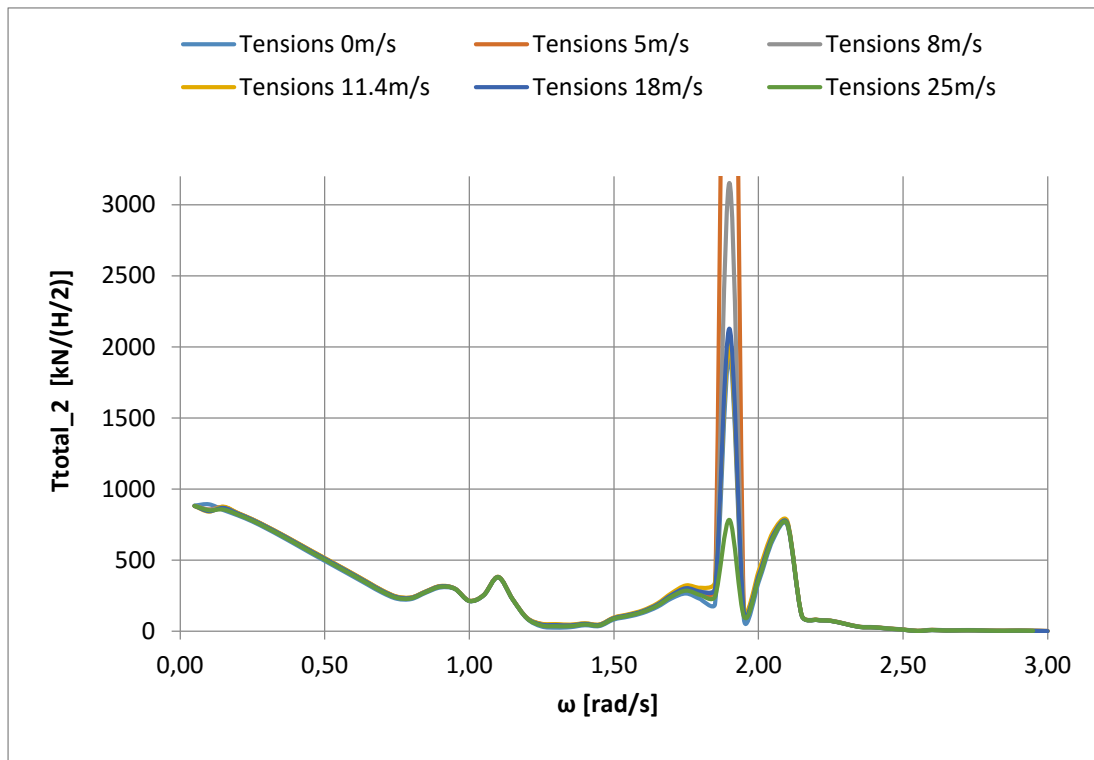
Σχήμα 5.4.38 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 150°



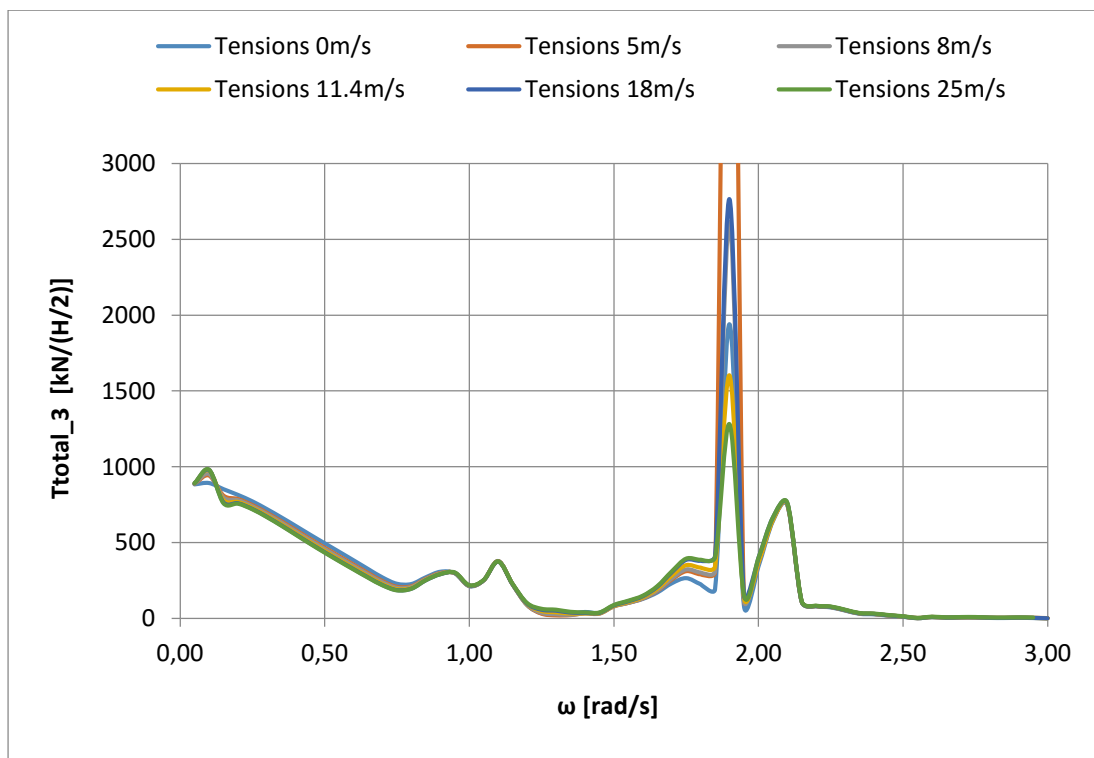
Σχήμα 5.4.39 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 150°



Σχήμα 5.4.40 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 1 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 180°



Σχήμα 5.4.41 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 2 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 180°



Σχήμα 5.4.42 Τάσεις στη γραμμή αγκύρωσης 3 για διάφορες ταχύτητες ανέμου και για γωνία πρόσπτωσης κυματισμού 180°

ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ-ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΕΙΣ

Από τα παραπάνω γραφήματα προκύπτουν τα εξής:

1. Τα αεροδυναμικά φορτία της ανεμογεννήτριας δεν επηρεάζουν τις κινήσεις της πλατφόρμας.
2. Τα αεροδυναμικά φορτία της ανεμογεννήτριας δεν επηρεάζουν τις τάσεις στις γραμμές αγκύρωσης.
3. Οι κινήσεις της κατασκευής λαμβάνουν μέγιστη τιμή για συχνότητα κυματισμού 0.15 rad/s (εκτός της κατακόρυφης κίνησης) διότι σε αυτή την συχνότητα γίνεται συντονισμός της κατασκευής με το κυματισμό. Όσο η γωνιακή συχνότητα απομακρύνεται από εκείνη του συντονισμού τα πλάτη των κινήσεων μειώνονται ώσπου γίνονται αμελητέα. Η κατακόρυφη κίνηση δεν ακολουθεί την συμπεριφορά των υπόλοιπων κινήσεων λόγω αγκύρωσης της κατασκευής.
4. Οι τάσεις στις αλυσίδες παρουσιάζουν τοπικό μέγιστο για κυματική συχνότητα 0.15 rads/s και για τα δύο εξεταζόμενα βάρη. Αυτό είναι αναμενόμενο καθώς στο σημείο αυτό έχουμε μεγιστοποίηση των κινήσεων της κατασκευής.
5. Λόγω συμμετρίας της κατασκευής εμφανίζονται μέγιστες δυνάμεις και ροπές διέγερσης στην x διεύθυνση για γωνίες πρόσπτωσης κυματισμού 60° και 120° μοίρες., στην διεύθυνση y για γωνίες 0° και 180° ενώ οι δυνάμεις και οι ροπές στην z διεύθυνση δεν παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές λόγω των αγκυρώσεων προέντασης.
6. Όπως αναφέρθηκε στη θεωρία για τις υδροδυναμικές παραμέτρους (προσθετή μάζα και απόσβεση) ισχύει η αρχή της συμμετρίας πχ $\alpha_{21}=\alpha_{12}$.
7. Για $\omega=1.05$ rad/s παρατηρείται μηδενισμός του συντελεστή απόσβεσης b_{11} καθώς και της οριζόντιας δύναμης διέγερσης και για τα δύο εξεταζόμενα βάρη νερού. Σε αυτή τη συχνότητα παρατηρείται ο πρώτος αντι-συμμετρικός συντονισμός της εσωτερικής ποσότητας του νερού.

ΠΡΟΤΑΣΕΙΣ

1. Με χρήση του υπολογιστικού κώδικα HAMVAB θα μπορούσαν να εξεταστούν και άλλες γεωμετρικές διατάξεις κατασκευών (τετράγωνη, πεντάγωνη κλπ) για την εύρεση της ιδεατής διάταξης.
2. Παραμετρική ανάλυση της γεωμετρίας των Σ.Α.Κ.Ε. Αυτό θα επέτρεπε να παρατηρηθεί το πώς και το πόσο οι αλλαγές στις διαστάσεις αλλά και στον τύπο της διάταξης επηρεάζουν τα αποτελέσματα της ανάλυσης.
3. Χρήση άλλων τύπων αγκύρωσης (Spar, risers).
4. Ανάλυση σε διαφορετικά βυθίσματα της κατασκευής.
5. Ανάλυση σε διαφορετικά βάθη περιοχών εγκατάστασης.
6. Σύγκριση της εξεταζόμενης διάταξης με άλλου τύπου, όπως η πλατφόρμα DeepCwind.
7. Διάταξη με ανεμογεννήτρια μεγαλύτερης ισχύος (8 ή 10MW).
8. Η Α/Γ να είναι τοποθετημένη στην κρυφή κάποιου τριγώνου.
9. Να εξεταστεί η περίπτωση η πλωτή κατασκευή να στηρίζει περισσότερες από μια Α/Γ.
10. Να εξεταστεί η συμπεριφορά συμπλέγματος πλωτών κατασκευών με Α/Γ (wind farm).

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Πηγή: https://en.wikipedia.org/wiki/Wind_power (τελευταία επίσκεψη στις 5.2.2016)
- [2] "GWEC, Global Wind Report Annual Market Update 2016". Gwec.net.
- [3] Πηγή: Renewables 2016 global status report
- [4] EWEA- Wind Power Annual Statistics 2016
- [5] Πηγή: https://en.wikipedia.org/wiki/Offshore_Wind_power (τελευταία επίσκεψη στις 5.2.2016)
- [6] EWEA-Offshore Report 2011
- [7] Grogg, K. (2005). Harvesting the Wind: The physics of Wind Turbines, World Renewable Energy Congress 2011, Sweden
- [8]http://www.planningni.gov.uk/index/policy/policy_publications/planning_statements/pps18/pps18_annex1_wind/pps18_annex1_technology/pps18_annex1_spacing.htm (τελευταία επίσκεψη στις 18.10.2016)
- [9] EESI-Environmental and Energy Studying Institute,(October 2010), Offshore Wind Energy
- [10] Πηγή: http://www.cres.gr/kape/energeia_politis/energeia_politis_windmill.htm (τελευταία επίσκεψη στις 5.2.2016)
- [11] Urwind-Report, March 2011
- [12] Πηγή: <http://www.climatetechwiki.org/technology/offshore-wind> (τελευταία επίσκεψη στις 5.2.2016)
- [13] Butterfield, S., Musial, W.,Jonkman, J., Sclavounos, P. (2005). Engineering challenges for Floating Offshore Wind Turbines, NREL, Copenhagen Offshore Wind Conference, Denmark
- [14] Houlsby, G.T, Ibsen, L-B, Bryne. B.W. (2005). Suction caisson for wind turbines, Proceedings of international symposium on frontiers in offshore geotechnics; 19-21 September, 2005 [Perth Australia]
- [15] Μαυράκος, Σ.Α. (1999). Μελέτη και Σχεδίαση Πλωτών Κατασκευών, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα
- [16] Skjelbreia, L. (1959). Gravity Waves, Stokes Third-order Approximation. Tables and Functions, Council on Wave Research, Engineering Foundation, Univ. of California, Berkeley
- [17] https://en.wikipedia.org/wiki/NavierStokes_equations (τελευταία επίσκεψη στις 30.8.2016)

- [18] Skjelbreia, L., Hendrickson, J.A. (1961). Fifth Order Gravity Wave Theory, Proceedings 7th Conference on Coastal Engineering, Chapter 10, p184-196
- [19] De, S.C. (1955). Contribution on the theory of Stokes Waves, Proc. Cambridge Philos. Soc., 51, p. 713
- [20] Levi-Civita, T. (1925). Determination Ringoureuse des Onder d' Ampleur Finite, Mathematische Annalen 93 p. 264.
- [21] Struick, D.J. (1926). Rigorous Determination of Periodic Irrotational Waves in a Canal of Finite Depth, Mat. Annalen 95, p. 596
- [22] Michell, J.H. (1983). On the highest Waves in Water, Phil. Mag. 36
- [23] Havelock, T.H. (1918). Periodic Irrotational Waves of Finite Height, Proc. Roy. Soc., Ser. A, 95
- [24] Miche, R. (1944). Mouvements Ondulatoire des Mers on Protondeur Constante ou Decroisante, Annales de Ponts et Chausses
- [25] Λουκάκης, Θ, Αθανασούλης, Φ., Γάνου, Γ. (1982). Υδροδυναμική Πλοίου. Δυναμική Ευστάθεια και Πηδαλιουχία. Συμπεριφορά σε Θαλάσσιους Κυματισμούς, Πανεπιστημιακές Παραδόσεις, Ε.Μ.Π., Αθήνα
- [26] Mazarakos, T.P., Konispoliatis, D.N., Manolas, D.I., Voutsinas, S.G., Mavrakos S.A. (2015). Modelling of an Offshore Multi – Purpose Floating Structure Supporting a Wind Turbine Including Second – Order Wave Loads. EWTEC, 2015.
- [27] Falnes, J. (2002). Ocean waves and oscillating systems: linear interactions including wave-energy extraction; Cambridge University Press
- [28] Mavrakos, S.A., Koumoutsakos, P. (1987). Hydrodynamic interaction among vertical axisymmetric bodies restrained in waves, *Applied Ocean Research*, Vol. 9, No. 3
- [29] Twersky, V. (1952). Multiple scattering of radiation by an arbitrary configuration of parallel cylinders, *J. Acoustical Soc. of America*, 24 (1)
- [30] Okhusu, M. (1974). Hydrodynamic forces on multiple cylinders in waves, *Int. Symp. on the Dynamics of Marine Vehicles and structures in Waves*, University College London, London
- [31] Mavrakos, S.A (1991). Hydrodynamic coefficients for groups of interacting vertical axisymmetric bodies *Ocean Engng*, Vol. 18, No 5.
- [32] Abramowitz, M., Stegun, I.A. 1970. Handbook of Mathematical Functions. 9th Ed. Dover Publications
- [33] Newman, J.N. (1977). The motions of a floating slender torus; *J. Fluid Mech*, Vol. 83, pp. 721–735, 19

- [34] Mavrakos, S.A. (1995). Mean drift loads on multiple vertical axisymmetric bodies in regular waves, Proceedings, 5th International Offshore and Polar Engineering Conference (ISOPE'95), The Hagen, The Netherlands, 1995, Vol. 3, 547-555
- [35] Μαυράκος Σ.Α., Χατζηγεωργίου, Ι.Κ. (2007). Αγκυρώσεις Πλωτών Κατασκευών, Σημειώσεις για το μάθημα του 9ου εξαμήνου, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα.
- [36] Jonkman, J., Butterfield, S. Musial, W. and Scott, G. (2009). Definition of a 5-MW Reference Wind Turbine for Offshore System Development, Technical Report NREL/TP-500-38060
- [37] Musial, W., Butterfield, S., and Boone, A. (2004). Feasibility of Floating Platform Systems for Wind Turbines, A Collection of the 2004 ASME Wind Energy Symposium Technical Papers Presented at the 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 5–7 January 2004, Reno Nevada, USA, New York: American Institute of Aeronautics and Astronautics, Inc. (AIAA) and American Society of Mechanical Engineers (ASME), pp. 476–486; NREL/CP-500-36504, Golden, CO: National Renewable Energy Laboratory
- [38] Πηγή: <http://www.turbinesinfo.com/horizontal-axis-wind-turbines-hawt> (τελευταία επίσκεψη στις 5.2.2016)
- [39] Πηγή: <http://www.directindustry.com/prod/lm-glasfiber-s/product-102145-955549.html> (τελευταία επίσκεψη στις 30.8.2016)
- [40] Jonkman, J. (2010). Definition of the Floating System for Phase IV of OC3, NREL/TP-500-47535, Golden, CO: National Renewable Energy Laboratory
- [41] Goezinne, F. (2001). Terms of reference DOWEC, DOWEC Dutch Offshore Wind Energy Converter 1997–2003 Public Reports, DOWEC 10041_000, 176-FG-R0300
- [42] REpower Systems, REpower 5M [online publication], URL: , http://www.repower.de/typo3/fileadmin/download/produkte/5m_uk.pdf τελευταία επίσκεψη στις 2 Ιανουαρίου 2015]
- [43] Tarp-Johansen, N. J., RECOFF Home Page [online publication], URL: <http://www.risoe.dk/vea/recoff/> [τελευταία επίσκεψη στις 2 Ιανουαρίου 2015]
- [44] Mazarakos, T.P., Mavrakos, S.A., Konispoliatis, D.N., Voutsinas, S.G., Manolas, D. (2014). Multi- purpose floating structures for offshore wind and wave energy sources exploitation, COCONET Workshop for Offshore Wind Farms in the Mediterranean and Black Seas, Anavyssos- Greece.
- [45] Greek National Funding (Greek General Secretariat for Research and Technology), Project POSEIDON: “Multi- purpose floating structures for offshore wind and wave energy sources exploitation” (Oct. 2012 – Sep. 2015).