

Mikkowski B

Politechnika Gdańska

Instytut Okrętowy

Materiały Wewnętrzne

Nr 264

150.055

WŁAŚCIWOŚCI MORSKIE

FALE REGULARNE I FALOWANIE NIEREGULARNE

H.G. Hattendorff

wg Handbuch der Werften 1973

/tłumaczenie z niemieckiego/

CENTRUM TECHNICZNE OKRĘTOWEJ
Ośrodek Hydromechaniki Okrętu
Gdańsk-Oliwa, ul. Szczecińska 65

317 dx

WŁAŚCIWOŚCI MORSKIE

=====

FALE REGULARNE I FALOWANIE NIEREGULARNE

H.G. Hattendorff

1. Proste fale regularne.

1.1. Rozważania ogólne.

Fala regularna może być określona jej długością λ , wysokością $\zeta_w = 2\zeta_A$ i okresem T .



Długość fali λ jest to odległość pozioma pomiędzy dwoma kolejnymi grzbietami.

Wysokość fali $\zeta_w = 2\zeta_A$ jest odległością w pionie pomiędzy grzbietem i następującą po nim doliną; ζ_A jest amplitudą fali.

Okres fali T jest to czas pomiędzy przejściem dwóch kolejnych grzbietów przez ten sam punkt.

Prędkość fali c , z którą porusza się grzbiet, jest równa :

$$c = \frac{\lambda}{T}$$

Z teorii falowania otrzymuje się zależność dla prędkości fali na różnych głębokościach /potwierdzoną doświadczalnie/ :

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi} \cdot \operatorname{tg} \frac{2\pi h}{\lambda}} \quad /2/$$

Dla dużych głębokości /praktycznie gdy $h \gg \lambda$ /2/

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (\lambda \gg \frac{\lambda}{2}) \approx \operatorname{tg} \pi \approx 1 \quad 2$$

Prędkość fali wówczas będzie :

$$c = \sqrt{\frac{g\lambda}{2\pi}} \quad /3/$$

Z /1/ i /3/ wynika :

$$T = \sqrt{\frac{2\pi}{g} \cdot \lambda} \quad /4/$$

$$\lambda = \frac{g}{2\pi} T^2 \approx 1,56 T^2 \quad /5/$$

$$c = \frac{g}{2\pi} \cdot T \approx 1,56 T \quad /6/$$

Jeżeli długość fali jest dużo większa od głębokości jak np. przy fali pływowej, wówczas :

$$\operatorname{tg} \frac{2\pi h}{\lambda} \quad (\lambda \gg h) = \frac{2\pi h}{\lambda}$$

i prędkość fali :

$$c = \sqrt{g h} \quad /7/$$

Przez stromość /stromiznę/ fali rozumie się stosunek wysokości fali do długości fali :

$$\text{stromizna} = \frac{\zeta_w}{\lambda} = \frac{2 \zeta_A}{\lambda} \quad /8/$$

Maksymalny skłon fali otrzymuje się różniczkując określone wzorem /14/ równanie fali :

$$V_{\text{MAX}} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \zeta_A = \kappa \zeta_A \quad /9/$$

przy czym

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda} \quad - \text{liczba falowa} \quad /10/$$

Na koniec, częstotliwość kołowa fali będzie :

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f$$

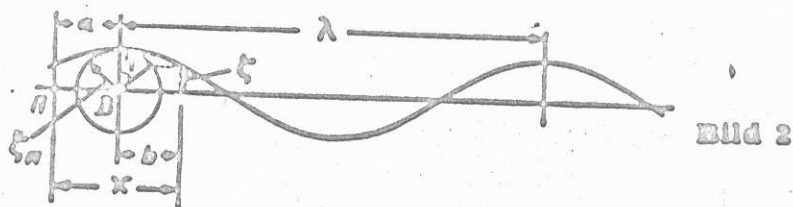
$$f = \frac{1}{T} \quad - \text{częstotliwość fali} \quad /11/$$

1.2. Równanie fali sinusoidalnej poruszającej się w k
dodatnim osi x.

Chwilowe wzniesienie fali ζ w stosunku do poziomu wody spokojnej w odległości x od punktu odniesienia A /rys.2/

może być określone dla fali sinusoidalnej zgodnie z zależnością:

$$\zeta = \zeta_A \cos \varphi \quad /12/$$



Teraz mamy :

$$\frac{\varphi}{2\pi} = \frac{b}{\lambda}$$

Zatem : $\varphi = 2\pi \frac{b}{\lambda}$, lub przy $b = x - a$

$$\varphi = 2\pi / \frac{x}{\lambda} - \frac{a}{\lambda} / \quad /13/$$

Dalej odcinek a odpowiada czasowi, w którym grzbiet fali przemieści się z punktu A do B a długość fali λ odpowiada okresowi fali T .

Także $\frac{a}{\lambda}$ zachowuje się tak jak $\frac{t}{T}$:

Zatem /13/ przyjmuje postać :

$$\varphi = 2\pi / \frac{x}{\lambda} - \frac{t}{T} / \quad /13.a/$$

a równanie /12/ :

$$\zeta = \zeta_A \cos \left/ \frac{2\pi}{\lambda} x - \frac{2\pi}{T} t \right/ \quad /14/$$

Przy $\frac{2\pi}{\lambda} = \alpha$ i $\frac{2\pi}{T} = \omega$ otrzymuje się równanie fali sinusoidalnej w postaci :

$$\zeta = \zeta_A \cos \left/ \alpha x - \omega t \right/ \quad /15/$$

Jeśli w $\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}$ długość fali zastąpi się równaniem /5/, wówczas :

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega^2}{g} \quad /10.a/$$

i równanie fali sinusoidalnej będzie :

$$\zeta = \zeta_A \cos \left/ \frac{\omega^2}{g} x - \omega t \right/ \quad /16/$$

Energia fali rozkłada się po połowie z energii potencjalnej i kinetycznej, zatem

$$E_{\text{pot}} = E_{\text{kin}}$$

Suma obu energii, odniesiona do jednostki powierzchni jest dana przez :

$$E = E_{\text{pot}} + E_{\text{kin}} = \frac{\rho S}{2} g \zeta_A^2 \quad /17/$$

Energia całkowita może być także porównana z pracą, która jest potrzebna do podniesienia warstwy wody o grubości ζ_A o połowę amplitudy fali $/ \frac{1}{2} \zeta_A /$.

1.3. Równanie fali sinusoidalnej, rozprzestrzeniającej się w dowolnym kierunku względem osi x.

Jeśli μ jest kątem pomiędzy osią x /także zwaną osią x_0 / /rys. 3/, wówczas otrzymuje się chwilowe wzniesienie powierzchni wody w punkcie o współrzędnych x, y w postaci :

$$\zeta = \zeta_A \cos \left/ \frac{\omega^2}{g} x \cos \mu + \frac{\omega^2}{g} y \sin \mu - \omega t \right/ \quad /18/$$

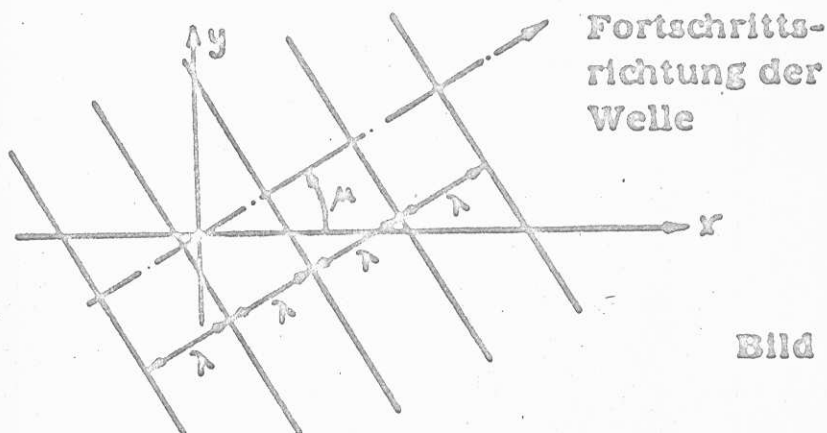


Bild 3

2. Falowanie nieregularne.

2.1. Rozważania ogólne.

Falowanie nieregularne może być przedstawione w postaci nałożenia się wielkiej liczby fal regularnych o małej amplitudzie

i rozmaitych częstotliwościach, które - przesunięte nawzajem w fazie - rozprzestrzeniają się w różnych kierunkach, w granicy zatem z nieskończonej wielkiej liczby fal regularnych każda o nieskończonej małej wysokości.

Dla opisu tak przedstawionego falowania nie mogą być używane więcej parametry takie jak wysokość fali, długość itp., jakie są używane dla opisu falowania regularnego, co więcej odróżnia się przy falowaniu nieregularnym fale "pozorne" i fale "rzeczywiste".

Fale pozorne są to fale obserwowane względnie mierzone bezpośrednio przy pomocy przyrządów:

W szczególności mamy :

- $\tilde{\zeta}_w = 2\tilde{\zeta}_A$ - pozorna wysokość fali = różnicy w pionie pomiędzy doliną fali i następującym po niej grzbietem
- $\tilde{\zeta}_A$ - pozorna amplituda fali
- $\tilde{\lambda}$ - pozorna długość fali - odległość pomiędzy dwiema następującymi po sobie punktami zerowymi
- \tilde{T} - pozorny okres fali - czas który upływa między przejściem dwóch następujących po sobie punktów zerowych przez pewien punkt.

Ze względu na nieregularność naturalnego falowania określa się następujące wielkości :

$\bar{\zeta}_{w,m}$ - średnia wysokość fali

$\bar{\zeta}_{w 1/3}$ - średnia z $\frac{1}{3}$ najwyższych fal - wysokość znacząca

$\bar{\zeta}_{w 1/10}$ - średnia z $\frac{1}{10}$ najwyższych fal

$\bar{\zeta}_{w \max}$ - maksymalna wysokość

Fale rzeczywiste są to fale regularne, z których składa się falowanie nieregularne.

Te fale rzeczywiste określone są tylko jako fale składowe falowania nieregularnego, lub jako fale elementarne.

Do tych fal odnoszą się określenia i parametry rozdz. 1.

2.2. Ogólne równanie funkcyjne falowania nieregularnego.

Stosownie do wywodów w 2.1, chwilowe wzniesienie powierzchni wody w punkcie o współrz. x, y otrzymuje się poprzez nałożenie dużej liczby fal regularnych, przesuniętych wzajemnie w fazie i o kierunkach od 0 do 2π . Fazy są losowe i z jednakowym prawdopodobieństwem mogą przyjmować wartości od 0 do 2π . Zależna od czasu funkcja falowania wyrażona jest równaniem:

$$\zeta_{(x,y,t)} = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \zeta_{Am} \cos \left[\frac{\omega_n^2}{g} (x \cos \mu_m + y \sin \mu_m) - \omega_n t \right] + \varepsilon_{nm} \quad /19/$$

gdzie $\varepsilon_{n,m}$ - przesunięcie fazowe N.M fali elementarnej w stosunku do pocz. układu współrzędnych.

W ogólnym przypadku przy nieregularnym falowaniu powstającym w wyniku nałożenia elementarnych fal rozprzestrzeniających się w różnych kierunkach, mówi się także o trójwymiarowym falowaniu i falowaniu o krótkich grzbietach ze względu na jego wygląd.

Ponieważ, ze względu na występujące tu kąty μ_m posługiwanie się takim opisem jest bardzo trudne, w ogólności posługujemy się opisem falowania płaskiego, rozprzestrzeniającego się w kierunku osi x .

2.3. Równanie funkcyjne falowania rozprzestrzeniającego się w jednym kierunku /falowanie płaskie/.

Dla falowania dwuwymiarowego, które ze względu na długie równoległe układające się fale nazywane bywa także falowaniem o długich grzbietach, ważne jest równanie :

$$\zeta_{(x,t)} = \sum_{n=1}^N \zeta_{A,n} \cos \left[\frac{\omega_n^2}{g} x - \omega_n t + \varepsilon_n \right]$$

/20/

ε_n - losowa faza N_{tej} fali elementarnej w stosunku do początku układu

$\zeta_{A,n}$ - amplituda N_{tej} fali elementarnej

ω_n - częstotliwość N_{tej} fali elementarnej, przy czym

$$\omega_1 < \omega_2 < \omega_3 < \dots < \omega_n$$

2.4. Widmo falowania.

Oznaczone przez $S_S(\omega)$ widmo falowania otrzymuje się przez odłożenie połówek kwadratów amplitud elementarnych $J_{A,n}$ podzielonych przez przedział częstotliwości $J_{A,n}$ w zależności od ω .

Wskutek przyporządkowania amplitud $J_{A,n}$ do fal o częstotliwości ω_n dalej przyjęto, że $J_{A,n} = J_{A/\omega}$.

Zatem mamy :

$$S_S(\omega) = \frac{J_{A(\omega)}^2}{2} \frac{1}{\Delta\omega} \quad /21/$$

Rzędna widma falowania ma wymiar $[m^2 s]$.

Przedziały $\Delta\omega$ pokrywają przedział częstotliwości od $\omega - \frac{\Delta\omega}{2}$ do $\omega_n + \frac{\Delta\omega_n}{2}$ przy czym $\omega_1 - \frac{\Delta\omega_1}{2}$ jest częstotliwością najdłuższych a $\omega_n + \frac{\Delta\omega_n}{2}$ - częstotliwością najkrótszych fal elementarnych /rys. 4/.

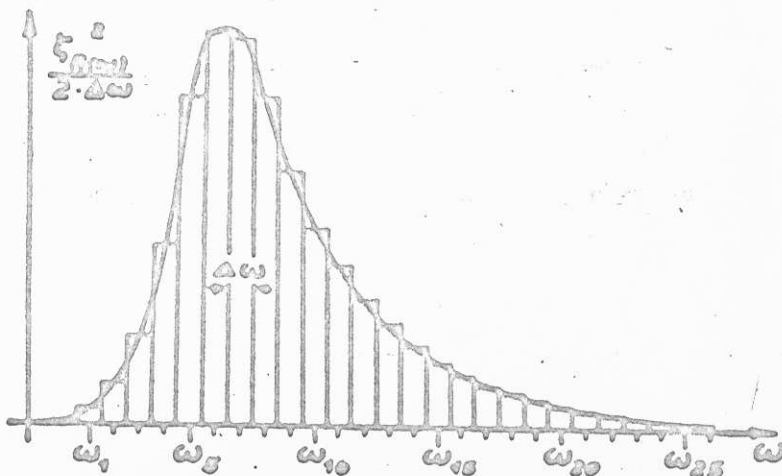


Bild 4

Ponieważ energia każdej fali elementarnej jest proporcjonalna do $\int_{A,n}^2$ /patrz 17/ widmo falowania daje rozkład energii na różne częstotliwości ω . Jest ono zatem nazywane także widmem energetycznym.

Całkowita energia zawarta w nieregularnym falowaniu przypadająca na jednostkę powierzchni będzie :

$$E_{\text{całk}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho}{2} g \int_{A,n}^2$$

Przy podstawieniu /21/, przy czym

$$\int_{A,n}^2 = 2 S_{\zeta(\omega)} \Delta \omega$$

otrzymuje się

$$E_{\text{całk}} = \frac{\rho}{2} g 2 \sum_{\omega_1}^{\omega_n} S_{\zeta(\omega)} \Delta \omega$$

albo, gdy $\Delta \omega \rightarrow 0$ i $\omega_1 = 0$; $\omega_n = \infty$

$$E_{\text{całk}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{pot}} = \rho g \int_{\omega=0}^{\infty} S_{\zeta(\omega)} d\omega \quad /22/$$

i

$$E_{\text{kin}} = E_{\text{pot}} = \frac{E_{\text{całk}}}{2} = \frac{\rho g}{2} \int_{\omega=0}^{\infty} S_{\zeta(\omega)} d\omega \quad /22.a/$$

Ze względu na to, że fazy przy nakładaniu się fal elementarnych są przypadkowe, energia zawarta w całkowicie rozwiniętym, tj. stacjonarnym falowaniu odpowiadającym określonej sile wiatru jest stała.

W ostatnich dwóch dziesiątkach lat rozwinięto wiele różnych wzorów dla widma falowania; obecnie najczęściej używane jest widmo Piersona - Moskowitza.

Dla falowania płaskiego o długich grzbietach ma ono postać :

$$S_g(\omega) = \frac{A}{\omega^5} e^{-\frac{B}{\omega^4}} \quad /23/$$

W postaci oryginalnej widmo Piersona-Moskowitza jest zależne tylko od prędkości wiatru.

Mamy :

$$A = 8,10 \cdot 10^{-3} g^2 \quad /23.a/$$

$$B = 0,74 \cdot \frac{g}{V_{19,5}}^4$$

gdzie :

$$g = \text{przyspieszenie ziemskie} = 9,81 \text{ m/s}^2$$

$$V_{19,5} = \text{Prędkość wiatru na wysokości 19,5 m . v m/sek}$$

Widmo Piersona - Moskowitza daje przy zastosowaniu prędkości wiatru bardzo trafne wartości, gdy są spełnione warunki rozwiniętego falowania, tj. woda spokojna przed rozpoczęciem się wiatru, dostatecznie długi czas wiania wiatru oraz jego rozbieg /fetch/ przy zachowaniu jednakowego natężenia i kierunku.

Ponieważ te warunki nigdy nie są spełnione, lecz w ogólności na dużych akwenach nawet przy sztilu występuje niewielka fala, dalej przy większej sile wiatru wiatr nie wieje ze stałą

prędkością z jednego kierunku przez czas dłuższy, z widma Piersona-Moskowitza otrzymuje się przy posługiwaniu się prędkością wiatru przy małych prędkościach zbyt niskie przy dużych prędkościach, zbyt wysokie fale.

Dla falowania nie w pełni rozwiniętego przy określeniu stałych A i B zamiast skorygowanej prędkości wiatru lepiej jest używać znaczących wysokości fal i znaczących okresów odpowiadających danej sile wiatru na określonym akwenie.

Oznaczając $\tilde{J}_{w, 1/3} = 2 \tilde{J}_{A, 1/3}$ wysokość znaczącą w [m] i \tilde{T}_1 - charakterystyczny okres w [sek], zgodnie z zaleceniem ITTC 1972 otrzymuje się :

$$A = \frac{173}{\tilde{T}_1/4} \tilde{J}_{w, 1/3}^2 \quad /23.c/$$

i

$$B = \frac{691}{\tilde{T}_1/4} \quad /23.d/$$

Jeśli tylko znana jest znacząca wysokość fali, wówczas :
uwaga! A jestbrane w c.g.s (g = 981)

$$A = 8,10 \cdot 10^{-3} g^2 \quad /23.a/$$

i

$$B = \frac{3,11}{\tilde{J}_{w, 1/3}^2} 10^4 \quad /23.e/$$

Z chwilą gdy widmo jest znane, wówczas można określić liczne parametry nieregularnego falowania

Zakładając rozkład Rayleigha, wysokość znacząca ^{x/} /średnia z $\frac{1}{3}$ fal najwyższych/

$$\tilde{Z}_{W1/3} = 2\tilde{Z}_{A, 1/3} = 4\sqrt{m_0} \quad /24/$$

i charakterystyczny okres :

$$\tilde{T}_1 = 2\pi \frac{m_0}{m_1} \quad /25/$$

przy czym

$$m_0 = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta}(\omega) d\omega \quad - \text{pole pod widmem} \quad /26/$$

$$m_1 = \int_{\omega_1}^{\omega_2} \omega S_{\zeta}(\omega) d\omega \quad - \text{1 moment pola pod widmem} \quad /27/$$

Jako granice całkowania podstawiono wartości ω , przy których $S_{\zeta}(\omega)$ jest jeszcze różna od zera. Dla praktycznych przeliczeń zaleca się $\omega_1 = 0$ i $\omega_2 = 4 \div 5$ przyjmować.

Dla głębokiej swobodnej wody z wielkościami znaczącymi można obliczyć następnie :

najczęściej spotykane wysokości $\tilde{Z}_{wn} \cong \text{ca } 0,5 \tilde{Z}_w 1/3$

x/

Zarówno wysokość znacząca jak i charakterystyczny okres zgadzają się dobrze z wartościami określonymi "na oko" przez wyszkolonego obserwatora. Wg Cartwrighta /2 ISSC, 1964/ znaczące wysokości są około 5 % wyższe niż określone "na oko" przez wprawnego obserwatora.

średnia wysokość wszystkich fal przy określonej sile wiatru

$$\tilde{Z}_{w,m} = \text{ca } 0,63 \tilde{Z}_{w,1/3}$$

średnia z 10 % najwyższych fal

$$\tilde{Z}_{w,1/10} = \text{ca } 1,28 \tilde{Z}_{w,1/3}$$

średnia z 1 % najwyższych fal

$$\tilde{Z}_{w,1/100} = \text{ca } 1,67 \tilde{Z}_{w,1/2}$$

$\tilde{Z}_{w,3\%}$
maksymalna wysokość /każde 20 000 fal/

$$\tilde{Z}_{w,max} = \text{ca } 2,2 \tilde{Z}_{w,1/3}$$

Współczynniki te otrzymano z rozkładu Rayleigha.

W Tabeli 1 podano wysokości znaczące dla siły wiatru od 3 do 12° Beauforta a także charakterystyczne okresy dla Płn. Atlantyku, dla Morza Północnego oraz dla wschodniego Bałtyku. Te wartości są przyjęte na podstawie publikacji Deutches Wetterdienstes, Seewetter amt Nr 41 /Atlantyk Płn./ Nr 17 /Morze Północne/ oraz Nr 26 /Bałtyk Wschodni - latarnie Flensburg, Kiel i Fehmarnbelt/, przy czym zgodnie z badaniami Cartwrighta podane w tych publikacjach wartości wysokości fal zostały podwyższone o ok. 5 % i zaokrąglone z dokładnością do 5 cm.

Siła wiatru °B	Wysokość znacząca fali m			Charakterystyczny okres s		
	Płn Atlan- tyk	Morze Północ- ne	Bałtyk Wschodni	Płn Atlan- tyk	Morze Północ- ne	Bałtyk Wschodni
3	1,70	1,00	0,45	6,3	4,6	2,9
4	1,95	1,40	0,60	6,5	4,9	3,4
5	2,40	2,00	0,85	6,9	5,4	3,8
6	3,10	3,00	1,20	7,4	6,1	4,4
7	4,00	4,00	1,60	8,0	6,8	4,8
8	5,25	5,60	1,95	8,5	7,7	5,3
9	6,45	6,60 ^{x/}	2,50	9,1	8,4	5,8
10	7,45	7,20 ^{x/}	3,15	9,6	9,0	6,0
11	8,40 ^{x/}	7,50 ^{x/}	3,80 ^{x/}	10,1 ^{x/}	9,6 ^{x/}	6,3 ^{x/}
12	9,20 ^{x/}	7,70 ^{x/}	4,30 ^{x/}	10,6 ^{x/}	10,3 ^{x/}	6,5 ^{x/}

x/
Wartości ekstrapolowane

Tabela 1. Znaczące wysokości fal i charakterystyczne okresy.

Względna częstotliwość występowania powyższych wysokości fal, niezależnie od siły wiatru - podana jest w tabelach 2-4.

Znacząca wysokość fali m	Względna częstotliwość występowania
	w %
mniejsza niż 1,60	32
1,60-1,85	8
1,85-2,20	10
2,20-2,75	15
2,75-3,55	14
3,55-4,60	11
4,60-5,85	2
5,85-6,95	5
6,95-8,00	1,5
ponad 8,00	1,5

Tabela 2. Względna częstotliwość występowania fal
na Płn. Atlantyku.

Wysokość znacząca fali m	Względna częstotliwość %
mniej niż 0,80	28
0,80 - 1,20	15
1,20 - 1,70	16
1,70 - 2,50	18
2,50 - 3,50	12
3,50 - 4,80	7
4,80 - 6,10	2
6,10 - 7,00	1
7,00 - 7,65	0,5
ponad 7,65	0,5

Tabela 3. Względna częstotliwość występowania fali na Morzu Północnym

Wysokość znacząca fali m	Względna Częstotliwość %
mniej niż 0,35	25
0,35 - 0,55	47
0,55 - 0,75	10
0,75 - 1,05	7,5
1,05 - 1,40	6
1,40 - 1,80	2,5
1,80 - 2,25	1,5
ponad 2,25	0,5

Tabela 4. Względna częstotliwość występowania fali na Bałtyku Wschodnim.

3. Obliczenie ruchów i mocy okrętu na fali nieregularnej na podstawie ruchów i mocy na fali regularnej.

3.1. Rozważania i założenia ogólne.

Przed 10 z górą laty niemal wyłącznie sprawdzano ruchy i moc okrętu na fali regularnej.

Mimo, że przy tych badaniach - zarówno gdy były one przeprowadzane eksperymentalnie jak i teoretycznie - uzyskiwano podstawową znajomość i wartościowe wyniki w zakresie właściwości morskich, to jednak nie były one wystarczające dla oceny ruchów i straty prędkości na fali rzeczywistej.

Niżej będą opisane metody obecnie stosowane, przy pomocy których można obliczyć przewidywane ruchy i moc na nieregularnych falach o długich grzbietach na podstawie ruchów i mocy występujących na fali regularnej.

Obliczenia charakterystycznych ruchów są jednakże możliwe, a także i łatwe tylko wówczas, gdy założy się zależności liniowe pomiędzy ruchami i falowaniem, tzn. że amplitudy ruchów są proporcjonalne do wysokości fali.

Z wystarczającą dokładnością to założenie może być przyjęte w odniesieniu do kiwania i nurzania, do ruchów względnych pionowych statku i powierzchni wody, a także do przydźpień pionowych. W odniesieniu do kołysania boczego - za wyjątkiem bardzo małych amplitud - warunek liniowości nie może być przyjęty.

W tym wypadku istnieje jednakże możliwość obliczenia prawdopodobieństwa przekroczenia pewnej wartości amplitudy, tzn. określenia kąta przechyłu, który w myśl teorii prawdopodobieństwa w określonym przedziale czasu będzie raz osiągnięty lub przekroczony.

Przy określaniu mocy okrętu na fali nieregularnej przyjmuje się, że spowodowane falowaniem zwiększenie oporu, a zatem wymagane zwiększenie naporu i mocy dla zachowania pewnej określonej prędkości zwiększa się wraz z kwadratem wysokości fali.

3.2. Założenia wstępne.

Muszą być znane przepustowości, tj. związki pomiędzy amplitudami różnych ruchów lub też przyrostu naporu lub przyrostu mocy statku oraz amplitudami fali, dla fal o różnych długościach /względnie różnych częstotliwościach lub okresach/. Jeśli wymagane jest obliczenie dla różnych prędkości statku - jak to jest w przypadku ogólnym - wówczas przepustowości muszą być znane dla różnych prędkości statku.

Przepustowości mogą być określone albo z badań modelowych albo też na podstawie metody płaskich segmentów /strip theory/.

Określenie przepustowości nie jest przedmiotem niniejszej pracy.

3.3. Obliczenie zwiększających się liniowo wraz z wysokością fali ruchów okrętu.

3.3.1. Zasada metody obliczeń.

Podobnie jak nieregularne falowanie morskie, także i nieregularne ruchy okrętu na fali nieregularnej mogą być przedstawione w postaci nałożenia się wielkiej liczby ruchów elementarnych.

Jeśli $b_{A/\omega}$ jest amplitudą jednego z ruchów elementarnych o częstotliwości ω , wówczas analogicznie do widma falowania można przedstawić widmo ruchów przy pomocy rzędnej.

$$s_{b/\omega} = \frac{|b_{A/\omega}|^2}{2} \cdot \frac{1}{\Delta\omega} \quad /29/$$

Dla ruchów, które zwiększają się liniowo wraz z wysokością fali, można obliczyć amplitudę każdego z ruchów elementarnych zgodnie z zależnością.

$$b_{A/\omega} = \zeta_{A/\omega} \cdot Y_{b, \zeta/\omega} \quad /30/$$

gdzie $Y_{b, \zeta/\omega}$ jest stosunkiem amplitudy ruchów o częstotliwości ω do amplitudy fali o odpowiadającej częstotliwości, zatem równanie /29/ przybierze postać :

$$s_{b/\omega} = \frac{|\zeta_{A/\omega} \cdot Y_{b, \zeta/\omega}|^2}{2} \cdot \frac{1}{\Delta\omega}$$

$$= \frac{|S_{A/\omega}|^2}{2} \frac{1}{\Delta\omega} \cdot |Y_{b,S(\omega)}|^2$$

$$S_{b/\omega} = S_S(\omega) \cdot |Y_{b,S(\omega)}|^2$$

/31/

tj. rzędną widma ruchów okrętu otrzymuje się poprzez przemnożenie rzędnej widma falowania przez kwadrat przepustowości określonej przy odpowiadającej częstotliwości.

Analogicznie jak przy widmie fali, podwójną amplitudę ruchów otrzymamy :

$$2 \tilde{b}_A \frac{1}{3} = 4 \sqrt{m_{o,h}}$$

18

przy czym

$$m_{o,b} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{b/\omega}$$

$$m_{o,b} = \int_{\omega_1}^{\omega_2}$$

Dalsze charakterystyki z 1/10 największej amplitudy falowania, pop. współczynnik k

/38/

$$\int \omega^4 d\omega$$

/35.a/

$$= \frac{|S_{A/\omega}|^2}{2} \frac{1}{\Delta\omega} \cdot |Y_{b,S(\omega)}|^2$$

$$S_{b/\omega} = S_S(\omega) \cdot |Y_{b,S(\omega)}|^2 \quad /31/$$

tj. rzędną widma ruchów okrętu otrzymuje się poprzez przemnożenie rzędnej widma falowania przez kwadrat przepustowości określonej przy odpowiadającej częstotliwości.

Analogicznie jak przy widmie fali, podwójną amplitudę ruchów otrzymamy :

$$2 \tilde{b}_A \frac{1}{3} = 4 \sqrt{m_{o,h}} \quad /32/$$

przy czym

$$m_{o,b} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{b/\omega} \cdot d\omega$$

$$m_{o,b} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_S(\omega) \cdot |Y_{b,S(\omega)}|^2 d\omega \quad /33/$$

Dalsze charakterystyki ruchów /wartości średnie, średnia z 1/10 największych itd./ można obliczyć, podobnie jak w wypadku falowania, poprzez przemnożenie odpowiednich wartości przez współczynnik k otrzymamy z funkcji rozkładu Rayleigha.

Wartości k można przyjmować z tabeli 5.

Wartość oczekiwana	Wartość średnia	Wartość średnia z 1/10 największych	Wartość średnia z 1/100 największych	Wartość maksymalna
$k = 0,5$	$k = 0,63$	$k = 1,28$	$k = 1,67$	$k = 2,2$

Tablica 5.

Praktyczne przeprowadzenie obliczeń pokazane jest na przykładzie na końcu niniejszej pracy.

Uwaga :

Ponieważ takie obciążenia i momenty zginające okręt są proporcjonalne do wysokości fali, to wartości te dla ruchu na fali nieregularnej mogą być także obliczone według tego samego schematu. Przepustowość w tym wypadku określa się jako stosunek amplitudy obciążenia do amplitudy fali w zakresie rozpatrywanych częstotliwości.

3.2.2. Obliczenia kiwania.

Zgodnie z równ. /32/ efektywna amplituda kiwania będzie :

$$2 \tilde{Q}_{A, 1/3} = 4 \sqrt{m_0} \theta$$

/34/

gdzie :

$$m_{o, \theta} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\mathcal{J}}(\omega) \cdot (Y_{\theta, \mathcal{J}}(\omega))^2 d\omega \quad /35/$$

Przy czym :

$$Y_{\theta, \mathcal{J}}(\omega) = \left(\frac{\theta_A}{\mathcal{J}_A} \right) \omega \quad 3) \quad /36/$$

jest stosunkiem amplitudy kiwania określonej na fali regularnej o częstotliwości ω do amplitudy fali.

Jeśli θ_A wyrażona jest w stopniach, zaś \mathcal{J}_A w metrach, wówczas wymiar przepustowości /36/ jest stopnie/m. Wówczas całka w równ. /35/ ma wymiar $[m^2 \cdot s \cdot (\text{stopnie/m})^2 \cdot \frac{1}{s}] = [\text{stopnie}^2]$ i równanie /34/ podaje efektywną amplitudę kiwania poprawnie w stopniach.

W wielu wypadkach bardziej korzystne jest - w szczególności przy porównywaniu charakterystyk kiwania różnych statków - zastosowanie bezwymiarowej postaci przepustowości, którą otrzymuje się przez podzielenie amplitudy kiwania na fali regularnej przez maksymalną stromizną fali

$$Y_{\theta, \mathcal{J}}(\omega) = \left(\frac{\theta_A}{\mathcal{J}} \right) \omega \quad /37/$$

gdzie : θ_A - amplituda kiwania w mierze łukowej

3/ Indeksy przy Y oznaczają:

- 1 indeks podaje rodzaj ruchu, do którego odnosi się przepustowość
- 2 indeks podaje wielkość odniesienia
- 3 indeks podaje wielkość, od której przepustowość zależy.

$\tilde{v} = \frac{2\pi}{\lambda} \zeta_A$ - maks. stromizna fali w mierze łukowej
/albo także θ_A - w stopniach i $\nu^* = \frac{2\zeta_A \cdot 180^\circ}{\lambda}$ w stopniach/.

Dla bardzo długich fal, wzgl. dla bardzo małych wartości amplituda kiwania dąży do stromizny fali, zatem przepustowość dąży do 1.

Na bardzo krótkich falach, tj. przy bardzo dużych ω amplitudy kiwania, a zatem i wartości przepustowości oscylują wokół zera.

Dla obliczenia $m_{0,\theta}$ /35/ trzeba jeszcze odniesioną do stromiany fali przepustowość przekształcić na przepustowość odniesioną do amplitudy fali.

Jeśli w równaniu /37/ podstawić $\nu = \frac{2\pi}{\lambda} \zeta_A$, wówczas otrzymuje się :

$$Y_{\theta,\nu}(\omega) = \left(\frac{\theta_A}{\frac{2\pi}{\lambda} \zeta_A} \right) \omega$$

stąd

$$Y_{\theta,\nu}(\omega) \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \left(\frac{\theta_A}{\zeta_A} \right) \omega = Y_{\theta,\zeta}(\omega)$$

Podstawiając: $\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega^2}{g}$ /patrz równanie /10.a/

otrzymamy :

$$Y_{\theta,\zeta}(\omega) = Y_{\theta,\nu}(\omega) \cdot \frac{\omega^2}{g} \quad /38/$$

i stąd :

$$m_{0,\theta} = \frac{1}{g^2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta}(\omega) \cdot \left(Y_{\theta,\nu}(\omega) \right)^2 \omega^4 d\omega$$

/35.a/

zgodnie z /34/ $2 \tilde{\theta}_A^{1/3} = 4 \sqrt{m_{0,\theta}}$ - jest amplitudą efektywną kłania w mierze łukowej.

3.3. Obliczenie nurzania.

Podwójna amplituda efektywna nurzania będzie :

$$2 \tilde{z}_A^{1/3} = 4 \sqrt{m_{0,z}} \quad /39/$$

przy czym :

$$m_{0,z} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_Y(\omega) \cdot (Y_{z,\zeta}(i,\omega))^2 d\omega \quad /40/$$

$$i \quad Y_{z,\zeta}(i,\omega) = \left(\frac{z_A(\omega)}{\zeta_A} \right) \omega$$

/41/

$\tilde{z}_A^{1/3}$ - amplituda nurzania w m w punkcie odniesienia /np. na PD lub PR/

ζ_A - amplituda fali

$Y_{z,\zeta}(i,\omega)$ - przepustowość bezwymiarowa, zatem $m_{0,z}$ ma wymiar $[m^2 \cdot s \cdot 1/s] = m^2$ i $\tilde{z}_A^{1/3}$ - ma wymiar [m].

Dla bardzo małych wartości ω , tj. dla bardzo długich fal wartości Δ amplitudy nurzania zbliżają się do amplitudy fali i przepustowość dąży do 1.

Dla bardzo krótkich fal $|\omega \rightarrow \infty|$ amplitudy nurzania a także i przepustowości dążą do zera.

3.3.4. Obliczenie ruchów względnych pomiędzy powierzchnią wody a okrętem w kierunku pionowym.

Efektywna amplituda ruchów względnych jest :

$$2 \tilde{S}_A^{1/3} = 4 \sqrt{m_{0,S}} \quad /42/$$

przy czym

$$m_{0,S} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_S(\omega) \cdot (Y_{S,S}(i,\omega))^2 d\omega \quad /43/$$

$$Y_{S,S}(i,\omega) = \left(\frac{S_{A,i}(\omega)}{S_A} \right) \omega \quad /44/$$

$S_{A,i}$ - amplituda ruchu względnego w miejscu odniesienia i /np. PD, \emptyset PR/

S_A - amplituda fali w [m]

Przy założonej bezwymiarowości przepustowości otrzymuje się ruch względny w [m].

Na bardzo długich falach okręt śledzi za falami, tj. ruch względny a także wartości przepustowości dążą do zera.

Na bardzo krótkich falach okręt znajduje się w spoczynku, zatem ruch względny wody przy okręcie w stosunku do powierzchni wody podczas ruchu na wodzie spokojnej zbliża się do wysokości fali, zatem przepustowość dąży do 1.

3.3.5. Obliczenie przyspieszeń pionowych.

Efektywna podwójna amplituda przyspieszenia pionowego wynosi :

$$2 \tilde{Q}_{A 1/3} = 4 \sqrt{m_{0,a}} \quad /45/$$

$$m_{0,a} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta}(\omega) (Y_{a\zeta}(i,\omega))^2 d\omega \quad /46/$$

$$Y_{a\zeta}(i,\omega) = \left(\frac{Q_A(i)}{J_A} \right) \omega \quad /47/$$

$Q_{A/i}$ - amplituda przyspieszenia pionowego określonego na fali regularnej o częstotliwości ω w m/s^2 w p. odniesienia i /np. PR, PD, /

J_A - amplituda fali regularnej o odpowiadającej częstotliwości ω w [m].

Wymiar przepustowości określonej równaniem /47/ jest $[s^{-2}]$, zatem wymiar $m_{0,a}$ jest : $[m^2 \cdot s \cdot s^{-4} \cdot s^{-1}] = [m^2 \cdot s^{-4}]$ a wymiar $Q_{A 1/3}$: $[m \cdot s^{-2}]$.

Jeśli wybierze się bezwymiarową postać przepustowości, wówczas amplituda przyspieszeń pionowych okrętu $/Q_{A}/$ może być odniesione do amplitudy pionowych przyspieszeń fali \ddot{J}_A , zatem :

$$Y_{a\ddot{J}}(i,\omega) = \left(\frac{Q_A(i)}{J_A} \right) \omega \quad /48/$$

$\ddot{\zeta}_A$ otrzymuje się poprzez podwójne różniczkowanie równania fali /15/ względem czasu :

$$\ddot{\zeta}_A = \zeta_A \omega^4$$

Wówczas równanie /48/ przybiera postać :

$$Y_{a, \ddot{\zeta}(i, \omega)} = \left(\frac{Q_{AC}(i)}{\zeta_A \omega^2} \right) \omega \quad /48.a/$$

i otrzymamy :

$$Y_{a, \ddot{\zeta}(i, \omega)} \cdot \omega^2 = \left(\frac{Q_{AC}(i)}{\zeta_A} \right) \omega = Y_{a, \zeta}(i, \omega) \quad /49/$$

Na bardzo krótkich falach /tj. przy dużych wartościach ω / statek nie śledzi za falą, zatem przyspieszenia pionowe, a także i przepustowość dążą do zera.

Na falach bardzo długich ruchy pionowe okrętu zatem i przyspieszenia pionowe zbliżają się do ruchów fali, zatem przepustowość dąży do 1.

4/ Równanie /15/ jest :

$$\zeta = \zeta_A \cos(\alpha x - \omega t)$$

$$\frac{d\zeta}{dt} = \dot{\zeta} = \zeta_A \omega \sin(\alpha x - \omega t)$$

$$\frac{d^2\zeta}{dt^2} = \ddot{\zeta} = \zeta_A \omega^2 [-\cos(\alpha x - \omega t)]$$

i ostatecznie :

$$\ddot{\zeta}_{A, \max} = |\ddot{\zeta}|_{\max} = \zeta_A \omega^2$$

Biorąc pod uwagę /49/, równanie /46/ przybiera postać :

$$m_{0a} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\mathcal{F}}(\omega) \cdot (Y_{a, \mathcal{F}}(i, \omega))^2 \omega^4 d\omega$$

/50/

Wymiar : $[m^2 \cdot s \cdot 1 \cdot s^{-4} \cdot s^{-1}] = [m^2 \cdot s^{-4}]$

i pozostaje równanie /45/

$$2 \tilde{D}_{A^{1/3}} = 4 \sqrt{m_{0,a}} \quad [\text{wymiar} \cdot m/s^2]$$

3.4. Obliczenie prawdopodobieństwa przewyższenia określonego kąta przechyłu.

Ze względu na brak liniowości pomiędzy kołysaniem bocznym a wysokością fali obliczenie w poprzednio podany sposób nie jest możliwe. Zamiast tego, przy przyjęciu rozkładu Rayleigha może być obliczone prawdopodobieństwo $P_{x,1}$ przewyższenia pewnej z góry zadanej wartości amplitudy kołysania bocznego ϕ_A ^{5/} zgodnie z

$$P_{x,1} = e^{-\frac{\phi_A^2}{2 m_{0,\phi}}}$$

/51/

5/ Ponieważ dla wszystkich omawianych w niniejszej pracy charakterystyk ruchów przyjmuje się rozkład Rayleigha, również i prawdopodobieństwo przewyższenia tych wielkości określa się naturalnie przy pomocy tej samej metody.

przy czym

$$m_{0,\phi} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta}(\omega) \cdot (Y_{\phi,\zeta}(\omega))^2 d\omega \quad /52/$$

i

$$Y_{\phi,\zeta}(\omega) = \left(\frac{\phi_A}{\zeta_A} \right) \omega \quad /53/$$

$Y_{\phi,\zeta}(\omega)$ jest przepustowością dla amplitudy kołysania bocznego odniesioną do amplitudy fali.

Przy zastosowaniu przepustowości w postaci bezwymiarowej zgodnie z wywodami przy obliczeniu amplitudy kiwania mamy :

$$Y_{\phi,\zeta}(\omega) = \left(\frac{\phi_A}{\zeta} \right) \omega \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \left(\frac{\phi_A}{\zeta} \right) \omega \frac{\omega^2}{g} \quad /54/$$

i

$$m_{0,\phi} = \frac{1}{g} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta}(\omega) - \left(\frac{\phi_A}{\zeta} \right)^2 \omega^4 d\omega \quad /54.a/$$

Dla przeprowadzenia rachunku prawdopodobieństwa konieczne jest określenie i wykreślenie przepustowości $\left(\frac{\phi_A}{\zeta_A} \right) \omega$ lub $\left(\frac{\phi_A}{\zeta} \right) \omega$ w przypuszczalnych granicach amplitud /np. $\phi_A = 2^\circ, 5^\circ, 8^\circ, 11^\circ, 14^\circ, 17^\circ/$ i - jeśli to potrzebne - także dla interesujących prędkości okrętu i dla zakresu charakterystyk statecznościowych.

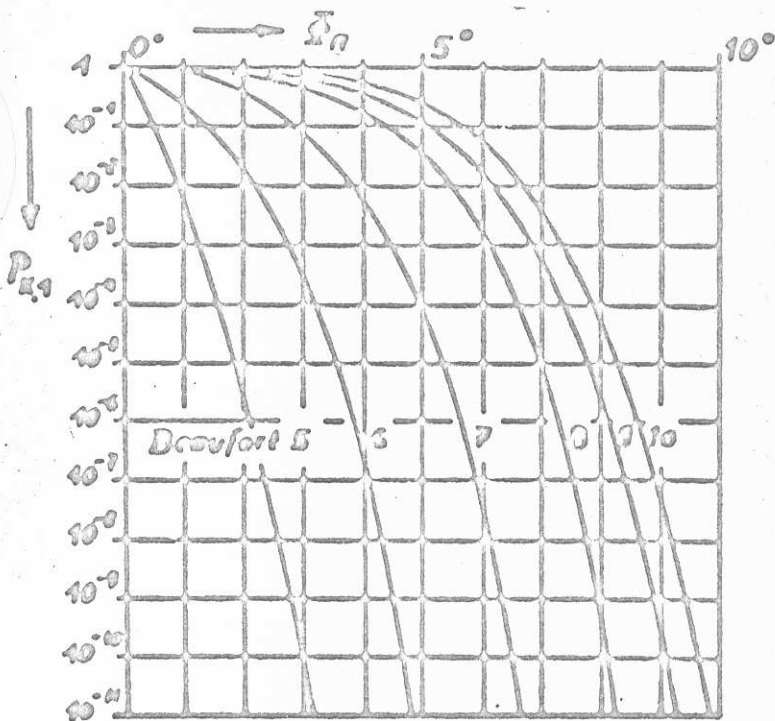


Bild 5

Prawdopodobieństwa przekroczenia tych granic amplitud kołysania określone są przy pomocy równ. /51/ dla badanych widm falowania i przedstawiane na wykresie /rys. 5/.

Z tego wykresu można określić amplitudy kołysania dla założonych względnie dla przyjętych na podstawie innych rozważań prawdopodobieństw przekroczenia amplitudy $/P_{x,1}/$, które w myśl teorii prawdopodobieństwa na odnośnej fali mogą być osiągnięte względnie przekroczone.

Przy ustalaniu prawdopodobieństwa przekroczenia amplitudy kołysania należy wychodzić z całkowitego prawdopodobieństwa przekroczenia amplitudy kołysania $P_{x,cał}/$, w którym obok prawdopodobieństwa przekroczenia amplitudy na określonym falowaniu $/P_{x,1}/$ występuje także prawdopodobieństwo $/P_{x,2}/$ wystąpienia danego falowania i $/P_{x,3}/$ - prawdopodobieństwo znalezienia się statku na tym falowaniu :

$$/P_{x,ca\ddot{z}k}/ = P_{x,1} \cdot P_{x,2} \cdot P_{x,3}$$

stąd

$$P_{x,1} = \frac{/P_{x,ca\ddot{z}k}/}{P_{x,2} \cdot P_{x,3}}$$

/55/

W szczególności przebieg tych obliczeń i rozważań odnośnie do prawdopodobieństwa podany jest szczegółowo w przykładzie przytoczonym.

3.5. Obliczenie mocy niezbędnej dla utrzymania określonej prędkości na fali.

Moc niezbędna dla utrzymania określonej prędkości na sfalowanym morzu może być określona wzorem :

$$P_{DW} = P_{D,ca\ddot{z}k} = P_{D,o} + P_{AW} + P_{WIND} \quad /56/$$

$P_{DW} = P_{D,ca\ddot{z}k}$ - moc oddawana przez śrubę na fali i w czasie wiatru

$P_{D,o}$ - moc oddawana przez śrubę na wodzie spokojnej

$P_{A,W}$ - średnie zwiększenie mocy na śrubie spowodowane falowaniem

P_{WIND} - średnie zwiększenie mocy na śrubie spowodowane wiatrem.

Przy założeniu charakterystyki napędowej z krzywych mocy na sfalowanej wodzie można określić możliwe do osiągnięcia prędkości.

Podczas gdy moc statku na wodzie spokojnej $/P_{D,o}/$ jest w ogólności określana na podstawie badań modelowych a dodatkowy przyrost mocy spowodowany wiatrem określony jest przy pomocy prostego rachunku, to średni przyrost mocy spowodowany falowaniem może być określony, podobnie jak i ruchy statku, poprzez superpozycję mocy potrzebnych na falach elementarnych.

Możliwe są przy tym dwie metody :

a/ Bezpośrednie określenie niezbędnej dla utrzymania określonej prędkości na fali nieregularnej mocy w oparciu o ustalone przyrosty mocy na fali regularnej. /Przy tej metodzie zmiany charakterystyk śruby spowodowane falowaniem i ruchami okrętu są ujmowane w sposób przybliżony/.

Określenie mocy potrzebnej dla pokonania sił od wiatru i na koniec określenie całkowitej mocy na wodzie sfalowanej.

b/ Określenie zwiększenia naporu niezbędne do zachowania określonej prędkości na fali nieregularnej w oparciu o przyrosty naporu określone na fali regularnej. Określenie zwiększenia naporu spowodowanego wiatrem i obliczenie całkowitej mocy przy uwzględnieniu charakterystyk śruby /charakterystyki napędowe/ z całkowitego naporu.

Przy tej metodzie zakłada się, że charakterystyki śruby nie zmieniają się wskutek zmian w kierunku dopływu wody spowodowanych ruchami statku oraz falowaniem.

Tę metodę można z korzyścią stosować, gdy badania modelowe nie są przeprowadzane przy użyciu śruby ostatecznej.

3.5.1. Określenie zwiększenia mocy na fali nieregularnej w oparciu o zwiększenie mocy na fali regularnej oraz określenie mocy spowodowanej wiatrem.

1. Zwiększenie mocy spowodowane falowaniem.

Zwiększenie mocy P_{AW} potrzebne do utrzymania określonej prędkości na fali nieregularnej otrzymuje się poprzez superpozycję przyrostów mocy $|\delta P_{/\omega}|$ na poszczególnych elementarnych falach t tego falowania :

$$P_{AW} = \sum_{\omega_1}^{\omega_2} \delta P_{(\omega)}$$

Jeżeli tak określone przyrosty mocy dla fal regularnych o częstotliwościach ω i amplitudach $\zeta_{A,0}$ w zależności od mocy na wodzie spokojnej oznaczy się przez $\delta P_0(\omega)$, to przy założeniu kwadratowej zależności pomiędzy przyrostem mocy i amplitudą fali /patrz str. / przyrost mocy na fali elementarnej o amplitudzie $\zeta_A(\omega)$ będzie :

$$\delta P_{(\omega)} = \frac{\delta P_0(\omega)}{(\zeta_{A,0}(\omega))^2} \cdot (\zeta_A(\omega))^2$$

Oznaczając :

$$\frac{\delta P_0(\omega)}{(\zeta_{A,0}(\omega))^2} = \left(\frac{\delta P_0}{\zeta_{A,0}^2} \right)_{\omega} = Y_{P(\omega)}$$

otrzymamy :

$$P_{AW} = \sum_{\omega_1}^{\omega_2} Y_{P(\omega)} \cdot (\mathcal{J}_{A(\omega)})^2$$

Z równania /21/ otrzymuje się kwadrat amplitudy fali elementarnej :

$$(\mathcal{J}_{A(\omega)})^2 = 2S_{\mathcal{J}(\omega)} \cdot \Delta\omega$$

i zatem

$$P_{AW} = 2 \sum_{\omega_1}^{\omega_2} Y_{P(\omega)} \cdot S_{\mathcal{J}(\omega)} \Delta\omega$$

lub też, gdy $\Delta\omega \rightarrow 0$

$$P_{AW} = 2 \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\mathcal{J}(\omega)} Y_{P(\omega)} d\omega$$

/58/

- $S_{\mathcal{J}(\omega)}$ - rzędna widma odpowiadająca częstotliwości
- ω_1 - Częstotliwość najdłuższych fal elementarnych w widmie, w ogólności $\omega_1 = 0$
- ω_2 - częstotliwość najkrótszych fal elementarnych w widmie /w praktyce wystarcza dla większych obszarów $\omega_2 = 4$ lub $5/$.

Jeśli zwiększenie mocy na fali regularnej wyrazić przez

$$\delta P_{0(\omega)} = 2\pi (Q(\omega) \cdot n(\omega) - Q_{sw} \cdot n_{sw})$$

przy czym $Q(\omega)$ i $n(\omega)$ - moment obrotowy śruby i obroty śruby na fali regularnej o częstotliwości ω

Q_{sw} i n_{sw} - moment obrotowy śruby i obroty śruby na wodzie (płyn, powietrze).

Wymiar $\delta P_0(\omega)$: [Kp m/s], jeśli Q w [Kpm] i n - w obrotach na sek. Wówczas :

$$Y_{P(\omega)} = \frac{2\pi(Q(\omega)n(\omega) - Q_{SW} - n_{SW})}{(\mathcal{J}_{A,0}(\omega))^2} \quad /57.a/$$

Na bardzo długich falach moc zbliża się do mocy na wodzie spokojnej, zatem dla ω ^{dużającego} do zera przyrost mocy a także i przepustowość $Y_{P/\omega}$ / dążą do zera.

Przy ekstremalnie krótkich falach /tj. duże ω / wielkość przepustowości nie może być jednoznacznie określona.

Doświadczenia na praktycznie jeszcze do uzyskania bardzo krótkich falach pokazują jednakże, że przy tej długości fal przepustowość $Y_{P/\omega}$ / jest jeszcze różna od zera.

Ponieważ w obszarze dużych wartości ω rzędne widma schodzą do zera, nieznaną przebiegu funkcji $Y_{P/\omega}$ w tym obszarze nie wpływa na wielkość przyrostu mocy na fali.

Jeśli przyrost mocy na falach regularnych o rozmaitych długościach i stałej amplitudzie \mathcal{J}_A jest określony, wówczas :

$$P_{AW} = \frac{4\pi}{(\mathcal{J}_{A,0})^2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} \delta \mathcal{J}(\omega) (Q(\omega)n(\omega) - Q_{SW}n_{SW}) d\omega \quad /59/$$

i przyjmując :

$$\mathcal{J}_{A,0} = \frac{1}{2} \mathcal{J}_{W,0}$$

otrzymuje się :

$$P_{AW} = \frac{16\pi}{(\int_{w,0})^2} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta(\omega)} (Q(\omega) n(\omega) - Q_{sw} n_{sw}) d\omega \quad /59.a/$$

P_{AW} jest w [kpm/s] gdy Q w [kpm], n w [1/s]; $\int_{w,0}$ w [m] i $S_{\zeta(\omega)}$ w [m².s]

Przeliczenie P_{AW} na KM lub KW

$$P_{AW} \text{ [KM]} = \frac{P_{AW} \text{ [kpm/s]}}{75}$$

$$P_{AW} \text{ [KW]} = \frac{P_{AW} \text{ [kpm/s]}}{102}$$

W szczególności dla celów porównywania różnych statków zaleca się aby przepustowość uczynić bezwymiarową poprzez odniesienie jej do wymiarów statku i jego prędkości :

$$Y'_{P(\omega)} = \left(\frac{\delta B}{\int_{A0}^2} \right)_{\omega} \cdot \frac{L_{pp}}{\rho g B^2 v} = Y_{P(\omega)} \cdot \frac{L_{pp}}{\rho g B^2 v} \quad /57.b/$$

L_{pp} - długość między pionami w [m]

B - szerokość [m]

$\rho \cdot g = w$ - ciężar właściwy wody w [kp/m²]

v - prędkość w [m/s]

Wzór /58/ przyjmie wówczas postać :

$$P_{AW} = 2 \frac{B^2 \rho g v}{L_{pp}} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta(\omega)} \cdot Y'_{P(\omega)} \cdot d\omega \quad /58.a/$$

2. Przyrost mocy spowodowany wiatrem.

Moc wiatru P_{WIND} otrzymuje się z siły naporu wiatru F_{WIND} :

$$P_{WIND} = \frac{F_{WIND} \cdot v}{75 \eta_{BW}} \quad \text{w [KM]}$$

lub

$$P_{WIND} = \frac{F_{WIND} \cdot v}{102 \eta_{BW}} \quad \text{w [KW]} \quad /60/$$

v - prędkość wiatru w [m/s]

$$F_{WIND} = C_W \cdot \frac{\rho}{2} \cdot v^x / 2 \cdot A \quad \text{[kp]} \quad /61/$$

C_W - współczynnik oporu wiatru /ok. 0,8 - 1,0/

$\frac{\rho}{2}$ - gęstość powietrza /połowa/ = $\frac{1}{16}$ [kps²/m⁴]

v^x - względna prędkość wiatru względem okrętu
w [m/s] od dziobu :

$$v^x = V_{okręt} + V_{WIND}$$

A - powierzchnia nawiewu [m²]

η_{BW} - współczynnik sprawności śruby za okrętem.

η_{BW} może być oszacowana na podstawie znajomości
sprawności na wodzie spokojnej η_{BO} /

$$\eta_{BW} = k \eta_{BO}$$

k - współczynnik, który można przyjmować z tabl. 6.

$\frac{P_{D, \text{całk}}}{P_{D, \text{woda spok.}}}$	k
1,50	0,95 - 0,93
2,00	0,90 - 0,85
2,50	0,85 - 0,80

Jeśli moc od wiatru jest w stosunku do mocy spowodowanej falowaniem względnie duża, wówczas zaleca się przyrost naporu spowodowany wiatrem obliczać przy pomocy metody opisanej w p. 3.5.2.

3.5.2. Określenie mocy całkowitej koniecznej dla utrzymania określonej prędkości na fali nieregularnej z wymaganego naporu całkowitego.

1. Zwiększenie naporu spowodowane falowaniem.

Zwiększenie naporu spowodowane falowaniem T_{AW} , które jest konieczne dla utrzymania określonej prędkości otrzymuje się analogicznie do zwiększenia mocy poprzez superpozycję wymaganych przyrostów naporu na poszczególnych falach elementarnych tego falowania $\delta T / \omega$

$$T_{AW} = \sum_{\omega_1}^{\omega_2} \delta T(\omega)$$

Jeśli przez $\delta T_0(\omega)$ oznaczymy pomierzony przyrost naporu na fali regularnej o częstotliwości ω i amplitudzie $J_{A0}(\omega)$ i przez

$S_A(\omega)$ amplitudę fali elementarnej o tej samej częstotliwości, to przyjmując kwadratową zależność pomiędzy przyrostem mocy a amplitudą fali otrzymamy :

$$\delta T(\omega) = \frac{\delta T_0(\omega)}{(S_{A0}(\omega))^2} \cdot (S_A(\omega))^2$$

Przyjmując :

$$\frac{\delta T_0(\omega)}{(S_{A0}(\omega))^2} = \left(\frac{\delta T_0}{S_A^2} \right)_\omega = Y_T(\omega) \quad /62/$$

i

$$S_A^2(\omega) = 2 S_S(\omega) \Delta \omega$$

przy czym, jeśli $\Delta \omega \rightarrow 0$, otrzymamy :

$$T_{AW} = 2 \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_S(\omega) \cdot Y_T(\omega) d\omega \quad /63/$$

Na bardzo długich falach, napór na fali zbliża się do naporu na wodzie spokojnej, tzn. dla $\omega \rightarrow 0$, także i $Y_T(\omega) \rightarrow 0$;
Przy ekstremalnie krótkich falach, tj. przy dużych wartościach ω wielkość $Y_T(\omega)$ nie może być określona jednoznacznie /patrz także wyjaśnienia odnośnie wartości $Y_P(\omega)$ /.

Podobnie jak i przy mocy, przepustowość zwiększenia naporu można przedstawić w postaci bezwymiarowej odnosząc ją do wymiarów statku :

$$Y'_T(\omega) = \frac{\delta T_0}{(S_A^2)_\omega} \cdot \frac{L_{pp}}{\sigma g B^2}$$

Okazuje się, że rząd wielkości maksymalnej wartości $Y'_T(\omega)$ dla wszystkich okrętów jest mniej/więcej jednakowy.

Stosując $Y'_T(\omega)$, wzór /63/ przechodzi w postać :

$$T_{AW} = 2 \frac{\rho g B^2}{L_{PP}} \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_Y(\omega) \cdot Y'_T(\omega) d\omega \quad /63.a/$$

2. Przyrost naporu spowodowany wiatrem.

Przyrost naporu spowodowany wiatrem otrzymuje się z dostateczną dokładnością z siły naporu wiatru F_{WIND} przyjmując współcz. ssania na wodzie spokojnej t_0

$$T_{WIND} = \frac{F_{WIND}}{1 - t_0}$$

F_{WIND} - patrz równanie /61/

3. Określenie koniecznej dla utrzymania określonej prędkości mocy okrętu na fali z naporu całkowitego.

Napór całkowity potrzebny do utrzymania określonej prędkości na fali i podczas wiatru otrzymuje się na podst. równania :

$$T_{CAŁK} = T_{D,0} + T_{AW} + T_{WIND} \quad /65/$$

gdzie :

- $T_{D,0}$ - napór na wodzie spokojnej
- T_{AW} - średnie powiększenie naporu na fali
- T_{WIND} - średni przyrost naporu spowodowany wiatrem

Obliczenie mocy wymaganej dla utrzymania określonej prędkości może być dokonane na różnych drogach, ale we wszystkich wypadkach konieczne jest : dla zgrubnego rachunku : wyniki badań śruby swobodnej; dla bardziej dokładnego rachunku: zależność współczynników naporu i momentu w zależności od posuwu z próby przeciążeniowej z własnym napędem, oraz w miarę możliwości także współczynniki strumienia nadążającego w zależności od przeciążenia z próby przeciążeniowej oraz próby oporu.

Metoda obliczeniowa I.

Napór całkowity $/T_{\text{CAŁK}}/$ potrzebny do osiągnięcia przez okręt określonej prędkości na fali musi być dostarczony przez śrubę, tj. współczynnik wymaganego naporu musi być równy współczynnikowi naporu dostarczonego.

Zatem musi być określony współczynnik, który odpowiada zarówno naporowi wymaganemu jak i naporowi dostarczonemu. Z chwilą gdy wartość ta jest określona, otrzymuje się przyna-
leżny do tej wartości współczynnik posuwu, współczynnik momentu i sprawność śruby /który jednak nie wchodzi w metodę przeliczeniową/.

Ze współczynnika posuwu otrzymuje się obroty śruby, ze współczynnika momentu - moment śruby, a przy uwzględnieniu obrotów także i moc.

Ogólnie będzie :

$$K_T = \frac{\pi}{\rho n^2 D^4} \quad ; \quad J = \frac{V_A}{nD} \quad ; \quad V_A = V(1-w)$$

lub też

$$K_T = \frac{T}{\rho V_A^2 D^2} \cdot \frac{V_A^2}{n^2 D^2} = C_1 \frac{T}{V_A^2} J^2$$

przy czym

$$C_1 = \frac{1}{\rho D^2} \quad /66/$$

Jeśli podstawimy indeks "0" dla wody spokojnej i "W" dla fali + wiatr, wówczas będzie :

$$V_{A0} = V(1-W) ; \quad V_{AW} = V(1-W)$$

i

$$T_{całk} = T_w$$

$$K_{T_0} = C_1 \frac{T_0}{v^2 /1-W_0/2} \cdot J^2 \quad /67/$$

$$K_{T_w} = C_1 \frac{T_w}{v^2 /1-W_w/2} \cdot J_w^2 \quad /67.a/$$

Z /67/ wynika, że :

$$C_1 = \frac{K_{T_0}}{J_0^2} \frac{v^2 /1-W_0/2}{T_0}$$

a zatem

$$K_{T_w} = \frac{K_{T_0}}{J_0^2} \frac{/1-W_0/2}{/1-W_w/2} \cdot \frac{T_w}{T_0} J_w^2 \quad /68/$$

lub uwzględniając, że :

$$C_2 = \frac{K_{T_0}}{J_0^2} \cdot \frac{\sqrt{1-W_0}}{\sqrt{1-W_w}} \cdot \frac{T_w}{T_0}$$

$$K_{T_w} = C_2 J_w^2$$

/68.a/

Przy uwzględnieniu zmienionego w stosunku do wartości na wodzie spokojnej współczynnika strumienia nadążającego przyjmuje się, że współcz. strumienia nadążającego na fali zmienia się tylko wskutek zwiększonego obciążenia, natomiast nie ma nań wpływu sama fala, tj. nie zmienia się wskutek zmienionego kierunku dopływu wody w obszarze rufy.

Koniecznym warunkiem jest, by K_{T_w} zgodnie z równ. /68/ lub /68.a/ był wzięty z krzywej K_{T_0} w funkcji J , z charakterystyki śruby swobodnej lub lepiej z odpowiednich krzywych przy próbie przeciążeniowej.

Znajduje się wartość, jeśli dla szeregu wartości J_w zgodnie z równ. /68/ lub /68.a/ określi się wartości K_{T_w} i naniesie na wykres K_{T_0} w funkcji J .

Punkt przecięcia krzywej K_{T_w} w funkcji J_w z krzywą K_{T_0} w funkcji J daje szukaną wartość K_{T_w} , wartość J_w i przynależny do tej wartości J_w współczynnik K_{Q_w} .

Z wartości J_w wynika liczba obrotów :

$$n_w = \frac{AW}{J_w D} = \frac{\sqrt{1-W_w}}{J_w D} \quad [1/s]$$

/69/

Z wartości K_{Q_w} oblicza się moment :

$$Q_w = K_{Q_w} \xi n_w^2 D^5 \quad /70/$$

i z momentu i liczby obrotów oblicza się wymaganą dla danej prędkości na fali moc

$$P_{D,W} = 2\pi n_w Q_w \quad [kpms^{-1}]$$

lub też

$$P_{D,W} = \frac{2\pi}{75} n_w Q_w \quad [KM] \quad /71/$$

$$P_{D,W} = \frac{2\pi}{102} n_w Q_w \quad [kW]$$

Metoda obliczeniowa II.

Z naporu całkowitego wymaganego na jedną śrubę oblicza się przybliżony współczynnik obciążenia śruby /indeks "w" dla fali/ :

$$C_{T_w} = \frac{T_w}{\xi v_{AW}^2 D^2} \quad /72/$$

Przy określeniu v_{AW} należy przyjąć - jeśli to możliwe - współczynnik strumienia nadążającego z próby przeciążeniowej.

Z krzywej K_{T_0} w funkcji J_0 /określonej z próby śruby swobodnej, lub lepiej z próby przeciążeniowej/ otrzymuje się możliwe współczynniki obciążenia śruby zgodnie z :

$$C_{T_0} = \frac{T_0}{\rho v_A^2 D^2} = \frac{T_0}{\rho n^2 D^4} \frac{1}{\left(\frac{U_{A_0}}{nD}\right)^2} = \frac{K_{T_0}}{J_0^2} \quad /73/$$

Wartości C_{T_0} nanosi się w zależności od J_0 otrzymując krzywą pomocniczą i stąd określa się przynależny do poprzednio określonej wartości C_{T_0} współczynnik posuwu J_W , przy którym napór dostarczany przez śrubę zgadza się z naporem wymaganym.

Dla znalezienia w ten sposób współczynnika posuwu otrzymuje się współczynnik momentu K_{Q_W} a stąd moment Q_W , zaś ze współczynnika posuwu obrotu n_W /jeśli to możliwe, to przy uwzględnieniu współczynnika strumienia nadążającego z próby przeciążeniowej/ a na koniec z n_W i Q_W oblicza się moc statku na fali zgodnie ze wzorem /71/.

Przykład obliczenia ruchów okrętu oraz mocy na
nieregularnej fali o długich
grzbietach.

Obliczenia będą przeprowadzone dla statku o danych następujących :

długość m.p.	150,0 m
szerokość	25,0 m
zanurzenie	6,8 m
wyporność	13000 m ³
współcz.pełnotliwości	0,51
moc	13000 KM _w
liczba obrotów	130 obr/min
średnica śruby	5,4 m
Prędkość, około	22 węzły
\overline{GM}_0	1,5 m
okres kołysania bocznego	14,9 sek

W szczególności będą obliczone podwójne amplitudy znaczące kiwania i nurzania, przyspieszeń pionowych oraz względnych pionowych ruchów pomiędzy powierzchnią wody a okrętem na pionie dziobowym na fali przeciwnej, /rozd. A/, prawdopodobieństwo przewyższenia amplitudy kołysań bocznych na fali bocznej /rozd. B/ oraz moc na fali przeciwnej i przy ruchu przeciw wiatrowi /rozd. C/ na fali, która występuje przy sile wiatru 8 na Atlantyku Płn.

A. Określenie nurzania i kiwania, przyspieszeń pionowych oraz pionowych ruchów statku względem powierzchni wody na pionie dziobowym na fali przeciwnej.

Amplitudy nurzania, kiwania, przyspieszeń pionowych oraz ruchów względnych na pionie dziobowym na fali regularnej przy prędkościach statku 12, 15, 18 i 20 węzłów zostały określone przy pomocy badań modelowych. Badania były przeprowadzone na falach o długościach $0,25 L_{pp}$; $0,50 L_{pp}$; $0,75 L_{pp}$; $0,90 L_{pp}$; $1,0 L_{pp}$; $1,2 L_{pp}$; $1,6 L_{pp}$ oraz $2,2 L_{pp}$. Wysokość fali we wszystkich wypadkach wynosiła $L_{pp}/75$.

Z amplitud ruchów utworzono bezwymiarowe przepustowości, które w zależności od częstotliwości fali przedstawiono graficznie. Oprócz częstotliwości fali, na osi odciętych naniesiono także stosunki długości fali do długości statku.

W zakresie nie pokrytym punktami pomiarowymi, wartości przepustowości poprowadzono zgodnie ze wskazaniem podanymi w p. 3.3.2.-3.3.5. W szczególności bezwymiarowe przepustowości dla prędkości 12, 15, 18 i 20 węzłów przedstawiono w postaci :

Wykres I - dla kiwania $\left(\frac{\theta_A}{\gamma}\right)\omega$

Wykres II - dla nurzania $\left(\frac{z_A}{\zeta_A}\right)\omega$

Wykres III - dla pionowych przyspieszeń na pionie dziob. $\left(\frac{Q_A}{\zeta_A \omega^2}\right)\omega$

Wykres IV - dla pionowych ruchów wody względem statku na pionie dziobowym $\left(\frac{S_A}{\zeta_A}\right)\omega$

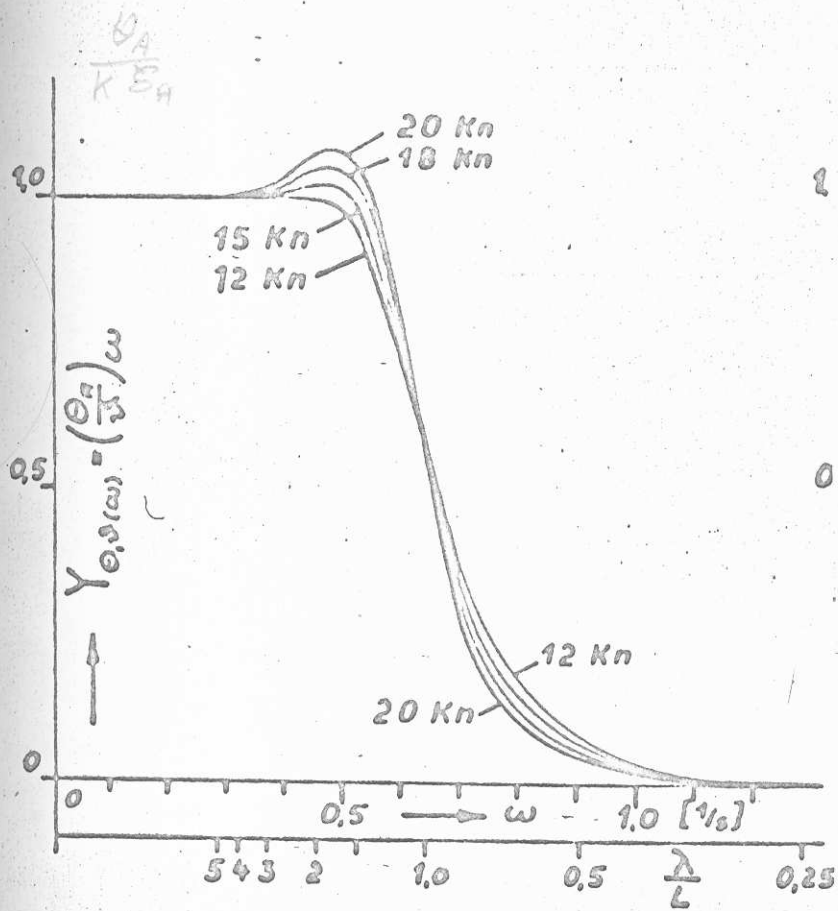


Bild I

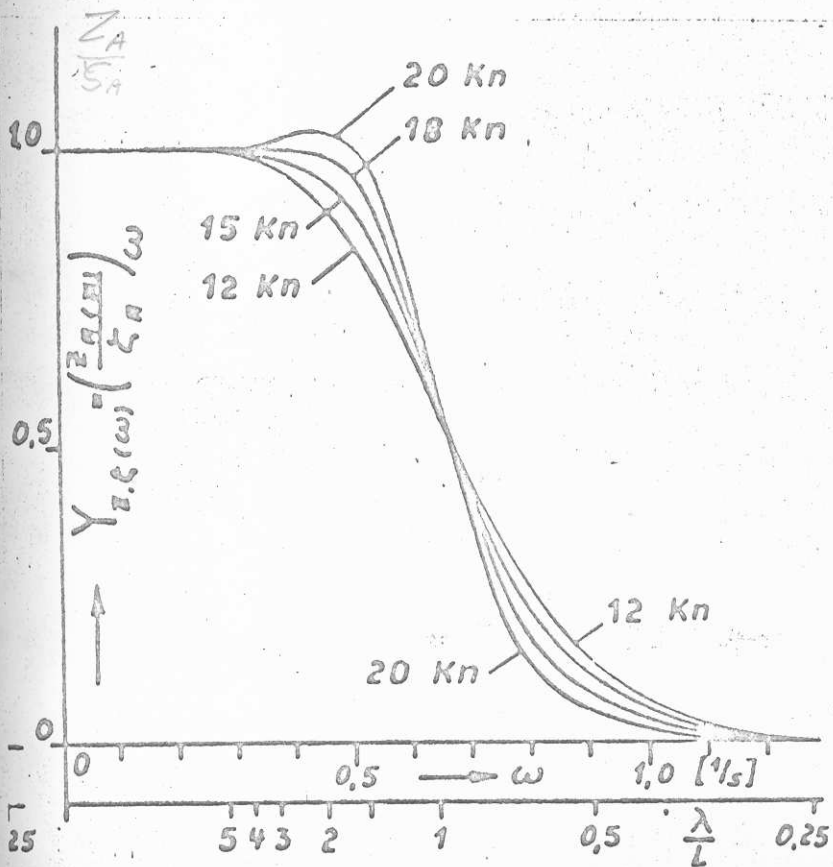


Bild II

Bild III

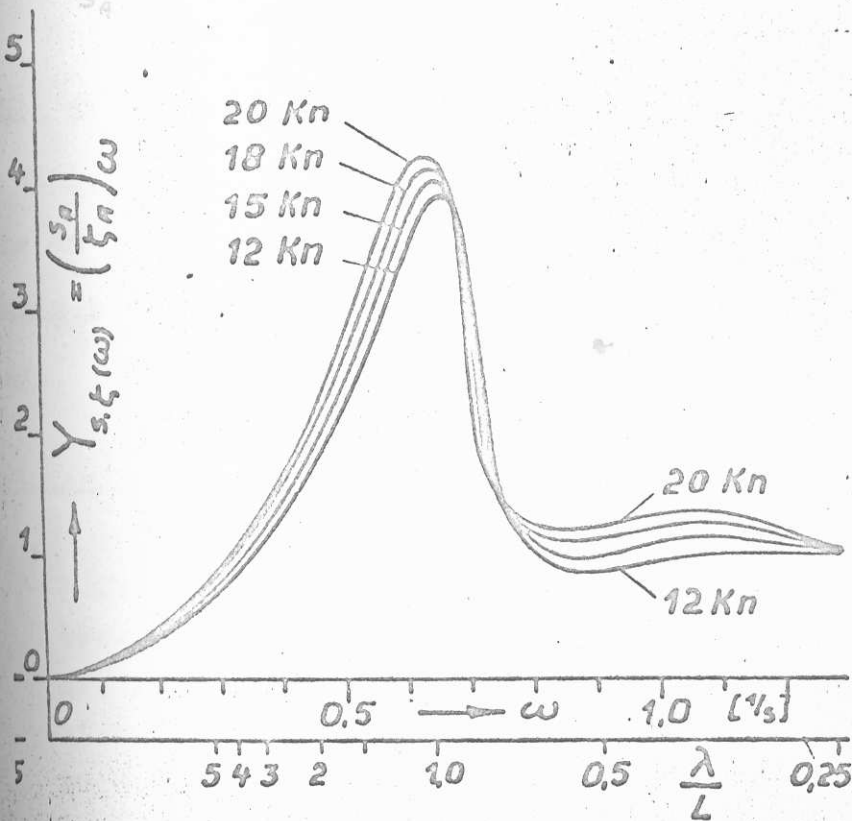
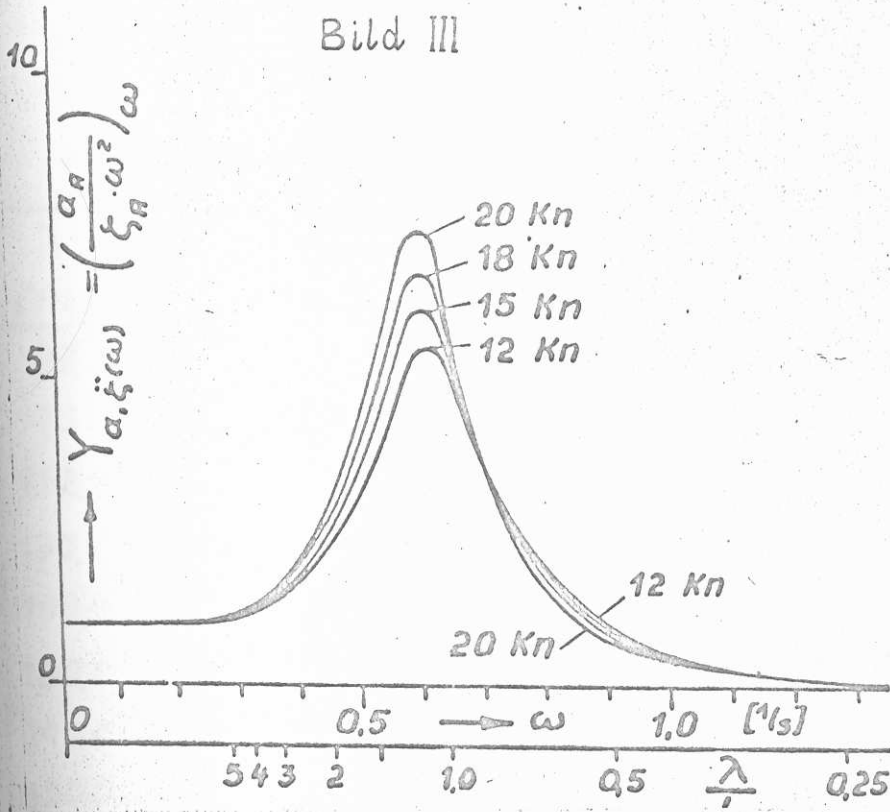


Bild IV

$\frac{\lambda}{L}$	λ [m]	ω [1/s]	$\xi_n = \frac{\xi_{nz}}{L^2}$ [m] ²	$\varphi = \frac{2\xi_n \cdot 180^\circ}{\lambda}$ [Grad]	Θ_n [Grad]	$Y_{0, \varphi(\omega)} = \left(\frac{\Theta_n}{\varphi}\right) \omega$
0,25	37,5	1,282	1,0	9,60	0,01	0,001
0,50	75,0	0,907	1,0	4,80	0,20	0,042
0,75	112,5	0,740	1,0	3,20	0,59	0,184
0,90	135,0	0,676	1,0	2,67	0,96	0,360
1,00	150,0	0,644	1,0	2,40	1,36	0,567
1,20	180,0	0,585	1,0	2,00	1,78	0,890
1,60	240,0	0,507	1,0	1,50	1,61	1,073
2,20	330,0	0,432	1,0	1,09	1,16	1,063

Tabelle a

Dla określenia znaczących ruchów najpierw mnoży się kwadraty odniesionych do amplitud fali przepustowości przez przynależne do tych samych wartości ω rzędne wymaganego widma falowania i tworzy się całki tak otrzymanych funkcji /widma ruchów/.

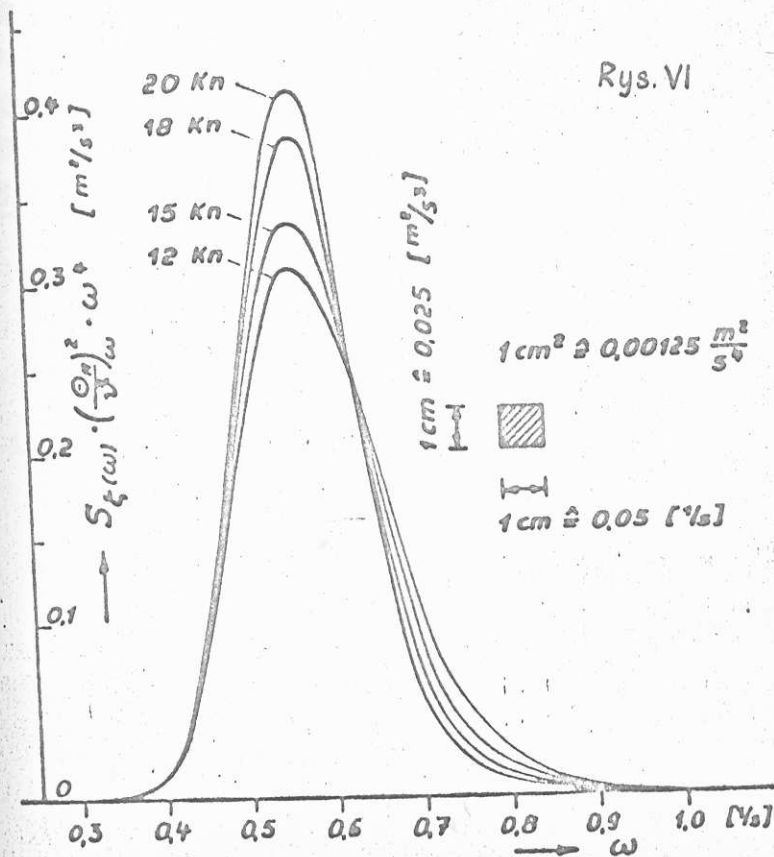
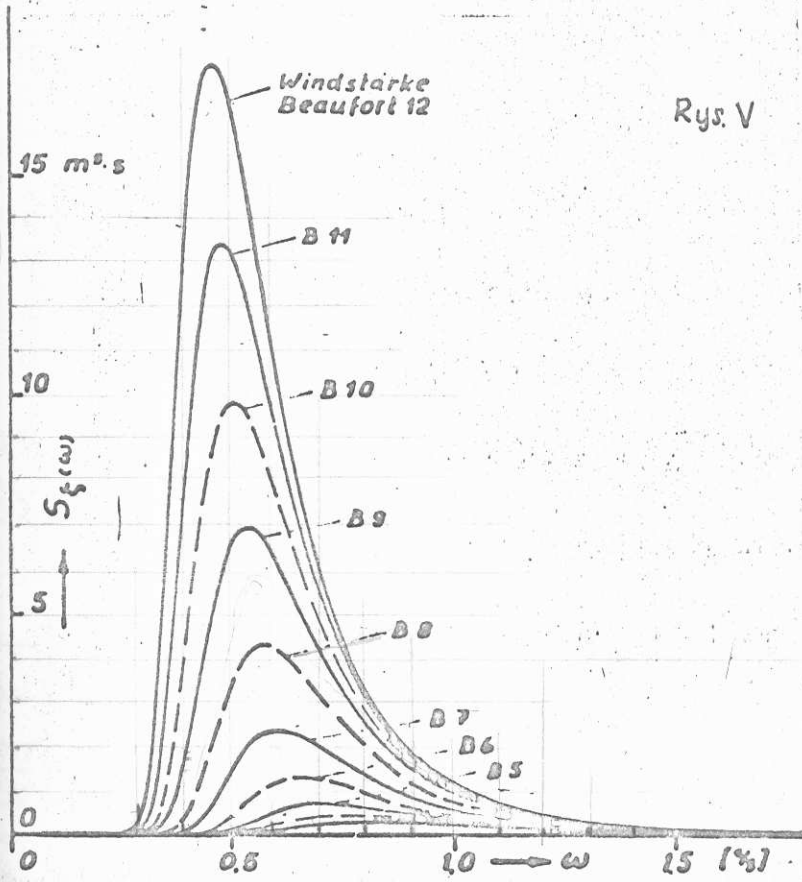
x/

W charakterze przykładu pokazano w tabeli a określenie bezwymiarowej przepustowości dla kiwania przy prędkości ok. 20 węzłów z określonych na fali regularnej amplitud kiwania /wszystkie dane odnośnie fali odnoszą się do statku w skali rzeczywistej/.

Jeśli na przykład ruchy są potrzebne przykładowo dla 8 różnych wartości siły wiatru i 4 różnych prędkości, wówczas dla każdego rodzaju ruchu należy rozwiązać 32 całki.

Takie obliczenia korzystnie jest wykonywać przy pomocy komputera. Dla lepszego zrozumienia będzie pokazany szczegółowo przebieg obliczeń dla kiwania dla 4 prędkości podanych przy przepustowościach, dla fali przeciwnej na Płn. Atlantyku przy sile wiatru 8.

Przy obliczeniach widma falowania założono znaczącą wysokość fali równą 5,25 m i charakterystyczny okres fali równy 8,5 sek /rys. V pokazuje widma falowania dla płn. Atlantyku dla siły wiatru od 3 do 12 wyliczone zgodnie ze wzorami 23, 23.c i 23.d.



Najpierw - ponieważ należy utworzyć bezwymiarową postać przepustowości - obliczymy zgodnie ze wzorem /35.a/ wartości :

$$S_{\zeta(\omega)} \cdot (Y_{0,v(\omega)})^2 \omega^4 = S_{\zeta(\omega)} \cdot \left(\frac{\sigma_A}{v}\right) \omega \cdot \omega^4$$

dla zakresu ω od 0,36 do 1,08 [1/sek] /tabela b, tutaj pokazana tylko dla przedziałów $\omega = 0,08 \cdot [1/sek]$.

ω [1/s]	$S_{\zeta(\omega)}$ [m ² /s]	$Y_{0,v(\omega)} - \left(\frac{\sigma_A}{v}\right) \omega$				$S_{\zeta(\omega)} \cdot \left(\frac{\sigma_A}{v}\right)^2 \cdot \omega^4$			
		20 Kn	10 Kn	15 Kn	12 Kn	20 Kn	10 Kn	15 Kn	12 Kn
0,36	0,057	1,016	1,000	1,006	0,938	0,001	0,001	0,001	0,001
0,44	1,621	1,066	1,045	1,020	0,996	0,069	0,066	0,063	0,060
0,52	3,930	1,062	1,030	0,996	0,952	0,329	0,305	0,285	0,260
0,60	4,230	0,812	0,780	0,750	0,720	0,362	0,339	0,300	0,289
0,68	3,383	0,360	0,400	0,430	0,455	0,094	0,116	0,134	0,150
0,76	2,423	0,150	0,177	0,200	0,236	0,018	0,025	0,032	0,045
0,84	1,674	0,074	0,090	0,110	0,135	0,005	0,007	0,010	0,015
0,92	1,152	0,038	0,048	0,060	0,072	0,001	0,002	0,003	0,004
1,00	0,600	0,016	0,020	0,025	0,035	0,000	0,000	0,001	0,001
1,08	0,534	0,007	0,008	0,009	0,010	0,000	0,000	0,000	0,000

Tabelle b

Tak określone wartości są podane na rys. VI w zależności od częstotliwości fali. Pola pod krzywymi odpowiadają całkom :

$$I = \int_{\omega_1=0,3}^{\omega_2=1,1} S_{\zeta(\omega)} \cdot (Y_{0,v(\omega)})^2 \omega^4 d\omega$$

dla odpowiednich prędkości.

Jako skala odciętych wybrano w oryginale przedstawienie

$$1 \text{ cm} \cong 0,05 \left[\frac{1}{\text{sek}} \right]$$

jako skala rzędnych

$$1 \text{ cm} \cong 0,025 \left[\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot \frac{1}{\text{s}^4} = \frac{\text{m}^2}{\text{s}^3} \right]$$

Stąd otrzymuje się skalę powierzchni :

$$1 \text{ cm}^2 \cong 0,05 \cdot 0,025 = 0,00125 \left[\frac{\text{m}^2}{\text{s}^3} \right]$$

Na oryginalnych wykresach otrzymano następujące pola powierzchni

/A/

$$\text{dla } V_s = 20 \text{ w} \quad ; \quad A_{20} = 53,4 \text{ cm}^2$$

$$\text{dla } V_s = 18 \text{ w} \quad ; \quad A_{18} = 52,2 \text{ cm}^2$$

$$\text{dla } V_s = 15 \text{ w} \quad ; \quad A_{15} = 50,6 \text{ cm}^2$$

$$\text{dla } V_s = 12 \text{ w} \quad ; \quad A_{12} = 50,6 \text{ cm}^2$$

Mnożąc pola powierzchni przez skalę powierzchniową otrzymuje się dla całek I następujące wartości :

/Indeksy odnoszą się od odpowiednich prędkości/

$$I_{20} = 53,4 \cdot 0,00125 = 0,0668 \quad \text{m}^2/\text{s}^4$$

$$I_{18} = 52,2 \cdot 0,00125 = 0,0653 \quad \text{m}^2/\text{s}^4$$

$$I_{15} = 50,6 \cdot 0,00125 = 0,0633 \quad \text{m}^2/\text{s}^4$$

$$I_{12} = 50,6 \cdot 0,00125 = 0,0633 \quad \text{m}^2/\text{s}^4$$

Zgodnie ze wzorem 35.a. mamy : $m_{0,0} = \frac{1}{g^2} \gamma$:

a zgodnie ze wzorem 34 ostatecznie znacząca podwójna amplituda kiwania będzie :

$$2 \tilde{\theta}_{A 1/3} = 4 \sqrt{m_{0,0}} \quad \text{w mierze łukowej}$$

$$\text{dla } V_S = 20 \text{ w, mamy : } 2 \tilde{\theta}_{A 1/3} = 4 \sqrt{\frac{1}{g^2} \cdot 0,0668} = 0,1054$$

$$\text{albo w stopniach : } 2 \tilde{\theta}_{A 1/3} = 57,3 \cdot 0,1054 = 6,04^\circ$$

Dla innych prędkości mamy : odpowiednio

$$V_S = 18 \text{ w ; } 2 \tilde{\theta}_{A 1/3} = 4 \sqrt{\frac{1}{9,81^2} \cdot 0,0653} = 0,1042$$

$$2 \tilde{\theta}_{A 1/3} = 57,3 \cdot 0,1042 = 5,97^\circ$$

$$V_S = 15 \text{ w ; } 2 \tilde{\theta}_{A 1/3} = 4 \sqrt{\frac{1}{9,81^2} \cdot 0,0633} = 0,1026$$

$$V_S = 12 \text{ w } 2 \tilde{\theta}_{A 1/3} = 57,3 \cdot 0,1026 = 5,88^\circ$$

Stosownie do tablicy 5, należy się liczyć z następującymi wielkościami podwójnej amplitudy kiwania :

	Prędkość w węzłach			
	20	18	15	12
wartość oczekiwana $2\tilde{\theta}_{A h} = 0,5 \cdot 2\tilde{\theta}_{A 1/3}$	3,02°	2,99°	2,94°	2,94°
wartość średnia $2\tilde{\theta}_{A m} = 0,63 \cdot 2\tilde{\theta}_{A 1/3}$	3,81°	3,76°	3,70°	70°
wartość znacząca $2\tilde{\theta}_{A 1/3}$	6,04°	5,97°	5,80°	5,88°
średnia z 1/10 najwyższych $2\tilde{\theta}_{A 1/10} = 1,28 \cdot 2\tilde{\theta}_{A 1/3}$	7,73°	7,64°	7,53°	7,53°
średnia z 1/100 najwyższych $2\tilde{\theta}_{A 1/100} = 1,67 \cdot 2\tilde{\theta}_{A 1/3}$	10,09°	9,97°	9,82°	9,82°
maksymalna oczekiwana $2\tilde{\theta}_{A max} = 2,2 \cdot 2\tilde{\theta}_{A 1/3}$	13,29°	13,13°	12,94°	12,94°

W podobny sposób oblicza się podwójne amplitudy nurzania przyspieszeń pionowych na pionie dziobowym oraz pionowych ruchów względnych na pionie dziobowym.

Zrezygnowano z pokazania wykresów wartości $S_y(\omega) \cdot V^2$ i dalej jedynie krótko zreferowane będą wyniki uzyskane w formie tabelarycznej /Tabela c, d, e/.

Nurzania /Tabela c/

Skala dla wybranych /ale nie przytoczonych/ wykresów.

$$S_{\xi}(\omega) \left(\frac{Z_A}{S_A}\right)^2 \omega \quad \text{w zależności od } \omega$$

Skala odciętych /dla ω / : $1 \text{ cm} \cong 0,05 \quad [1/s]$

Skala rzędnych /dla $S_{\xi}(\omega) \left(\frac{Z_A}{S_A}\right)^2 \omega$ / : $1 \text{ cm} \cong 0,2 \quad [m^2/s]$

Skala pól $1 \text{ cm} \cong 0,01 \quad [m^2]$

V_s [Kn]	R_p [cm ²]	$m_{0,3} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\xi}(\omega) \left(\frac{Z_A}{S_A}\right)^2 \omega d\omega$ = $R_p \cdot 0,01 \quad [m^2]$	$2\bar{z}_{0,3} = 4 \cdot \sqrt{m_{0,3}}$ [m]
20	72,0	0,720	3,29
18	66,9	0,669	3,27
15	61,6	0,616	3,19
12	56,5	0,565	3,01

Tabelle c

Pionowe przyspieszenia na pionie dziobowym /tabela d/.

Skala dla wybranych /jednakże nie przytoczonych/ wykresów

$$S_{\xi}(\omega) \left(\frac{Q_A}{S_A \omega^2}\right)^2 \omega^4 \quad \text{w zależności od } \omega$$

Skala odciętych /dla ω / 1 cm \cong 0.05 [1/s]

Skala rzędnych /dla $S_y(\omega) \cdot \left(\frac{g_A}{S_A \omega^2}\right)^2 \omega^4$ / 1 cm \cong 1,25 [m²/s²]

Skala pól 1 cm \cong 0,0625 [m²/s²]

V_s [kn]	R_a [cm ²]	$m_{aa} = \int_0^{\omega_0} S_{\xi_{rw}} \left(\frac{g_A}{S_A \omega^2}\right)^2 \omega^4 d\omega$ $\cdot R_a \cdot 0,0625$ [m ² /s ²]	$2\tilde{a}_{Ry} = 4 \cdot \sqrt{m_{aa}}$ [m/s ²]
20	73,2	4,575	8,56
18	69,3	4,019	8,02
15	57,6	3,600	7,59
12	52,2	3,263	7,23

Tabelle d

Pionowe ruchy względne na pionie dziobowym /Tabela 4/.

Skala dla wybranych /jednakże nie przytoczonych/ wykresów

$S_y(\omega) \left(\frac{S_A}{S_A}\right)^2 \omega$ w zależności od ω

Skala odciętych /dla ω / 1 cm \cong 0.05 [1/s]

Skala rzędnych /dla $S_y(\omega) \left(\frac{S_A}{S_A}\right)^2 \omega$ / 1 cm = 5 [m² s]

Skala pól 1 cm² \cong 0,25 [m²]

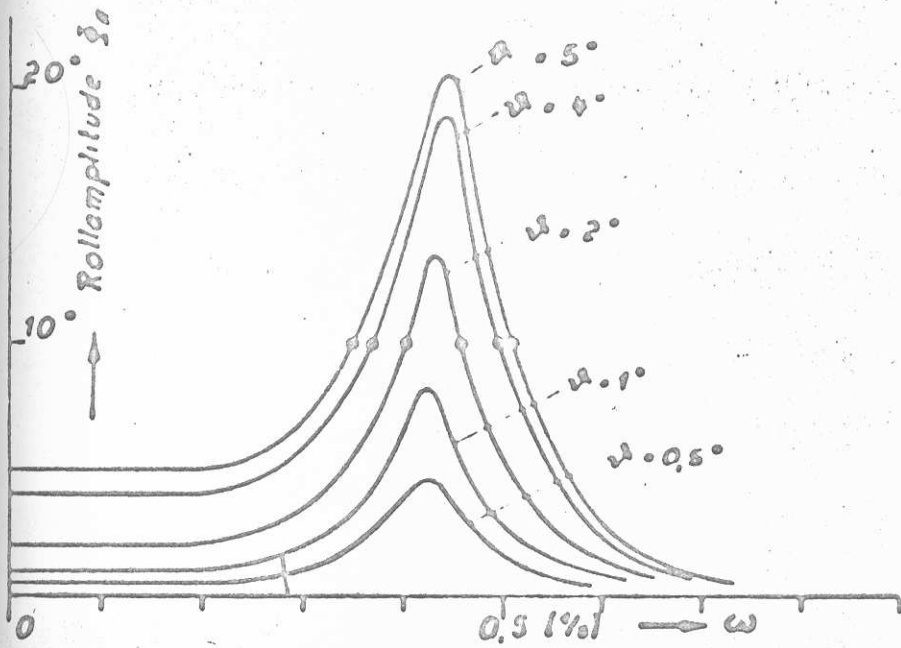
Mnożąc efektywne amplitudy podwójne ruchów przez współczynniki podane w Tabeli 5 otrzymuje się dalsze charakterystyki ruchów.

V_s [Kn]	H_s [cm ²]	$m_{0,s} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\zeta}(\omega) \left(\frac{S_H}{\zeta_H}\right)^2 d\omega$ = $H_s \cdot 0,25$ [m ²]	$2\tilde{S}_{R13} = 4 \cdot \sqrt{m_{0,s}}$ [m]
20	54,5	13,63	14,77
18	51,1	12,78	14,30
15	47,1	11,78	13,73
12	42,8	10,70	13,08

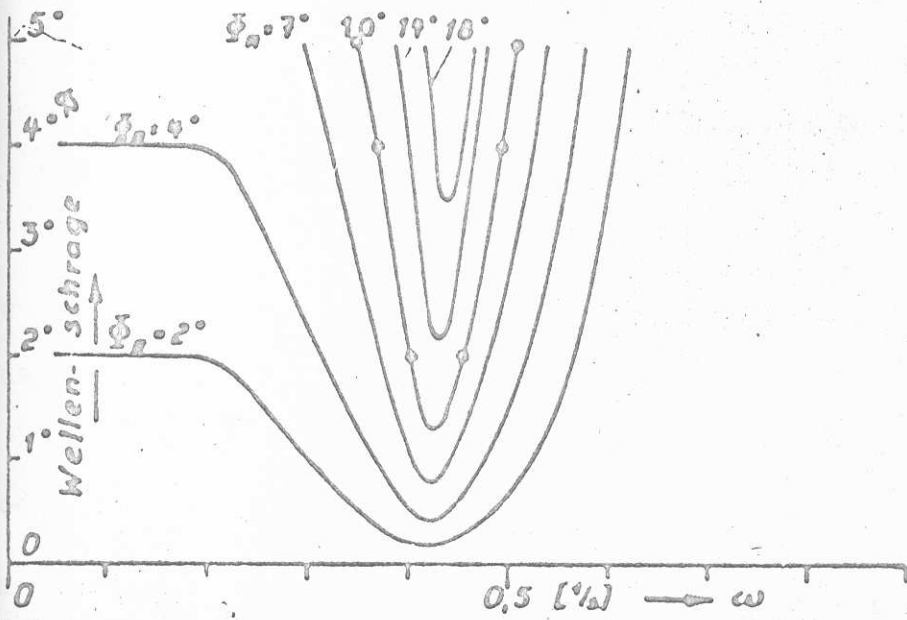
Tabelle e

B. Określenie przewidywanych kołysań bocznych na fali bocznej nieregularnej.

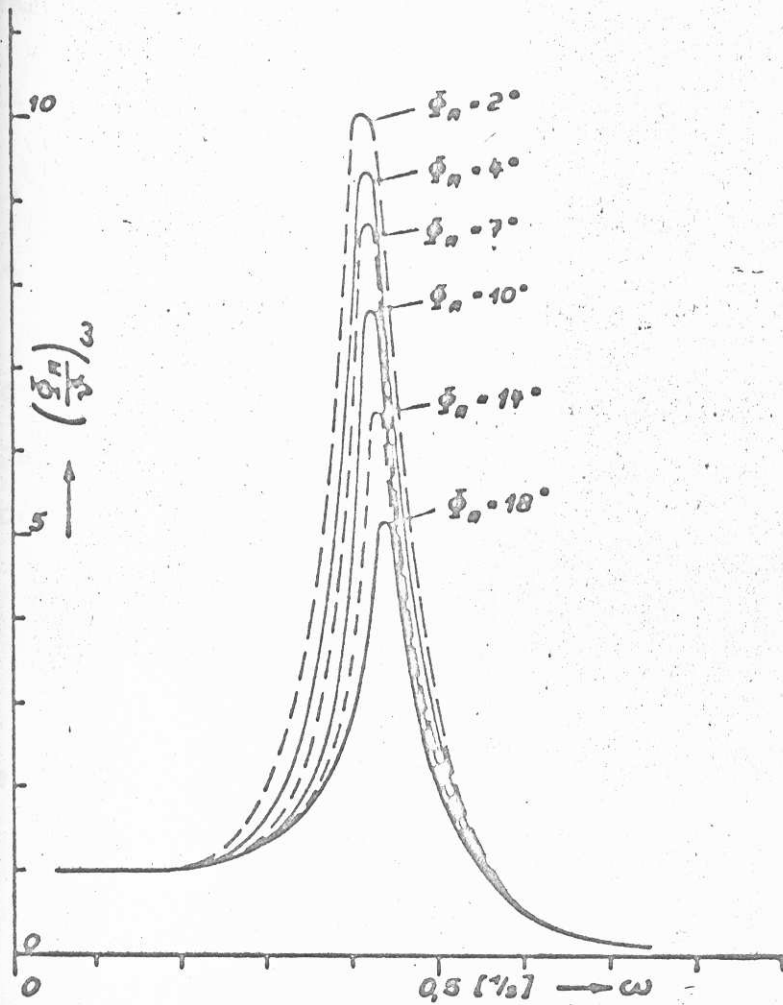
Dla określenia kołysań bocznych najpierw oblicza się charakterystyki częstotliwościowe na pewnej liczbie fal regularnych o różnych długościach, przy ustawieniu statku bokiem, przy czym przyjmuje się stromizny fali równe 0.5°, 1°, 2°, 4°, 5° ; /Na rys. VII u góry pokazano amplitudy kołysań bocznych dla podanych stromości fali w zależności od częstotliwości. Z tych krzywych tworzy się nowe krzywe, które podają stromizny fali w zależności od częstotliwości i które są potrzebne do obliczenia różnych amplitud kołysania. /Rys. VII u dołu. Dla amplitudy 10° konstrukcja ta oznaczona została kółkami/.



rys. VII



rys. VII



rys. VIII

Z krzywych podanych na rys. VII u dołu na koniec otrzymuje się dla podanych tam amplitud, równych $\Phi_A = 2^\circ, 4^\circ, 7^\circ, 10^\circ, 14^\circ$ i 18° bezwymiarowe wartości Φ_A/ν , które wykreśla się w zależności od częstotliwości fali /Rys. VIII/.

Podobnie jak i przy kiwaniu, następnie oblicza się wartości

$$S_S(\omega) \cdot \left(\frac{\Phi_A}{\nu}\right)^2 \omega^4$$

/patrz także wzór 54 i 54.a/ i nanosi się je w zależności od ω .

Jako skalę na tym rysunku przyjęto :

Skala odciętych /dla ω /	1 cm \cong 0,025	[1/s]
Skala rzędnych /dla $S_{\xi(\omega)} \left(\frac{\phi_A}{v}\right)^2 \omega^4$ /	1 cm \cong 0,5	[m ² /s ³]
Skala pól	1 cm ² \cong 0.0125	[m ² /s ⁴]

Mnożąc otrzymane pola $\Delta\phi$ przez skalę jak również przez $1/g^2$ otrzymuje się dla sześciu różnych amplitud kołysania bezwymiarowe wartości $m_{0,\phi}$:

$$m_{0,\phi} = \frac{1}{g^2} \int_{0.36}^{1.0} S_{\xi(\omega)} \left(\frac{\phi_A}{v}\right)^2 \omega^4 d\omega = \frac{1}{g^2} A_{\phi} \cdot 0.0125$$

Na koniec prawdopodobieństwo przewyższenia zadanych amplitud zgodnie ze wzorem /51/ oblicza się :

$$P_{x,1} = e^{-\frac{\phi_A^2}{2 \cdot m_{0,\phi}}}$$

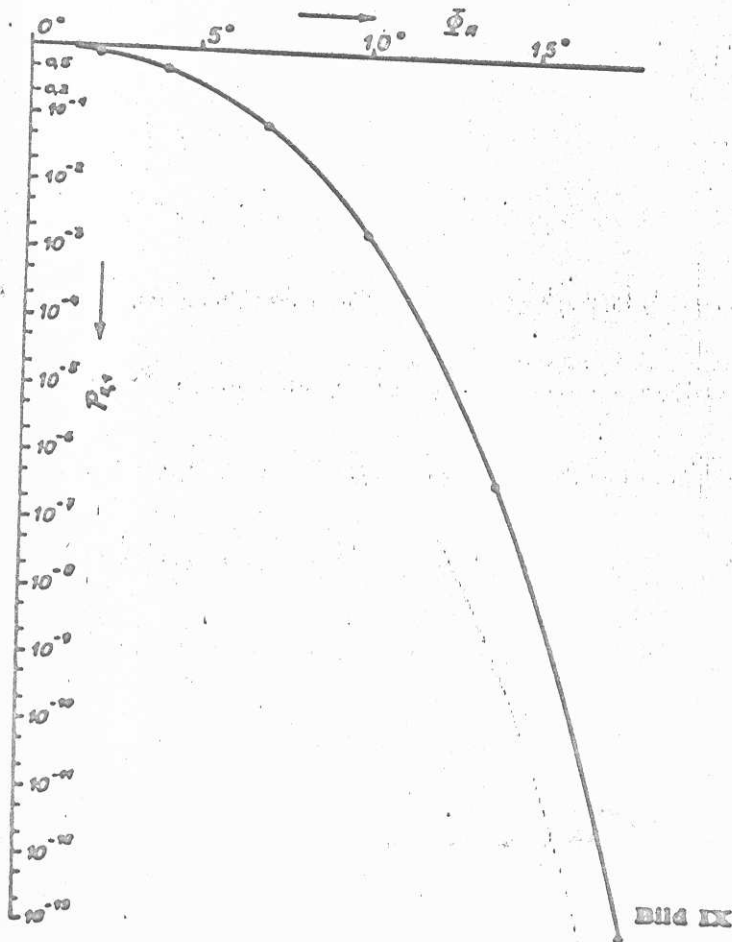
Niżej podano tabelkę z wynikami obliczeń.

vorgegebene Rollamplitude $\bar{\phi}_n$ in Grad	2	4	7	10	14	18
$\bar{\phi}_n$ (in Bogenmaß)	0,0349	0,0698	0,1222	0,1795	0,2443	0,3142
$\bar{\phi}_n^2$	0,00122	0,00487	0,01493	0,03206	0,05971	0,09870
Fläche Π_2 unter den (hier nicht gezeigten) Kurven (cm ²)	39,3	27,4	22,7	19,0	15,7	12,6
$m_{0,\phi} = \frac{1}{g^2} \cdot \Pi_2 \cdot 0,0125$	0,00716	0,00356	0,00205	0,00137	0,00097	0,00064
$\frac{\bar{\phi}_n^2}{2 \cdot m_{0,\phi}}$	0,1369	0,6890	2,531	6,166	17,63	30,15
$P_{x,1} = e^{-\frac{\bar{\phi}_n^2}{2 \cdot m_{0,\phi}}}$	0,872 = 0,12·10 ⁻¹	0,605 = 5,03·10 ⁻²	0,0756 = 7,55·10 ⁻³	0,0021 = 2,1·10 ⁻³	2,43·10 ⁻⁴	2,05·10 ⁻⁵

Tabelle f

W ten sposób obliczone prawdopodobieństwo $P_{x,1}$ podano w zależności od amplitud kołysania na rys. IX.

Zgodnie z tą krzywą, na bocznej fali nieregularnej odpowiadającej sile wiatru 8, co 10 amplituda $/P_{x,1} = 10^{-1}/$ będzie większa lub równa $6,7^\circ$, co setna $/P_{x,1} = 10^{-2}/$ równa lub większa niż 9° , co dziesięciotysięczna $/P_{x,1} = 10^{-4}/$ większa lub równa niż ok. $11,7^\circ$, a dopiero każda pięćdziesięciomilionowa będzie równa lub większa niż 15° ;



Ponieważ prawdopodobieństwo spotkania falowania o wysokości

znaczącej 5,25 m wynosi tylko 5 % / $P_{x,2} = 0,05$ /, prawdopodobieństwo wystąpienia podanej wyżej amplitudy zmniejsza się odpowiednio.

Jeśli dalej się przyjmie, że statek takie falowanie spotyka tylko z prawdopodobieństwem 50 % / $P_{x,3} = 0,5$ /, to otrzyma się przykładowo dla amplitudy 9° na fali o wysokości znaczącej 5,25 i mniejszej, prawdopodobieństwo ogólne :

$$P_x \text{ ca\k}k = P_{x,1} \cdot P_{x,2} \cdot P_{x,3} = 10^{-2} \cdot 0,05 \cdot 0,5 = 2,5 \cdot 10^{-4}$$

co oznacza, że amplituda co czterotysięcznego ruchu będzie równa 9° lub więcej.

C. Określenie straty prędkości na fali przeciwnej nieregularnej.

Przy próbach modelowych dla określenia ruchów statku /cz. A/ równocześnie określona powiększenie naporu i mocy w stosunku do wartości określonych na wodzie spokojnej.

Na wodzie spokojnej znaleziono następujące wartości mocy, naporu, obrotów, współcz. ssania i strumienia nadążającego, jak również współcz. obciążenia śruby, posuwu i sprawności śruby za kadłubem /Tabela g/ :

V_s [kn]	$P_{R.}$ [PS]	$T.$ [MP]	$n.$ [Upm]	$w.$	$t.$	$K_{t.}$	$\beta.$	$\eta_{p.}$
12	2050	24,8	73,1	0,310	0,189	0,193	0,640	0,68
15	4110	30,7	91,2	0,319	0,200	0,193	0,640	0,66
18	7100	55,2	109,0	0,322	0,202	0,193	0,640	0,65
20	9560	66,4	119,8	0,320	0,206	0,192	0,641	0,64
22	13130	80,8	131,5	0,332	0,209	0,194	0,639	0,62

Tabelle g

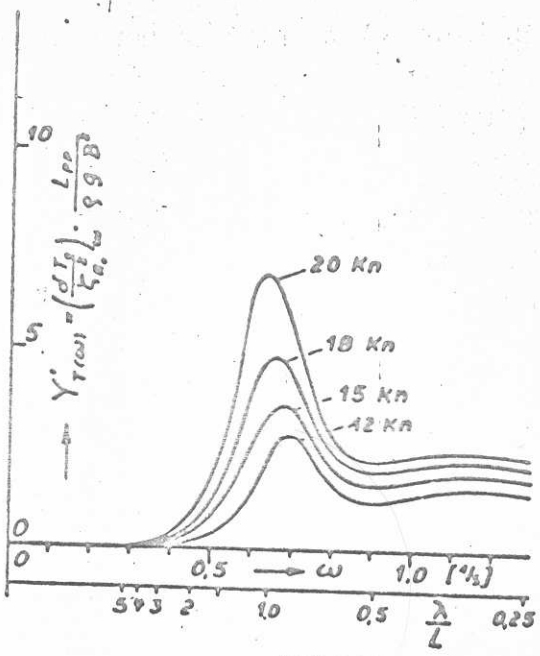


Bild X

Za zwiększenie naporu i mocy określono na podstawie wzorów 62.a i 57.b bezwymiarowe przepustowości, które podano na rys.X /dla $Y_T(\omega)$ / i XI /dla $Y_P(\omega)$ / dla badanych prędkości 12, 15, 18 i 20 węzłów.

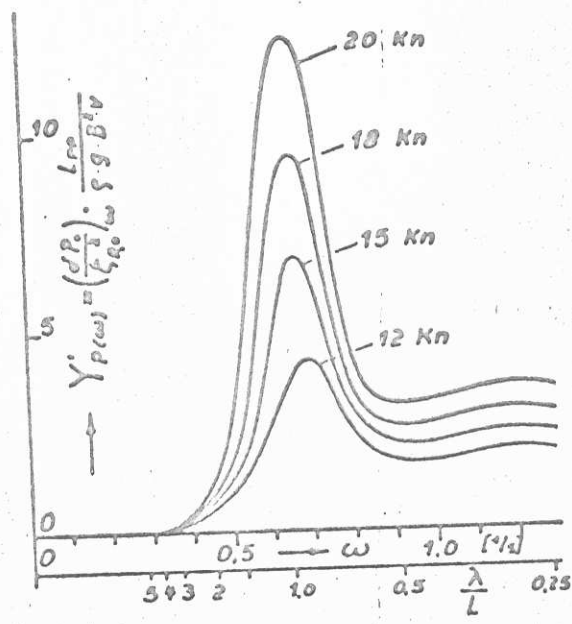


Bild XI

Wartości $Y'_T(\omega)$ lub $Y'_P(\omega)$ mnoży się przez odpowiadające tym samym wartościom ω rzędne $S_\zeta(\omega)$ widma falowania /Atlantyk, 8° B, patrz także rys. V/, i iloczyny otrzymane podano na rys. XII / $Y'_T(\omega) \cdot S_\zeta(\omega)$ / i XIII / $Y'_P(\omega) \cdot S_\zeta(\omega)$ / w zależności od częstotliwości fali.

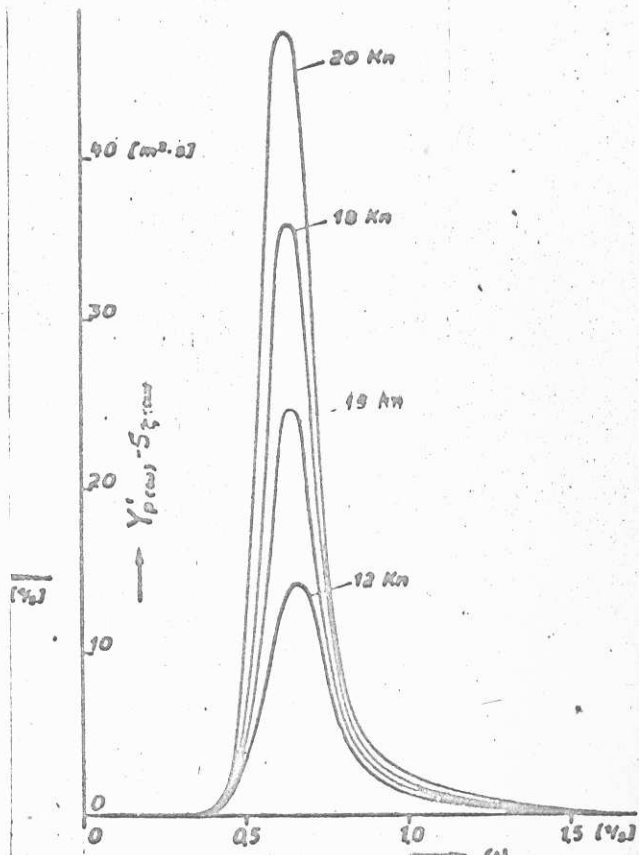
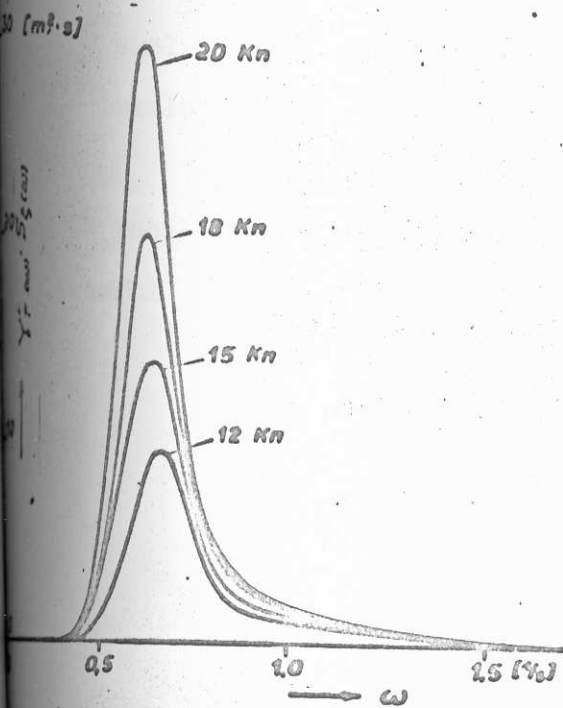


Bild XIII

Określając pola pod krzywymi oblicza się całki :

$$I_T = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_Y(\omega) \cdot Y'_T(\omega) \cdot d\omega$$

$$I_P = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_Y(\omega) \cdot Y'_P(\omega) \cdot d\omega$$

Na rys. XII i XIII wybrano następujące skale :

skala odciętych	1 cm \cong 0,1	[1/s]
skala rzędnych	1 cm \cong 2	[m ² · s]
skala pól	1 cm ² = 0,2	[m ²]

W tabeli h podano określone w ten sposób pola /A_T i A_P/ oraz całki I_T i I_P.

V _s [Kn]	A _T [cm ²]	A _P [cm ²]	I _T = A _T · 0,2 [m ²]	I _P = A _P · 0,2 [m ²]
12	12,7	20,4	2,54	4,08
15	18,6	29,7	3,72	5,94
18	24,3	39,5	4,86	7,90
20	33,4	53,7	6,68	10,74

Tabelle h

Stosownie do wzorów 58.a i 63.a wartości powiększenia mocy i naporu otrzymuje się następująco :

$$P_{AW} = 2 \cdot \frac{B^2 \rho g}{L_{pp}} \cdot v \cdot I_p \quad \left[\frac{\text{kp m}}{\text{s}} \right]$$

1

$$T_{AW} = 2 \cdot \frac{B^2 \rho g}{L_{pp}} \cdot I_T \quad [\text{kp}]$$

Biorąc :

$$B = 25,0 \text{ m} ; L_{pp} = 150 \text{ m}$$

$$\rho g = 1025 \text{ kp/m}^3$$

otrzymuje się :

$$2 \frac{B^2 \rho g}{L_{pp}} = \frac{2 \cdot 625 \cdot 1025}{150} = 8542 \quad [\text{kp/m}^2]$$

Stąd otrzymuje się spowodowane falowaniem powiększenie mocy i naporu przy jeździe przeciw fali o wysokości odpowiadającej sile wiatru 8° B. /Tabela 1 /:

V_s [Kn]	V_s [m/s]	$P_{AW} = 8542 \cdot v \cdot I_p$ [kp m/s]	$P_{AW}^{(a)}$ [ps]	$T_{AW} = 8542 \cdot I_T$ [kp]	$T_{AW}^{(a)}$ [Mp]
12	6,173	215130	2870	21700	21,7
15	7,717	391540	5220	34700	34,0
18	9,260	624860	8330	41510	41,5
20	10,289	943890	12590	57060	57,1

a) abgerundet auf 10 ps bzw. 0,1 Mp

Tabelle 1

Dla określenia mocy całkowitej, koniecznej do zapewnienia powyższych prędkości przy kursie przeciw fali oraz przeciw wiatrowi konieczne jest jeszcze określenie mocy dla wiatru.

Jeśli powierzchnia nawiewu /rzut poprzeczny/ wynosi 450 m^2 współczynnik oporu $C_w = 0,9$ i prędkość wiatru odpowiadająca 8° Beauforta wynosi 19 m/sek otrzymuje się odpowiednio następujące siły naporu wiatru zgodnie ze wzorem 61 /zaokrąglone do 100 kp/ .

V_s [węzły]	F_{wind} [kp]
12	16 000
15	18 100
18	20 200
20	21 700

Obliczenie mocy wiatru odbywa się zgodnie ze wzorem /60/ przy uwzględnieniu podanych w tabeli g współczynników sprawności i współczynników zmniejszenia sprawności k podanych w tabeli 6. /Patrz tabela k/. Określa się przy tym stosunek mocy całkowitej do mocy na wodzie spokojnej przy założeniu określonego właśnie zwiększenia mocy na fali.

V_s [Kn]	V [m/s]	F_{wind} [Kp]	$\frac{P_{D.o} + P_{n.w.}}{P_{D.o}}$	k ca.	$\eta_{D.o}$	$\eta_{n.w.}$ $\frac{P_{n.w.}}{P_{D.o}}$	$P_{wind} \frac{F_{wind} \cdot V}{75 \cdot \eta_{n.w.}}$ [PS]
12	6,17	16000	2,40	0,01	0,68	0,55	2390
15	7,72	18100	2,27	0,01	0,66	0,53	3520
18	9,26	20200	2,17	0,02	0,65	0,53	4710
20	10,29	21700	2,32	0,01	0,64	0,52	5730

Tabelle k

Przy założeniu bezpośrednio określonego zwiększenia mocy na fali i mocy wiatru, /które są obliczone przy przyjęciu oszacowania sprawności śruby pracującej za kadłubem w oparciu o siłę naporu wiatru/ otrzymuje się moc całkowitą /tabela l/ przy jeździe przeciw fali i wiatrowi.

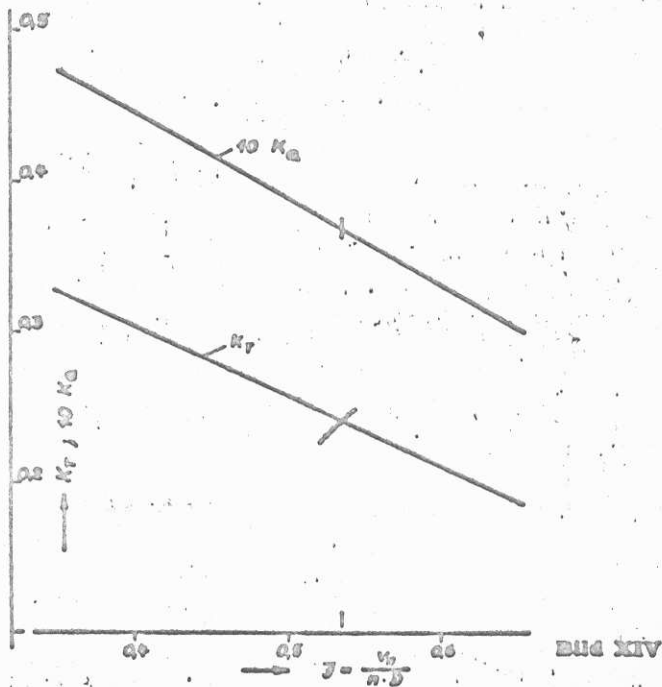
V_s [Kn]	$P_{D.o}$ [PS]	$P_{n.w.}$ [PS]	P_{wind} [PS]	$P_{ogromit} = P_{D.o} + P_{n.w.} + P_{wind}$ [PS]
12	2050	2870	2390	7310
15	4110	5220	3520	12850
18	7100	8330	4710	20140
20	9560	12590	5730	27880

Tabelle l

Obliczenie mocy ze zwiększenia naporu.

Obliczenie mocy ze zwiększenia naporu dokonano niżej zarówno dla wypadku gdy napór zwiększa się tylko wskutek falowania jak i gdy zwiększa się on wskutek falowania i wiatru, zgodnie z metodą I zawartą w p. 5.3.2.3.

Konieczne dla dokładnego obliczenia wartości współczynnika strumienia nadążającego przy przeciążeniu $/K$ które są zależne od stosunku naporu przy przeciążeniu - jazda na fali - do naporu przy jeździe na wodzie spokojnej/ zostały określone z badań modelowych, tak samo jak współczynniki naporu i momentu śruby $/K_T$ i K_Q /. Określone współczynniki K_T i K_Q są podane na wykresie rys. XIV w zależności od współcz. posuwu.



Szczegółowe obliczenia zostały przeprowadzone w tabeli m.
Zwiększenie naporu spowodowane wpływem wiatru określa się zgodnie ze wzorem /64/ z siły naporu wiatru. Otrzymuje się następujące wartości :

V_s	$T_{WIND} = \frac{F_{WIND}}{1-t_0}$
[węzły]	[Mp]
12	20,0
15	22,6
18	25,3
20	27,3

Określenie współczynników posuwu przy jeździe na fali / J_w ; kol. 12 w tabeli m/ będzie wyjaśnione krótko na przykładzie prędkości 12 w /bez wpływu wiatru/ :

ohne Windeinfluß

V_s [Kn]	T_0 [m/s]	T_{WIND} [m/s]	$\frac{T_{WIND} - T_0}{T_0}$	w_0	w_w	$\left(\frac{1-w_0}{1-w_w}\right)^2$	$\frac{K_{T_0}^{(0)}}{T_0^2}$	$C_a^{(0)}$	$K_{T_0}^{(0)} \cdot C_a^{(0)}$	J_w	$10 K_{a,w}$	$n_w = \frac{V_s - T_0}{10}$	n_w [EUPM]	$P_{D,w}^{(0)}$ [PS]
12	6,173	24,0	2,87	1,076	0,310	0,930	0,977	0,019	0,243	0,336	0,370	1,489	89,3	4910
15	7,713	30,7	3,18	1,022	0,319	0,307	0,971	0,020	0,240	0,340	0,363	1,839	110,3	9200
18	9,260	38,2	4,15	1,752	0,321	0,307	0,977	0,170	0,237	0,548	0,363	2,160	130,1	14890
20	10,255	66,4	5,71	1,060	0,320	0,311	0,979	0,026	0,240	0,339	0,369	2,436	146,2	21440

mit Windeinfluß

V_s	T_0	T_{WIND}	$\frac{T_{WIND} - T_0}{T_0}$	w_0	w_w	$\left(\frac{1-w_0}{1-w_w}\right)^2$	$\frac{K_{T_0}^{(0)}}{T_0^2}$	$C_a^{(0)}$	$K_{T_0}^{(0)} \cdot C_a^{(0)}$	J_w	$10 K_{a,w}$	$n_w = \frac{V_s - T_0}{10}$	n_w [EUPM]	$P_{D,w}$ [PS]
12	6,173	24,0	2,87	2,602	0,310	0,290	0,923	0,011	1,166	0,260	0,403	1,694	101,6	7870
15	7,713	30,7	3,18	2,403	0,319	0,292	0,926	0,011	1,070	0,260	0,392	2,032	124,9	13220
18	9,260	38,2	4,15	2,210	0,322	0,290	0,922	0,011	0,970	0,263	0,383	2,360	141,6	20290
20	10,255	66,4	5,71	2,271	0,320	0,297	0,919	0,011	0,967	0,263	0,383	2,621	157,3	27030

Δ) $T_{WIND} + T_{wind}$

ΔΔ) $\frac{T_{WIND} + T_{wind} + T_0}{T_0}$

w) errechnet aus den in Tabelle g angeg. Werten

uu) $C_1 = \frac{K_{T_0}^{(0)} (1-w_0)^2}{T_0^2} \cdot \frac{T_{WIND} - T_0}{T_0}$

beru. $\frac{K_{T_0}^{(0)} (1-w_0)^2}{T_0^2} \cdot \frac{T_{WIND} - T_0}{T_0}$

uuu) $P_{D,w} = \frac{2\pi}{75} \cdot n_w \cdot Q_w$ [PS]

$Q_w = K_{a,w} \cdot \rho \cdot n_w^2 \cdot D^5$

$P_{D,w} = \frac{2\pi \cdot \rho \cdot D^5}{75} \cdot \frac{10 K_{a,w}}{10} \cdot n_w^3$

$P_{D,w} = 4019,8 \cdot 10 K_{a,w} \cdot n_w^3$

Dla różnych wartości J_w , określa się wartości $K_{T,W} = C_2 J_w^2$,
rys.

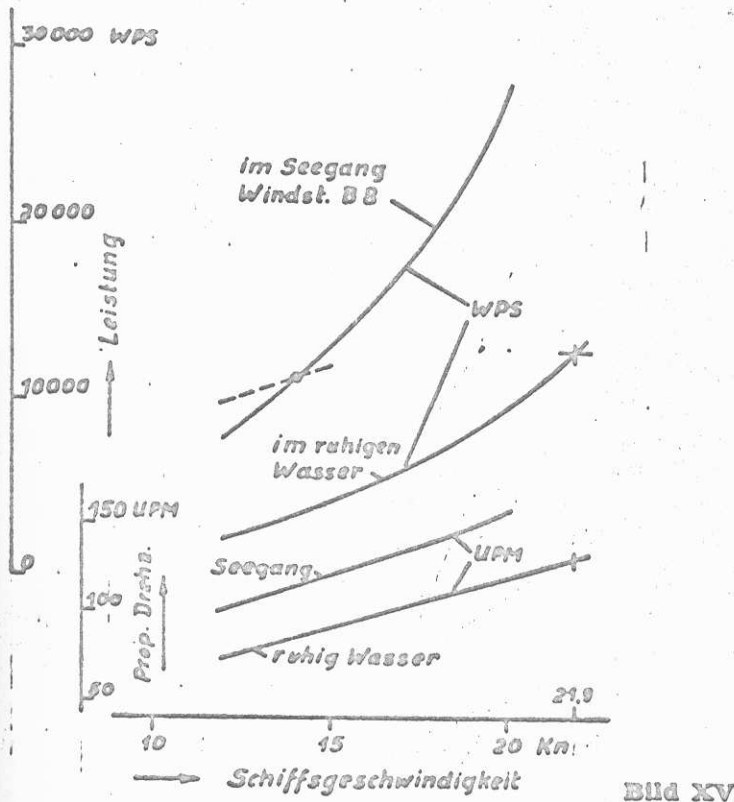
J_w	$K_{T,W}$
0,525	0,232
0,530	0,237
0,535	0,241
0,540	0,246

Wartości $K_{T,W}$, nanosi się na wykresie rys. XIV ;
Punkty przecięcia tych krzywych $K_{T,W}$ w zależności od J_w
z krzywą K_T dają poszukiwane wartości J_w , w tym wypadku
 $J_w = 0,536$. Przynależna do tej wartości J_w wartość współcz.
10 $K_{Q,W}$ wynosi 0,370.

Z J_w i $K_{Q,W}$ otrzymuje się liczbę obrotów śruby oraz moment
obrotowy, a z obu tych wartości także i sprawność śruby.

Porównanie wyników obu metod /bezpośrednio ze zwiększenia
mocy i z powiększenia naporu/ pokazuje, że występują drobne
różnice w zwiększeniu mocy spowodowanym falowaniem. To powinno
być przede wszystkim spowodowane zmianami charakterystyk śruby
wskutek zmian kierunku dopływu wody wywołanych ruchami okrętu.
Tak samo różnią się moce potrzebne do pokonania wiatru określo-
ne obydwiema metodami. Łącznie różnice ostateczne nie są jednakże
bardzo duże; prędkości na fali określone z przyrostu mocy różnią
się tylko o dziesiątne części węzła.

Dla określenia prędkości osiąganych na fali naniesiono na wykresie moce i obroty w zależności od prędkości statku /Rys. XV podaje moce i obroty określone ze zwiększenia naporu wraz z wartościami dla wody spokojnej/.



Na wodzie spokojnej statek osiąga przy mocy 13 000 KM na wale, obrotach 130,5 obr/min prędkość 21,9 w.

Prędkość osiągnięta na szalowanej wodzie jest podana raz dla mocy wymaganej dwa dla mocy oddawanej przez silniki tj. prędkość możliwą do uzyskania na fali uzyskuje się w punkcie przecięcia obu krzywych. Jeśli na przykład moment silnika jest stały, wówczas moc silnika jest proporcjonalna do liczby obrotów. Na rys. XV dla tego wypadku wykreślono krzywą mocy silnika dla mocy wyjściowej 13 000 KM na wale przy obrotach 130,5 obr/min dla zakresu obrotów występujących na fali /zakres 100 do 120 obr/min/. Stąd statek przy jeździe przeciw wiatrowi o sile 8° B i na odpowiedniej fali osiągnął prędkość około 14 węzłów.

Mikkowski B

Politechnika Gdańska

Instytut Okrętowy

Materiały Wewnętrzne

Nr 264

150.055

WŁAŚCIWOŚCI MORSKIE

FALE REGULARNE I FALOWANIE NIEREGULARNE

H.G. Hattendorff

wg Handbuch der Werften 1973

/tłumaczenie z niemieckiego/

CENTRUM TECHNICZNE OKRĘTOWEJ
Ośrodek Hydromechaniki Okrętu
Gdańsk-Oliwa, ul. Szczecińska 65

317 dx