

5. ΟΙ ΔΥΝΑΜΙΚΕΣ ΑΠΟΚΡΙΣΕΙΣ

5.1 Οι κάθετες αποκρίσεις

Η εκτίμηση της συμπεριφοράς ενός πλοίου στην θάλασσα σε άσχημες καιρικές συνθήκες γίνεται με πειραματική ή αναλυτική εκτίμηση των συναρτήσεων μεταφοράς (Response Amplitude Operator, RAO) μέσω πολύπλοκων υπολογιστικών προγραμμάτων. Υποθέτουμε ότι όσον αφορά τις κάθετες αποκρίσεις (κατακόρυφη ταλάντωση, πρόνευση) καθώς και τις παράγωγες κινήσεις, (κατακόρυφες ταχύτητες και επιταχύνσεις) το πλοίο συμπεριφέρεται σαν γραμμικό σύστημα. Έτσι, μόνο οι κάθετες αποκρίσεις του πλοίου ανά μονάδα σημαντικού ύψους κύματος απαιτείται να φυλάσσονται σε μια βάση δεδομένων της δυναμικής συμπεριφοράς του σε κυματισμούς.

Έτσι, για κάθε περίοδο κορυφής κύματος του φάσματος τυχαίων κυματισμών, (δηλαδή για την περίοδο κύματος, η οποία έχει την μέγιστη ενέργεια στο φάσμα) καταγράφονται συνήθως οι ακόλουθες κάθετες αποκρίσεις του πλοίου:

- Κατακόρυφη ταλάντωση (heave).
- Προνευσμός (pitch).
- Ο αριθμός των εκατοντάδων προνευσμάτων ανά ώρα (ο οποίος χρησιμοποιείται σε ορισμένα κριτήρια λειτουργισιμότητα του πλοίου που υπολογίζουν τον αριθμό των τυχαίων συμβάντων).
- Οι σχετικές κάθετες κινήσεις και οι απόλυτες κάθετες επιταχύνσεις στα παρακάτω τουλάχιστον σημεία του πλοίου:
 - ♣ Στην πρύμνη.
 - ♣ Στην γέφυρα του πλοίου που βρίσκεται στον άξονα συμμετρίας του (C.L.), αλλά και σε κάποιο ύψος πάνω από την βασική γραμμή αναφοράς (B.L.) ή στο χώρο όπου παραμένουν οι επιβάτες σε επιβατηγά πλοία.
 - ♣ Στην πλώρη.
- Η σχετική κάθετη ταχύτητα στο χώρο προσνήωσης - απονήωσης ελικοπτέρου σε όσα πλοία έχουν αυτήν τη δυνατότητα.
- Η πρόσθετη αντίσταση.

Λόγω της γραμμικότητας ως προς το σημαντικό ύψος κύματος, $H_{1/3}$, οι κάθετες αποκρίσεις του πλοίου για οποιοδήποτε $H_{1/3}$ βρίσκονται πολλαπλασιάζοντας τις αντίστοιχες τιμές για $H_{1/3} = 1$ m επί το $H_{1/3}$, εκτός από την πρόσθετη αντίσταση για την οποία ο πολλαπλασιασμός πρέπει να γίνει με το $H_{1/3}^2$.

Η υπόθεση της γραμμικότητας των αποκρίσεων προϋποθέτει γενικά ότι, οι αλλαγές στα ύφαλα του πλοίου καθώς αυτό προχωράει διαμέσου των κυμάτων, είναι αμελητέες, με άλλα λόγια τα πλάτη των σχετικών κινήσεων είναι μικρά.

Εάν τα πλάτη των κινήσεων είναι μεγάλα το σχήμα του πλοίου κάτω από την ίσαλο μεταβάλλεται σημαντικά, όπως π.χ. συμβαίνει κατά τη σχετική κίνηση της πλώρης του πλοίου σε μετωπικούς κυματισμούς. Στην περίπτωση που η κίνηση ξεπεράσει το τοπικό βύθισμα του πλοίου, η τρόπιδα του αναδύεται κατά τη διάρκεια μιας περιόδου της κίνησης. Τότε η τοπική διέγερση και όλες οι υδροδυναμικές αντιδράσεις μηδενίζονται προσωρινά μέχρι η τρόπιδα να ξαναβυθιστεί και να αποκτήσουν πάλι μετρήσιμες τιμές. Αυτό μπορεί να έχει δραματική επίδραση στην απόκριση των κινήσεων σε αυτές τις καταστάσεις. Εν τούτοις έχει διαπιστωθεί ότι οι μη-γραμμικότητες οι συνδεόμενες με το παραπάνω φαινόμενο είναι εκπληκτικά ανίσχυρες. Ίσως αυτό συμβαίνει γιατί και οι δύο πλευρές των εξισώσεων κίνησης είναι συζευγμένες και οι επιδράσεις είναι μόνο συνδεδεμένες με τα μέγιστα των περιόδων της κίνησης. Υπερβολικά μεγάλες κινήσεις είναι σε οποιαδήποτε περίπτωση περιορισμένου ενδιαφέροντος, επειδή δεν είναι εύκολα ανεκτές από το πλήρωμα.

5.2 Οι οριζόντιες αποκρίσεις

Στην περίπτωση των οριζόντιων αποκρίσεων του πλοίου (διατοιχισμός, εγκάρσια οριζόντια ταλάντωση και στροφική οριζόντια ταλάντωση) υπάρχουν συγκεκριμένες μη-γραμμικότητες που εισάγονται από την απόσβεση διατοιχισμού. Η τελευταία παράγεται τόσο από την γάστρα του πλοίου όσο και από τις διάφορες αντιδιατοιχιστικές συσκευές (παρατροπίδια, ενεργά πτερύγια κ.λ.π.), όπως θα περιγραφεί σε άλλα εδάφια των σημειώσεων. Η απόσβεση διατοιχισμού υπολογίζεται γενικά με τη βοήθεια εμπειρικών σχέσεων οι οποίες βασίζονται σε πειραματικά αποτελέσματα.

Όταν η απόσβεση διατοιχισμού είναι πολύ μικρή, μεγάλες κινήσεις μπορούν να αναπτυχθούν σε σχεδόν μέτρια κύματα οπότε οι μη-γραμμικότητες στην καμπύλη του μοχλοβραχίονα επαναφοράς γίνονται σημαντικές. Με άλλα λόγια ο υδροστατικός όρος C_{44} , της εξίσωσης του διατοιχισμού εξαρτάται σ' αυτήν την περίπτωση από τη

γωνία του διατοιχισμού. Η απόσβεση του διατοιχισμού είναι δυνατόν να επηρεαστεί από κάποιο μέγιστο στο πλάτος του διατοιχισμού και αυτό μπορεί να είναι αργότερα μια πηγή μη-γραμμικής συμπεριφοράς. Οι παραπάνω επιδράσεις δεν είναι συνήθως πολύ σημαντικές όταν τα επίπεδα απόσβεσης διατοιχισμού είναι ικανοποιητικά.

Σύμφωνα με τα προηγούμενα, επειδή οι οριζόντιες αποκρίσεις δεν είναι γραμμικές όσον αφορά το σημαντικό ύψος κύματος, οι τιμές RMS των οριζόντιων αποκρίσεων πρέπει να υπολογιστούν για ένα πλέγμα σημαντικών υψών κύματος και περιόδων κορυφής κύματος.

5.3 Ο διατοιχισμός

Ο ισχυρός διατοιχισμός είναι ένα πρόβλημα αρκετά παλιό και πολύ σημαντικό. Παρουσιάστηκε έντονο στα τέλη του 19ου αιώνα, οπότε τα πλοία, από ξύλινα ιστιοφόρα, άρχισαν να μετατρέπονται σε μεταλλικά ατμοκίνητα, οπότε η σταθεροποιητική επίδραση των πανιών και του μεγάλου συντελεστή τριβής της ανώμαλης ξύλινης γάστρας έπαψε να υπάρχει.

Γενικά, σε οποιοδήποτε είδος πλοίου, ο έντονος διατοιχισμός (όπως εξάλλου και ο προνευτασμός), μπορεί να γίνει αιτία αλλαγής της πορείας ή ελάττωσης της ταχύτητας του πλοίου, με συνέπεια την παράταση του χρόνου του ταξιδιού και τις προκύπτουσες από την καθυστέρηση δυσμενείς επιπτώσεις στην οικονομική εκμετάλλευση του πλοίου. Τα παραπάνω μας δείχνουν τη σημασία του φαινομένου και καθιστούν αναγκαία τη βαθύτερη κατανόηση του, με τη βοήθεια της οποίας γίνεται δυνατός ο έλεγχος και η καταστολή του ανεπιθύμητου διατοιχισμού, μέσω αντιδιατοιχιστικών συστημάτων.

Μια πρώτη δυσκολία στη μελέτη του διατοιχισμού προκύπτει από το γεγονός ότι ακόμη και στα πλαίσια της γραμμικής θεωρίας πρώτης τάξης και της θεωρίας λωρίδων, οι τρεις πλάγιες κινήσεις (εγκάρσια οριζόντια ταλάντωση, διατοιχισμός και στροφική οριζόντια ταλάντωση), είναι συζευγμένες και έτσι, αρχικά ο διατοιχισμός δεν μπορεί να απομονωθεί για να μελετηθεί.

Όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 3, οι εξισώσεις των πλάγιων κινήσεων έχουν την παρακάτω μορφή:

$$\begin{aligned}
& (A_{22} + M)\ddot{\xi}_2 + B_{22}\dot{\xi}_2 + (A_{24} - Mx_{3C})\ddot{\xi}_4 + B_{24}\dot{\xi}_4 + A_{26}\ddot{\xi}_6 + B_{26}\dot{\xi}_6 = F_{20} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_3\zeta}) \\
& (A_{42} - Mx_{3C})\ddot{\xi}_2 + B_{42}\dot{\xi}_2 + (A_{44} + I_{44})\ddot{\xi}_4 + B_{44}\dot{\xi}_4 + C_{44}\xi_4 + (A_{46} - I_{46})\ddot{\xi}_6 + B_{46}\dot{\xi}_6 = \\
& \quad = F_{40} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_4\zeta}) \\
& A_{62}\ddot{\xi}_2 + B_{62}\dot{\xi}_2 + (A_{64} - I_{64})\ddot{\xi}_4 + B_{64}\dot{\xi}_4 + (A_{66} + I_{66})\ddot{\xi}_6 + B_{66}\dot{\xi}_6 = F_{60} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_6\zeta}) \quad \dots (5.1)
\end{aligned}$$

όπου,

$A_{ij} = A_{ji}$ οι πρόσθετες μάζες,

$B_{ij} = B_{ji}$ οι αποσβέσεις,

$C_{ij} = C_{ji}$ οι υδροστατικοί συντελεστές,

$I_{ij} = I_{ji}$ τα γινόμενα (ροπές) αδρανείας,

F_{j0} τα πλάτη των δυνάμεων (ροπών) που διεγείρουν τις κινήσεις,

$\varepsilon_{F_j\zeta}$ οι διαφορές φάσης των διεγειρουσών δυνάμεων/ροπών ως προς το κύμα

M η μάζα του πλοίου, και

ω η συχνότητα συνάντησης.

Τα μεγέθη x_{ij} ($x = A, B, C$) και F_{j0} εκφράζονται, στα πλαίσια της θεωρίας λωρίδων, μέσω των αντίστοιχων διδιάστατων συντελεστών, που εκφράζουν τα σχετικά μεγέθη για τις κατακόρυφες κινήσεις (κατακόρυφη ταλάντωση και προνευτασμός).

Ευτυχώς όμως, μια λεπτομερέστερη ανάλυση της τάξης μεγέθους των ποσοτήτων που περιέχονται στις εξισώσεις (5.1) μας δείχνει πως στα πλαίσια πάντα της θεωρίας λωρίδων, οι όροι $x_{4j} = x_{j4}$, $j = 2, 6$ ($x = A$ ή B), που εμφανίζονται στις εξισώσεις της εγκάρσιας οριζόντιας ταλάντωσης και της στροφικής οριζόντιας ταλάντωσης, είναι ανώτερης τάξης από τους όρους $x_{ij} = x_{ji}$, $i, j = 2, 6$ ($x = A$ ή B), άρα μπορούν να παραληφθούν. Έτσι οι εξισώσεις των κινήσεων εγκάρσιας οριζόντιας ταλάντωσης και της στροφικής οριζόντιας ταλάντωσης, μπορούν να αποσυνδεθούν από το διατοιχισμό και να επιλυθούν ξεχωριστά. Συνεπώς παίρνουν τη μορφή:

$$(A_{22} + M)\ddot{\xi}_2 + B_{22}\dot{\xi}_2 + A_{26}\ddot{\xi}_6 + B_{26}\dot{\xi}_6 = F_{20} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_3\zeta}) \quad \dots (5.2\alpha)$$

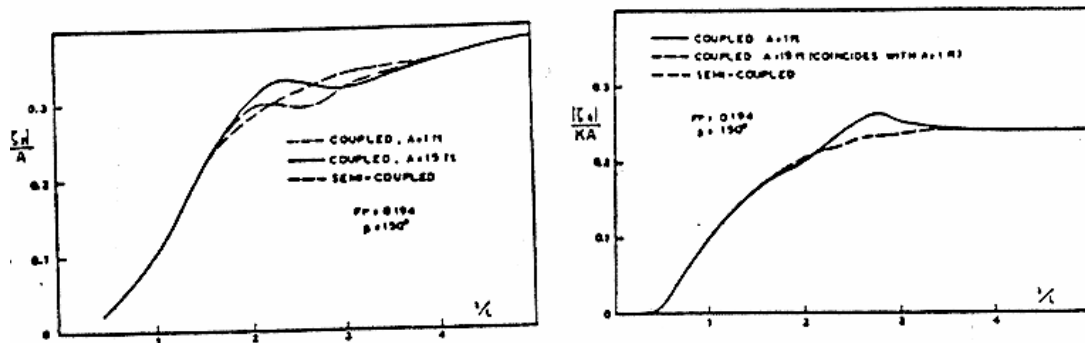
$$A_{62}\ddot{\xi}_2 + B_{62}\dot{\xi}_2 + (A_{66} + I_{66})\ddot{\xi}_6 + B_{66}\dot{\xi}_6 = F_{60} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_6\zeta}) \quad \dots (5.2\beta)$$

Οι εξισώσεις (5.2) επιλύόμενες ανεξάρτητα από τον διατοιχισμό μας δίνουν τις αποκρίσεις:

$$\xi_2(t) = \xi_{20} \cos(\omega t + \varepsilon_{\xi_2}) \quad \dots (5.3\alpha)$$

$$\xi_6(t) = \xi_{60} \cos(\omega t + \varepsilon_{\xi_6}) \quad \dots (5.3\beta)$$

Στο σχήμα 5.1 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα των υπολογισμών για τα ξ_{20}, ξ_{60} συναρτήσει του μήκους κύματος, με βάση τις εξισώσεις (5.1) (συνεχής γραμμή) και (5.2) (διακεκομμένη γραμμή). Είναι φανερό ότι η προσέγγιση που γίνεται από τις εξισώσεις (5.2) είναι πολύ ικανοποιητική, τουλάχιστον για τις τεχνολογικές



εφαρμογές.

Σχήμα 5.1

Κάτω από αυτές τις συνθήκες η εξίσωση του διατοιχισμού, στην οποία κανένας όρος δεν είναι αμελητέος, γίνεται:

$$(A_{44} + I_{44})\ddot{\xi}_4 + B_{44}\dot{\xi}_4 + C_{44}\xi_4 = F_{40} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_4}) - J_4(t) \quad \dots (5.4)$$

όπου ο όρος J_4 δίνεται από τη σχέση:

$$J_4(t) = (A_{42} - Mx_{3C})\ddot{\xi}_2 + B_{42}\dot{\xi}_2 + (A_{46} - I_{46})\ddot{\xi}_6 + B_{46}\dot{\xi}_6 \quad \dots (5.5)$$

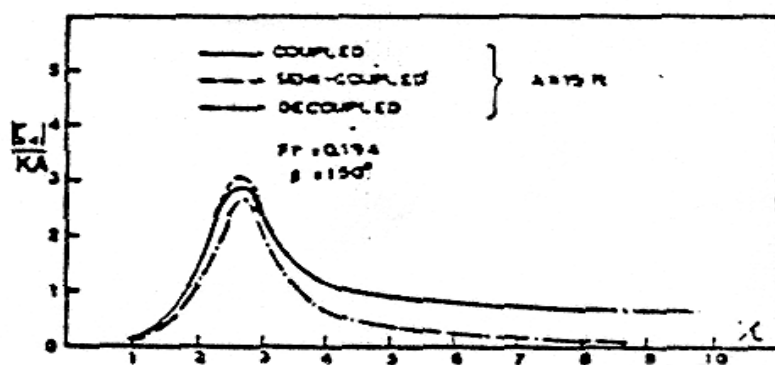
Ο όρος J_4 είναι λοιπόν ένας γνωστός αρμονικός όρος, εφ' όσον τα ξ_2, ξ_6 έχουν ήδη βρεθεί από την επίλυση των εξισώσεων (5.3), ο οποίος συμπεριφέρεται σαν μια πρόσθετη διεγείρουσα ροπή, μπορεί να ονομαστεί ψευδο-διεγείρουσα ροπή. Το φαινόμενο που περιγράφηκε παραπάνω, σύμφωνα με το οποίο ο διατοιχισμός δεν επιδρά στην εγκάρσια οριζόντια ταλάντωση και στην στροφική οριζόντια ταλάντωση,

ενώ οι δύο αυτές ταλαντώσεις επιδρούν στο διατοιχισμό, μπορεί να ονομαστεί ως ημισύζευξη.

Επειδή ο όρος J_4 , καθώς προκύπτει την εξίσωση (5.5), είναι της μορφής $J_4(t) = J_{40} \cos(\omega t + \varepsilon_{J_4})$, μπορούμε, συνθέτοντας το δεύτερο μέλος της (5.4), να το γράψουμε στην μορφή $F_4^{(T)} = F_{40}^{(T)} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_4^{(T)}})$, οπότε η (5.4) γίνεται:

$$(A_{44} + I_{44})\ddot{\xi}_4 + B_{44}\dot{\xi}_4 + C_{44}\xi_4 = F_4^{(T)} \quad \dots (5.6)$$

Συγκριτικοί υπολογισμοί του ξ_{40} μέσω των σχέσεων (5.1) και μέσω της (5.6), φαίνονται στο σχήμα 5.2, από το οποίο προκύπτει η επάρκεια της τελευταίας εξίσωσης.



Σχήμα 5.2

Εν γένει η επίλυση της (5.6) βασίζεται στη σωστή πρόβλεψη του διδιάστατου b_{44} και άρα του τρισδιάστατου $B_{44} = \int_{L_A}^{L_F} b_{44} dx_1$ λόγω της μεγάλης σχετικής βαρύτητας των συνεκτικών φαινομένων στην περίπτωση αυτή. Για να λάβουμε αποτελέσματα ικανοποιητικής ακρίβειας, τουλάχιστον από σκοπιάς τεχνολογικών εφαρμογών, κάνουμε την εξής εμπειρική διόρθωση, θεωρούμε ότι η αληθινή τιμή του B_{44} είναι:

$$B_{44}^{(T)} = B_{44} + B_{44}^* \quad \dots (5.7)$$

όπου B_{44}^* η πρόσθετη απόσβεση οφειλόμενη σε συνεκτικές απώλειες, για την οποία υποθέτουμε ότι μπορεί να τεθεί στην μορφή:

$$B_{44}^* = B_{440}^* \dot{\xi}_{40} \quad \dots (5.8)$$

όπου B_{440}^* σταθερά εξαρτώμενη από τη συχνότητα, τη συνεκτικότητα και τη γεωμετρία. Οι τιμές της έχουν υπολογιστεί πειραματικά για διάφορες περιπτώσεις.

Τελικά η εξίσωση του διατοιχισμού παίρνει την παρακάτω μη-γραμμική μορφή:

$$(A_{44} + I_{44})\ddot{\xi}_4 + \left(B_{44} + B_{440}^* \xi_{40} \right) \dot{\xi}_4 + C_{44} \xi_4 = F_{40}^{(T)} \cos(\omega t + \varepsilon_{F_4^{(T)}\zeta}) \quad \dots (5.9)$$

Επειδή ο καθορισμός των συντελεστών της τελευταίας εξίσωσης προϋποθέτει γνωστό το πλάτος ξ_{40} του διατοιχισμού, ώστε να καθοριστεί ο συντελεστής $B_{44}^{(T)}$, απαιτείται επαναληπτική διαδικασία επίλυσης μέσω διαδοχικών προσεγγίσεων, η οποία εξαρτάται από την μοντελοποίηση του $B_{44}^{(T)}$. Στη συνέχεια θα περιγραφεί η επαναληπτική διαδικασία για την εκτίμηση του διατοιχισμού όπως εφαρμόζεται στο πρόγραμμα SMP '81 (Meyers et al, 1981).

5.4 Η ημι-εμπειρική μέθοδος εκτίμησης του διατοιχισμού

Η γενική διαδικασία υπολογισμού που χρησιμοποιείται για την πρόβλεψη των στατιστικών τιμών απόκρισης (Response Statistical Value, RSV) του διατοιχισμού σε πραγματικές θάλασσες, για δεδομένη ταχύτητα, γωνία συνάντησης και περίοδο κορυφής του φάσματος του τυχαίου κυματισμού δίνεται ως:

$$\varphi_{RSV}(\bar{\varphi}) = \text{STATIS } H_{1/3} \sigma_{\varphi}(\bar{\varphi}) \quad \dots (5.10)$$

όπου, STATIS είναι μια σταθερά Rayleigh, $H_{1/3}$ είναι το σημαντικό ύψος κύματος και σ_{φ} είναι η μέση τετραγωνική τιμή του διατοιχισμού σε θάλασσες με μία κατεύθυνση διάδοσης (long-crested seas) ή σε θάλασσες με πολλές διαφορετικές κατευθύνσεις (short-crested seas). Η τιμή αυτή υπολογίζεται για μια ομάδα σημαντικών υψών κύματος και αποθηκεύεται σε μια βάση δεδομένων των μέσων τετραγωνικών τιμών, για μια σειρά από οκτώ μέσες τιμές γωνιών διατοιχισμού $\bar{\varphi}$.

Σε θάλασσες μονής διεύθυνσης διάδοσης, η μέση τετραγωνική τιμή υπολογίζεται ως:

$$\sigma_{\phi LC}(\bar{\phi}) = \left(\int_0^{\omega^*} \xi_4^2 \left[B_{44}(\bar{\phi}) \right] S_{\zeta}(\omega) d\omega \right)^{1/2} \quad \dots (5.11)$$

όπου, S_ζ είναι το φάσμα του κύματος Bretschneider, υπολογιζόμενο για μοναδιαίο σημαντικό ύψος κύματος, ξ_4 είναι η συνάρτηση μεταφοράς του διατοιχισμού που προκύπτει από τις παράλληλες εξισώσεις της κίνησης, χρησιμοποιώντας το συντελεστή απόσβεσης διατοιχισμού B_{44} . Ο συντελεστής αυτός υπολογίζεται ως συνάρτηση της μέσης γωνίας διατοιχισμού.

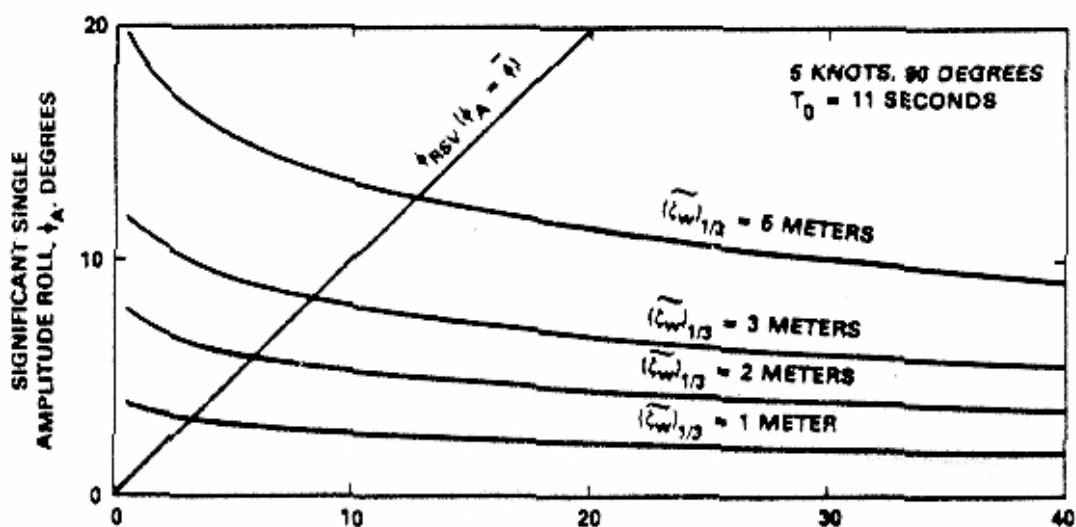
Σε θάλασσες με πολλαπλές διευθύνσεις διάδοσης, η μέση τετραγωνική τιμή υπολογίζεται:

$$\sigma_{\phi SC}(\bar{\phi}) = \frac{2}{\pi} \int_{\mu-\pi/2}^{\mu+\pi/2} \cos^2(\nu - \mu) \sigma_{\phi LC}^2(\nu) d\nu \quad \dots(5.12)$$

όπου μ είναι η επικρατούσα γωνία συνάντησης.

Η εξίσωση (5.10) πρέπει να λυθεί με επαναληπτική διαδικασία έτσι ώστε το στατιστικό πλάτος του διατοιχισμού ϕ_{RSV} να είναι ίσο με τη μέση γωνία διατοιχισμού $\bar{\phi}$. Η επαναληπτική αυτή τεχνική, η οποία εξισορροπεί την απόσβεση διατοιχισμού χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του ϕ_{RSV} σε μια κατάσταση θάλασσας με την απόσβεση διατοιχισμού υπολογιζόμενη σε ήρεμο νερό σαν συνάρτηση της μέσης γωνίας διατοιχισμού $\bar{\phi}$, εισήχθη από τους Cox και Lloyd (1977) για τον υπολογισμό των RMS τιμών του διατοιχισμού χρησιμοποιώντας μόνο την εξίσωση του διατοιχισμού (ένας βαθμός ελευθερίας). Στο πρόγραμμα SMP (Meyers et al, 1981) επεκτάθηκε η τεχνική αυτή για να συμπεριλάβει και άλλα στατιστικά πλάτη διατοιχισμού όπως π.χ. τιμές του ϕ_{RSV} για τιμές της $STATIS \geq 1.00$. Προς το παρόν, το πρόγραμμα δεν χρησιμοποιεί ισοδύναμη γραμμικοποίηση για τον υπολογισμό του διατοιχισμού σε φυσικές θάλασσες.

Στο πρώτο στάδιο της επαναληπτικής διαδικασίας του SMP, το ϕ_{RSV} υπολογίζεται από την εξίσωση (5.10) για τιμές της σ_ϕ για θάλασσες μιας ή πολλαπλών κατευθύνσεων διάδοσης που λαμβάνονται από τη βάση δεδομένων με τις μέσες τετραγωνικές τιμές, για μια δεδομένη ταχύτητα, γωνία συνάντησης και περίοδο κορυφής του φάσματος του τυχαίου κυματισμού. Ξεχωριστοί υπολογισμοί της ϕ_{RSV} γίνονται για κάθε μια από ένα σύνολο οκτώ μέσων τιμών γωνιών διατοιχισμού. Ένα παράδειγμα υπολογισμών για τις διάφορες τιμές του ϕ_{RSV} , φαίνεται στο σχήμα 5.3.



Σχήμα 5.3

Για ένα πλοίο που ταξιδεύει με ταχύτητα 5 kn σε θάλασσα μονής διεύθυνσης διάδοσης και περίοδο κορυφής τυχαίων κυματισμών 11 sec, δίνονται στο σχήμα τέσσερις καμπύλες, που αντιστοιχούν σε σημαντικά ύψη κύματος 1, 2, 3 και 5 μέτρων. Η στατιστική σταθερά που χρησιμοποιείται σε αυτό το παράδειγμα είναι για σημαντικό πλάτος (STATIS=2.00). Οι επαναληπτικές λύσεις για το ϕ_{RSV} βρέθηκαν από την τομή της γραμμής $\phi_A = \bar{\phi}$ με τις καμπύλες ϕ_{RSV} συναρτήσεως του $\bar{\phi}$ που προκύπτουν από την εξίσωση (5.10) για κάθε σημαντικό ύψος κύματος.

Η τεχνική, που χρησιμοποιείται για να βρεθούν οι τιμές του ϕ_{RSV} σε κάθε τομή, μεταχειρίζεται μια "συνάρτηση διαφοράς" των $\bar{\phi}$ και ϕ_{RSV} που υπολογίζεται ως εξής:

$$\phi_{DIFF}(\bar{\phi}) = \bar{\phi} - \phi_A(\bar{\phi}) \quad \dots(5.13)$$

Στο προηγούμενο παράδειγμα, η μη-γραμμική συμπεριφορά του ϕ_{RSV} με την αύξηση του σημαντικού ύψους κύματος είναι πιο έντονη στις χαμηλές ταχύτητες. Π.χ. σε ταχύτητα 0 kn μια γραμμική πρόβλεψη για το ϕ_{RSV} με $H_{1/3} = 5$ m, είναι 21.80° , ενώ χρησιμοποιώντας την επαναληπτική μέθοδο για το ϕ_{RSV} πέντε φορές, για $H_{1/3} = 1$ m, είναι 4.36° . Η επαναληπτική διαδικασία του ϕ_{RSV} για $H_{1/3} = 5$ m, είναι μόνο 14.32° , το οποίο είναι 34.31% μικρότερο από τη γραμμική πρόβλεψη. Σε ταχύτητα 30 kn η γραμμική πρόβλεψη του ϕ_{RSV} για $H_{1/3} = 5$ m, είναι 9° , ενώ η επαναληπτική μέθοδος δίνει 8.35° , τιμή κατά ποσοστό μόνο 7.32% μικρότερη από τη γραμμική. Καθώς η ταχύτητα αυξάνει, η επαναληπτική μέθοδος πρόβλεψης του ϕ_{RSV} γίνεται περισσότερο γραμμική με την αύξηση του σημαντικού ύψους κύματος. Αυτό είναι το αποτέλεσμα

μιας ουσιαστικής αύξησης στην απόσβεση διατοιχισμού υπό ταχύτητα λόγω της ανωστικής δύναμης που προέρχεται από τη γάστρα και τα παρελκόμενα.

Το αποτέλεσμα της αύξησης της στατιστικής σταθεράς στην εξίσωση (5.10), για ένα δεδομένο σημαντικό ύψος κύματος, είναι ίδιο με την αύξηση του σημαντικού ύψους κύματος κρατώντας την στατιστική σταθερά αμετάβλητη. Έτσι στο παράδειγμα του σχήματος (5.3) η τιμή 3.26° του ϕ_{RSV} περιγράφει τόσο το σημαντικό πλάτος διατοιχισμού (STATIS=2.00) για $H_{1/3} = 1$ m, όσο και την RMS τιμή του πλάτους διατοιχισμού (STATIS=1.00) για $H_{1/3} = 2$ m.

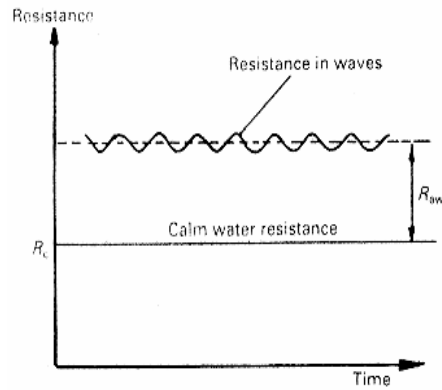
Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι η απόσβεση διατοιχισμού τείνει να αυξηθεί με την αύξηση της γωνίας διατοιχισμού. Αυτή η αύξηση στην απόσβεση έχει ως αποτέλεσμα να περιορίζει την ανάπτυξη υπερβολικά υψηλών τιμών γωνιών διατοιχισμού.

5.5. Πρόσθετη αντίσταση

Η ταχύτητα που μπορεί να αναπτύξει ένα πλοίο σε ήρεμο νερό, εξαρτάται από την αντίσταση του, την απόδοση της έλικας και την ισχύ των κυρίων μηχανών. Σε άσχημο καιρό η αντίσταση του πλοίου μπορεί να μεταβληθεί υπό την επίδραση των κυμάτων και του ανέμου καθώς και τη μεταβολή στη φόρτιση της έλικας που οδηγεί συνήθως σε μείωση της απόδοσής της. Η ταχύτητα που μπορεί να αποκτήσει ένα πλοίο με δεδομένη εγκατεστημένη ισχύ, είναι συνήθως μικρότερη υπό την επίδραση των παραπάνω. Αυτή η "ακούσια" απώλεια ταχύτητας είναι συνήθως περισσότερη από 2-3 κόμβους.

Πρόσθετη αντίσταση σε αρμονικούς κυματισμούς

Ένα πλοίο το οποίο κινείται σε αρμονικούς κυματισμούς έχει μια κυμαινόμενη τιμή αντίστασης, όπως φαίνεται στο σχήμα 5.4. Σε μετωπικούς κυματισμούς η μέση τιμή της αντίστασης μπορεί να είναι μεγαλύτερη απ' αυτή σε ήρεμο νερό και η διαφορά μπορεί να αποδοθεί στην επίδραση των κυματισμών.



Σχήμα 5.4. Αντίσταση σε κυματισμούς

Η απλή θεωρία της πρόσθετης αντίστασης παρουσιάζεται εδώ, όπως προτείνεται από τους Gerritsma και Beukelman (1972), και βασίζεται στη θεωρία λωρίδων. Θα περιορίσουμε την προσοχή μας σε μετωπικούς κυματισμούς μιας διεύθυνσης που γενικά θεωρείται ως η δυσμενέστερη κατάσταση. Στην περίπτωση αυτή μόνο οι κατακόρυφες κινήσεις καταπονούν το πλοίο.

Θεωρούμε τη σχετική κίνηση μιας λωρίδας που βρίσκεται σε απόσταση x_{Bi} μέτρα μπροστά από το κέντρο βάρους. Πάνω στη βρεχόμενη επιφάνεια αυτή η κίνηση δίνεται ως:

$$r_3 = s_3 - \zeta \quad \dots(5.14)$$

όπου s_3 είναι η απόλυτη κίνηση της λωρίδας που δίνεται από την σχέση:

$$s_3 = x_3 - x_{Bi} x_5 \quad \dots(5.15)$$

Καθώς εδώ μας ενδιαφέρει η μέση σχετική κατακόρυφη κίνηση στο βρεχόμενο τμήμα του πλοίου, είναι σκόπιμο να πάρουμε την ανύψωση του κύματος στο τοπικό μέσο βύθισμα $\bar{D}$ και όχι στην επιφάνεια. Σ' αυτή την περίπτωση η σχετική κίνηση γίνεται:

$$r_3 = s_3 - \zeta \exp(-k \bar{D}) \quad \dots(5.16)$$

Η δύναμη που απαιτείται για να συγκρατήσει αυτή την κίνηση είναι:

$$\delta F_3 = \left[(m' + a'_{33}) \ddot{r}_3 + \left(b'_{33} - U \frac{da'_{33}}{dx_{Bi}} \right) \dot{r}_3 + c'_{33} r_3 \right] \delta x_{Bi} \quad \dots(5.17)$$

οπότε η σχετική κίνηση μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$r_3 = r_{30} \sin(\omega t + \delta_{r_3}) \quad \dots(5.18)$$

και το έργο που παράγεται από τη λωρίδα κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου θα είναι:

$$\delta E = \int_0^{T_e} \delta F_3 \delta r_3 = \pi \left(b'_{33} - U \frac{da'_{33}}{dx_{BI}} \right) \omega_e r_{30}^2 \quad \dots(5.19)$$

Το συνολικό έργο που παράγεται από όλο το πλοίο σε μια περίοδο συνάντησης προκύπτει όταν το δx_{BI} τείνει στο μηδέν, μέσω ολοκλήρωσης της (5.19), κατά μήκος του σκάφους:

$$E = \pi \omega \int_0^{L_s} \left(b'_{33} - U \frac{da'_{33}}{dx_{BI}} \right) r_{30}^2 dx_{BI} \quad \dots(5.20)$$

Αυτό το έργο πρέπει να καλυφθεί από τις μηχανές του πλοίου σαν μια επιπλέον ποσότητα από αυτή που χρειάζεται το πλοίο σε ήρεμο νερό. Αν η συνολική αντίσταση του πλοίου γραφτεί ως $R = R_c + R_{aw}$, όπου R_c η αντίσταση σε ήρεμο νερό και R_{aw} η πρόσθετη αντίσταση, η επιπλέον ενέργεια που χρειάζεται για να πλεύσει το πλοίο δια μέσου ενός μήκους κύματος είναι $E = R_{aw} \lambda$ και η πρόσθετη αντίσταση δίνεται:

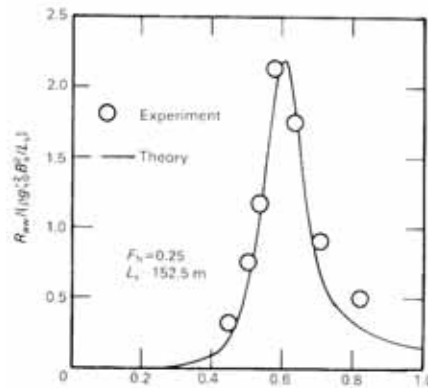
$$R_{aw} = \frac{\pi \omega_e}{\lambda} \int_0^{L_s} \left(b'_{33} - U \frac{da'_{33}}{dx_{BI}} \right) r_{30}^2 dx_{BI} \quad \dots(5.21)$$

Τώρα το πλάτος της σχετικής κίνησης r_{30} είναι ανάλογο του πλάτους του κύματος ζ_0 και αυτό ακολουθεί το γεγονός ότι η πρόσθετη αντίσταση σε αρμονικούς κυματισμούς πρέπει να είναι ανάλογη με το τετράγωνο του πλάτους του κύματος. Μια κατάλληλη αδιάστατη συνάρτηση μεταφοράς της πρόσθετης αντίστασης, εφαρμόσιμη για όλα τα πλάτη κύματος πρέπει να περιλαμβάνει το τετράγωνο του πλάτους του κύματος στον παρανομαστή. Στο σχήμα 5.5 φαίνεται μια ευρύτατα αποδεκτή αδιαστατοποίηση για τη γραφική παράσταση της πρόσθετης αντίστασης σε αρμονικούς κυματισμούς. Τα αποτελέσματα αυτά παράχθηκαν από τους Gerritsma και Beukelman (1972) και δείχνουν μια ενθαρρυντική σύγκριση μεταξύ των προβλέψεων τους και των πειραματικών μετρήσεων σε ένα μοντέλο ενός γρήγορου φορτηγού πλοίου σε μετωπικούς αρμονικούς κυματισμούς. Η κορυφή στην απόκριση της πρόσθετης αντίστασης συμβαίνει όταν οι σχετικές κινήσεις είναι μέγιστες. Σε κύματα πολύ μεγάλου μήκους οι σχετικές κινήσεις είναι μικρές και η πρόσθετη αντίσταση

τείνει στο μηδέν. Από την άλλη πλευρά, σε πολύ κοντά κύματα, όπου οι απόλυτες κινήσεις γίνονται αμελητέες, η σχετική κίνηση του πλοίου ως προς το νερό πλησιάζει το πλάτος του κύματος. Στην περίπτωση αυτή, η πρόσθετη αντίσταση οφείλεται στην περίθλαση και την ανάκλαση και έχει μικρές αλλά πεπερασμένες τιμές.

Σχήμα 5.5

Πρόσθετη αντίσταση σε τυχαίους κυματισμούς



Έστω μια περιοχή συχνοτήτων μικρού εύρους περί κάποια συχνότητα ω_e του φάσματος συνάντησης. Αν αντικαταστήσουμε τα επί μέρους κύματα που εντάσσονται σ' αυτήν την περιοχή με ένα απλό ημιτονικό κύμα, το πλάτος του ημιτονικού κυματισμού θα δίνεται από την σχέση,

$$\zeta_0 = \sqrt{[2S_\zeta(\omega_e)\delta\omega_e]}$$

και η πρόσθετη αντίσταση που οφείλεται σε αυτό το κύμα θα είναι

$$2C_{aw}S_\zeta(\omega_e)\delta\omega_e$$

όπου:

$$C_{aw} = R_{aw} / \zeta_0^2$$

είναι μια διαστατή συνάρτηση απόκρισης της πρόσθετης αντίστασης. Η συνολική πρόσθετη αντίσταση που οφείλεται σε όλους τα επί μέρους κύματος που συναποτελούν το φάσμα συνάντησης του κύματος, λαμβάνεται με ολοκλήρωση θεωρώντας ότι ο όρος $\delta\omega_e$ τείνει στο μηδέν:

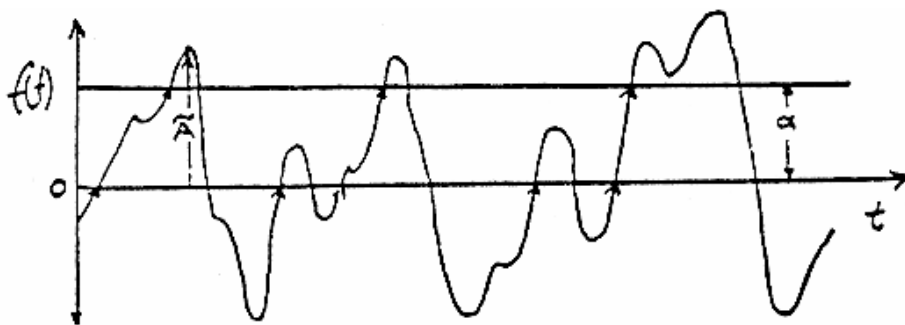
$$\bar{R}_{aw} = \int_0^{\infty} C_{aw} S_\zeta(\omega_e) d\omega_e \quad \dots(5.22)$$

Γενικά, η πρόσθετη αντίσταση αυξάνει ταχέως με την αύξηση του σημαντικού ύψους κύματος, και η μεγαλύτερη αύξησή της σχετικά με την αντίσταση σε ήρεμο νερό συμβαίνει στη χαμηλή ταχύτητα.

5.6 Τυχαία συμβάντα

Ορίζουμε σαν γεγονός της δυναμικής συμπεριφοράς του πλοίου σε θαλάσσιους κυματισμούς (seakeeping event) κάθε σχετικό τυχαίο φαινόμενο, που δεν είναι συνεχής συνάρτηση του χρόνου. Έτσι σαν γεγονότα κατατάσσουμε τη διαβροχή του καταστρώματος (deck wetness), την ανάδυση της έλικας (propeller emergence), την ανάδυση της καρίνας (bow emergence) και τη σφυρόκρουση του πυθμένα και των πλευρών της πλώρας (bottom και bow flare slamming, αντίστοιχα).

Για να προχωρήσουμε στην εξέταση των γεγονότων αυτών θυμίζουμε το εξής αποτέλεσμα από τη θεωρία τυχαίων διαδικασιών, που είναι εργοδικές, κανονικά κατανεμημένες και έχουν μηδενική μέση τιμή.



Σχήμα 5.6

Ο αριθμός των προς τα πάνω περασμάτων μιας διαδικασίας $X(t)$ (σχήμα 5.6) από την στάθμη a ανά μονάδα χρόνου δίνεται από την σχέση:

$$v^+ = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_2}{m_0}} \exp\left(-\frac{a^2}{2m_0}\right) \quad \dots (5.23)$$

$$v_0^+ = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_2}{m_0}} \quad , \text{ για } a=0 \quad \dots (5.24)$$

Μπορούμε τώρα να βρούμε τη φαινόμενη περίοδο της διαδικασίας, που στηρίζεται στα περάσματα από την μηδενική στάθμη, ως:

$$\tilde{T}_w = \frac{1}{v_0^+} = 2\pi \sqrt{\frac{m_0}{m_2}} \quad \dots (5.25)$$

αφού v_0^+ είναι η μέση φαινόμενη συχνότητα της διαδικασίας.

Εδώ θα πρέπει να θυμίσουμε ότι η μέση φαινόμενη περίοδος μπορεί να βασιστεί και στις κορυφές των κυματισμών και τότε θα δίνεται από τη σχέση:

$$\tilde{T}_c = 2\pi \sqrt{\frac{m_2}{m_4}} \quad \dots (5.26)$$

Προφανώς δε, για μια διαδικασία ιδανικά στενής λωρίδας $\tilde{T}_w = \tilde{T}_c$, αφού ο συντελεστής πλάτους φάσματος $\varepsilon=0$, καθώς επίσης η σχέση:

$$\tilde{a}^2 = 2m_0 \quad \dots (5.27)$$

όπου $\tilde{a}^2$ είναι η μέση τιμή των τετραγώνων των φαινόμενων πλατών a .

Επειδή τώρα θεωρούμε συνήθως ότι οι αποκρίσεις του πλοίου είναι διαδικασίες στενής λωρίδας, μπορούμε να ξαναγράψουμε τη σχέση (5.24) ως:

$$v_a^+ = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_2}{m_0}} \exp\left(-\frac{a^2}{\tilde{a}^2}\right) \quad \dots (5.28)$$

Αν θεωρήσουμε την τυχαία διαδικασία της σχετικής κίνησης του πλοίου ως προς την επιφάνεια της θάλασσας σε ένα σημείο P κοντά στην πλώρη (σχήμα 5.7), βλέπουμε ότι κάθε φορά που η σχετική κίνηση του P υπερβαίνει το ύψος εξάλων f τότε έχουμε διαβροχή του καταστρώματος.

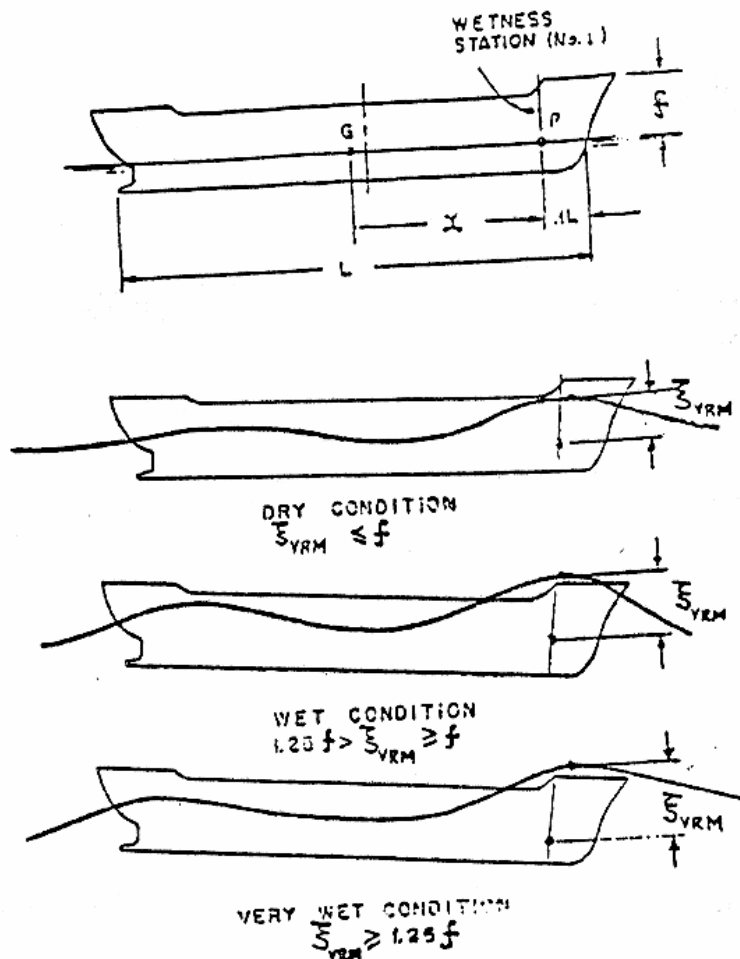
Έτσι για τη διαδικασία της σχετικής κατακόρυφης κίνησης σε ένα σημείο επί πλοίου $\xi_{VR}(t) = \xi_{VA}(t) - \zeta(t)$, όπου ξ_{VA} η απόλυτη κατακόρυφη κίνηση στο ίδιο σημείο και ζ η ανύψωση της ελεύθερης επιφάνειας, είναι δυνατός ο υπολογισμός των συμβάντων που αναφέρονται στη διαβροχή του καταστρώματος του πλοίου σε μια κατάσταση θάλασσας με φάσμα $S_\xi(\omega)$ από τη σχέση:

$$N_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_{2,VRM}}{m_{0,VRM}}} \exp\left(-\frac{f^2}{2m_{0,VRM}}\right) 3600 \quad \dots (5.29)$$

όπου N_p ο αριθμός των διαβροχών του καταστρώματος ανά ώρα, πάνω από τη θέση του σημείου P. Η σχέση (5.29) μπορεί να χρησιμοποιηθεί και για παραμέτρους

μεγαλύτερες από το ύψος εξάλων ($k = 1.25 f$) οπότε προκύπτει ο αριθμός των συμβάντων κατά τα οποία θα υπάρχει πολύ νερό στο κατάστρωμα.

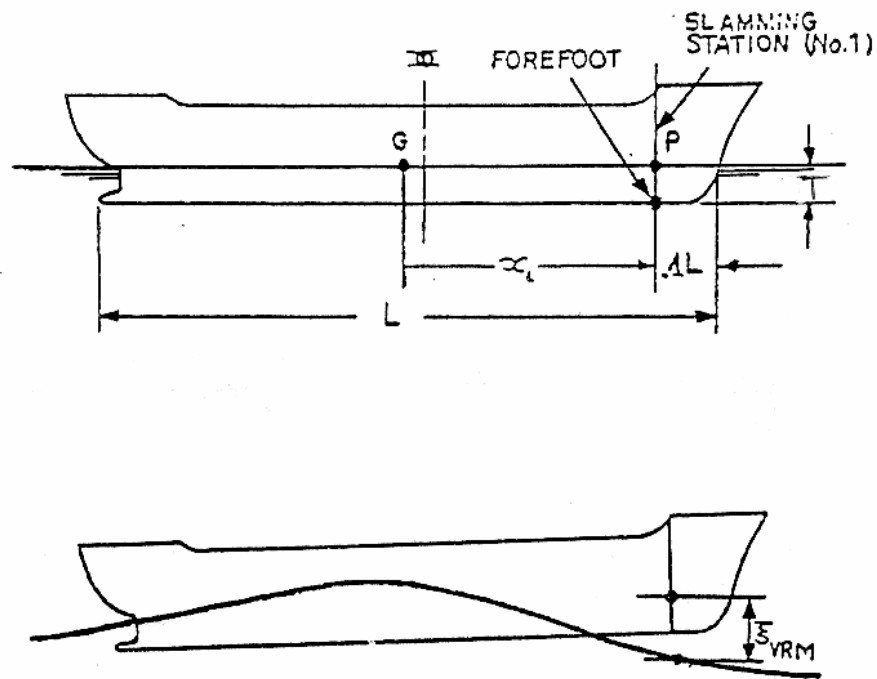
Με την ίδια ακριβώς διαδικασία και με παραμέτρους, αντί του f , το βύθισμα κάτω από το σημείο P ή το βύθισμα μέχρι το μέσον του πτερυγίου της έλικας μπορούμε να βρούμε τον αριθμό των αναδύσεων πλώρης και έλικας αντίστοιχα.



Σχήμα 5.7

Στην περίπτωση της σφυρόκρουσης του πυθμένα στην περιοχή της πλώρας του πλοίου κάτω από σημείο P (σχήμα 5.8), πρέπει να συμβαίνουν ταυτόχρονα δύο πράγματα: ο πυθμένας του πλοίου να βρίσκεται έξω από το νερό και η σχετική ταχύτητα του πυθμένα ως προς το νερό να υπερβαίνει ένα όριο που ονομάζεται οριακή ταχύτητα σφυρόκρουσης U_{th} , η τιμή του οποίου έχει προσδιοριστεί πειραματικά και εμπειρικά. Σ' αυτή την περίπτωση έχει αποδειχθεί ότι ο αριθμός σφυροκρούσεων ανά ώρα δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$N_{SP} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{m_{2,VRM}}{m_{0,VRM}}} \exp \left[- \left(\frac{T^2}{2m_{0,VRM}} + \frac{U_{th}^2}{2m_{2,VRM}} \right) \right] 3600 \quad \dots(5.30)$$



Σχήμα 5.8