

Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο
Σχολή Μηχανολόγων Μηχανικών
Τμήμα Δυναμικής και Κατασκευών

***Υβριδικό σύστημα απορρόφησης ταλαντώσεων
πλωτής ανεμογεννήτριας και εκμετάλλευσης
κυματικού δυναμικού***

Διπλωματική εργασία

Σπυρίδων Στέφανος Μούρτος

Επιβλέποντες:

Καθ. Ιωάννης Αντωνιάδης,

Δρ. Ανδρέας Παραδεισιώτης

Αθήνα, Μάρτιος 2021



Περίληψη

Στην παρούσα εργασία μελετάται μια ενδεικτική εφαρμογή ενός καινοτόμου σχεδίου μετατροπής κυματικής ενέργειας χρησιμοποιώντας ως πλήρως έγκλειστο αδρανειακό σώμα μια ανεμογεννήτρια ισχύος 1MW. Με την παρούσα εφαρμογή επιτυγχάνετε μόνωση των ταλαντώσεων της ανεμογεννήτριας και απορρόφηση κυματικής ενέργειας από όλους τους βαθμούς ελευθερίας του συστήματος. Υπολογίζονται οι εξισώσεις κίνησης και οι ιδιοσυχνότητες του συστήματος, οι χρονικές αποκρίσεις των γωνιών κλίσης του δοχείου και της ανεμογεννήτριας, οι αποκρίσεις συχνότητας των συναρτήσεων μεταφοράς του συστήματος και η παραγόμενη ισχύς του μηχανισμού.

Περιεχόμενα

1. Εισαγωγή	3
2. Περιγραφή συνδεσμολογίας	4
3. Κινηματική ανάλυση μηχανισμού	5
4. Υπολογισμός θέσεων κέντρου βάρους και κέντρου άνωσης και γραμμικοποίηση	9
5. Δυναμικές εξισώσεις κίνησης	14
6. Υπολογισμός Ιδιοσυχνοτήτων	17
7. Ιδιοδιανυσματική ανάλυση	18
8. Υπολογισμός και μεγιστοποίηση ισχύος	20
9. Μελέτη ανάρτησης ανεμογεννήτριας 1MW	21
10. Συμπεράσματα	24
Βιβλιογραφία	25

1. Εισαγωγή

Ένα από τα κύρια εμπόδια που καλούνται να υπερκεραστούν στις σύγχρονες εφαρμογές μετατροπών θαλάσσιας ενέργειας αφορά τον σχεδιασμό ενός αποδοτικού μηχανισμού ΡΤΟ καθώς και την αντοχή των εν λόγω μετατροπών στις αντίξοες συνθήκες της ανοιχτής θάλασσας. Η αποδοτικότητα του ΡΤΟ μηχανισμού έγκειται κυρίως στην αποτελεσματική ενσωμάτωση του με τη συσκευή απορρόφησης της ενέργειας και τη σύνδεση με το ηλεκτρικό δίκτυο.

Προς αυτή την κατεύθυνση έχουν προταθεί αρκετά σχέδια που αποτελούνται από διαμορφώσεις δύο σωμάτων, όπου μόνο το ένα βρίσκεται σε επαφή με το νερό ενώ το άλλο βρίσκεται πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας ή είναι έγκλειστο, προστατευόμενο μέσα στο βρεχόμενο σώμα. Κάποια παραδείγματα σε αυτή την λογική αποτελούν το Frog και PsFrog [1], [2]. Ταυτόχρονα, έχουν διερευνηθεί μέθοδοι μοντελοποίησης και ελέγχου τέτοιων συσκευών [3], [4]. Μια ενδιαφέρουσα παραλλαγή υπό τη μορφή ουσιαστικά ενός κατακόρυφου εκκρεμούς προτάθηκε στο SEAREV [5]. Βασικά μειονεκτήματα όμως αυτών των υλοποιήσεων, αποτελούν η απορρόφηση ενέργειας μόνο σε μια κατεύθυνση των κυμάτων καθώς και οι τεράστιες μάζες που απαιτούνται για ικανοποιητική απόδοση, που προϋποθέτει πολύπλοκες και αναξιόπιστες κατασκευές στήριξης.

Άλλα σχέδια υπό την μορφή ανάστροφων εκκρεμών [6], παρουσιάζουν αστάθειες ή εκτείνονται πολύ ψηλά πάνω από την επιφάνεια της θάλασσας. Έχουν επίσης προταθεί σχέδια με παράλληλα οριζόντια εκκρεμή [7], [8] τα οποία όμως παρουσιάζουν περιορισμένη ευστάθεια του εξωτερικού δοχείου. Ένα τελευταίο παράδειγμα πολύ-αξονικής απορρόφησης ενέργειας αποτελεί το GAIA[9], το οποίο όμως χρειάζεται πολύπλοκη κατασκευή στήριξης και μηχανισμό ΡΤΟ.

Για να αντιμετωπιστούν τα προβλήματα που παρουσιάζουν τα ανωτέρω σχέδια προτείνεται ένα καινοτόμο σχέδιο με ένα έγκλειστο εσωτερικό σώμα σε ένα εξωτερικό δοχείο, υπό τη μορφή ανάστροφου εκκρεμούς το οποίο παρέχει αδρανειακή αντίδραση στην κίνηση του εξωτερικού δοχείου λόγω των προσπιπτόντων θαλάσσιων κυμάτων[10].

Το σύστημα αυτό δύναται να απορροφά ενέργεια και από τους έξι βαθμούς ελευθερίας κίνησης του δοχείου. Επίσης το σύστημα απορροφά ενέργεια από τα κύματα ενώ ταυτόχρονα απορροφά τις ταλαντώσεις της ανεμογεννήτριας

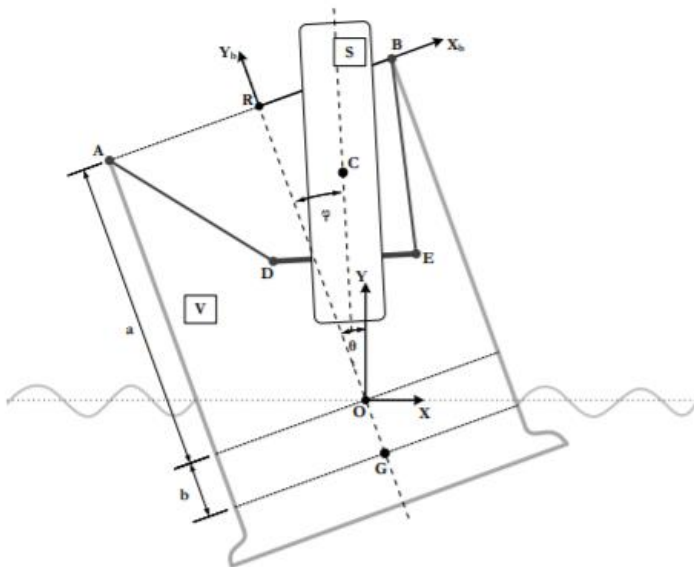
Το εσωτερικό σώμα είναι αναρτημένο από το εξωτερικό δοχείο, μέσω ενός μηχανισμού τεσσάρων μελών. Με αυτό τον τρόπο μπορούν να ρυθμιστούν οι γεωμετρικές παράμετροι του συστήματος ώστε το κέντρο βάρους του αναρτημένου σώματος να κινείται σε μια γραμμική, ευθεία τροχιά σχετικά με το εξωτερικό δοχείο. Το γεγονός αυτό απλοποιεί κατά πολύ τον σχεδιασμό του ΡΤΟ μηχανισμού και την ευκολία ενσωμάτωσης του.

Στην παρούσα μελέτη, θεωρώντας μια ανεμογεννήτρια ισχύος 1MW ως εσωτερικό αδρανειακό σώμα, υπολογίζονται οι εξισώσεις κίνησης και οι ιδιοσυχνότητες του συστήματος, οι χρονικές αποκρίσεις των γωνιών κλίσης του δοχείου και της ανεμογεννήτριας, οι αποκρίσεις συχνότητας των συναρτήσεων μεταφοράς του συστήματος και η παραγόμενη ισχύς του μηχανισμού.

2. Περιγραφή συνδεσμολογίας

Η υπό θεώρηση συνδεσμολογία της κατασκευής απεικονίζεται στο σχ. 2.1 και αποτελείται από το εξωτερικό δοχείο (δείκτης V), μέσα στο οποίο είναι αναρτημένη η αδρανειακή ανεμογεννήτρια μέσω ενός μηχανισμού τεσσάρων μελών $ABDE$. Τα κύματα που προσπίπτουν στο εξωτερικό δοχείο, προκαλούν ταυτόχρονη οριζόντια κίνηση πλάτους u και πρόνευση γωνίας θ , ως προς αδρανειακό σύστημα συντεταγμένων OXY . Η αρχή των αξόνων O θεωρείται στην τομή της επιφάνειας της θάλασσας με τον κάθετο άξονα συμμετρίας του εξωτερικού δοχείου. Το κέντρο μάζας G του δοχείου βρίσκεται σε απόσταση b από το σημείο O κάτω από το επίπεδο της θάλασσας. Το μέλος DE του μηχανισμού αποτελεί την βάση στην οποία τοποθετείται η ανεμογεννήτρια (δείκτης S), η οποία παρέχει αδρανειακή αντίδραση στην κίνηση του δοχείου και περιστρέφεται με γωνία ϕ περί του άξονα Z του αδρανειακού ΣΣ. Η αρχική θέση ηρεμίας R του κέντρου μάζας του σώματος, βρίσκεται στον άξονα συμμετρίας του δοχείου σε απόσταση a από το σημείο O . Το σύστημα αναφοράς RX_bY_b ορίζεται ως το σωματόδετο σύστημα του εξωτερικού δοχείου και ακολουθεί την κίνηση αυτού.

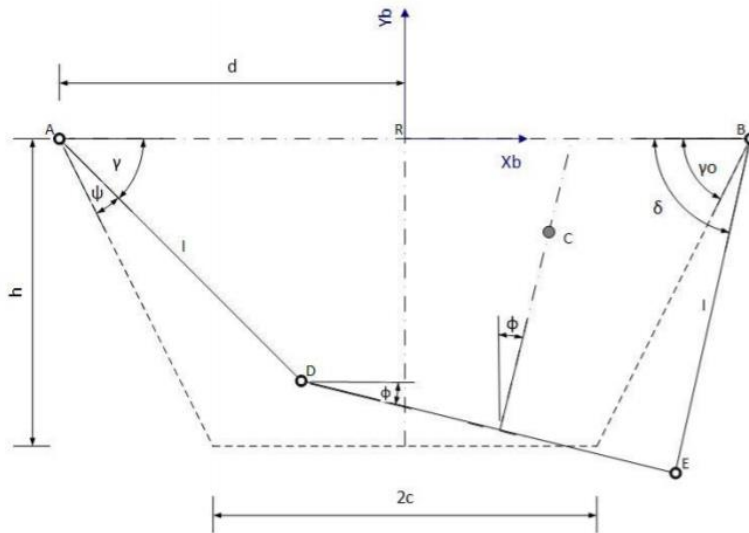
- O : Η αρχή των αξόνων του συστήματος OXY – τομή του επιπέδου της θάλασσας με τον άξονα συμμετρίας του δοχείου,
- C : κέντρο μάζας της ανεμογεννήτριας S ,
- R : αρχή των αξόνων του συστήματος RX_bY_b – αρχική θέση του σημείου C σε κατάσταση ηρεμίας,
- G : κέντρο μάζας του δοχείου V ,
- a : απόσταση μεταξύ R και O ,
- b : απόσταση μεταξύ G και O ,
- ϕ : γωνία κλίσης της ανεμογεννήτριας γύρω από τον άξονα Z ,
- θ : γωνία πρόνευσης δοχείου προκαλούμενη από τα κύματα,
- u : πλάτος κίνησης προκαλούμενο από τα κύματα



Σχήμα 2.1: Συνδεσμολογία κατασκευής

3. Κινηματική ανάλυση μηχανισμού

Κινηματική ανάλυση μηχανισμού τεσσάρων μελών



Σχήμα 3.1: Γεωμετρικές παράμετροι και κινηματικές μεταβλητές του μηχανισμού τεσσάρων μελών

Γεωμετρικές παράμετροι

Η βασική γεωμετρική διαμόρφωση του μηχανισμού καθορίζεται από την επιλογή των τριών ανεξάρτητων μηκών d , c , h . Οι υπόλοιπες γεωμετρικές παράμετροι μπορούν να εξαχθούν ως εξής:

$$l = \sqrt{(d - c)^2 + h^2} \text{ [m]} \quad (1)$$

$$\tan \gamma_0 = \frac{h}{d - c} \quad (2)$$

Θέση αναφοράς μηχανισμού

Η θέση ανάπαυσης του μηχανισμού, υποδεικνυόμενη με διακεκομμένες γραμμές, καθορίζεται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\varphi = \psi = 0 \text{ [rad]}, \quad \gamma = \delta = \gamma_0 \text{ [rad]} \quad (3)$$

Η αρχή R των αξόνων RX_bY_b επιλέγεται στο κέντρο του στατικού συνδέσμου AB του μηχανισμού, με τη θέση των αξόνων όπως υποδεικνύεται στο σχήμα 3.1.

Η κινηματική του μηχανισμού μπορεί να ληφθεί ως συνάρτηση του ενός βαθμού ελευθερίας ϕ . Οι υπόλοιπες γωνίες μπορούν να ληφθούν από τις ακόλουθες σχέσεις συμβατότητας της κλειστής κινηματικής αλυσίδας:

$$l \cos \gamma + 2c \cos \varphi + l \cos \delta = 2d \text{ [m]} \quad (4a)$$

$$l \sin \gamma + 2c \sin \varphi - l \sin \delta = 0 \text{ [m]} \quad (4b)$$

Αφού αναδιατάξουμε και τετραγωνίσουμε κάθε μια από τις παραπάνω εξισώσεις, τις προσθέτουμε κατά μέλη και αντικαθιστούμε τις εκφράσεις:

$$x_{\varphi} = d - c \cos \varphi \text{ [m]} \quad (5a)$$

$$y_{\varphi} = c \sin \varphi \text{ [m]} \quad (5b)$$

$$r_{\varphi} = x_{\varphi}^2 + y_{\varphi}^2 \text{ [m}^2\text{]} \quad (5c)$$

Καταλήγουμε ότι

$$-x_{\varphi} l \cos \gamma + y_{\varphi} l \sin \gamma + r_{\varphi} = 0 \quad (6)$$

Η εξίσωση αυτή μπορεί να αναγραφεί ως πολυωνυμική δευτέρου βαθμού

$$a_{2\varphi} z_{\gamma}^2 + 2a_{1\varphi} z_{\gamma} + a_{0\varphi} = 0 \quad (7a)$$

Όπου

$$z_{\gamma} = \tan\left(\frac{\gamma}{2}\right) \quad (7b)$$

$$a_{2\varphi} = r_{\varphi} + x_{\varphi} l \text{ [m}^2\text{]} \quad (7c)$$

$$a_{1\varphi} = y_{\varphi} l \text{ [m}^2\text{]} \quad (7d)$$

$$a_{0\varphi} = r_{\varphi} - x_{\varphi} l \text{ [m}^2\text{]} \quad (7e)$$

$$\Delta = \sqrt{a_{1\varphi}^2 - a_{2\varphi} a_{0\varphi}} \text{ [m}^2\text{]} \quad (7f)$$

Τέλος τα γ, ψ και δ μπορούν να εκφραστούν ως συναρτήσεις της γωνίας φ ως εξής:

$$\gamma = 2 \tan^{-1} \left(\frac{-a_{1\varphi} + \Delta}{a_{2\varphi}} \right) \text{ [rad]} \quad (8)$$

$$\psi = \gamma_0 - \gamma \text{ [rad]} \quad (9)$$

$$\delta = \sin^{-1} \left(\sin \gamma + \frac{2c}{l} \sin \varphi \right) \text{ [rad]} \quad (10)$$

Γωνιακές ταχύτητες

Οι χρονικές παράγωγοι των σχέσεων συμβατότητας της κλειστής κινηματικής αλυσίδας, οδηγούν στις ακόλουθες εξισώσεις:

$$\dot{\gamma} = -\frac{2c}{l\sigma} \dot{\varphi} = -\mu \dot{\varphi} \text{ [rad/s]} \quad (11)$$

$$\dot{\psi} = -\dot{\gamma} = \mu \dot{\varphi} \text{ [rad/s]} \quad (12)$$

Όπου οι αδιάστατες εκφράσεις:

$$\mu = \frac{2c}{l\sigma} \quad (13)$$

$$\sigma = \frac{\sin(\gamma + \delta)}{\sin(\varphi + \delta)} \quad (14)$$

Κίνηση του κέντρου μάζας

Η αρχική θέση του κέντρου μάζας C της ανεμογεννήτριας που στερεώνεται στο μηχανισμό τεσσάρων μελών θεωρείται ότι συμπίπτει με την αρχή R των αξόνων RX_bY_b στη θέση ισορροπίας του μηχανισμού. Επομένως οι συντεταγμένες του x_b, y_b συναρτήσει αυτού του συστήματος συντεταγμένων σε μια τυχαία θέση του μηχανισμού μπορεί να εξαχθεί ως εξής:

$$x_b = -d + l \cos\gamma + c \cos\varphi + h \sin\varphi \quad [m] \quad (15)$$

$$y_b = l \sin\gamma + c \sin\varphi - h \cos\varphi \quad [m] \quad (16)$$

$$h = l \sin\gamma_0 \quad [m] \quad (17)$$

Εύκολα συμπεραίνουμε ότι το y_b ισούται με μηδέν όταν $l = sd = 4c$, αφού πρόκειται για την ειδική περίπτωση της σύνδεσης Roberts. Επομένως, το σημείο C κινείται σε μια ευθεία γραμμή πάνω στο τμήμα AB. Οι ταχύτητες του C μπορούν να εξαχθούν ως εξής:

$$\dot{x}_b = r_x \dot{\varphi} \left[\frac{m}{s} \right] \quad (18)$$

$$\dot{y}_b = r_y \dot{\varphi} \left[\frac{m}{s} \right] \quad (19)$$

Όπου:

$$r_x = l \mu \sin\gamma - c \sin\varphi + h \cos\varphi \quad [m] \quad (20)$$

$$r_y = -l \mu \cos\gamma + c \cos\varphi + h \sin\varphi \quad [m] \quad (21)$$

Η μετατόπιση και η ταχύτητα του σημείου G ως προς το αδρανειακό σύστημα είναι:

$$x_G = u - y_{G0} \sin\theta \quad [m] \quad (22a)$$

$$y_G = y_{G0} \cos\theta \quad [m] \quad (22b)$$

$$\dot{x}_G = \dot{u} - \dot{\theta} y_{G0} \cos\theta \left[\frac{m}{s} \right] \quad (23a)$$

$$\dot{y}_G = -\dot{\theta} y_{G0} \sin\theta \left[\frac{m}{s} \right] \quad (23b)$$

Η μετάφραση της μάζας αντίδρασης ως προς το σύστημα OXY είναι:

$$x_C = x_R + x_B \cos\theta - y_B \sin\theta = u + x_B \cos\theta - (a + y_B) \sin\theta \quad [m] \quad (24a)$$

$$y_C = y_R + x_B \sin\theta + y_B \cos\theta = x_B \sin\theta + (a + y_B) \cos\theta \quad [m] \quad (24b)$$

Όπου:

$$x_R = u - a \sin\theta \quad [m] \quad (25a)$$

$$y_R = a \cos\theta \quad [m] \quad (25b)$$

Οι αντίστοιχες εκφράσεις για τις μετατοπίσεις x_b, y_b δίνονται στις εξ.(15),(16) όπου εκτελείται η κινηματική ανάλυση του κέντρου μάζας C της ανεμογεννήτριας ως προς το σύστημα RX_bY_b .

Η έκφραση για τις αντίστοιχες ταχύτητες \dot{x}_C, \dot{y}_C θα είναι:

$$\dot{x}_C = \dot{u} - l_{xC}\dot{\theta} + r_{xC}\dot{\phi} \left[\frac{m}{s} \right] \quad (26)$$

$$\dot{y}_C = l_{yC}\dot{\theta} + r_{yC}\dot{\phi} \left[\frac{m}{s} \right] \quad (27)$$

Όπου:

$$l_{xC} = (a + y_b)\cos\theta + x_b \sin\theta \text{ [m]} \quad (28a)$$

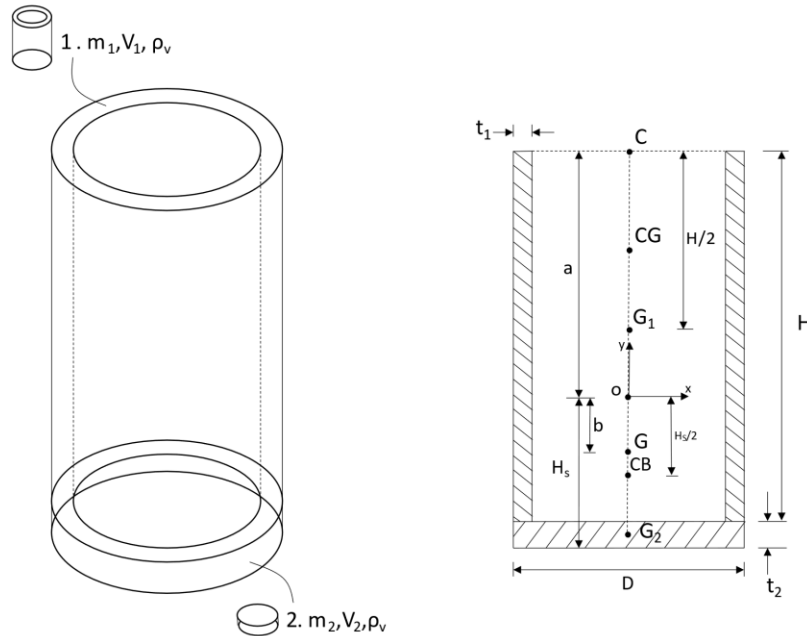
$$l_{yC} = x_b \cos\theta - (a + y_b)\sin\theta \text{ [m]} \quad (28b)$$

$$r_{xC} = r_x \cos\theta - r_y \sin\theta \text{ [m]} \quad (29a)$$

$$r_{yC} = r_x \sin\theta + r_y \cos\theta \text{ [m]} \quad (29b)$$

Και οι εκφράσεις για τα \dot{x}_b, \dot{y}_b δίνονται στις εξ. (18),(19).

4. Υπολογισμός θέσεων κέντρου βάρους και κέντρου άνωσης και γραμμικοποίηση



Σχήμα 6.1: Γεωμετρικές παράμετροι δοχείου

Όπου:

- C: Κέντρο βάρους αναρτημένου σώματος S,
- CG: Κέντρο βάρους εκκρεμούς και δοχείου,
- G₁: Κέντρο βάρους κυλινδρικού τοιχώματος δοχείου,
- G₂: Κέντρο βάρους πάτου δοχείου,
- G: Κέντρο βάρους δοχείου
- O: Επιφάνεια ρευστού. Η αρχή των αξόνων του συστήματος OXY.

Οι μάζες των σωμάτων 1, 2 προκύπτουν ως εξής:

$$m_1 = \rho_v \pi H (D - t_1) t_1 \quad (30)$$

$$m_2 = \rho_v \frac{\pi D^2}{4} t_2 \quad (31)$$

Οπότε η συνολική μάζα του δοχείου θα είναι:

$$m_v = m_1 + m_2 = \rho_v \pi \left[H (D - t_1) t_1 + \frac{D^2}{4} t_2 \right] \quad (32)$$

Τα διανύσματα θέσης των σημείων G₁, G₂, G₀ θα είναι:

$$\vec{r}_{G_1} = \begin{Bmatrix} 0 \\ a - \frac{H}{2} \end{Bmatrix} \quad (33)$$

$$\vec{r}_{G_2} = \begin{Bmatrix} 0 \\ -H_s + \frac{t_2}{2} \end{Bmatrix} \quad (34)$$

$$\vec{r}_{G,0} = \begin{Bmatrix} x_{G,0} \\ y_{G,0} \end{Bmatrix} = \frac{1}{m_1 + m_2} (m_1 \vec{r}_{G_1} + m_2 \vec{r}_{G_2}) \quad (35)$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (74) τις (69),(70),(71),(72),(73) προκύπτει ότι:

$$\vec{r}_{G,0} = \frac{4}{4H(D - t_1)t_1 + D^2t_2} \left\{ H(D - t_1)t_1 \begin{Bmatrix} 0 \\ a - \frac{H}{2} \end{Bmatrix} + \frac{D^2t_2}{4} \begin{Bmatrix} \frac{t_2}{2} - H_s \end{Bmatrix} \right\} = \begin{Bmatrix} x_{G,0} \\ y_{G,0} \end{Bmatrix} \quad (36)$$

Για τον υπολογισμό του ύψους H_s , από την αρχή του Αρχιμήδη για τη μάζα του εκτοπισμένου ρευστού έχω ότι:

$$m_f = m_v + m_s \quad (37)$$

Επίσης ισχύει ότι:

$$m_f = \rho_f V_f \quad (38)$$

Όπου:

$$V_f = \frac{\pi D^2}{4} H_s \quad (39)$$

Αντικαθιστώντας στην εξίσωση (38) τις εξισώσεις (37),(39) και λύνοντας ως προς H_s προκύπτει ότι:

$$H_s = \frac{4(m_v + m_s)}{\rho_f \pi D^2} \quad (40)$$

Από τη γεωμετρία του σχήματος εύκολα προκύπτουν και οι τιμές για τα μήκη a, b ως εξής:

$$a = H + t_2 - H_s \quad (40)$$

$$b = |y_{G,0}| = \left| H(D - t_1)t_1 \left(a - \frac{H}{2} \right) + \frac{D^2t_2}{4} \left(\frac{t_2}{2} - H_s \right) \right| \quad (41)$$

Για την εύρεση του κέντρου πλευστότητας CB, πρέπει να βρεθεί η θέση του συνολικού κέντρου βάρους CG του συστήματος δοχείο-εκκρεμές.

Στην κινηματική ανάλυση του μηχανισμού θεωρούμε ότι η αρχική θέση του κέντρου βάρους C του εκκρεμούς, συμπίπτει με το σημείο R (βλ. σχήμα 2.1).

Η θέση του C στο αδρανειακό σύστημα OXY, στη θέση ισορροπίας θα είναι:

$$\vec{r}_{C,0} = \begin{Bmatrix} x_{C,0} \\ y_{C,0} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ a \end{Bmatrix} \quad (42)$$

Τότε η θέση του συνολικού κέντρου βάρους CG στην θέση ισορροπίας θα είναι:

$$\vec{r}_{CG,0} = \begin{Bmatrix} x_{CG,0} \\ y_{CG,0} \end{Bmatrix} = \frac{m_v \vec{r}_{G,0} + m_s \vec{r}_{C,0}}{m_{tot}} = \begin{Bmatrix} 0 \\ \frac{m_v}{m_{tot}} y_{G,0} + \frac{m_s}{m_{tot}} a \end{Bmatrix} \quad (43)$$

Το κέντρο πλευστότητας CB βρίσκεται στη μέση του όγκου του εκτοπισμένου ρευστού:

$$\vec{r}_{CB,0} = \begin{Bmatrix} x_{CB,0} \\ y_{CB,0} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ -\frac{H_S}{2} \end{Bmatrix} \quad (44)$$

Αν θεωρήσουμε μικρή διαταραχή γωνίας θ περί το O, τότε από την κινηματική ανάλυση έχουμε ότι:

$$x_G = u + b \sin \theta = u - y_{G,0} \sin \theta \quad (45a)$$

$$y_G = -b \cos \theta = y_{G,0} \cos \theta \quad (45b)$$

$$x_M = u + x_b \cos \theta - (\alpha + y_B) \sin \theta \quad (45c)$$

$$y_M = x_B \sin \theta + (\alpha + y_B) \cos \theta \quad (45d)$$

Όπου όμως με την παραδοχή μικρών διαταραχών θ ($\sin \theta = \theta$, $\cos \theta = 1$) και πρόνευσης $u = -\theta y_{G,0}$ προκύπτουν:

$$x_G \approx -2y_{G,0}\theta \quad (46a)$$

$$y_G \approx y_{G,0} \quad (46b)$$

$$x_C \approx -y_{G,0}\theta + l_P \varphi - a\theta = -(\alpha + y_{G,0})\theta + l_P \varphi \quad (46c)$$

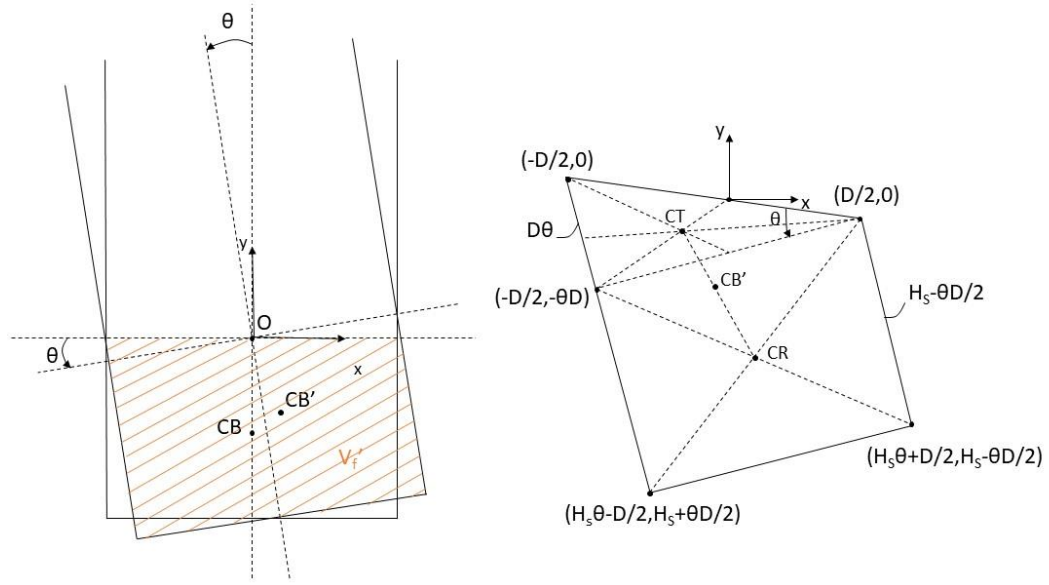
$$y_C \approx \alpha \quad (46d)$$

Η θέση κέντρου βάρους της ανεμογεννήτριας που προκύπτει και το γεγονός ότι αυτό κινείται γραμμικά, διευκολύνουν την μορφή και την εφαρμογή του πιθανού μηχανισμού ΡΤΟ που θα εφαρμοστεί.

Το συνολικό κέντρο βάρους CG συναρτήσει των θ , φ θα είναι:

$$\vec{r}_{CG} = \frac{m_v}{m_{tot}} \begin{Bmatrix} -2y_{G,0}\theta \\ y_{G,0} \end{Bmatrix} + \frac{m_s}{m_{tot}} \begin{Bmatrix} -(\alpha + y_{G,0})\theta + l_P \varphi \\ a \end{Bmatrix} \quad (47)$$

Τότε η τομή του εκτοπισμένου ρευστού γίνεται τραπεζοειδούς μορφής.



Σχήμα 6.2: Γεωμετρική εύρεση κέντρου πλευστότητας CB' για εκτροπή γωνίας θ του δοχείου.

Από τη θέση του γεωμετρικού μέσου προκύπτει η νέα θέση του κέντρου πλευστότητας CB .

$$\vec{r}_{CB} = \begin{Bmatrix} x_{CB} \\ y_{CB} \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \frac{8H_s^2 - D^2}{16H_s} \theta \\ -\frac{H_s}{2} \end{Bmatrix} \quad (48)$$

Επίσης οι συντεταγμένες για το μετάκεντρο του συστήματος θα είναι:

$$x_M = \frac{y_M(x_{CG} - x_{CB}) - (x_{CG}y_{CB} - x_{CB}y_{CG})}{x_{CG} - x_{CB}} \quad (49)$$

$$y_M = \frac{8H_s^2 - D^2}{16H_s} \quad (50)$$

Υπό την υπόθεση μικρών διαταραχών γύρω από τη θέση ισορροπίας του μηχανισμού που έγινε παραπάνω, έχουν ληφθεί οι ακόλουθες προσεγγιστικές σχέσεις για τις γωνίες $\alpha \in \{\varphi, \psi, \theta\}$ της κατασκευής:

$$\cos \alpha \approx 1 \quad (51a)$$

$$\sin \alpha \approx \alpha \quad (51b)$$

Από όπου συνεπάγεται ότι:

$$\cos \gamma = \cos(\gamma_0 - \psi) \approx \cos \gamma_0 + \psi \sin \gamma_0 \quad (52a)$$

$$\sin \gamma = \sin(\gamma_0 - \psi) \approx \sin \gamma_0 - \psi \cos \gamma_0 \quad (53)$$

Οι εξισώσεις κίνησης (15), (16) του κέντρου μάζας C της ταλαντευόμενης ανεμογεννήτριας σε σχέση με την αρχή R των αξόνων RX_bY_b μπορεί πλέον να απλοποιηθεί ως εξής:

$$x_b \approx l_p \varphi \quad [m] \quad (54a)$$

$$y_b \approx 0 \quad [m] \quad (54b)$$

$$l_p = (\mu + 1)h \quad [m] \quad (55)$$

$$\mu \approx \mu_0 = \frac{2c}{l\sigma_0} = \frac{c}{l \cos\gamma_0} = \frac{1}{\left(\frac{d}{c} - 1\right)} \quad (56)$$

$$\sigma \approx \sigma_0 = \frac{\sin 2\gamma_0}{\sin\gamma_0} = 2 \cos\gamma_0 \quad (57)$$

Οι εξισώσεις (54a), (54b) συνεπάγονται πως η φυσική κίνηση του κέντρου μάζας της ανεμογεννήτριας είναι γραμμική, ακριβώς όπως συμβαίνει και στις ήδη υπάρχουσες εφαρμογές γραμμικά ολισθαίνοντων μαζών WECs όπως για παράδειγμα το PS Frog[1].

Ομοίως προκύπτουν απλοποιημένες εκφράσεις για τους συντελεστές r_x , r_y , l_{xM} , l_{yM} , r_{xM} , r_{yM} :

$$r_x \approx l_p \left(1 - \frac{c}{h} \varphi\right) \quad [m] \quad (58a)$$

$$r_y \approx (1 - \mu)l_p \varphi \quad [m] \quad (58b)$$

$$l_{xC} \approx a \quad [m] \quad (59a)$$

$$l_{yC} \approx l_p \varphi - a\theta \quad [m] \quad (59b)$$

$$r_{xC} \approx l_p \left(1 - \frac{c}{h} \varphi\right) \quad [m] \quad (60a)$$

$$r_{yC} \approx l_p \theta + (1 - \mu)l_p \varphi \quad [m] \quad (60b)$$

5. Δυναμικές εξισώσεις κίνησης

Η κινητική ενέργεια λόγω των αδρανειακών στοιχείων του συστήματος είναι:

$$T = \frac{1}{2} m_V (\dot{x}_G^2 + \dot{y}_G^2) + \frac{1}{2} I_V \dot{\theta}^2 + \frac{1}{2} m_S (\dot{x}_C^2 + \dot{y}_C^2) + \frac{1}{2} I_S (\dot{\theta} - \dot{\varphi})^2 \left[\frac{kg \ m^2}{s^2} = J \right] \quad (61)$$

Όπου:

- m_V : η μάζα του δοχείου V συμπεριλαμβανομένης της μάζας του νερού
- m_S : η μάζα της ανεμογεννήτριας
- I_V : η αξονική ροπή αδράνειας του δοχείου περί τον άξονα που περνάει από το σημείο G κάθετα στο επίπεδο OXY.
- I_S : η αξονική ροπή αδράνειας της ανεμογεννήτριας περί τον άξονα που περνάει από το σημείο C, κάθετα στο επίπεδο OXY.

Η δυναμική ενέργεια του συστήματος χωρίς να θεωρήσουμε την υδροδυναμική αλληλεπίδραση θα είναι:

$$U = m_S g y_{C,0} + m_V g y_{G,0} \left[\frac{kg \ m^2}{s^2} = J \right] \quad (62)$$

Αντικαθιστώντας τις γραμμικοποιημένες εκφράσεις που βρέθηκαν παραπάνω και εφαρμόζοντας την αρχή Lagrange θα προκύψει το γραμμικοποιημένο μητρώο μάζας και το γραμμικοποιημένο μητρώο στιβαρότητας.

Λόγω ακτινοβολίας πρέπει να προστεθεί στην εξίσωση της πρόνευσης ένας όρος πρόσθετης μάζας m_a που υπολογίζεται ως εξής:

$$m_a = m_a^* m_f \quad [11]$$

όπου για το δοχείο μας έχω $m_a^* \approx 1$

και m_f η μάζα του εκτοπισμένου ρευστού: $m_f = \rho_f V_f = m_v + m_s = m_{tot}$

Άρα τελικά: $M_{uu} = m_{tot} + m_a = 2m_{tot}$

Οπότε σύμφωνα με τα παραπάνω για τα στοιχεία του μητρώου μάζας \mathbf{M} θα έχω:

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} 2m_{tot} & -(m_V y_{G0} + m_S a) & m_S l_P \\ -(m_V y_{G0} + m_S a) & I_{V,O} + I_{S,O} & -I_\theta \\ m_S l_P & -I_\theta & I_\varphi \end{bmatrix} \quad (63)$$

Όπου:

$$I_\theta = I_S + m_S l_P a \left(1 - \frac{c}{h} \varphi \right) \quad [kg \ m^2] \quad (64)$$

$$I_\varphi = I_S + m_S l_P^2 \left(1 - \frac{2c}{h} \varphi \right) \quad [kg \ m^2] \quad (65)$$

$$I_{V,O} = I_V + m_V y_{G0}^2 \quad (66)$$

$$I_{S,O} = I_S + m_S a^2 \quad (67)$$

$$m_{tot} = m_V + m_S \quad (68)$$

Για τις ελαστικές δυνάμεις θα έχω:

$$\frac{\partial L}{\partial \theta} = (m_V g y_{G0} + m_S g a) \theta - m_S g l_P \varphi \quad (69)$$

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi} = m_S \left(\dot{x}_C \frac{\partial \dot{x}_C}{\partial \varphi} + \dot{y}_C \frac{\partial \dot{y}_C}{\partial \varphi} \right) - m_S g \frac{\partial y_C}{\partial \varphi} \quad (70)$$

Όπου:

$$\dot{x}_C \approx \dot{u} - a\dot{\theta} + l_P \dot{\varphi} \rightarrow \frac{\partial \dot{x}_C}{\partial \varphi} = 0 \quad (71)$$

$$\dot{y}_C \approx 0 \rightarrow \frac{\partial \dot{y}_C}{\partial \varphi} = 0 \quad (72)$$

$$y_C \approx a \rightarrow \frac{\partial y_C}{\partial \varphi} = 0 \quad (73)$$

Άρα:

$$\frac{\partial L}{\partial \varphi} = 0 = \frac{\partial L}{\partial u} \quad (74)$$

Η υδροδυναμική δυσκαμψία K_V [12] θα είναι:

$$K_V = g \left[2m_V y_{G,0} + m_S \left(a + y_{G,0} - \frac{C_{1\varphi}}{C_{1\theta}} l_P \right) + m_{tot} \frac{8H_S^2 - D^2}{16H_S} \right] = 2,028 \times 10^8 \quad (75)$$

Όπου υποθέτουμε τον λόγο των πλατών του βαθμού ελευθερίας φ ως προς τον βαθμό ελευθερίας θ , όπως προκύπτει από την ιδιοδιανυσματική ανάλυση: $\frac{C_{1\varphi}}{C_{1\theta}} = -0,01$

Οπότε το μητρώο στιβαρότητας \mathbf{K} θα είναι:

$$\mathbf{K} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & K_V + m_V g y_{G0} + m_S g a & -m_S g l_P \varphi \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Για το μηχανισμό ΡΤΟ θεωρούμε την παρακάτω μορφή:

$$F_{PTO} = -K_P \varphi - R_P \dot{\varphi} \quad (76)$$

Θεωρούμε τη δύναμη απόσβεσης λόγω ακτινοβολίας $F_u = R_u \dot{u}$. Ο συντελεστής απόσβεσης R_u θα είναι συνάρτηση της συχνότητας διέγερσης ως εξής:

$$R_u = 2\zeta \Omega m_V = 8.1156 \times 10^6 \quad (77)$$

Όπου από πειραματικά δεδομένα και εμπειρικές εκφράσεις που συναντώνται στη βιβλιογραφία [11], [13], [14], μπορεί να ληφθεί ο συντελεστής απόσβεσης στο νερό $\zeta \approx 0.4$

Όσον αφορά τη δύναμη διέγερσης f_w λόγω κύματος, αν δεν λάβουμε υπόψη την συνιστώσα λόγω διαθλούμενων κυμάτων τότε αυτή θα ισούται με τη δύναμη Froude-Krylov [12] και προκύπτει:

$$f_w = F_{FK} = \frac{1}{4} \Omega^2 \rho_f \pi D H (e^{kH_s} - 1) \quad (78)$$

Όπου:

$H=3$, σημαντικό ύψος κύματος

k : wavenumber

Μέσω της σχέσης διασποράς υπολογίζεται το k με επαναληπτική επίλυση.

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \rightarrow k = 0.2515 \quad (79)$$

Όπου θεωρούμε $d=100$, το βάθος της θάλασσας

Όσον αφορά την ροπή τ_A [15] της ανεμογεννήτριας, αυτή τη θεωρούμε από την παρακάτω σχέση ως:

$$\tau_A = \frac{1}{2} \rho A R C_T u_{up}^2 \quad (80)$$

Όπου:

- ρ : η πυκνότητα του αέρα,
- A : η επιφάνεια που καλύπτουν οι λεπίδες της ανεμογεννήτριας,
- R : Η ακτίνα των λεπίδων,
- $C_T=0.57$, Ο συντελεστής ροπής[16],
- $U_{up}=12\text{m/s}$ σημείο λειτουργίας της ανεμογεννήτριας

Οπότε με εφαρμογή της αρχής Lagrange και λαμβάνοντας υπόψιν τα παραπάνω προκύπτουν και οι γραμμικοποιημένες εκφράσεις των εξισώσεων κίνησης:

$$M_{uu} \ddot{u} + M_{u\theta} \ddot{\theta} + M_{u\varphi} \ddot{\varphi} + R_u \dot{u} = f_w \quad (81)$$

$$M_{u\theta} \ddot{u} + M_{\theta\theta} \ddot{\theta} + M_{\theta\varphi} \ddot{\varphi} + (K_V + m_V g y_{G0} + m_S g a) \theta - m_S g l_P \varphi = 0 \quad (82)$$

$$M_{u\varphi} \ddot{u} + M_{\theta\varphi} \ddot{\theta} + M_{\varphi\varphi} \ddot{\varphi} + R_P \dot{\varphi} + K_P \varphi = \tau_A \quad (83)$$

Αντικαθιστώ τα στοιχεία του μητρώου μάζας σύστημα εξισώσεων (81),(82),(83) και στη συνέχεια εξισώνω τις (82),(83) ώστε να προκύψει η παρακάτω εξίσωση:

$$\begin{aligned} & [y_{G0}(M_{u\theta} - M_{u\varphi}) - M_{\theta\theta} + M_{\theta\varphi}] \ddot{\theta} + (M_{\varphi\varphi} - M_{\theta\varphi}) \ddot{\varphi} + R_P \dot{\varphi} \\ & - (K_V + m_V g y_{G0} + m_S g a) \theta - (m_S g l_P - K_P) \varphi = \tau_A \end{aligned} \quad (84)$$

Και το σύστημά μας πλέον έχει δύο εξισώσεις (81),(84) και δύο μεταβλητές (φ, θ) και παρουσιάζεται σε μητρική μορφή παρακάτω:

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} -y_{G0}M_{uu} + M_{u\theta} & M_{u\varphi} \\ y_{G0}(M_{u\theta} - M_{u\varphi}) - M_{\theta\theta} + M_{\theta\varphi} & M_{\varphi\varphi} - M_{\theta\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \ddot{\theta} \\ \ddot{\varphi} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -y_{G0}R_u & 0 \\ 0 & R_P \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\theta} \\ \dot{\varphi} \end{bmatrix} + \\ & + \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ -(K_V + m_V g y_{G0} + m_S g a) & m_S g l_P - K_P \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta \\ \varphi \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_w \\ \tau_A \end{bmatrix} \end{aligned}$$

6. Υπολογισμός Ιδιοσυχνοτήτων

Για την εύρεση των ιδιοσυχνοτήτων επιλύω την εξίσωση:

$$|-\omega^2[\mathbf{M}] + [\mathbf{K}]| = 0 \quad (85)$$

Από όπου προκύπτουν:

$$\omega_1 = 0 \quad (86)$$

$$\omega_2 = 0 \quad (87)$$

$$\omega_3 = \sqrt{\frac{-K_{21}}{\frac{M_{11}}{M_{12}}M_{22} - M_{21}} + \frac{-K_{22}}{\frac{M_{12}}{M_{11}}M_{21} - M_{22}}} \quad (88)$$

$$\omega_4 = -\sqrt{\frac{-K_{21}}{\frac{M_{11}}{M_{12}}M_{22} - M_{21}} + \frac{-K_{22}}{\frac{M_{12}}{M_{11}}M_{21} - M_{22}}} \quad (89)$$

Όπου:

$$M_{11} = -y_{G0}M_{uu} + M_{u\theta} \quad (90a)$$

$$M_{12} = M_{u\varphi} \quad (90b)$$

$$M_{21} = y_{G0}(M_{u\theta} - M_{u\varphi}) - M_{\theta\theta} + M_{\theta\varphi} \quad (90c)$$

$$M_{22} = M_{\varphi\varphi} - M_{\theta\varphi} \quad (90d)$$

Και:

$$K_{21} = -(K_V + m_V g y_{G0} + m_S g a) \quad (91a)$$

$$K_{22} = m_S g l_p - K_p \quad (91b)$$

7. Ιδιοδιανυσματική ανάλυση

Τα ιδιοδιανύσματα του συστήματος θα προκύπτουν από τη σχέση:

$$(-\omega_i^2 \mathbf{M} + \mathbf{K})\vec{\Phi}_i = \vec{0} \quad (92)$$

Αντικαθιστώντας προκύπτουν λοιπόν:

$$\vec{\Phi}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{K_{21}}{K_{22}} \end{pmatrix} \quad (93)$$

$$\vec{\Phi}_2 = \begin{pmatrix} 1 \\ -\frac{M_{11}}{M_{12}} \end{pmatrix} \quad (94)$$

Παρατηρούμε ότι υπάρχει ένα μείον στα ιδιοδιανύσματα που υποδηλώνει αντίθετη κατεύθυνση μεταξύ της ανεμογεννήτριας και του δοχείου, πράγμα απαραίτητο για την ευστάθεια του συστήματος.

Η γενικευμένη σχέση για τους δύο βαθμούς ελευθερίας θα είναι ο γραμμικός συνδυασμός των ιδιοδιανυσμάτων:

$$\begin{Bmatrix} \theta \\ \varphi \end{Bmatrix} = \vec{\Phi}_1 q_1(t) + \vec{\Phi}_2 q_2(t) \quad (95)$$

$$\ddot{q}_i(t) + \frac{r_{ii}}{m_{ii}} \dot{q}_i(t) + \omega_i^2 q_i(t) = \frac{\vec{\Phi}_i^T \vec{F}}{m_{ii}} \quad (96)$$

Όπου:

$$\omega_i^2 = \frac{u_{ii}}{m_{ii}} \quad (97)$$

$$\frac{\vec{\Phi}_1^T \vec{F}}{m_{11}} = \frac{F_w - \frac{K_{21}}{K_{22}} T_A}{m_{11}} = \frac{g_{11}}{m_{11}} \quad (98)$$

$$\frac{\vec{\Phi}_2^T \vec{F}}{m_{22}} = \frac{F_w - \frac{M_{21}}{M_{22}} T_A}{m_{22}} = \frac{g_{22}}{m_{22}} \quad (99)$$

Στη συνέχεια υπολογίζονται τα στοιχεία m_{ii}, r_{ii}, u_{ii} πολλαπλασιάζοντας δεξιά και αριστερά τα μητρώα $\mathbf{M}, \mathbf{C}, \mathbf{K}$ αντίστοιχα με τα ιδιοδιανύσματα:

$$m_{11} = M_{11} - \frac{K_{21}}{K_{22}} \left(M_{21} + M_{12} - \frac{K_{21}}{K_{22}} M_{22} \right) \quad (100)$$

$$m_{22} = \frac{M_{11}}{M_{12}} \left(M_{22} \frac{M_{11}}{M_{12}} - \frac{M_{21}}{M_{12}} \right) \quad (101)$$

$$r_{11} = R_{11} + R_{22} \left(\frac{K_{21}}{K_{22}} \right)^2 \quad (102)$$

$$r_{22} = R_{11} + R_{22} \left(\frac{M_{11}}{M_{12}} \right)^2 \quad (103)$$

$$u_{11} = 0 \quad (104)$$

$$u_{22} = -\frac{M_{11}}{M_{12}} \left(K_{21} - K_{22} \frac{M_{11}}{M_{12}} \right) \quad (105)$$

Όσον αφορά τη χρονική απόκριση του συστήματος, προκειμένου να έχουμε μέγιστη απορρόφηση ενέργειας από το κύμα θα πρέπει αυτή να έχει συχνότητα ίση με την συχνότητα της διέγερσης προκειμένου να έχουμε συντονισμό, αλλά με διαφορά φάσης $-\frac{\pi}{2}$ σε σχέση με τη διέγερση.

Η απόκριση σε συνθήκες μόνιμης κατάστασης θα είναι:

$$q_i(t) = A_i \cos(\omega_i t) + B_i \sin(\omega_i t) \quad (106)$$

Όπου αντικαθιστώντας τις παραπάνω συνθήκες για συντονισμό: $\omega_i = \Omega$, $\gamma = -\frac{\pi}{2}$ προκύπτει η χρονική απόκριση για τους δύο γενικευμένους βαθμούς ελευθερίας.

$$q_i(t) = -A_i \sin(\Omega t) + B_i \cos(\Omega t) \quad (107)$$

$$\dot{q}_i(t) = -\Omega A_i \cos(\Omega t) - \Omega B_i \sin(\Omega t) \quad (108)$$

$$\ddot{q}_i(t) = \Omega^2 A_i \sin(\Omega t) - \Omega^2 B_i \cos(\Omega t) \quad (109)$$

Αντικαθιστώντας τώρα για τον πρώτο βαθμό ελευθερίας $i = 1$ και για τον δεύτερο βαθμό ελευθερίας $i = 2$ στη γενικευμένη σχέση (96) τις εκφράσεις που υπολογίστηκαν παραπάνω, υπολογίζω τους συντελεστές A_i, B_i .

$$\text{Για } i = 1 \rightarrow A_1 = \frac{-g_{11}}{r_{11}\Omega}, B_1 = 0 \quad (110)$$

$$\text{Για } i = 2 \rightarrow A_2 = \frac{-g_{22}}{r_{22}\Omega}, B_2 = 0 \quad (111)$$

Επιστρέφω τώρα στην αρχική υπόθεση (95), ότι οι δύο βαθμοί ελευθερίας είναι γραμμικός συνδυασμός των δύο ιδιοδιανυσμάτων και αντικαθιστώντας τις παραπάνω εκφράσεις προκύπτει:

$$\theta = -(A_1 + A_2) \sin(\Omega t) = C_{1\theta} \sin(\Omega t) \quad (112)$$

$$\varphi = \left(\frac{K_{21}}{K_{22}} A_1 + \frac{M_{11}}{M_{22}} A_2 \right) \sin(\Omega t) = C_{1\varphi} \sin(\Omega t) \quad (113)$$

$$\dot{\varphi} = \Omega C_{1\varphi} \cos(\Omega t) \quad (114)$$

$$\ddot{\varphi} = \Omega^2 C_{1\varphi}^2 \cos^2(\Omega t) \quad (115)$$

Έχοντας πλέον υπολογίσει τους συντελεστές $C_{1\varphi}, C_{1\theta}$ μπορεί να υπολογιστεί το K_V όπου προκύπτει $K_V = 2.0854 \times 10^8$. Πολύ κοντά στην αρχική μας υπόθεση.

8. Υπολογισμός και μεγιστοποίηση ισχύος

Η ωφέλιμη ενέργεια θα είναι:

$$E_{mech} = \int_0^{T_w} R_p \dot{\varphi}^2 dt = \pi \Omega R_p C_{1\varphi}^2 \quad (116)$$

Ενώ η μέση ωφέλιμη ισχύς ανά περίοδο:

$$\bar{P}_{mech} = \frac{E_{mech}}{T} = \frac{1}{2} \Omega^2 R_p C_{1\varphi}^2 \quad (117)$$

Η ενέργεια και η ισχύς που διασκορπάζεται στο περιβάλλον θα είναι:

$$E_{diss} = \int_0^{T_w} R_u \dot{u}^2 dt = b^2 \pi \Omega R_u C_{1\theta}^2 \quad (118)$$

$$\bar{P}_{diss} = \frac{E_{diss}}{T_w} = \frac{1}{2} b^2 \Omega^2 R_u C_{1\theta}^2 \quad (119)$$

Ενώ ο βαθμός απόδοσης θα είναι:

$$n = \frac{\bar{P}_{mech}}{\bar{P}_{mech} + \bar{P}_{diss}} \quad (120)$$

Στη συνέχεια παίρνουμε την παράγωγο της ωφέλιμης ισχύος ως προς το R_p ίση με το μηδέν έτσι ώστε να βρούμε το βέλτιστο R_p το οποίο μεγιστοποιεί την ωφέλιμη ισχύ.

$$\frac{d\bar{P}_{mech}}{dR_p} = 0 \quad (121)$$

Και προκύπτει ότι:

$$R_p = \frac{-C_{1\varphi}}{2 \frac{dC_{1\varphi}}{dR_p}} \quad (122)$$

Όπου εφόσον ο συντελεστής $C_{1\varphi}$ περιέχει το R_p επιλύω επαναληπτικά.

9. Μελέτη ανάρτησης ανεμογεννήτριας 1MW



Σχήμα 9.1: Ενδεικτική απεικόνιση μηχανισμού

Παρακάτω μελετάται η ανάρτηση μιας ανεμογεννήτριας [16] ονομαστικής ισχύος 1MW. Λαμβάνεται περίοδος διέγερσης κυμάτων $T_w=4s$. Η διέγερση λόγω κυμάτων λαμβάνεται από την εξίσωση (78) και είναι $F_w = 4.368 \times 10^6 [N]$ ενώ η διέγερση της ροπής που δέχεται η ανεμογεννήτρια λόγω ανέμων λαμβάνεται από την εξίσωση (80) και είναι $\tau_A = 4.2664 \times 10^6 [Nm]$.

Η διαχείριση του πάχους t_2 του δοχείου μας επιτρέπει σχεδιαστικά να τοποθετήσουμε το συνολικό κέντρο βάρους του μηχανισμού πολύ κοντά στο σημείο O έτσι ώστε να έχουμε καλύτερη απόδοση και κάτω από το metacenter ώστε να έχουμε ευστάθεια.

Υπολογίστηκε ότι για $t_2=0.905m$ προκύπτει το κέντρο βάρους στο σημείο O, ενώ για $t_2=0.89m$ έχουμε τα βέλτιστα αποτελέσματα οπότε με βάση αυτό το πάχος παρουσιάζονται τα παρακάτω αποτελέσματα.

Πίνακας 9.1: Βασικές σχεδιαστικές παράμετροι

Δοχείο

$D[m]$	$H[m]$	$t_1[m]$	$t_2[m]$	$m_v[kg]$	$I_v[kgm^3]$	R_u	K_v
25	50	0.1	0.89	6.4584×10^6	9.2324×10^6	8.1159×10^6	2.0814×10^8

Ανεμογεννήτρια

$m_s[kg]$	$I_s[kgm^3]$	$r_1[m]$	$r_2[m]$	$a[m]$	$b[m]$
2.4697×10^5	2.4883×10^8	29.5195	34.1305	37.2298	1.1956

Μηχανισμός τεσσάρων μελών

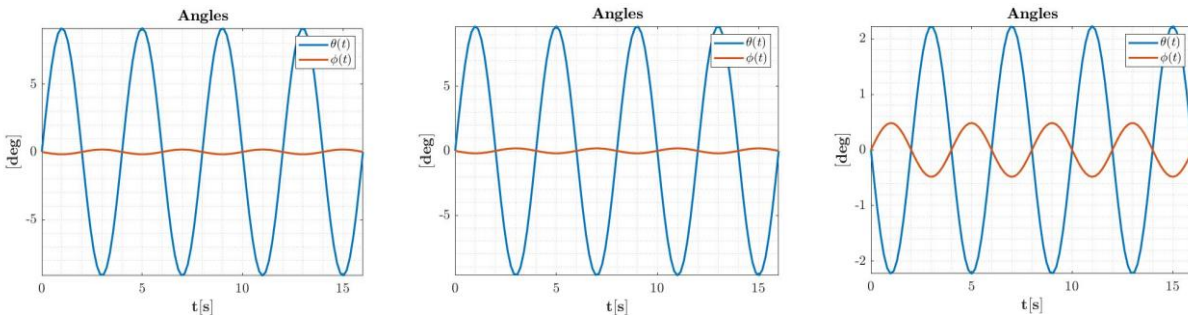
$h[m]$	$d[m]$	$c[m]$
40	12.5	10.4167

Μηχανισμός ΡΤΟ

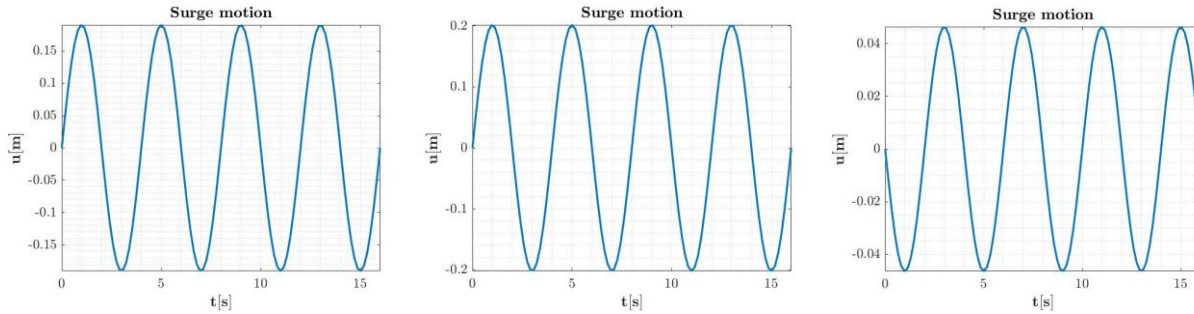
	R_p	K_p	$P_{mech}[KW]$	n
Διέγερση κυμάτων και ανέμου	2.5588×10^{10}	1.3182×10^{10}	295.12	44.82
Μόνο διέγερση κυμάτων	2.3418×10^{10}	1.3182×10^{10}	325.64	44.39
Μόνο διέγερση ανέμου	2.6397×10^{10}	1.3182×10^{10}	144.17	40.05

Πλάτη παραμέτρων απόκρισης

	$\theta[^\circ]$	$\Phi[^\circ]$	$U[m]$
Διέγερση κυμάτων και ανέμου	9.127	0.178	0.190
Μόνο διέγερση κυμάτων	9.671	0.195	0.202
Μόνο διέγερση ανέμου	2.223	0.481	0.046



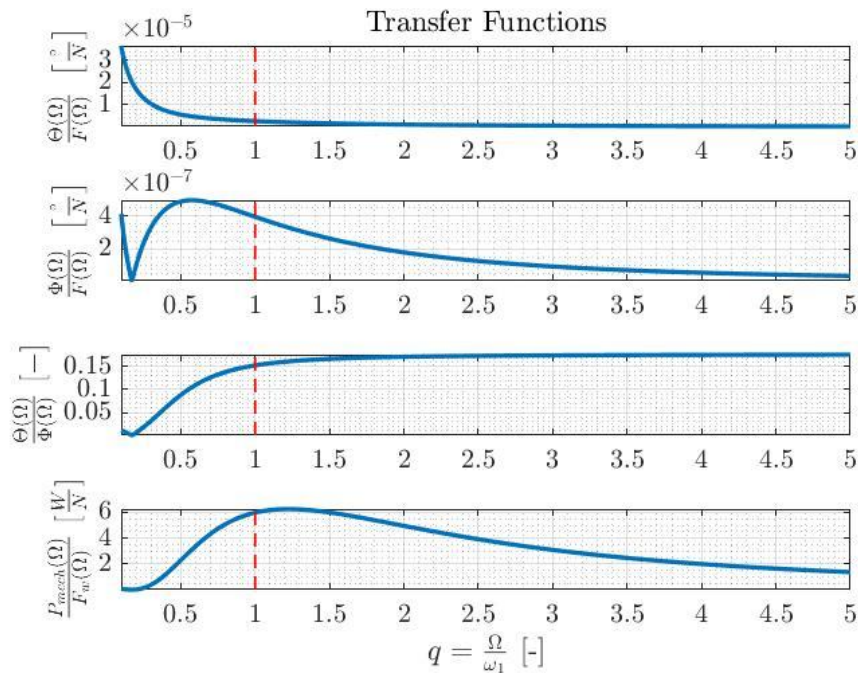
Σχήμα 9.2: Χρονική απόκριση γωνιών θ , ϕ σε (α) Διέγερση κύματος και ανέμου (β) Διέγερση κύματος (γ) Διέγερση ανέμου



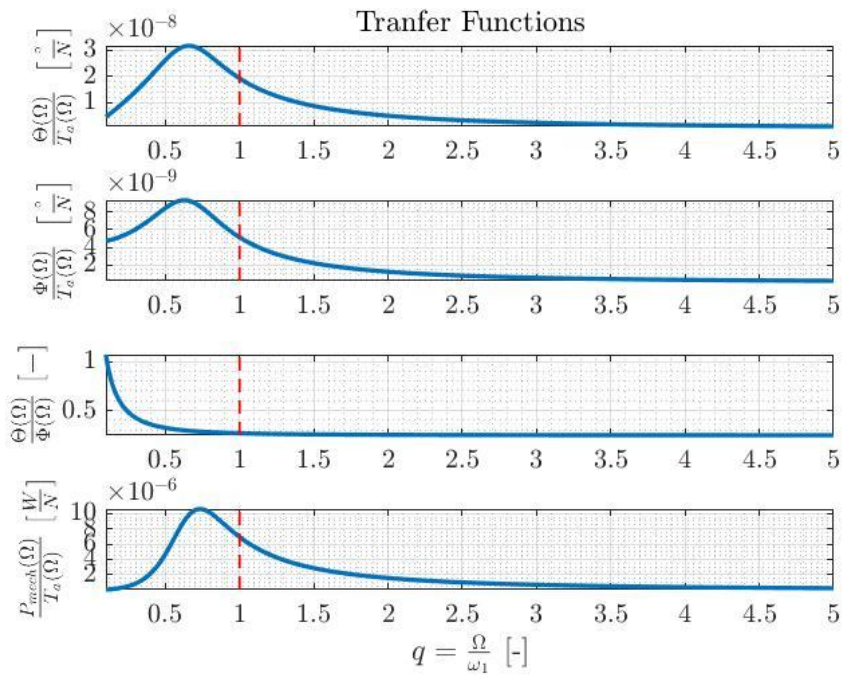
Σχήμα 9.3: Χρονική απόκριση πλάτους κίνησης σε (α) Διέγερση κύματος και ανέμου (β) Διέγερση κύματος (γ) Διέγερση ανέμου

Οι δύο βαθμοί ελευθερίας του συστήματος παρατηρούμε ότι έχουν αντίθετη φορά κίνησης, που είναι επιθυμητό για την ευστάθεια του συστήματος.

Επίσης παρατηρούμε πολύ μικρές γωνίες κλίσης της ανεμογεννήτριας όπου είναι επιθυμητό ώστε να μην επηρεάζεται η λειτουργία αυτής.



Σχήμα 9.4: Αποκρίσεις συχνότητας συναρτήσεων μεταφοράς για διέγερση κύματος



Σχήμα 9.5: Αποκρίσεις συχνότητας συναρτήσεων μεταφοράς για διέγερση ανέμου

Στην περίπτωση διέγερσης από κύματα παρατηρούμε πολύ μεγάλο εύρος συχνότητας στο οποίο έχουμε ικανοποιητική ωφέλιμη ισχύ. Μέγιστη απορρόφηση μέσης ισχύς παρατηρείτε στην περιοχή συντονισμού όπου η φυσική συχνότητα του συστήματος είναι ίση με τη συχνότητα διέγερσης με διαφορά φάσης $-\pi/2$ σε σχέση με την δύναμη διέγερσης.

Στην περίπτωση διέγερσης ροπής της ανεμογεννήτριας παρατηρούμε ότι η περιοχή συντονισμού είναι περιορισμένου εύρους και λίγο πάνω από τη συχνότητα αυτή εισερχόμαστε στην περιοχή απομόνωσης όπου επιτυγχάνεται μόνωση των ταλαντώσεων της ανεμογεννήτριας.

10. Συμπεράσματα

Το υβριδικό σύστημα απορρόφησης ταλαντώσεων πλωτής ανεμογεννήτριας και κυματικού δυναμικού που προτείνετε μπορεί να παρέχει ένα αξιόπιστο και απλό σχεδιασμό, ικανό να αντέξει ακόμα και αντίξοες καιρικές συνθήκες ανοιχτής θαλάσσης. Επιτυγχάνετε η εφαρμογή ενός απλού μηχανισμού PTO με εύκολη τοποθέτηση λόγω της ευθύγραμμης κίνησης που εκτελείτε από το κέντρο βάρους. Επίσης αξιοποιούνται όλοι οι βαθμοί ελευθερίας του συστήματος για την απορρόφηση ενέργειας. Το περιθώριο ευστάθειας του συστήματος είναι η απόσταση του κέντρου πλευστότητας από το σημείο C, θέλοντας το κέντρο βάρους να βρίσκεται μέσα στην περιοχή αυτή, και το διαχειριζόμαστε εύκολα αλλάζοντας το πάχος t_2 του δοχείου. Όσον αφορά την αναρτημένη ανεμογεννήτρια παρατηρούμε περιορισμό των ταλαντώσεων αυτής σε μικρό εύρος που βοηθά στην ομαλή λειτουργία της.

Βιβλιογραφία

- [1] R. Bracewell, "Frog And PS Frog : A Study Of Two Reactionless Ocean Wave Energy Converters FROG AND PS FROG : A STUDY OF TWO REACTIONLESS OCEAN WAVE Robert H Bracewell Supervisor : M J French," no. July, 2015.
- [2] A. P. McCabe, A. Bradshaw, J. A. C. Meadowcroft, and G. Aggidis, "Developments in the design of the PS Frog Mk 5 wave energy converter," *Renewable Energy*, vol. 31, no. 2, pp. 141–151, 2006, doi: 10.1016/j.renene.2005.08.013.
- [3] B. Drew, A. R. Plummer, and M. N. Sahinkaya, "A review of wave energy converter technology," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part A: Journal of Power and Energy*, vol. 223, no. 8, pp. 887–902, 2009, doi: 10.1243/09576509JPE782.
- [4] U. A. Korde, "Phase control of floating bodies from an on-board reference," *Applied Ocean Research*, vol. 23, no. 5, pp. 251–262, 2001, doi: 10.1016/S0141-1187(01)00026-8.
- [5] A. Clément *et al.*, "<AC_EWTEC05_0081_90.pdf>," pp. 81–90, 2005.
- [6] M. B. Widden, M. J. French, and G. A. Aggidis, "Analysis of a pitching-and-surfing wave-energy converter that reacts against an internal mass, when operating in regular sinusoidal waves," *Proceedings of the Institution of Mechanical Engineers, Part M: Journal of Engineering for the Maritime Environment*, vol. 222, no. 3, pp. 153–161, Aug. 2008, doi: 10.1243/14750902JEME47.
- [7] W. Ltd., "The Penguin Wave Energy Converter," 2015.
- [8] EERE, "Wave energy prize, URL <http://waveenergyprize.org/>, Online; accessed."
- [9] D. Zhang, G. Aggidis, Y. Wang, A. McCabe, and W. Li, "Experimental results from wave tank trials of a multi-axis wave energy converter," *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 10, pp. 1–5, 2013, doi: 10.1063/1.4820435.
- [10] I. A. Antoniadis, V. Georgoutsos, and A. Paradeisiotis, "Fully enclosed multi-axis inertial reaction mechanisms for wave energy conversion," *Journal of Ocean Engineering and Science*, vol. 2, no. 1, pp. 5–17, Mar. 2017, doi: 10.1016/j.joes.2017.02.003.
- [11] A. W. Troesch and S. K. Kim, "Hydrodynamic forces acting on cylinders oscillating at small amplitudes," *Journal of Fluids and Structures*, vol. 5, no. 1, pp. 113–126, 1991, doi: 10.1016/0889-9746(91)80014-5.
- [12] A. Babarit, "Numerical Modeling of Wave Energy Converters Modeling of Wave – Structure interactions • Equation of motion of a WEC $\ddot{x} = F + F + F$," no. August, 2011.
- [13] M. Anbarsooz, M. Passandideh-Fard, and M. Moghiman, "Numerical simulation of a submerged cylindrical wave energy converter," *Renewable Energy*, vol. 64, pp. 132–143, 2014, doi: 10.1016/j.renene.2013.11.008.
- [14] S. Olaya, J. M. Bourgeot, and M. E. H. Benbouzid, "Hydrodynamic Coefficient Computation for a Partially Submerged Wave Energy Converter," *IEEE Journal of Oceanic Engineering*, vol. 40, no. 3, pp. 522–535, 2015, doi: 10.1109/JOE.2014.2344951.

- [15] R. Manikandan and N. Saha, "Modeling and PI control of spar offshore floating wind turbine," *IFAC-PapersOnLine*, vol. 49, no. 1, pp. 783–788, 2016, doi: 10.1016/j.ifacol.2016.03.152.
- [16] WinWind, "WWD-1 1 MW wind turbine Technical specification," vol. 1, pp. 1–18, 2003.