



Wydział Inżynierii Mechanicznej i Okrętownictwa

Imię i nazwisko autora rozprawy: Sebastian Bielicki
Dyscyplina naukowa: inżynieria mechaniczna

ROZPRAWA DOKTORSKA

Tytuł rozprawy w języku polskim: Metoda symulacji manewrowania statkiem z pędnikami azymutalnymi, z uwzględnieniem wpływu falowania, wiatru i prądów wodnych na ruch statku

Tytuł rozprawy w języku angielskim: The simulation method of manoeuvring ship driven by azimuth thrusters, including influence of sea waves, wind and sea currents on ship's motions

Promotor	Drugi promotor
<i>podpis</i>	<i>podpis</i>
dr hab. inż., Rafał Szłapczyński	
Promotor pomocniczy	Kopromotor
<i>podpis</i>	<i>podpis</i>



OŚWIADCZENIE

Autor rozprawy doktorskiej: Sebastian Bielicki

Ja, niżej podpisany(a), wyrażam zgodę na bezpłatne korzystanie z mojej rozprawy doktorskiej zatytułowanej:

Metoda symulacji manewrowania statkiem z pędnikami azymutalnymi, z uwzględnieniem wpływu falowania, wiatru i prądów wodnych na ruch statku do celów dydaktycznych.^a

Gdańsk, dnia 02/09/2025r.

.....
podpis doktoranta

Świadomy(a) odpowiedzialności karnej z tytułu naruszenia przepisów ustawy z dnia 4 lutego 1994 r. o prawie autorskim i prawach pokrewnych (Dz. U. z 2006 r., nr 90, poz. 631) i konsekwencji dyscyplinarnych określonych w ustawie Prawo o szkolnictwie wyższym (Dz. U. z 2012 r., poz. 572 z późn. zm.),^b a także odpowiedzialności cywilno-prawnej oświadczam, że przedkładana rozprawa doktorska została napisana przeze mnie samodzielnie.

Oświadczam, że treść rozprawy opracowana została na podstawie wyników badań prowadzonych pod kierunkiem i w ścisłej współpracy z promotorem dr hab. inż. Rafałem Szłapczyńskim.

Niniejsza rozprawa doktorska nie była wcześniej podstawą żadnej innej urzędowej procedury związanej z nadaniem stopnia doktora.

Wszystkie informacje umieszczone w ww. rozprawie uzyskane ze źródeł pisanych i elektronicznych, zostały udokumentowane w wykazie literatury odpowiednimi odnośnikami zgodnie z art. 34 ustawy o prawie autorskim i prawach pokrewnych.

Potwierdzam zgodność niniejszej wersji pracy doktorskiej z załączoną wersją elektroniczną.

Gdańsk, dnia 02/09/2025r.

.....
podpis doktoranta

Ja, niżej podpisany(a), wyrażam zgodę/nie wyrażam zgody* na umieszczenie ww. rozprawy doktorskiej w wersji elektronicznej w otwartym, cyfrowym repozytorium instytucjonalnym Politechniki Gdańskiej, Pomorskiej Bibliotece Cyfrowej oraz poddawania jej procesom weryfikacji i ochrony przed przywłaszczaniem jej autorstwa.

Gdańsk, dnia 02/09/2025r.

.....
podpis doktoranta

^aUstawa z dnia 27 lipca 2005 r. Prawo o szkolnictwie wyższym: Rozdział 7 Odpowiedzialność dyscyplinarna doktorantów, Art. 226.

^bZarządzenie Rektora Politechniki Gdańskiej nr 34/2009 z 9 listopada 2009 r., załącznik nr 8 do instrukcji archiwalnej PG.



OPIS ROZPRAWY DOKTORSKIEJ

Autor rozprawy doktorskiej: Sebastian Bielicki

Tytuł rozprawy doktorskiej w języku polskim: Metoda symulacji manewrowania statkiem z pędnikami azymutalnymi, z uwzględnieniem wpływu falowania, wiatru i prądów wodnych na ruch statku

Tytuł rozprawy w języku angielskim: The simulation method of manoeuvring ship driven by azimuth thrusters, including influence of sea waves, wind and sea currents on ship's motions

Język rozprawy doktorskiej: polski

Promotor rozprawy doktorskiej: dr hab. inż. Rafał Szłapczyński

Opiekun pomocniczy rozprawy doktorskiej: dr inż. Marek Kraskowski

Data obrony:

Słowa kluczowe rozprawy doktorskiej w języku polskim: symulacja, manewrowość, dynamika statku

Słowa kluczowe rozprawy doktorskiej w języku angielskim: simulation, manoeuverability, ship's dynamics

Streszczenie rozprawy w języku polskim:

W pracy proponuje się metodę symulacji manewrowych dla statków napędzanych pędnikami azymutalnymi. Zaproponowano nowy model matematyczny reakcji hydrodynamicznych na pędnikach azymutalnych. W metodzie uwzględniono wpływ środowiska morskiego, poprzez implementację modeli matematycznych reakcji od falowania i wiatru. Wyniki symulacji porównano z badaniami modelowymi z modelem swobodnie pływającym. Powstały symulator manewrowy został wdrożony w Ośrodku Hydromechaniki Okrętu Centrum Techniki Okrętowej S.A.

Streszczenie rozprawy w języku angielskim:

A method for maneuvering simulations of ships propelled by azimuthal thrusters is presented. A new mathematical model of the hydrodynamic forces on azimuthal thrusters is proposed. This method accounts for the influence of the marine environment by incorporating mathematical models of responses to waves and wind. The simulation results were compared to model tests using a free-floating model. The resulting maneuvering simulator was implemented at the Ship Hydromechanics Division of the Maritime Advanced Research Centre.

Spis treści

1	Wprowadzenie	1
1.1	Uzasadnienie podjętego problemu	1
1.2	Elementy wdrożeniowe proponowanej metody	4
1.3	Cel i zakres	6
1.4	Układ rozprawy	7
2	Metoda symulacji manewrowych	8
2.1	Matematyczne równania ruchu statku	9
2.2	Proponowany model matematyczny symulacji	15
2.3	Reakcje hydrodynamiczne	18
2.4	Reakcje środowiskowe	19
2.5	Wpływ prądu morskiego	23
2.6	Podsumowanie	24
3	Matematyczne modele sił zewnętrznych	26
3.1	Model reakcji hydrodynamicznych na kadłubie	26
3.2	Model reakcji hydrodynamicznych na pędniku	29
3.3	Model reakcji falowania	35
3.4	Model reakcji aerodynamicznych	41
4	Identyfikacja parametrów modeli matematycznych	44
4.1	Identyfikacja współczynników interakcji kadłub-pędnik	44
4.1.1	Identyfikacja współczynników a_{HY} , a_{HN}	45
4.1.2	Identyfikacja współczynnika prostowania przepływu γ	47
4.1.3	Identyfikacja współczynnika strumienia nadążającego w_T	50
4.2	Identyfikacja pochodnych hydrodynamicznych	54
4.3	Identyfikacja kąta efektywnego wychylenia pędnika δ'	64
4.4	Identyfikacja reakcji wywołanych falowaniem	68
4.4.1	Siły pierwszego i drugiego rzędu	68
4.4.2	Wpływ prędkości na reakcje wywołane falowaniem	73

4.4.3	Identyfikacja sił wymuszających od falowania metodą numeryczną	74
4.4.4	Identyfikacja sił radiacyjnych - funkcja odpowiedzi impulsowej	84
4.5	Identyfikacja sił aerodynamicznych	95
4.6	Podsumowanie	101
5	Analiza zgodności wyników symulacji z wynikami eksperymentalnymi	103
5.1	Stanowisko do badań eksperymentalnych	103
5.2	Cyrkulacja na wodzie spokojnej	105
5.3	Cyrkulacja na wodzie sfalowanej	107
5.4	Omówienie wyników	116
5.4.1	Trajektorie na wodzie spokojnej	117
5.4.2	Trajektorie na fali	118
5.4.3	Konkluzje	121
6	Ekstrapolacja wielkości modelowych do rzeczywistych	122
6.1	Skalowanie sił hydrodynamicznych	122
6.2	Wyznaczanie obrotów pędnika dla prędkości najazdu	124
6.3	Podsumowanie	126
7	Podsumowanie i plan rozwoju metody symulacji	128
7.1	Wnioski i podsumowanie	128
7.2	Plan dalszego rozwoju metody	131
8	Podziękowania	133
A	Schemat Metody Symulacji Manewrowych	i
B	Metoda Regresyjna Obliczania Współczynników Aerodynamicznych	iv
C	Parametry modeli fizycznych użytych w eksperymencie	vii

Spis rysunków

1.1	Wyniki porównawcze symulacji z eksperymentem - projekt <i>SHOPERA</i>	3
1.2	Uproszczony schemat blokowy proponowanej metody.	5
2.1	Inercjalny i nieinercjalny układ współrzędnych	11
2.2	Kolejność obrotów - kąty Eulera	12
2.3	Diagram sił zewnętrznych działających na statek w środowisku morskim	14
2.4	Schemat superpozycji sił środowiskowych w modelu symulacji	15
2.5	Definicje układów odniesienia w modelu uwzględniającym falowanie morskie	22
2.6	Definicja wektora prędkości prądu	24
3.1	Reakcje hydrodynamiczne na pędniku azymutalnym	30
3.2	Charakterystyka współczynnika naporu w funkcji współczynnika posuwu	32
3.3	Schemat dysku przyspieszającego: objętość kontrolna z liniami prądu	33
3.4	Definicja wektora wiatru rzeczywistego	43
4.1	Schemat holowania modelu z pracującymi pędnikami	46
4.2	Współczynniki oddziaływania a_{HY} , a_{HN}	47
4.3	Znormalizowana reakcja hydrodynamiczna Y_{Tdl} na pędnikach azymutalnych	49
4.4	Linowe zależności kąta dryfu od geometrycznego kąta dopływu β_r	49
4.5	Charakterystyki pędników w przepływie niezakłóconym	53
4.6	Współczynnik w_T w zmiennych warunkach dynamicznych	54
4.7	Schemat układu pomiarowego na <i>PMM</i>	55
4.8	Pomiary sił w próbach holowania na <i>PMM</i>	56
4.9	Zapisy czasowe mierzonych wielkości i aproksymacja FFT	57
4.10	Bezwymiarowe reakcje hydrodynamiczne na kadłubie	59
4.11	Siatki obliczeniowe i układ falowy	61
4.12	Rozkład ciśnienia na poszyciu kadłuba w ruchu na ramieniu obrotowym	61
4.13	Układ falowy w ruchu na ramieniu obrotowym	62
4.14	Porównanie eksperymentu z obliczeniami CFD	62
4.15	Bezwymiarowe reakcje hydrodynamiczne na kadłubie — eksperyment i CFD	63
4.16	Absolutne wartości reakcji hydrodynamicznych na pędniku	65

4.17	Korelacja eksperymentu z modelem matematycznym	66
4.18	Absolutne wartości reakcji hydrodynamicznych na pędniku za kadłubem	67
4.19	Korelacja eksperymentu z modelem matematycznym - pędniki za kadłubem	67
4.20	Warunki brzegowe	71
4.21	Siatka obliczeniowa	77
4.22	Bezwymiarowe siły pierwszego rzędu	79
4.23	Bezwymiarowe siły drugiego rzędu	80
4.24	Funkcje gęstości widmowej <i>ITTC</i>	81
4.25	Przykład syntezy sił pierwszego i drugiego rzędu	83
4.26	Algorytm realizacji macierzy stanu <i>ERA</i>	86
4.27	Porównanie funkcji <i>IRF</i>	89
4.28	Współczynniki mas towarzyszących	90
4.29	Współczynniki tłumienia, obliczone i ekstrapolowane	90
4.30	Widmo gęstości energii falowania, teoretyczne i ekstrapolowane	92
4.31	Sygnały czasowe odpowiedzi na falowanie, fala czołowa $Fn=0.12$	93
4.32	Reprezentacje widmowe odpowiedzi, fala czołowa $Fn=0.12$	93
4.33	Reprezentacje widmowe odpowiedzi, fala boczna $Fn=0.00$	94
4.34	Wartości średnie kwadratowe <i>RMS</i> mierzonych i symulowanych ruchów	94
4.35	Siatka obliczeniowa	96
4.36	Rozkład prędkości powietrza wokół nadwodnej części statku	98
4.37	Model nadwodnej części modelu statku	99
4.38	Profil prędkości powietrza w tunelu	99
4.39	Porównanie współczynników aerodynamicznych	100
4.40	Korelacja wielkości obliczeniowych z eksperymentem	100
5.1	Rufowa część kadłuba modelu wraz z pędnikami azymutalnymi	104
5.2	Schemat toru pomiarowego	104
5.3	Trajektorie na wodzie spokojnej	106
5.4	Widma amplitudowe fal regularnych	108
5.5	Widma gęstości energii fal nieregularnych	109
5.6	Trajektorie na falach regularnych, próby $R018 \div R022$	110
5.7	Trajektorie na falach regularnych, próby $R018 \div R022$	111
5.8	Trajektorie na falach nieregularnych, próby $R031 \div R032$	112
5.9	Składowe prędkości na falach regularnych, próby $R018 \div R022$	113
5.10	Składowe prędkości na falach regularnych, próby $R023 \div R027$	114
5.11	Składowe prędkości na falach nieregularnych, próby $R031 \div R032$	115
5.12	Definicja wskaźników manewrowych	116
5.13	Standardowe wskaźniki zwrotności - woda spokojna	117
5.14	Wskaźniki zwrotności	119

5.15	Rozkład rezyduów wskaźników manewrowych	120
6.1	Przepływ przez pędnik azymutalny	123
6.2	Współczynnik obciążenia naporem	125
A.1	Schemat przygotowania danych do symulacji manewrowych, cz.1	ii
A.2	Schemat przygotowania danych do symulacji manewrowych, cz.2	iii
C.1	Szkic z wymiarami charakterystycznymi	x

Spis tabel

4.1	Warunki próby holowania modelu na <i>PMM</i>	46
4.2	Parametry aproksymacji współczynnika prostowania przepływu γ	48
4.3	Współczynniki wielomianu aproksymującego charakterystyki pędników	52
4.4	Parametry aproksymacji współczynnika strumienia nadążającego w_T	53
4.5	Warunki próby holowania dynamicznego modelu na <i>PMM</i>	55
4.6	Pochodne hydrodynamiczne sił na kadłubie	59
4.7	Metryki aproksymacji reakcji hydrodynamicznych — eksperyment	59
4.8	Warunki symulacji <i>CFD</i>	60
4.9	Metryki aproksymacji reakcji hydrodynamicznych — eksperyment i <i>CFD</i>	63
4.10	Warunki próby holowania modeli pędników azymutalnych	64
4.11	Współczynniki aproksymacji charakterystyki pędników azymutalnych	65
4.12	Wartości współczynnika c_δ - pędnik swobodny	65
4.13	Wartości współczynnika c_δ - pędnik za kadłubem	66
4.14	Wartości parametrów normalizujących siły wymuszające	78
4.15	Parametry obliczeń sił wymuszających od fali	78
4.16	Parametry stanów morza	81
4.17	Parametry modelu kadłuba	88
4.18	Porównanie parametrów statystycznych ruchów na falowanie	92
4.19	Porównanie czasów symulacji	92
4.20	Parametry modelu w tunelu aerodynamicznym	97
4.21	Metryki korelacji obliczeń z eksperymentem	97
5.1	Parametry początkowe przy najazdach	105
5.2	Parametry początkowe przy najazdach, fale regularne	107
5.3	Parametry początkowe przy najazdach, fale nieregularne	107
5.4	Porównanie standardowych wskaźników zwrotności (lewa burta - LB)	117
5.5	Porównanie standardowych wskaźników zwrotności (prawa burta - PB)	117
C.1	Tablica danych modelu kadłuba M1046	viii
C.2	Tablica danych modeli śrub CP638/CP637	ix

Rozdział 1

Wprowadzenie

1.1 Uzasadnienie podjętego problemu

Głównym celem badań jest opracowanie narzędzia do oceny zachowania zdolności manewrowych statku z napędem azymutalnym, operującego w trudnych warunkach pogodowych, czyli z uwzględnieniem fali, wiatru i prądów morskich. Obecnie jest to zagadnienie trudne do analizy eksperymentalnej i wymaga specjalistycznych obiektów do badania właściwości manewrowych w obecności wiatru, fali i prądów morskich. Eksperymenty takie są czasochłonne i kosztowne, liczba obiektów do takich badań jest ograniczona do zaledwie kilkunastu na całym świecie. Głównym problemem badawczym, rozważanym w rozprawie doktorskiej, jest pytanie, czy można zastąpić skomplikowany eksperyment w kosztownym i ograniczonym w ilości obiekcie, przy zastosowaniu standardowego obiektu badawczego, jakim jest basen holowniczy. Model matematyczny ruchu płaskiego statku, wykorzystywany w rozprawie doktorskiej, z uwagi na swój modularny charakter wydaje się być idealnym narzędziem, gdzie siły oddziałujące na układ kadłub statku-pędnik azymutalny można traktować, jako sumę składowych reakcji hydrodynamicznych obiektu w ruchu i sił oddziaływań środowiskowych. Obecny stan wiedzy pozwala na wykorzystanie modularnych modeli matematycznych w symulacjach manewrów statków z napędem konwencjonalnym — śruba okrętowa ze sterem, przy czym zakres stosowalności zawężony jest do ruchu statku na wodzie spokojnej, w warunkach niemalże laboratoryjnych, które dalekie są od rzeczywistych. Tu pojawia się dodatkowy problem badawczy, jakim jest wyznaczenie modelu interakcji kadłuba statku z pędnikiem azymutalnym. Problem ten zostanie rozwiązany przy wykorzystaniu prawa zachowania pędu z teorii pędnika pracującego w przepływie skośnym, który to przepływ jest typowy dla pędników azymutalnych pracujących przy typowych manewrach statku. Teoretyczny model takiego oddziaływania zostanie zweryfikowany eksperymentalnie na podstawie pomiaru sił na pędnikach azymutalnych.

Kolejnym problemem badawczym do zweryfikowania, jest zastosowanie metod obliczeniowych do wyznaczenia sił oddziaływań środowiskowych w postaci fali i wiatru. Siły wymuszane obecnością sfalowanej powierzchni, a w szczególności ich wolno-zmienne komponenty, mogą być dość dobrze wyznaczone przy zastosowaniu metod numerycznych opartych na teorii przepływów potencjalnych a

następnie zaimplementowane w modularnym modelu matematycznym ruchu płaskiego. Siły od wiatru zostaną wyznaczone przy zastosowaniu metod numerycznej mechaniki płynów, a weryfikacja nastąpi poprzez pomiar reakcji aerodynamicznych oddziałujących na model nawodnej części statku w skali. Eksperyment zostanie przeprowadzony w tunelu aerodynamicznym.

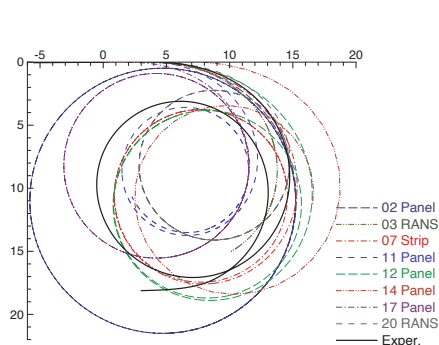
W latach 2013-2016, w ramach międzynarodowego projektu *SHOPERA*, wykonano badania porównawcze, skoncentrowane na metodach numerycznych wykorzystywanych do prognozowania uśrednionych w czasie sił wywołanych falami i ich implementacją na potrzeby symulowania manewrów statków operujących na falach. W ramach badań stosowano i porównywano różne techniki numeryczne, poczynając od formuł empirycznych poprzez metody przepływu potencjalnego, na współczesnych metodach numerycznej mechaniki płynów kończąc. Badania te miały charakter systematyczny i opierały się na szeregu wstępnie wybranych przypadkach. Wyniki symulacji zostały zweryfikowane na podstawie danych eksperymentalnych, aby ocenić aktualny międzynarodowy stan wiedzy w tej dziedzinie badań [79].

Podczas gdy niektóre metody numeryczne wykazały dokładne przewidywania średnich czasowych sił wywołanych falami, żadna z nich nie osiągnęła konsekwentnie dokładnych wyników we wszystkich przypadkach testowych. W rezultacie ich praktyczne zastosowanie w projektowaniu i zatwierdzaniu regulacyjnym wymaga walidacji w poszczególnych przypadkach. Ponadto badanie wykazało, że bezpośrednio symulacje numeryczne manewrów na falach są wciąż na wczesnym etapie rozwoju i nie nadają się jeszcze do praktycznego projektowania i zatwierdzania. Wnioski te, w dużej mierze przypisywane złożoności problemu i specyficznym wymaganiom zarówno dla symulacji numerycznych, jak i badań modelowych w skali, podkreślają potrzebę dodatkowych badań numerycznych i eksperymentalnych. Takie badania są niezbędne do rozwiązania zidentyfikowanych krytycznych kwestii i zwiększenia możliwości narzędzi numerycznych, modeli manewrowych a także metod eksperymentalnych w tej dziedzinie.

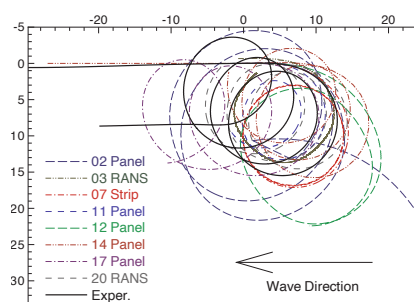
W ramach projektu przebadano głównie statki z konwencjonalnym napędem śruby-ster. W skład wybranych przypadków wchodziły dwa duże statki handlowe: kontenerowiec typu post-panamax (*DTC*) oraz duży tankowiec (*KVLLCC2*). Trajektorie manewrów służących badaniu zwrotności statku, otrzymane w wyniku symulacji na falach regularnych, zestawiono z trajektoriami otrzymanymi eksperymentalnie [79]. W celu zobrazowania problemu jakim jest symulacja trajektorii statku w zwrocie, w obecności sił środowiskowych wybrano przykłady dla kontenerowca, z uwagi na niewielkie średnice cyrkulacji, które są domeną statków z napędem azymutalnym. Porównawcze trajektorie na wodzie spokojnej 1.1a ujawniają znaczną rozbieżność symulacji od danych eksperymentalnych. Różnice te można częściowo przypisać błędnemu oszacowaniu pochodnych kadłuba w równaniach ruchu, które wyznacza się różnymi metodami - czy to za pomocą środków empirycznych, technik numerycznych czy danych eksperymentalnych - lub w ogólnym modelowaniu matematycznym i rozwiązywaniu równań ruchu manewrującego statku.

Jeśli chodzi o wpływ fal regularnych (trajektorie na Rysunkach 1.1b, 1.1c, 1.1d), przeprowadzone badania eksperymentalne ilustrują zmianę w zachowaniu statku podczas zwrotu na fali czołowej.

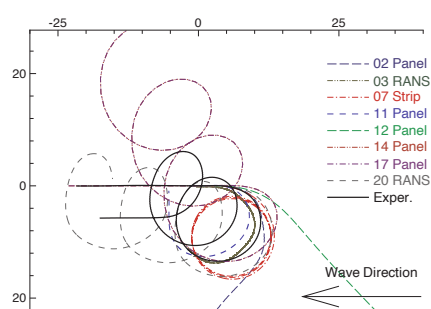
Rozważany statek dryfuje pod pewnym kątem w stosunku do kierunku propagacji fali, przy czym kąt ten zależy od długości i kierunku fali. Dodatkowo, w porównaniu do warunków na spokojnej wodzie, indeksy oceny manewrowości, takie jak: średnica taktyczna (*ang. tactical diameter - TD*), względne przesunięcie czołowe (*ang. advance diameter - AD*) czy względne przesunięcie poprzeczne (*ang. transfer diameter - TR*) ulegają zmianie. Niemniej jednak znaczna niezgodność z wynikami eksperymentów wskazuje na niewystarczający stan narzędzi i metod do symulacji manewrów, nawet na falach regularnych. Mimo to niektórym metodom udaje się odpowiednio uchwycić podstawowe cechy początkowego zwrotu, w tym wymienione indeksy oceny manewrowości. We wszystkich metodach dokładność predykcyjna zmniejsza się wraz z wydłużeniem czasu symulacji, czyli im dłuższy czas manewru, tym większe rozbieżności pomiędzy symulacją a eksperymentem. Można to wytłumaczyć wpływem zaburzeń profilu fali, które wprowadza statek manewrujący, wykonujący poszczególne pętle cyrkulacji. W symulowanych trajektoriach zjawisko to nie jest uwzględniane, ponieważ model falowania jest traktowany jako „idealna” reprezentacja fali nieregularnej, a pętle mają powtarzalny charakter zarówno pod względem kształtu, jak i rozmiaru.



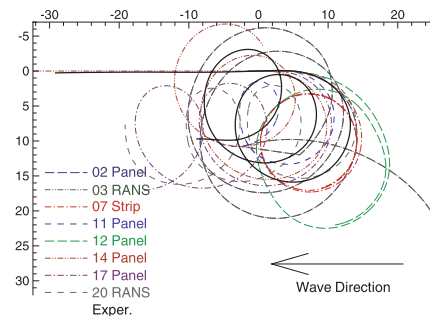
(a) Woda spokojna



(b) Fala regularna, amplituda 2.0m, długość $\lambda/L=0.7$



(c) Fala regularna, amplituda 4.0m, długość $\lambda/L=0.7$



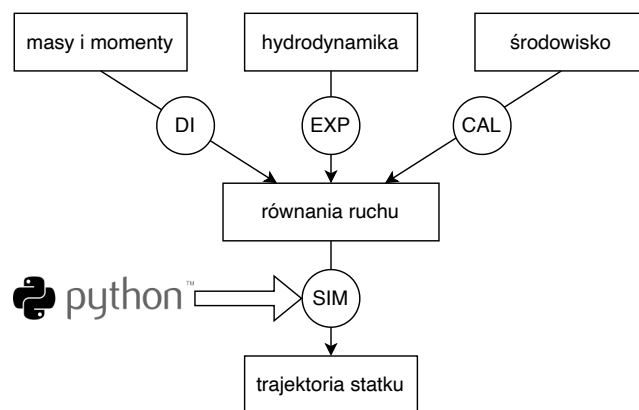
(d) Fala regularna, amplituda 2.0m, długość $\lambda/L=0.5$

Rysunek 1.1: Wyniki porównawcze symulacji z eksperymentem - projekt *SHOPERA*

1.2 Elementy wdrożeniowe proponowanej metody

Postawione cele badawcze pracy, wymienione w następnym rozdziale, zostaną zrealizowane w niniejszej rozprawie, a następnie wdrożone w Centrum Techniki Okrętowej S.A. (CTO), w postaci symulatora manewrowego, o modularnej strukturze. Symulator taki będzie narzędziem do analiz manewrowości statków, co jest jednym z obszarów działalności CTO. Dodatkowo powstaną procedury badawcze do wyznaczania sił na kadłubie, sił na pędnikach azymutalnych, interakcji pędnik-kadłub oraz procedura przygotowania danych obliczeniowych do wyznaczenia sił od fal i wiatru. Z uwagi na fakt, że zakład pracy zatrudniający doktoranta, zajmuje się komercyjnie badaniami modelowymi statków w skali, opracowana metodyka badawcza oraz metoda analizy danych pomiarowych staną się niezbędne na etapie wdrożenia produktu w przedsiębiorstwie. Prognozy manewrowe, opracowane w oparciu o symulator manewrowy, który zostanie zasilony danymi, otrzymanymi na drodze eksperymentalnej (siły hydrodynamiczne) i obliczeniowej (głównie siły środowiskowe), stanie się głównym produktem wdrażanym w firmie, a mającym na celu oferowanie wsparcia projektowego dla istniejących i nowo budowanych statków. Należy tu dodać, że elementy teoretyczne metody symulacji oraz opis równań ruchu dotyczą sześciu stopni swobody. Jednak numeryczna wersja, wdrażana w CTO, sprowadza się do czterech stopni (ruch płaski z uwzględnieniem kołysań) w przypadku wody spokojnej, a do trzech stopni po uwzględnieniu oddziaływań środowiskowych.

Na podstawie badań (pomiar sił na oscylatorze ruchu płaskiego (*ang. planar motion mechanism PMM*)), opracowano do wdrożenia skrypty w języku Python i metodyki analizy danych pomiarowych. Przygotowano do wdrożenia narzędzia do analizy danych pomiarowych i aproksymacji współczynników sił. Ponadto powstało i zostało częściowo wdrożone narzędzie do wyznaczania wymienionych powyżej współczynników, a na potrzeby późniejszych prognoz przygotowano pierwszą wersję symulatora, który z uwagi na obszerność tematyki i skończony czas trwania doktoratu wdrożeniowego, będzie rozwijany w dalszej części prac nad wdrożeniem symulatora do struktur firmy, aż do uzyskania gotowego narzędzia na potrzeby działalności bieżącej przedsiębiorstwa zatrudniającego doktoranta. Opis podstawowych czynności, a także szczegółowy schemat metody symulacji (rozwiniecie schematu z Rysunku 1.2) wdrożony w CTO przedstawiono w Dodatku A.



Rysunek 1.2: Uproszczony schemat blokowy proponowanej metody: DI - dane wejściowe, EXP - metody eksperymentalne, CAL - metody obliczeniowe, SIM - symulator

1.3 Cel i zakres

Celem pracy jest opracowanie metody symulacji manewrowych statku z napędem azymutalnym na wodzie spokojnej, uwzględniającej reakcje hydrodynamiczne wyznaczone na podstawie badań eksperymentalnych. Dodatkowym celem pracy jest implementacja w powyższej metodyce reakcji środowiskowych od fali i wiatru otrzymanych drogą obliczeniową. Ze względu na praktyczny charakter projektu, Autor skupia się na aspekcie wdrożeniowym, którego głównym celem jest opracowanie oprogramowania służącego do prognozowania własności manewrowych jednostek w warunkach morskich. Autor zrezygnował z formułowania precyzyjnej hipotezy badawczej, ponieważ problem obejmuje wiele różnych aspektów wymagających eksperymentalnego przetestowania. Każdy z tych elementów wymagał indywidualnej oceny, co sprawiło, że skupienie się na pojedynczej hipotezie byłoby niepraktyczne. Zamiast tego, praca koncentruje się na iteracyjnym procesie testowania i doskonalenia poszczególnych komponentów metody symulacji, co pozwala na bardziej elastyczne i kompleksowe podejście do rozwiązywania problemu.

Powyższy cel autor zdekomponował do szczegółowych celów badawczych:

1. Opracowanie narzędzia do oceny zachowania zdolności manewrowych statku z napędem azymutalnym, operującego w trudnych warunkach pogodowych.
2. Zastąpienie skomplikowanego eksperymentu w kosztownym i trudno dostępnym obiekcie na eksperymenty w standardowym obiekcie badawczym (basenie holowniczym).
3. Wyznaczenie modelu empirycznego interakcji kadłuba statku z pędnikiem azymutalnym.
4. Przekształcenie dostępnych metod obliczeniowych do postaci umożliwiającej wyznaczenia sił oddziaływań środowiskowych w postaci fali i wiatru.
5. Implementacja reakcji środowiskowych fali i wiatru otrzymanych drogą obliczeniową.
6. Ocena skuteczności opracowanej metody i potencjału przyszłych badań w tej dziedzinie.

Rezultat z pierwszego z wymienionych powyżej celów badawczych dotyczy głównie wdrożenia wyników niniejszej rozprawy w przedsiębiorstwie zatrudniającym autora. Drugi z celów badawczych ma także znamiona wdrożeniowe, z uwagi na fakt, że przedsiębiorstwo zatrudniające autora posiada obiekt uniemożliwiający przeprowadzania badań z modelami swobodnymi. Stąd opracowanie metodyki symulowania manewrów przy zastosowaniu modelu matematycznego opracowanego w ramach pracy, który po zaimplementowaniu charakterystyk wyznaczonych eksperymentalnie, pozwoliłby na poprawne prognozowanie właściwości manewrowych, co jest jedną z usług oferowanych przez przedsiębiorstwo. Pozostałe cele badawcze noszą znamiona pracy badawczej i mają na celu rozwiązać głównie problem implementacji modelu matematycznego pędników azymutalnych w wybranym modularnym modelu symulatora (obecnie powszechnie stosowane modele matematyczne opisują klasyczne układy napędowe śruba-ster). Dodatkowo wpływ czynników środowiskowych (fala i wiatr) implementowanych za pomocą modeli obliczeniowych, zostanie zweryfikowany eksperymentalnie.

1.4 Układ rozprawy

Niniejsza rozprawa zbudowana jest z 7 rozdziałów z załącznikami. Rozdział 2 opisuje podstawy teoretyczne wykorzystane do zbudowania modelu matematycznego symulatora z podziałem na podrozdziały dotyczące reakcji hydrodynamicznych na kadłubie i pędniku azymutalnym, reakcji środowiskowych, a także krótki podrozdział traktujący o wpływie prądu morskiego na prędkość statku względem wody i sposób implementacji w równaniach ruchu proponowanych w metodzie symulacji. Rozdział 3 zawiera propozycje modelowania matematycznego reakcji hydrodynamicznych, falowania i aerodynamicznych omówionych ogólnie w poprzednim rozdziale. Rozdział kolejny to propozycja identyfikacji poszczególnych parametrów zawartych w modelach reakcji opisanych w Rozdziale 3. Na parametry te składają się współczynniki oddziaływania kadłub pędnik oraz współczynniki reakcji hydro- i aerodynamicznych a także linowe i kwadratowe funkcje przenoszenia uwzględniające oddziaływania środowiska morskiego na statek. Każdy z podrozdziałów zawiera wstęp z omówieniem obecnego stanu wiedzy, który pozwala na wykorzystanie przebadanych metod wyznaczania elementów składowych modelu matematycznego symulatora manewrowego. Rozdział 5 zawiera wyniki badań eksperymentalnych z modelem swobodnym na wodzie spokojnej i sfalowanej. Wyniki eksperymentów posłużyły do weryfikacji modelu symulatora poprzez porównanie trajektorii modelu statku wykonującego manewr cyrkulacji. Następny rozdział, o numerze 6, to propozycja metodyki ekstrapolacji do skali rzeczywistej, wielkości otrzymanych w trakcie eksperymentu na skalowanym modelu fizycznym statku. Rozdział 7 podsumowuje niniejszą pracę, a następnie prezentuje propozycje dalszego rozwoju metody symulacji wraz z dyskusją nad możliwościami implementacji w oprogramowaniu powstałym na potrzeby doktoratu.

Opracowanie zawiera także załączniki zawierające parametry modeli fizycznych wykorzystanych w badaniach eksperymentalnych (Dodatek C), metody empiryczne proponowane w metodzie symulacji (Dodatek B), a także element stanowiący podstawę do wdrożenia metody w Centrum Techniki Okrętowej S.A., diagram i opis procesów przygotowania eksperymentów oraz obliczeń (Dodatek A).

Rozdział 2

Metoda symulacji manewrowych

Współcześnie wiele symulatorów treningowych jak i wspomagających projektantów statków w ocenie manewrowości projektowanych jednostek, bazuje na dwóch najbardziej popularnych modelach matematycznych. Każdy z nich opiera się o drugie prawo Newtona, a różnice pojawiają się w metodzie określania sił zewnętrznych działających na poruszający się statek. Pierwszy z nich, zaproponowany przez Abkowitza [6], opisuje zależność sił i momentów reakcji hydrodynamicznych działających na statek w ruchu, jako funkcję wielu zmiennych, t.j: przemieszczeń i prędkości w sześciu stopniach swobody oraz kąta wychylenia steru wraz z pierwszą i drugą pochodną tego kąta. Abkowitz zauważył, że złożone funkcje opisujące zależności sił od wymienionych parametrów, można aproksymować poprzez rozwinięcie w szereg Taylora, co zamienia te funkcje do postaci wielomianowej. Pierwotnie Abkowitz zaproponował rozwinięcie sił w postaci sumy liniowych iloczynów składowych zmiennych i tzw. współczynników pochodnych hydrodynamicznych. Ten sposób analizowania reakcji hydrodynamicznych, dał podwaliny do eksperymentalnych metod wyznaczania współczynników w zlinearyzowanym szeregu Taylora, poprzez holowanie modelu kadłuba statku w skali, na oscylatorze ruchu płaskiego.

W późniejszych latach, w Japonii pewna grupa badaczy zaproponowała metodę wyznaczania reakcji hydrodynamicznych, uwzględniając nieliniowe zależności sił na kadłubie od parametrów kinematycznych [14]. Współczynniki pochodnych hydrodynamicznych można wyznaczyć, badając skalowane modele kadłuba statku, wyposażone w modele układu napędowego, holując takie obiekty na ramieniu obrotowym. Yasukawa przedstawił w [71] dość dokładny opis metodologii wyznaczania współczynników pochodnych hydrodynamicznych, które wyznacza poprzez aproksymacje pomierzonych sił wielomianami wielu zmiennych, uwzględniającego nieliniowe zależności poszczególnych parametrów kinematycznych, tj. prędkości myśzkowania i prędkości normalnej. Dodatkowo Yasukawa prezentuje, w oparciu o teorię dysku przyspieszającego, sposób wyznaczania sił na sterze i współczynników oddziaływania kadłuba, pędnika i steru w oparciu o wyniki eksperymentów przy zastosowaniu ramienia obrotowego. Podobnie Yasukawa, Tomuri i inni, w artykułach [62] i [61] wyznaczają reakcje hydrodynamiczne na pędnikach azymutalnych oraz współczynniki oddziaływania tych pędników z kadłubem statku w ruchu, przy analizie wyników eksperymentów na ramieniu obrotowym. Z uwagi na

fakt, że taki sposób prowadzenia modeli, wymaga specyficznych basenów, o budowie walca, gdzie lustro wody jest przekrojem kołowym, Reichel w pracach [77] i [83] podjął próbę implementacji metod proponowanych przez Yasukawę i innych w pomiarach na oscylatorze ruchu płaskiego (urządzenia stosowane w basenach holowniczych). Ciekawym z punktu widzenia niniejszej dysertacji, jest fakt, że w wymienionych artykułach modele matematyczne dotyczą statków napędzanych pędnikami azymutalnymi. Reichel wykorzystał tu, oprócz pomiarów na oscylatorze, szereg badań modelowych pędników odosobnionych, holowanych w przepływie skośnym.

Metoda *MMG* jest też powszechnie stosowana przy walidacji symulacji wykonanych przy zastosowaniu numerycznej mechaniki płynów CFD. Taką próbę podjęli m.in. Kim i inni w pracy [90], gdzie wykorzystano współczynniki pochodnych hydrodynamicznych oraz współczynniki oddziaływania pędnik-kadłub, otrzymane eksperymentalnie przez Yasukawę i Yoshimurę [71], a model do symulacji zaimplementowano w oparciu o metodę proponowaną przez Matsumoto i Suemitsu w [26]. Autorzy wymienionego opracowania udoskonaili współczynniki interakcji kadłub-pędnik, na podstawie eksperymentów na ramieniu obrotowym, odwzorowując zjawisko ruchu statku w ustalonej fazie cyrkulacji. Otrzymane wyrażenia opisujące interakcję pędnika i kadłuba, opisano modelami regresyjnymi o parametrach będących wymiarami głównymi statku, co pozwala na prostą implementację w symulatorach.

W niniejszym rozdziale zostanie zaproponowany model matematyczny zbudowany w oparciu o dynamiczne równania ruchu. Zgodnie ze schematem, przedstawionym w poprzednim rozdziale na Rysunku 1.2, do zbudowania metody symulacji niezbędne są modele matematyczne, odwzorowujące reakcje hydrodynamiczne i oddziaływanie środowiska. W Rozdziale 2.1 zostanie wyprowadzone równanie ruchu w oparciu o kinematykę ruchu ciała sztywnego. Rozdział 2.2 zawiera proponowany model matematyczny ruchu płaskiego z uwzględnieniem kąta przechyłu statku manewrującego. Kolejne rozdziały traktują o modelowaniu sił zewnętrznych działających na manewrujący statek. Rozdział 2.3 prezentuje metodę dekompozycji reakcji hydrodynamicznych na komponenty związane z kadłubem i pędnikiem azymutalnym. W rozdziale 2.4 zaproponowano podział sił środowiskowych na wymuszenia od fali i wiatru, a następnie opisano stan obecnej wiedzy na temat ich identyfikacji. Ponadto w rozdziale tym zdefiniowano stopnie swobody oraz kierunki oddziaływania wektorów sił od fali i wiatru. Rozdział 2.5 omawia wpływ prądu morskiego na manewrujący statek, uwzględniając jego periodyczność i definiując kierunek działania wektora prędkości dryfu względem prędkości manewrującego statku.

2.1 Matematyczne równania ruchu statku

Do opisu matematycznego ruchu statku we wszystkich stopniach swobody posługuje się inercjalnym i dwoma nieinercjalnymi układami współrzędnych [69]. Układy te przedstawiono na Rysunku 2.1. Inercjalny układ współrzędnych $O^e x^e y^e z^e$ jest układem ortogonalnym, nieruchomym, związanym z ziemią

o wersorach $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$. Układy nieinercjalne $Ox'y'z'$ i $Oxyz$ także są ortogonalne, przy czym pierwszy z nich związany jest ze statkiem w ruchu, tak że płaszczyzna tworzona przez osie $x'y'$ jest równoległa do płaszczyzny wody niesfalowanej. Oś x' tworzy z osią x^e kąt ψ , będący odchyłką od głównego kursu statku [69]. Układ nieinercjalny $Oxyz$ jest związany ze statkiem, a jego wersory oznaczono e_1, e_2 i e_3 (2.1). Kierunek układów odniesienia jest prawoskrętny, a układ inercjalny rozważany jest w typowym układzie NED (ang. *North-East-Down*) [69]. Wersory układu związanego ze statkiem opisano jako $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$. Płaszczyzny $x_e y_e$ i xy leżą na płaszczyźnie wody, oś x jest skierowana dodatnio do dziobu, a oś y na prawą burtę. Przemieszczenia liniowe w układzie $Ox'y'z'$ na kierunku x' nazywane są kołysaniami postępowymi (ang. *surge*), na kierunku y' kołysaniami burtowymi (ang. *sway*), a na kierunku z' nurzaniem (ang. *heave*) [19]. Położenie układu nieinercjalnego względem NED opisuje wektor $\vec{r}_G$ o współrzędnych $\vec{r}_G = x_G^e \vec{e}_1 + y_G^e \vec{e}_2 + z_G^e \vec{e}_3$ i zaczepiony w początkowym położeniu środka ciężkości statku G_0 [69]. Pochodna po czasie tego wektora daje prędkości liniowe opisane zależnością:

$$\vec{v}_G^e = \dot{\vec{r}}_G = \dot{x}_G^e \vec{e}_1 + \dot{y}_G^e \vec{e}_2 + \dot{z}_G^e \vec{e}_3 = u \vec{e}_1 + v \vec{e}_2 + w \vec{e}_3 \quad (2.1)$$

Obydwa układy odniesienia są skorelowane poprzez kąty Eulera [69], a kolejność rotacji określana jest w macierzy obrotu R według schematu: obrót o kąt ψ (myszkowanie ang. *yaw*, kąt kursowy), potem obrót o kąt θ (kiwania, ang. *pitch*) a na końcu obrót o kąt φ (kołysania, ang. *roll*), co pokazano na Rysunku 2.2. Taka kolejność obrotów pozwala na wyznaczenie macierzy R , wokół kolejnych osi:

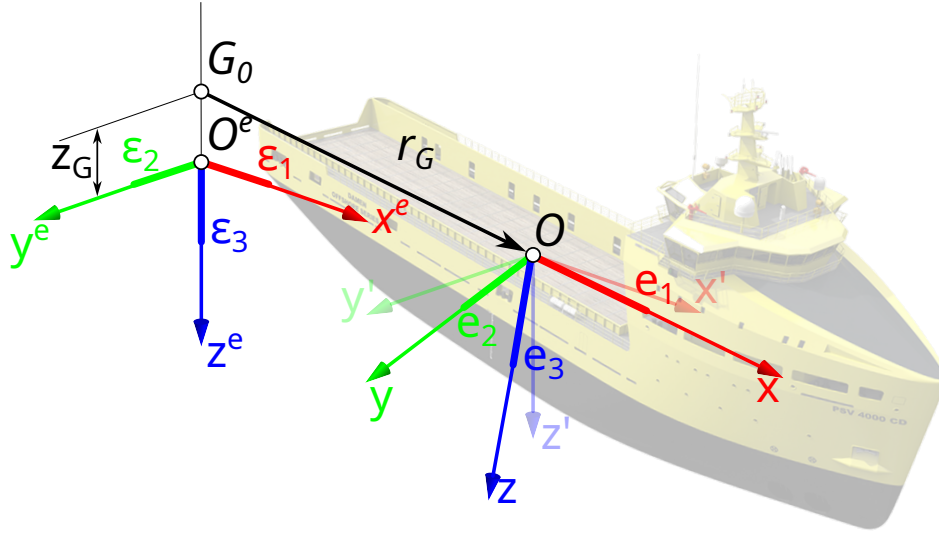
$$R_z = \begin{bmatrix} \cos\psi & \sin\psi & 0 \\ -\sin\psi & \cos\psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.2)$$

$$R_y = \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (2.3)$$

$$R_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\varphi & \sin\varphi \\ 0 & -\sin\varphi & \cos\varphi \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Indeksy w macierzach obrotu R oznaczają oś względem której wykonywany jest obrót. Aby uzyskać finalną macierz obrotu R należy pomnożyć poszczególne macierze według schematu:

$$R = [R_z \cdot R_y] \cdot R_x \quad (2.5)$$



Rysunek 2.1: Inercjalny i nieinercjalny układ współrzędnych

Zależność prędkości liniowych, pomiędzy układami odniesienia można finalnie zapisać zależnością:

$$\begin{bmatrix} \dot{x}_G^e \\ \dot{y}_G^e \\ \dot{z}_G^e \end{bmatrix} = R \cdot \begin{bmatrix} u \\ v \\ w \end{bmatrix} \quad (2.6)$$

Analogiczne do równania (2.1) można zapisać formułę na prędkości kątowe w obydwu układach:

$$\vec{\Omega} = \Omega_x \vec{e}_1 + \Omega_y \vec{e}_2 + \Omega_z \vec{e}_3 = p \vec{e}_1 + q \vec{e}_2 + r \vec{e}_3 \quad (2.7)$$

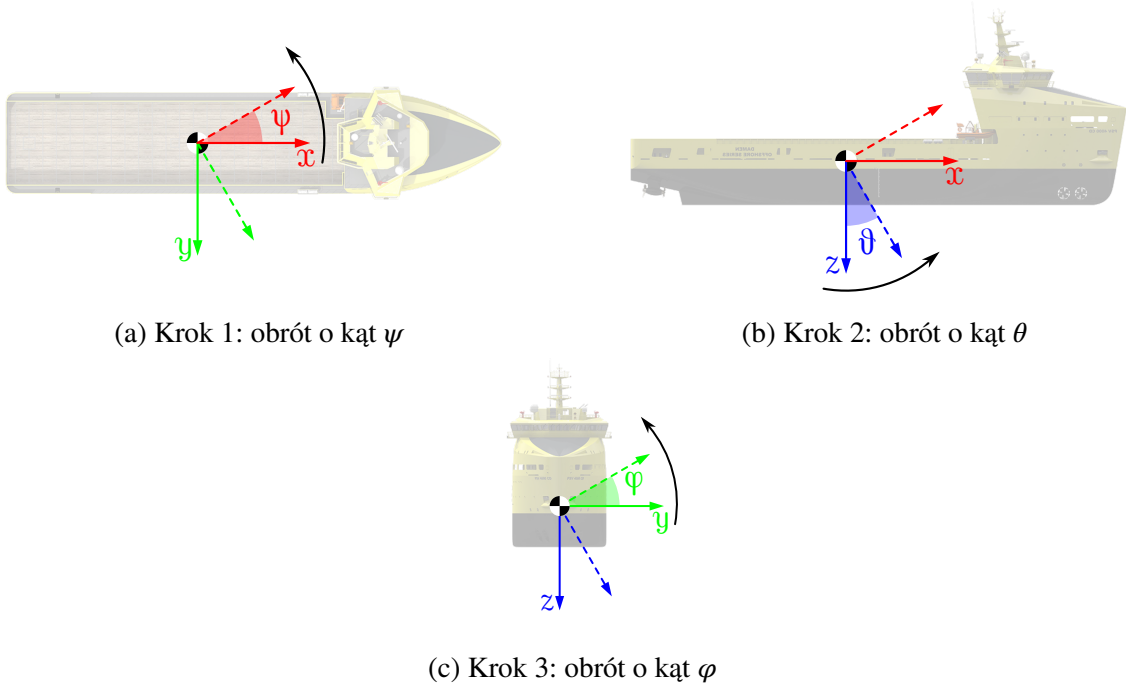
gdzie wielkości p, q, r są prędkościami kątowymi w układzie związanym ze statkiem odpowiadającym pochodnym kątów φ, θ i ψ odpowiednio. Następnie relacja prędkości kątowych w nieinercyjnym układzie współrzędnych, z uwzględnieniem poszczególnych kątów obrotu można zapisać za [69] równaniem:

$$\begin{bmatrix} \dot{\varphi} \\ \dot{\theta} \\ \dot{\psi} \end{bmatrix} = P \cdot \begin{bmatrix} p \\ q \\ r \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

gdzie macierz transformacji prędkości kątowych P można zapisać ([33], [24]):

$$P = \begin{bmatrix} 1 & \sin\varphi \tan\theta & \cos\varphi \tan\theta \\ 0 & \cos\varphi & -\sin\varphi \\ 0 & \sin\varphi / \cos\theta & \cos\varphi / \cos\theta \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Ogólne równania dynamiczne ruchu opisuje się w oparciu o dwa równania wektorowe. Ruch postę-



Rysunek 2.2: Kolejność obrotów - kąty Eulera

powy wyznacza druga zasada dynamiki Newtona w postaci [63]:

$$\vec{F} = \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d}{dt}(m\vec{v}_G^e) = m \frac{d\vec{v}_G^e}{dt} \quad (2.10)$$

gdzie $\vec{F}$ jest wektorem sił zewnętrznych działających na statek, m jest masą statku a $\vec{v}_G^e$ jest wektorem prędkości wypadkowej poruszającego się statku, zapisanym w równaniu (2.1). Wektor sił zewnętrznych określa się zazwyczaj w układzie związanym ze statkiem, stąd równanie (2.10) zapisuje się:

$$\vec{F} = m \frac{\delta \vec{v}_G^e}{\delta t} + \vec{\Omega} \times m \vec{v}_G^e \quad (2.11)$$

Po podstawieniu do równania (2.11) zapisu z równania (2.1) i zróżniczkowaniu prędkości otrzymuje się równanie ruchu w ujęciu przemieszczeń linowych:

$$\begin{cases} m(\dot{u} + qw - rv) &= F_1 - mg \sin \theta \\ m(\dot{v} + ru - pw) &= F_2 + mg \cos \theta \sin \varphi \\ m(\dot{w} + pv - qu) &= F_3 + mg \cos \theta \cos \varphi \end{cases} \quad (2.12)$$

Ruch obrotowy natomiast można opisać analogicznie do równania (2.11) jako ([63]):

$$\vec{M} = \frac{d\vec{L}}{dt} = \frac{\delta \vec{L}}{\delta t} + \vec{\Omega} \times \vec{L} \quad (2.13)$$

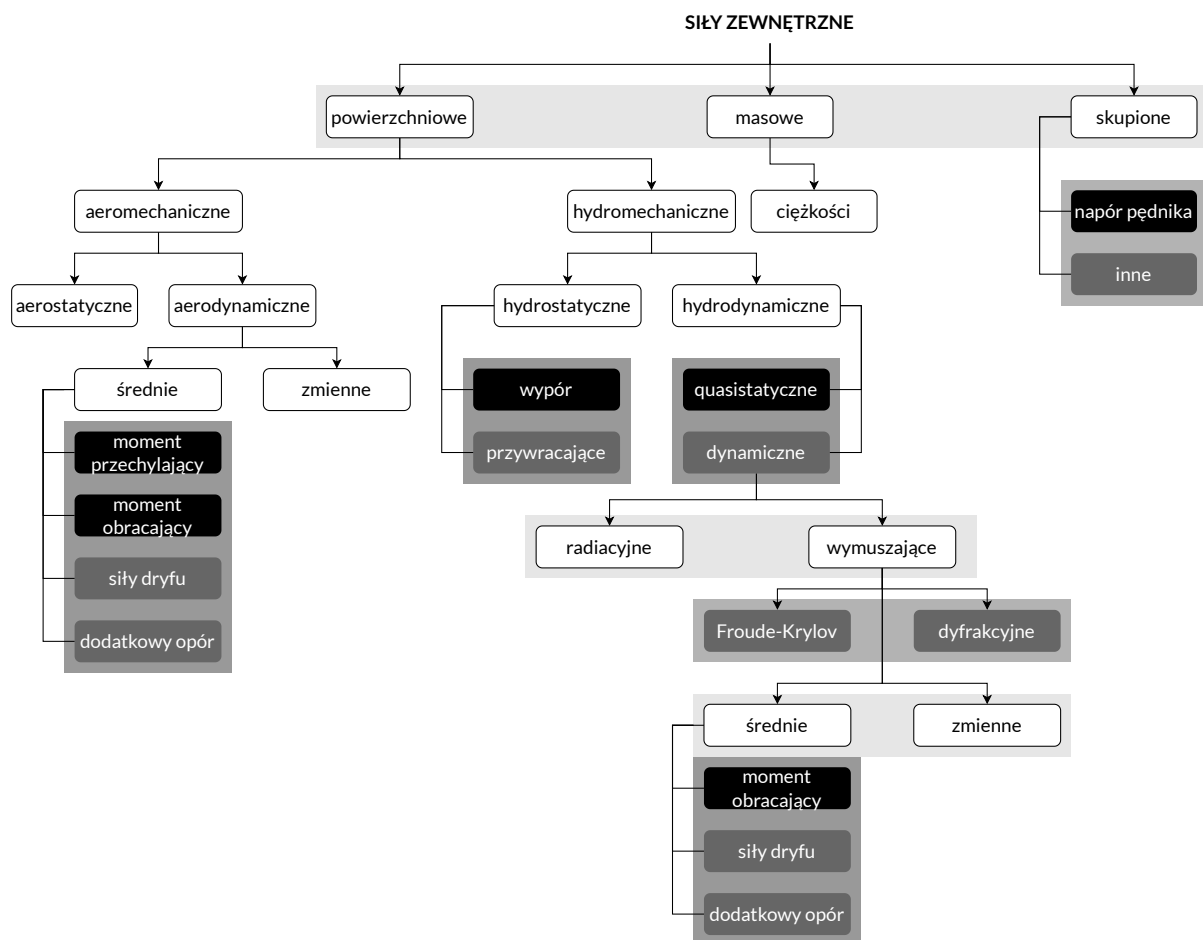
gdzie $\vec{L}$ jest momentem pędu wyrażonym równaniem:

$$\vec{L} = I \cdot \vec{\Omega} = \begin{bmatrix} I_{xx} & -I_{xy} & -I_{xz} \\ -I_{yx} & I_{yy} & -I_{yz} \\ -I_{zx} & -I_{zy} & I_{zz} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p \\ q \\ r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{44} & -I_{45} & -I_{46} \\ -I_{54} & I_{55} & -I_{56} \\ -I_{64} & -I_{65} & I_{66} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} p \\ q \\ r \end{bmatrix} \quad (2.14)$$

Indeksy w równaniu (2.14) odpowiadają numerowi stopnia swobody. Finalną postać dynamicznego równania ruchu obrotowego otrzymuje się po podstawieniu (2.14) do (2.13) i odpowiednim przekształceniu w postaci ([69]):

$$\begin{cases} I_{44}\dot{p} - I_{45}\dot{q} - I_{46}\dot{r} + (I_{66}r - I_{64}p - I_{65}q)q - (I_{55}q - I_{56}r - I_{54}p)r = M_4 \\ I_{55}\dot{q} - I_{54}\dot{p} - I_{56}\dot{r} + (I_{44}p - I_{45}q - I_{46}r)r - (I_{66}r - I_{64}p - I_{65}q)p = M_5 \\ I_{66}\dot{r} - I_{64}\dot{p} - I_{65}\dot{q} + (I_{55}q - I_{56}r - I_{54}p)p - (I_{44}p - I_{45}q - I_{46}r)q = M_6 \end{cases} \quad (2.15)$$

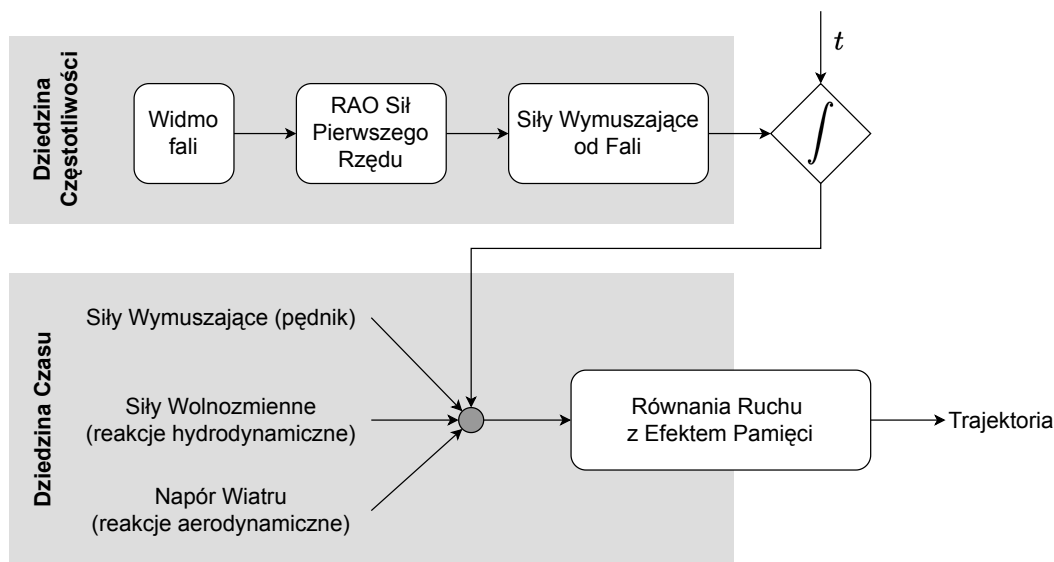
Siły i momenty zewnętrzne, odpowiednio $\vec{F}$, $\vec{M}$, działające na statek operujący w morzu podzielić można na trzy główne rodzaje: skupione (tylko siły), masowe i powierzchniowe. Pierwszy rodzaj to siły działające na statek, niezwiązane stricte ze środowiskiem, np. siła naporu od pędnika, będąca składową odpowiedzialną za poruszanie się statku z wypadkową prędkością. Siły masowe związane są z ciężarem statku. Ostatnia grupa sił, powierzchniowe, opisują reakcje oddziaływania środowiska: wiatr, fala, prądy morskie etc. Podzielić je można na aero- i hydromechaniczne. Szczegółowy podział sił zobrazowano na diagramie (Rysunek 2.3). W niniejszej pracy rozważane będą wszystkie te siły i momenty, a szczególny nacisk zostanie położony na reakcje aerodynamiczne i hydrodynamiczne.



Rysunek 2.3: Diagram sił zewnętrznych działających na statek w środowisku morskim

2.2 Proponowany model matematyczny symulacji

Równania ruchu zapisane w postaci (2.12) i (2.15) są podstawową formą równań różniczkowych ciała sztywnego. Siły zewnętrzne traktowane są tutaj jako niezależne i dla uproszczenia mogą być rozpatrywane jako superpozycja reakcji hydrodynamicznych i aerodynamicznych. Zarówno reakcje aerodynamiczne jak i hydrodynamiczne traktowane są jako przypadki quasi-statyczne i mogą być wyznaczone drogą eksperymentalną bądź obliczeniową. W niniejszej pracy przyjęto model obliczeniowy, oparty o model regresyjny, który zostanie zweryfikowany empirycznie i obliczeniowo przy zastosowaniu numerycznej mechaniki płynów (CFD). Reakcje hydrodynamiczne podzielono na dwa komponenty: reakcje na wodzie spokojnej, określane metodą eksperymentalną oraz reakcje na fali wyznaczane metodą obliczeniową. Metoda obliczeniowa reakcji od fali pomija efekty lepkościowe, stąd zastosowane modele obliczeniowe oparto o teorię przepływów potencjalnych. W przypadku reakcji na falowanie należy zauważyć, że w symulacjach weryfikacyjnych wykorzystano tylko niezmiennie w czasie komponenty sił drugiego rzędu, co wymusza redukcję stopni swobody, a co za tym idzie, modyfikację równań ruchu. Siły na wodzie spokojnej uwzględniają komponenty lepkościowe i zostaną określone eksperymentalnie poprzez holowanie modelu z daną prędkością postępową, obrotową. Model holowano w dryfie zerowym i niezerowym w celu uzyskania zależności reakcji hydrodynamicznych od prędkości normalnej. Wszystkie reakcje składające się na siły zewnętrzne działające na statek w ruchu, operujący w morzu omówione zostaną w kolejnych rozdziałach niniejszej pracy. Autor proponuje hybrydowy, eksperymentalno-obliczeniowy sposób wyznaczania reakcji hydro- i aerodynamicznych. Schemat implementacji sił zewnętrznych w modelu symulacji przedstawiono na Rysunku 2.4. Dyna-



Rysunek 2.4: Schemat superpozycji sił środowiskowych w modelu symulacji

miczne równania ruchu w postaci (2.12) i (2.15) opisują ruch statku w sześciu stopniach swobody (*ang. 6 degrees of freedom - 6DOF*). W typowych symulatorach manewrowych opisujących ruch stat-

ku na wodzie spokojnej równania te upraszcza się do trzech stopni swobody, wykorzystując składowe kinematyczne i dynamiczne działające w płaszczyźnie wody (reakcje i przemieszczenia liniowe) oraz obroty wokół osi pionowej. Dodatkowo, przy ocenie kąta przechyłu dla statku w cyrkulacji istotne jest wykorzystanie czwartego stopnia swobody - obrotu wokół osi wzdłużnej statku x . Wpływ czynników środowiskowych, takich jak wiatr i fala także może być zaimplementowany w płaskim modelu statku manewrującego, z uwzględnieniem kąta przechyłu, poprzez wprowadzenie średnich reakcji hydrodynamicznych od falowania (siły dryfu) oraz średnich wartości reakcji aerodynamicznych wywołanych naporem wiatru na nawodną część kadłuba statku. W przypadku czterech stopni swobody, równania ruchu (2.12) i (2.15) upraszczają się do postaci:

$$\begin{cases} m(\ddot{u} - vr) & = F_1 \\ m(\ddot{v} + ur) & = F_2 \\ I_{44}\dot{p} - I_{46}\dot{r} + (I_{56}r + I_{54}p)r & = M_4 \\ I_{66}\dot{r} - I_{64}\dot{p} - (I_{56}r + I_{54}p)p & = M_6 \end{cases} \quad (2.16)$$

gdzie po uwzględnieniu, że statek traktowany jest jako ciało smukłe (*ang. slender body*), momenty dewiacyjne przyjmują wartości pomijalne: $I_{46} = I_{56} = I_{45} \simeq 0$, a moment $I_{66} \simeq I_{55}$ [84]. Równanie (2.16) przyjmuje formę:

$$\begin{cases} m(\ddot{u} - vr) & = F_1 \\ m(\ddot{v} + ur) & = F_2 \\ I_{44}\dot{p} & = M_4 \\ I_{66}\dot{r} & = M_6 \end{cases} \quad (2.17)$$

Powyższe równanie dotyczy nieinercyjnego układu odniesienia $Oxyz$, natomiast proponowany w niniejszej rozprawie model matematyczny jest przedstawiony w układzie nieinercyjnym, którego osie wynikają z przecięcia płaszczyzny owręża (przechodzącej przez środek statku), wodnicy pływania i płaszczyzny symetrii. Przy czym x_G i z_G są rzędnymi, definiującymi położenie środka ciężkości w nowym układzie nieinercyjnym. Wtedy prędkość normalna v_m w nowym układzie wynosi:

$$v_m = v - x_G r + z_G p \quad (2.18)$$

Współrzędna z_G środka ciężkości G obliczana jest w odniesieniu do wielkości hydrostatycznych: początkowej wysokości metacentrycznej $\overline{GM}$ i rzędnej metacentrum poprzecznego $\overline{KM}$, odniesionej do płaszczyzny podstawowej statku wyraża się zależnością:

$$z_G = (\overline{GM} - \overline{KM} + d) \cos \varphi \quad (2.19)$$

Kąt dryfu β przyjmuje wtedy postać:

$$\beta = \arctan\left(-\frac{v_m}{u}\right) \quad (2.20)$$

a prędkość całkowita U :

$$U = \sqrt{u^2 + v_m^2} \quad (2.21)$$

Przekształcając równanie (2.18), uwzględniając korektę momentów bezwładności zgodnie z twierdzeniem Steinera i podstawiając do równania (2.17) otrzymuje się równanie ruchu względem owręża [33]:

$$\begin{cases} m(\dot{u} - v_m \dot{r} - x_G \dot{r}^2 + z_G \dot{r} \dot{p}) & = F_1 \\ m(\dot{v}_m + x_G \dot{r} - z_G \dot{p} + ur) & = F_2 \\ (I_{44} + m z_G^2) \dot{p} - m z_G (\dot{v}_m + ur) & = M_4 \\ (I_{66} + m x_G^2) \dot{r} + m x_G (\dot{v}_m + ur) & = M_6 \end{cases} \quad (2.22)$$

Siły po prawej stronie równania (2.22) to siły zewnętrzne, na które składają się reakcje hydrodynamiczne na kadłub i pędnik X_{hyd} , reakcje sił bezwładności płynu X_I oraz reakcje oddziaływania środowiska: fali i wiatru X_{env} . Przy założeniu, że reakcje od sił bezwładności płynu (masy towarzyszące) nie zależą od kąta przechyłu, siły i momenty zewnętrzne F_1 , F_2 , M_4 i M_6 można zapisać jako sumę ich składowych:

$$\begin{aligned} F_1 &= X_I + X_{hyd} + X_{env} \\ F_2 &= Y_I + Y_{hyd} + Y_{env} \\ M_4 &= K_I + K_{hyd} + K_{env} \\ M_6 &= N_I + N_{hyd} + N_{env} \end{aligned} \quad (2.23)$$

Reakcje sił bezwładności płynu X_I , zależne głównie od mas towarzyszących a_{ii} i uwzględniające sprzężenie odpowiednich wielkości kinematycznych można zapisać w postaci [84]:

$$\begin{aligned} X_I &= -a_{11} \dot{u} + a_{22} v_m \dot{r} \\ Y_I &= -a_{22} \dot{v}_m - a_{11} ur - a_{24} \dot{p} - a_{26} \dot{r} \\ K_I &= -(a_{44} + z_G a_{24}) \dot{p} - (a_{42} + z_G a_{22}) \dot{v}_m \\ &\quad - (a_{46} + z_G a_{26}) \dot{r} - a_{11} z_G ur \\ N_I &= -(a_{66} + x_G a_{26}) \dot{r} - (a_{62} - x_G a_{22}) \dot{v}_m \\ &\quad - (a_{64} - x_G a_{24}) \dot{p} + a_{11} x_G ur \end{aligned} \quad (2.24)$$

gdzie masy towarzyszące na kierunki sprzężone a_{24} , a_{26} i a_{46} mogą być uproszczone w następujący

sposób [84]:

$$\begin{aligned} a_{24} &= a_{42} \equiv -a_{22}\alpha_z \\ a_{26} &= a_{62} \simeq 0 \\ a_{46} &= a_{64} \simeq 0 \end{aligned} \quad (2.25)$$

a α_z oznacza pionowe ramię oddziaływania siły bocznej związanej z masą towarzyszącą a_{22} . Podstawiając (2.25) do równań (2.24) otrzymuje się:

$$\begin{aligned} X_I &= -a_{11}\dot{u} + a_{22}v_m r \\ Y_I &= -a_{22}\dot{v}_m - a_{11}ur + \alpha_z a_{22}\dot{p} \\ K_I &= -(a_{44} - z_G \alpha_z a_{22})\dot{p} - (\alpha_z + z_G)a_{22}\dot{v}_m - a_{11}z_G ur \\ N_I &= -a_{66}\dot{r} + x_G a_{22}\dot{v}_m + x_G \alpha_z a_{22}\dot{p} + a_{11}x_G ur \end{aligned} \quad (2.26)$$

Podstawiając równanie (2.26) do równania (2.23), a następnie do równania (2.17) i przenosząc siły bezwładności płynu na lewą stronę równania, otrzymuje się równanie matematyczne symulatora w czterech stopniach swobody (4DOF):

$$\begin{cases} (m + a_{11})\dot{u} - (m + a_{22})v_m r - m(x_G r - z_G p)r & = X \\ (m + a_{11})ur + (m + a_{22})\dot{v}_m - (mz_G - \alpha_z a_{22})\dot{p} + mx_G \dot{r} & = Y \\ (I_{44} + a_{44} + mz_G^2 - \alpha_z a_{22}z_G)\dot{p} - (mz_G - \alpha_z a_{22} - z_G a_{22})\dot{v}_m - z_G(mz_G - a_{11}z_G)ur & = K \\ (I_{66} + a_{66} + mx_G^2)\dot{r} + (m + \alpha_z a_{22})x_G \dot{v}_m - x_G \alpha_z a_{22}\dot{p} + (m - a_{11})x_G ur & = N \end{cases} \quad (2.27)$$

gdzie suma reakcji sił tłumienia na kadłubie, reakcje sił hydrodynamicznych na pędniku i reakcje środowiskowe tworzą reakcje X , Y , K i N po prawej stronie równania (równanie (2.23) zredukowane o siły bezwładności mas towarzyszących).

Układ równań różniczkowych (2.27) został wykorzystany przez Autora do zbudowania numerycznej wersji symulatora, a modele opisujące składowe reakcje hydrodynamicznych i aerodynamicznych, po prawej stronie równania, zostaną zaproponowane w rozdziale następnym.

2.3 Reakcje hydrodynamiczne

Ten rodzaj sił zewnętrznych podzielono na reakcje hydrodynamiczne statku poruszającego się na wodzie spokojnej $\{X_H, Y_H, K_H, N_H\} \in F_H$ oraz siły skupione związane z naporem pędników azymutalnych $\{X_T, Y_T\} \in F_T$. Reakcje hydrodynamiczne mają związek z opływem kadłuba i mogą być określane na drodze badań modelowych statków w skali, gdzie kadłub statku jest geometrycznym odpowiednikiem kształtu oryginalnego w skali pomniejszonej. Podobnie siły od pędników azymutalnych można wyznaczyć na podstawie badań skalowanych modeli geometrycznie podobnych śrub i wsporników pędników azymutalnych. Z uwagi na uproszczenie reakcji hydrodynamicznych do mode-

lu quasi-statycznego, w dalszej części pracy omówione będą metody identyfikacji zależności reakcji hydrodynamicznych na kadłubie i pędnikach od wielkości kinematycznych — składowych prędkości postępowych i obrotowych. Komponenty reakcji na kadłubie i na pędniku można zapisać w postaci sumy (2.28):

$$\begin{aligned} X_{hyd} &= X_H + X_T \\ Y_{hyd} &= Y_H + Y_T \\ K_{hyd} &= K_H + K_T + (Y_H + Y_T)z_G \\ N_{hyd} &= N_H + N_T - (Y_H + Y_T)x_G \end{aligned} \quad (2.28)$$

W celu implementacji oddziaływań hydrodynamicznych Autor wykorzystał modele matematyczne, w postaci funkcji charakteryzujących istotę zjawisk fizycznych wpływających na wielkości reakcji. Zaproponowano oddzielny model matematyczny dla reakcji na kadłubie i oddzielny na pędnikach. Parametry modeli matematycznych, zależne głównie od wielkości kinematycznych, uzyskiwanych w trakcie całkowania numerycznego równań ruchu (2.27) proponowanych do symulacji zidentyfikowano eksperymentalnie. Z uwagi na fakt, że eksperyment ma swoje ograniczenie techniczne (limit kąta dryfu), posłużono się metodami numerycznej mechaniki płynów w celu rozszerzenia zakresu stosowności modelu matematycznego opisującego siły hydrodynamiczne na kadłubie.

Modele matematyczne reakcji hydrodynamicznych, proponowane przez Autora do opracowania metody symulacji, wraz z metodą identyfikacji ich parametrów zostaną zaprezentowane w Rozdziale 3. Ponieważ część eksperymentalną identyfikującą siły od zjawisk hydrodynamicznych określono w skali pomniejszonej, Autor niniejszej pracy proponuje metodę ekstrapolacji do wielkości rzeczywistych stosując prawa podobieństwa Froude’a z uwzględnieniem skalowania sił tarcia. Metody ekstrapolacji sił hydrodynamicznych zostaną omówione szczegółowo w Rozdziale 6.

2.4 Reakcje środowiskowe

Reakcje oddziaływania środowiska, podobnie jak siły hydrodynamiczne, zostały rozbite na dwa komponenty: reakcje od falowania $\{X_w, Y_w, K_w, N_w\} \in F_w$ i reakcje od wiatru $\{X_a, Y_a, K_a, N_a\} \in F_a$. Taki podział, zakłada liniową superpozycję sił i może być zapisany sumą:

$$\begin{aligned} X_{env} &= X_w + X_a \\ Y_{env} &= Y_w + Y_a \\ K_{env} &= K_w + K_a \\ N_{env} &= N_w + N_a \end{aligned} \quad (2.29)$$

W tej części pracy w celu opisu matematycznego oddziaływań środowiska wprowadzono oznaczenia nieinercjalnego układu odniesienia zgodnie z numeracją stopni swobody (Rysunek 2.5b). Na Rysunku 2.5a przedstawiono też kierunki kursowe względem fali i wiatru. Siły środowiskowe po-

dzielono głównie na wymuszenia od fali i wiatru. Siły od fali składają się z komponentów wolno- i szybko- zmiennych. Siły wolnozmiennie od fali to siły wymuszeń drugiego rzędu, które z dobrym przybliżeniem można implementować w modelu matematycznym symulatora jako średnie reakcje, które z uwagi na brak sił przywracających dominują na kierunkach 1, 2 i 6 (Rysunek 2.5b). Podobnie siły aerodynamiczne od naporu wiatru przyjmowane są jako średnie, z uwagi na fakt, iż trajektorie symulowane do oceny manewrowości statku zmieniają się w stosunkowo krótkim czasie, co pozwala założyć, iż wolno zmienne reakcje od fali i wiatru nie zakłócają znacząco trajektorii.

Siły wywołane falowaniem można podzielić na dwa rodzaje. Szybkozmiennie, powodujące ruchy statku we wszystkich stopniach swobody, w których dominują nurzania, kołysania i kiwania, a siły wywołujące ruchy na tych kierunkach mają charakter sił pierwszego rzędu. Oznacza to, że ich amplituda jest wprost proporcjonalna do amplitudy fali. Siły te, z uwagi na okresowość, o rząd mniejszą niż siły wymuszające zmianę trajektorii statku przy manewrowaniu, mogą być pominięte, o ile nie rozważa się wymienionych ruchów statku. Wpływ fali na manewry mają głównie siły, zaliczane do drugiego rodzaju — są to siły dryfu, które mają charakter drugiego rzędu [32], [49]; ich średnia wartość jest proporcjonalna do kwadratu amplitud fali.

Newman w [8] zaproponował analityczne podejście, do wyznaczania sił drugiego rzędu dla dowolnego statku. Wychodząc z założenia, że płyn jest idealny, a odpowiedzi (ruchy) statku mają charakter liniowy, wykorzystał zasadę zachowania pędu do ich obliczania. Przy wykorzystaniu zależności, znanej pod postacią funkcji Kochina, która wykorzystuje potencjał prędkości wyznaczony w znacznej odległości od obiektu, otrzymał dobre przybliżenie sił drugiego rzędu na falach skośnych, dla obiektów smukłych, jakimi są statki. Metoda ta, z uwagi na założenie fazy ustalonej, adekwatna jest dla obiektów pływających z zerową prędkością.

Podobne podejście zaproponował wcześniej Maruo [2], przy czym autor rozważał w opracowaniu jedynie przyrost oporu na fali czołowej, jednakże artykuł ten stał się przełomowym w rozwoju analiz numerycznych, przy wykorzystaniu teorii przepływów potencjalnych. Później proponowaną metodę Maruo w [4] rozwinął na siły drugiego rzędu działające na kierunek wzdłużny i poprzeczny (normalny) do osi głównych układu współrzędnych związanego ze statkiem.

Siły drugiego rzędu, a dokładniej siły dryfu, które są uśrednioną wartością sił drugiego rzędu, implementowane w symulatorach, obliczane są głównie numerycznie. Wicaksono i Kashiwagi w [81] zaproponowali metodę implementacji teorii opracowanych przez prekursorów (Maruo [4], Newman [8])). Autorzy wykorzystali nową metodą paskową (New Strip Theory - NST) oraz rozszerzoną jednolitą teorię pola (Enhanced Unified Theory - EUT), opracowaną przez Kashiwagi [36] do obliczenia sił drugiego rzędu dla statku typu masowiec, płynącego z prędkością 4 węzłów, na fali czołowej (180°), fali skośnej dziobowej (150°) oraz fali bocznej (90°) i rufowej skośnej (30°). Następnie obliczone siły dryfu na kierunek wzdłużny i poprzeczny oraz moment wokół osi pionowej porównano z eksperymentem. Zadowalającą zgodność wykazała metoda EUT, z uwagi na uwzględnienie w niej efektów trójwymiarowych i wpływu prędkości postępowej. Liu, Papanikolaou i Zaraphonitis w [65] zastosowali podobne podejście, z tym że większe prędkości zostały uwzględnione poprzez formułę asymptotycz-

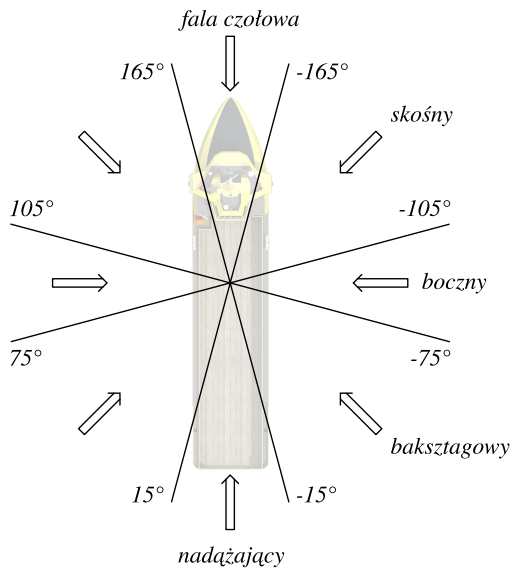
na zaproponowaną przez Faltinsena i innych w [32]. Formuła ta daje dobre wyniki dla fal krótkich, dla statków pełnotłowych. Faltinsen wyprowadził formułę zakładając całkowity udział fal odbitych od nieosłoniętej części kadłuba statku. Zależność dla statków smuklejszych, jak kontenerowce czy ro-ro, autorzy proponują formułę wyprowadzoną przez Kuroda i innych w [54].

Większość metod wywodzących się z metod potencjalnych, ma praktyczne zastosowanie do szacowania sił drugiego rzędu dla obiektów offshore i statków stojących na fali. Na potrzeby dysertacji główną metodą numeryczną wykorzystaną przy obliczeniu sił drugiego rzędu, będzie metoda zaproponowana przez Newmana w [18] i rozwiniętej w dysertacji doktorskiej Pinkster [20], a zaimplementowana w panelowym kodzie potencjalnym o komercyjnej nazwie *Ansys AQWA*.

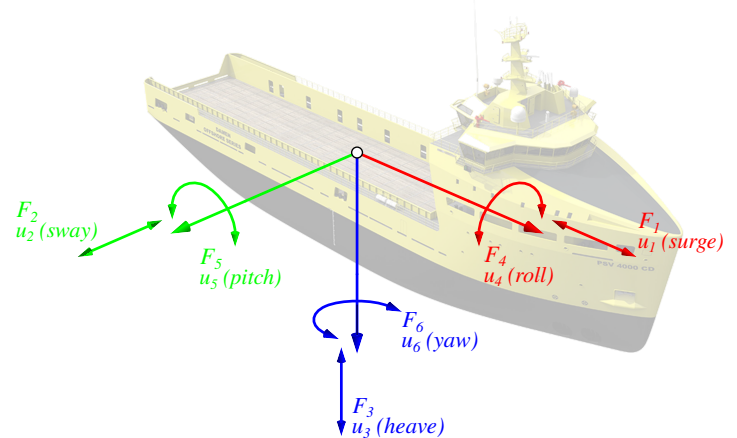
Z uwagi na niewystarczającą dokładność w obliczaniu sił dryfu od fali na kierunek wzdłużny i poprzeczny statku, metody empiryczne, lub półempiryczne będą rozważane w dysertacji doktorskiej. Liu i Papnikolau w [73] zaproponowali empiryczną metodę szacowania przyrostu oporu na fali dla wszystkich kierunków falowania. Autorzy wyprowadzili formuły regresyjne, w oparciu o dostępną bazę danych kwadratowych funkcji przenoszenia przyrostu oporu na fali. Wyniki zostały później zweryfikowane przez Wanga, Bielickiego i innych [91] na szerszym spektrum statków przebadanych w skali modelowej na falach regularnych. Dodatkowo metoda ta została zaakceptowana przez ITTC do wyznaczania korekt oporu od fali, przy przeliczaniu wyników pomiarów prób zdawczo-odbiorczych statków nowo zbudowanych i w eksploatacji. W materiałach konferencyjnych Kalbarczyk i Bielicki [89], zaprezentowali ponadto walidację tej metody na podstawie eksperymentów na regularnej i nieregularnej fali nadążającej.

Do wyznaczenia ruchów pierwszego rzędu, zostanie zaimplementowana metoda funkcji odpowiedzi impulsowej (Impulse Response Function - IRF), która pozwala na symulacje w domenie czasowej w oparciu o wyniki analiz przeprowadzonych w dziedzinie częstości kołowych. Cummins [5] i Ogilvie [7] wyprowadzili zależność na transformację dynamicznego układu liniowego z dziedziny częstości do dziedziny czasu. Metoda ta polega na zamianie zależnych od częstości współczynników mas towarzyszących i tłumienia na ekwiwalentne stałe współczynniki, niezależne od częstości kołowej i zależną od czasu funkcję opóźnienia (*ang. retardation function*), która może być wyznaczona z funkcji impulsowej. Funkcja opóźnienia uwzględnia efekt pamięci, w symulacji. Technikę wyznaczania transformaty współczynników hydrodynamicznych mas towarzyszących i tłumienia, dobrze opisał Perez i Fossen w [56] i [55], który na potrzebę optymalizacji czasu obliczeń, zaproponował zamianę równania układu dynamicznego na reprezentatywny model matematyczny zwany równaniem stanu (*ang. State Space Model - SSM*). Przegląd znanych metod konwersji funkcji opóźnienia (impulsu odpowiedzi - *ang. impulse response function - IRF*) na macierze stanu została przedstawiona przez Fossen w [56], m.in. aproksymacja IRF metodą najmniejszych kwadratów oraz *realization theory* pozwalająca powiązać macierze stanu z transmitancją systemu liniowego. Zapewnienie stabilności współczynników aproksymacji, poprzez dekompozycję wielomianów funkcji urojonej zaproponowali Kaasen i Mo w [46].

Współczynniki tłumienia kołysań bocznych wyznaczone przy zastosowaniu obliczeń potencjalnych są obciążone dużym błędem z uwagi na dominujący składnik lepkościowy, który przy płynach



(a) Kierunki fal i wiatru



(b) Numeracja stopni swobody

Rysunek 2.5: Definicje układów odniesienia w modelu uwzględniającym falowanie morskie

idealnych jest pomijany. W związku z tym niezbędne jest implementowanie dodatkowego tłumienia kołysań bocznych. Jedną z najpopularniejszych metod zaproponował Ikeda i inni w [11] i [13], gdzie współczynnik tłumienia reprezentuje suma współczynników tłumienia uwzględniających: tarcie, wiry spływających z obła, siłę nośną, układ falowy i wpływ stępek obłowych. Ten fundamentalny podział pozwolił badaczom na rozwijanie metod przybliżania współczynników tłumienia, głównie w oparciu o metody regresyjne. Himeno w pracy [21] przedstawił metodę wyznaczania wymienionych komponentów na podstawie głównych parametrów statku. W późniejszych latach metoda ta była rozwijana i szeroko stosowana. Kawahara i inni w [59] zaproponowali uproszczoną metodę empiryczną szacowania tłumienia kołysań. Metoda ta daje dobre przybliżenie dla amplitud kołysań powyżej 10° i z powodzeniem może być stosowana na potrzeby symulacji manewrowych na fali. W przypadku gdy zachodzi konieczność dokładniejszej oceny amplitud kołysań bocznych dla statku manewrującego na fali, szczególnie dla fali nieregularnej, zalecane są metody eksperymentalne. Bielicki w [88] zaproponował metodę wyznaczania i doboru współczynników w zależności od stanu morza, dla którego szacowane będą kołysania statku. Opiera się ona na metodzie wyznaczania charakterystyki w formie funkcji przenoszenia, na podstawie pomiarów na fali o widmie białego szumu, którego energia jest tożsama z energią standardowego widma falowania, przyjętego do prognozowania ruchów statku.

Wpływ wiatru zostanie uwzględniony poprzez dodanie sił aerodynamicznych określonych w oparciu o charakterystyki otrzymane w tunelu aerodynamicznym, obliczeniach numerycznej mechaniki płynów (CFD) lub wzory regresji. Metodykę wyznaczania charakterystyk aerodynamicznych nadwodnej części statków zaproponowano w [86]. Wartości reakcji aerodynamicznych zmierzonych w tunelu aerodynamicznym, są podane jako wypadkowe sił, zmierzonych na kierunki ich działania, a następnie przeliczane na współczynniki aerodynamiczne, które są ilorazem tych reakcji i iloczynu uogólnio-

nego ciśnienia dynamicznego (połowy iloczynu gęstości powietrza i kwadratu prędkości referencyjnej) oraz powierzchni referencyjnej. Taki sposób normalizacji reakcji aerodynamicznych, określany mianem charakterystyk aerodynamicznych, zastosował szerzej w swoich badaniach Blendermann [35]. Autorzy w [86] proponują, zastosowanie uśrednionej prędkości nawiewu, którą określają poprzez całkowanie profilu rozkładu prędkości nawiewu w komorze pomiarowej tunelu aerodynamicznego. Tak określona prędkość referencyjna pozwala na unifikację współczynników aerodynamicznych, a co za tym idzie zmniejszenie wpływu przyjętej wartości prędkości referencyjnej przy wyznaczaniu wartości tych współczynników — do tej pory przyjętą praktyką było stosowanie prędkości referencyjnej zmierzonej na wysokości środka geometrycznego powierzchni nawiewu.

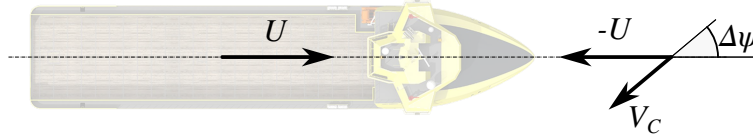
Najnowszą metodę regresji zaproponował Kitamura i inni w [76]. W artykule zaproponowano oszacowanie współczynników sił obciążenia wiatrem, części nadwodnej kadłuba, w oparciu o główne parametry geometryczne kadłuba statku, takie jak: typ statku, długość całkowita, etc. Współczynniki reakcji aerodynamicznych dla statków są wyznaczane drugą metodą Fujiwary, w której wykorzystuje się parametry oszacowane za pomocą wzorów regresyjnych [38]. Dane z testów w tunelu aerodynamicznym wykazały, że oszacowane współczynniki obciążenia wiatrem mają porównywalną dokładność do tych oszacowanych przy użyciu rzeczywistych parametrów. Autorzy porównują zaproponowaną metodę regresyjną z eksperymentem w tunelu aerodynamicznym, a oszacowane średnie odchylenia kwadratowe obliczone na podstawie rezyduów, potwierdzają zasadność stosowania tej metody. Dodatkowo autorzy udowadniają, że metoda ta może być stosowana z powodzeniem w szerszym zakresie, niż dane typy i wielkości statków wykorzystane przy budowaniu modelu regresyjnego.

2.5 Wpływ prądu morskiego

W przypadku statku manewrującego, zakłada się, że porusza się on z pewną prędkością względem wody, co odnosi się do sytuacji, w której obiekt badany, czyli statek, porusza się względem inercjalnego układu odniesienia. W typowych analizach woda jest często traktowana jako nieruchoma, co stanowi uproszczenie. Jednakże prąd morski wprowadza dodatkowy komponent prędkości, który zaburza to założenie. W rezultacie prędkość statku względem wody ulega zmianie, ponieważ prąd morski modyfikuje prędkość względną pomiędzy statkiem a wodą. Dlatego prędkość statku w modelu symulatora należy skorygować o prędkości prądów morskich występujących w rejonie, gdzie przeprowadzana jest symulacja.

Na powstawanie prądów morskich wpływa kilka czynników, na które składają się: ruch obrotowy Ziemi, pozycje Księżyca i Słońca względem Ziemi, wysokość Księżyca nad równikiem Ziemi oraz topografia podwodna. Zmiany te można wyrazić zapisując zmiany prędkości prądu jako sumę funkcji harmoniczných [74]:

$$|\vec{V}_C| = V_{C0} + \sum_{i=1}^N \left[V_{ci} \cos\left(\frac{2\pi}{\tau_{Ci}} t\right) + V_{si} \sin\left(\frac{2\pi}{\tau_{Ci}} t\right) \right] \quad (2.30)$$



Rysunek 2.6: Definicja wektora prędkości prądu

gdzie indeks i oznacza komponent związany z poszczególnym czynnikiem, a parametry V_c , V_s są składowymi amplitudami rozwinięcia w szereg Fouriera poszczególnych czynników wpływających na fluktuację prądów morskich. Parametr τ_c jest okresem zmienności poszczególnych składowych i waha się od ~ 12 do ~ 24 godzin. Mając na uwadze okoliczności symulacji manewrowych, największy wpływ na trajektorię będzie miał prąd związany ze zjawiskiem przypływu, którego okres można szacować na $\tau_i = 12\text{h } 25\text{m } 14\text{s}$, proponuje się uproszczenie formuły (2.30) do jednego komponentu:

$$|\vec{V}_C| = V_{C0} + V_c \cos\left(\frac{2\pi}{\tau_i}t\right) + V_s \sin\left(\frac{2\pi}{\tau_i}t\right) \quad (2.31)$$

gdzie parametry V_{C0} , V_c i V_s można określić po odczycie 3 wartości prędkości prądu z danych hydrologicznych dostępnych dla danego akwenu.

Znając funkcję opisującą zmianę modułu wektora prędkości prądu morskiego $|\vec{V}_C|$ w czasie, składowe wektora prędkości prądu można dodać do komponentów kinematycznych w dynamicznych równaniach ruchu (2.22) zgodnie z zależnością:

$$\begin{aligned} u &= u_0 + |\vec{V}_C| \cos(\Delta\psi) \\ v &= v_0 + |\vec{V}_C| \sin(\Delta\psi) \\ \dot{u} &= \dot{u}_0 + |\vec{V}_C| \sin(\Delta\psi)r \\ \dot{v} &= \dot{v}_0 - |\vec{V}_C| \cos(\Delta\psi)r \end{aligned} \quad (2.32)$$

gdzie index 0 przy komponentach kinematycznych oznacza wielkości bez uwzględnienia prądu, a $\Delta\psi$ jest kątem pomiędzy wektorem prędkości wypadkowej statku a wektorem prądu, jak to zobrazowano na Rysunku 2.6.

2.6 Podsumowanie

W tym rozdziale przedstawiono kluczowe elementy metody symulacji manewrów statku zaproponowanej przez Autora rozprawy. W oparciu o kinematykę ruchu ciała sztywnego wyprowadzono równania ruchu. Zidentyfikowano i sklasyfikowano siły zewnętrzne działające na statek w ruchu. W oparciu o

równania ruchu zaproponowano model matematyczny symulacji w czterech stopniach swobody, który zostanie oceniony w późniejszych rozdziałach niniejszej rozprawy. Następnie zaproponowano modele matematyczne reakcji hydrodynamicznych, metodę dekompozycji na składowe będące reakcjami oddziaływania wody na kadłub statku w ruchu oraz siły skupione od pracującego pędnika azymutalnego. Reakcje środowiskowe podzielono na obciążenia wywołane falowaniem i obciążenia od wiatru. Efekt prądu morskiego opisano w ostatniej części tego rozdziału.

Wpływ falowania opisano w podziale na reakcje pierwszego i drugiego rzędu, a następnie dokonano przeglądu metod ich identyfikacji w oparciu o dane z literatury. W kontekście stanu bieżącej wiedzy omówiono metody identyfikacji reakcji aerodynamicznych w celu ich implementacji w symulacjach statku w obecności wiatru. W następnym rozdziale zostaną omówione wybrane metody identyfikacji sił zewnętrznych działających na statek, z podziałem na poszczególne komponenty, ze szczególnym uwzględnieniem metody identyfikacji reakcji hydrodynamicznych na pędniku azymutalnym, opracowanej przez Autora na podstawie badań eksperymentalnych pędników w jednorodnym przepływie skośnym, a także dla pędników pracujących za kadłubem statku.

Rozdział 3

Matematyczne modele sił zewnętrznych

W bieżącym rozdziale zostaną zaproponowane matematyczne opisy sił zewnętrznych działających na statek manewrujący w środowisku morskim. W Rozdziale 3.1 opisano metodę przybliżenia sił hydrodynamicznych na kadłubie w oparciu o rozwinięcie w szereg Taylora, a następnie zaproponowano model powierzchni wielomianowej w oparciu o założenia modelu *MMG* według [71] z rozwinięciem o czwarty stopień swobody według propozycji [84]. Rozdział 3.2 traktuje o modelu matematycznym reakcji na pędniku azymutalnym według propozycji Autora, który zaimplementował teorię dysku przyspieszającego i charakterystyki pędnika w przepływie niezakłóconym do zbudowania modelu matematycznego siły naporu i siły normalnej na pędniku azymutalnym. Rozdziały 3.3 i 3.4 omawiają modele matematyczne reakcji środowiskowych. W rozdziale poświęconym falowaniu opisano liniową teorię sił pierwszego rzędu oraz nieliniowe zależności średnich sił drugiego rzędu, określanych mianem sił dryfu. Siły dryfu mają dominujący wpływ na trajektorie manewrującego statku, a ich wartości zależą jedynie od stanu morza, kierunku nadchodzenia fali, kąta dryfu i prędkości statku. W tym rozdziale opisano również metodę transformacji sił pierwszego rzędu, identyfikowanych obliczeniowo w dziedzinie częstości kołowej, do dziedziny czasu, co pozwoli na ich implementację w symulatorze manewrowym. Obecna wersja opracowanego symulatora manewrowego nie uwzględnia sił pierwszego rzędu, jednakże przedstawiona metoda pozwala na ich implementację w ramach dalszego rozwoju oprogramowania. Rozdział omawiający reakcje aerodynamiczne opisuje zmienny profil wiatru nad poziomem morza oraz definiuje współczynniki aerodynamiczne stosowane w obliczeniach obciążeń od wiatru działających na manewrujący statek.

3.1 Model reakcji hydrodynamicznych na kadłubie

Siły hydrodynamiczne X_H , Y_H , K_H i N_H będące reakcjami tłumiącymi na kadłubie zależą głównie od prędkości. Jeśli ograniczyć zależność tych reakcji do wyrażen liniowych, otrzymuje się liniową reprezentację manewrowości statku. Siły te wyznacza się z zależności teoretycznych (co jest dość złożone) i empirycznych (duże niedokładności) lub przez rozwinięcie w szereg Taylora [31]. Rozwinięcie to można zredukować do wyrazów opartych na pierwszej pochodnej (liniowa reprezentacja reakcji

hydrodynamicznych) lub pochodnych wyższego rzędu (reprezentacja nieliniowa). Współczynniki dynamiczne dla takiego rozwinięcia można uzyskać za pomocą badań modelowych wykorzystujących oscylator ruchu płaskiego (*ang. Planar Motion Mechanism*) lub poprzez odpowiednie zastosowanie metod identyfikacji macierzy stanu systemu fizycznego poprzez badania modeli swobodnych, lub rzeczywistych statków. Równania wyprowadzone na podstawie linowych reprezentacji współczynników rozwinięcia w szereg Taylora są wykorzystywane do analizy dynamicznej stabilności kursu statku, oceny zdolności manewrowych statku w zakresie drobnych regulacji steru oraz w początkowej fazie projektowania autopilotów. Jednak w przypadku zadań wymagających większej precyzji, niezbędne są równania nieliniowe.

Zakładając, że tłumiące reakcje hydrodynamiczne $\mathbf{F} = (X_H, Y_H, N_H) \in \mathbb{R}^n$ zależą od prędkości $\xi = (u, v_m, r)$, $\mathbf{c} = (u_0, 0)$ rozwinięcie w szereg Taylora funkcji $\mathbf{F}$ [98]:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}(\xi) = \mathbf{F}(\mathbf{c}) + \sum_{i=1}^n \mathbf{F}_{\xi_i}(\mathbf{c})(\xi_i - c_i) + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^n \mathbf{F}_{\xi_i \xi_j}(\mathbf{c})(\xi_i - c_i)(\xi_j - c_j) \\ + \dots + \frac{1}{k!} \sum_{i_1, \dots, i_k=1}^n \mathbf{F}_{\xi_{i_1} \dots \xi_{i_k}}(\mathbf{c})(\xi_{i_1} - c_{i_1}) \dots (\xi_{i_k} - c_{i_k}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

gdzie:

$$\mathbf{F}_{\xi_{i_1} \dots \xi_{i_k}} = \frac{\partial^k \mathbf{F}}{\partial \xi_{i_1} \dots \partial \xi_{i_k}} \quad (3.2)$$

W zastosowanym modelu matematycznym, znanym jako MMG, przyjmuje się rozwinięcie w szereg Taylora rzędu 3, a zwyczajowo pochodne cząstkowe zapisuje się:

$$\frac{\partial X}{\partial v} = X_v \quad \frac{\partial^2 X}{\partial v^2} = X_{vv} \quad \frac{\partial^2 X}{\partial v \partial r} = X_{vr} \quad \text{etc.}$$

Model *MMG* zakłada, że siła na kierunku normalny Y_H i moment N_H nie zależą od prędkości u , a składowa X_H uwzględnia zmiany prędkości u jako opór statku $R_u = f(u)$. Dodatkowo w składowej X_H pochodne cząstkowe rozwinięcia rzędu vr^2 i rv^2 są pomijalnie małe. Podobnie w przypadkach składowych Y_H i N_H pomija się pochodne rzędu v^2 i r^2 . Uwzględniając te założenia, finalnie równanie reakcji hydrodynamicznych tłumienia przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} X_H &= -R_u + X_{vv}v_m^2 + X_{vr}v_m r + X_{rr}r^2 + X_{vvv}v_m^3 \\ Y_H &= Y_v v_m + Y_r r + Y_{vvv}v_m^3 + Y_{rvv}v_m^2 r + Y_{rrv}v_m r^2 + Y_{rrr}r^3 \\ N_H &= N_v v_m + N_r r + N_{vvv}v_m^3 + N_{rvv}v_m^2 r + N_{rrv}v_m r^2 + N_{rrr}r^3 \end{aligned} \quad (3.3)$$

Powyższe równanie zawierające pochodne cząstkowe, sprawdza się w trzech stopniach swobody, jednakże w przypadku modelu matematycznego proponowanego przez Autora, uwzględniono kołysania boczne, stąd niezbędne jest uwzględnienie momentu przechylającego K_H w postaci [84]:

$$K_H = -Y_H z_H - Y_T z_T - mg \overline{GM} \sin \varphi + K_p p + K_{pp} p |p| \quad (3.4)$$

W równaniu (3.4) pierwsze dwa człony prawej strony to momenty: przechylające od składowej reakcji hydrodynamicznej Y_H , przechylający od składowej reakcji na pędniku azymutalnym Y_T . Momenty te są wynikiem działania wymienionych reakcji na ramieniu wyznaczonym przez punkty ich przyłożenia (z_H, z_T). Następny człon w równaniu powyższym to moment prostujący, który przy małych kątach przechyłu zmienia się proporcjonalnie z $\sin \varphi$ a współczynnik proporcjonalności równy jest iloczynowi masy statku m , przyspieszenia ziemskiego g i początkowej wysokości metacentrycznej $\overline{GM}$. W kontekście niniejszej metody symulacji, która koncentruje się na oszacowaniu wpływu kąta kołysań za pomocą wzorów regresyjnych, zgodnie z pracą [23], stosowanych na etapie analiz wstępnych, a nie na ocenie stateczności statku sensu stricto, przyjęte uproszczenie można uznać za zasadne. Ostatnie dwa człony związane są z momentem tłumiącym zmieniającym się nieliniowo z prędkością kołysań p . Współczynniki tłumienia K_p i K_{pp} definiują zależności:

$$\begin{aligned} K_p &= -\frac{2}{\pi} a \sqrt{mg\overline{GM}(I_{44} + a_{44})} \\ K_{pp} &= -\frac{3}{4} b(I_{44} + a_{44}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

gdzie współczynniki a i b otrzymuje się z krzywej tłumienia wyznaczonej z próby kołysań tłumionych.

Współczynniki tłumienia można też wyznaczyć bardziej precyzyjnie na podstawie prób kołysań bocznych na fali nieregularnej o widmie białego szumu, o energii równej energii fali nieregularnej. Takie podejście zaproponował Autor w opracowaniu [88], gdzie wykazano zależność współczynników tłumienia od wartości *RMS* białego szumu, która jest ekwiwalentem energii falowania. W przypadku tak wyznaczonych współczynników tłumienia, równania (3.5) zastępuje się w modelu matematycznym symulatora współczynnikami tłumienia zależnymi od *RMS* prognozowanej fali. Metoda ta jest użyteczna i rekomendowana przy symulowaniu kołysań bocznych w manewrach na fali nieregularnej o znanej energii falowania (widmie gęstości energii fali).

Równanie (3.3) nie uwzględnia wpływu kąta przechyłu, co pozwala prognozować manewry statków na wodzie spokojnej, podczas których kąt przechyłu jest niewielki i nie wpływa znacząco na wyniki symulacji. Dotyczy to większości statków handlowych, z układem napędowym śruba-ster, charakteryzujących się dużymi średnicami cyrkulacji podczas manewrów w zwrocie, gdzie momenty przechylające, wywoływane przez siłę normalną na sterze, nie są tak istotne w równaniu dynamicznym ruchu. W przypadku statków z napędem azymutalnym moment przechylający od naporu pędnika jest na tyle istotnym czynnikiem w równaniach ruchu, że należy to uwzględnić, budując model matematyczny symulatora. Na podstawie wyników eksperymentalnych, Son i Nomoto (1981) zastosował dodatkowe człony, uwzględniające kąt przechyłu φ w równaniu (3.3) doprowadzając do zależności [23]:

$$\begin{aligned} \Delta X_H(\varphi) &= X_{v\varphi} v_m \varphi + X_{r\varphi} r \varphi + X_{\varphi\varphi} \varphi^2 \\ \Delta Y_H(\varphi) &= Y_{\varphi} \varphi + Y_{vv\varphi} v^2 \varphi + Y_{v\varphi\varphi} v \varphi^2 + Y_{rr\varphi} r^2 \varphi + Y_{r\varphi\varphi} r \varphi^2 \\ \Delta N_H(\varphi) &= N_{\varphi} \varphi + N_{vv\varphi} v^2 \varphi + N_{v\varphi\varphi} v \varphi^2 + N_{rr\varphi} r^2 \varphi + N_{r\varphi\varphi} r \varphi^2 \end{aligned} \quad (3.6)$$

Następnie Yasukawa, Sakuno i Yoshimura (2019) zaproponowali empiryczne formuły, do wyznaczenia cząstkowych pochodnych hydrodynamicznych w równaniu (3.6) na podstawie badań modelowych, przeprowadzonych na zbiorze kilku statków z napędem klasycznym (śruba-ster) [84]. Wykazali liniowe zależności pochodnych hydrodynamicznych z równania (3.6) w zależności od współczynnika pełnotliwości C_B , z zadowalającą dokładnością. Dodatkowo, na podstawie metody opracowanej przez Fukui i in. [72], Yasukawa i inni wyznaczyli położenie z_H punktu działania bocznej siły hydrodynamicznej Y_H i wyprowadzili linową zależność w funkcji współczynnika pełnotliwości. Autorzy w [84] proponują przyjęcie niezmiennego położenia tego punktu, podczas gdy Fukui i inni konkludowali, że z uwagi na fizyczne zjawiska towarzyszące powstawaniu siły bocznej od przechyłu, jakim jest niesymetryczny rozkład ciśnienia dla statku przechylonego w ruchu, położenie to zmienia się w zależności od prędkości: $v \neq 0 \wedge r = 0$, $r \neq 0 \wedge v = 0$, a także od prędkości sprzężonych ($v \neq 0 \wedge r \neq 0$). Z uwagi na fakt, że przeprowadzenie badań do wyznaczenia tej zależności jest trudne, to na potrzeby niniejszej pracy przyjmuje się podejście proponowane w [84] z uwzględnieniem empirycznych zależności na z_H . Analizę porównawczą kąta przechyłu w cyrkulacji przeprowadzono w rozdziałach dotyczących badań eksperymentalnych.

3.2 Model reakcji hydrodynamicznych na pędniku

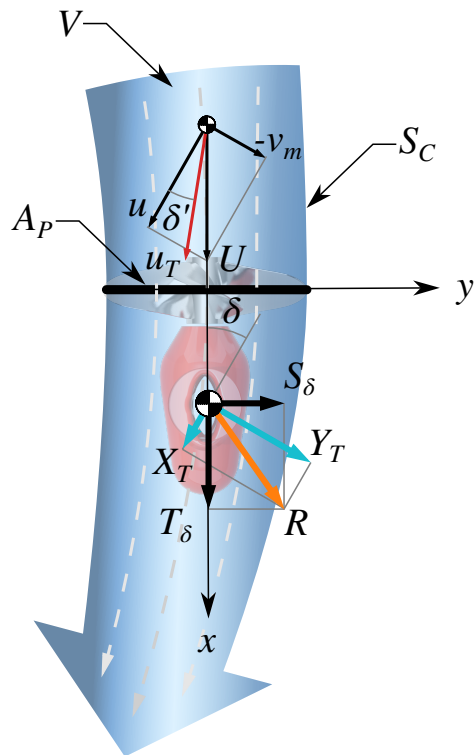
W oparciu o przegląd dostępnych metod określania reakcji hydrodynamicznych na pędniku, przedstawiony w Rozdziale 2.3, Autor niniejszej dysertacji zaproponował nowatorskie podejście do wyznaczania tych reakcji. Dotychczasowe metody proponują czasochłonny eksperyment, który opiera się o charakterystyki pędników azymutalnych w przepływie skośnym. W wyniku analizy takich danych eksperymentalnych Autor rozprawy zidentyfikował i zbudował model matematyczny, wstępnie zaproponowany przez Matusiaka [43], który opiera się o charakterystyki pędników w przepływie jednorodnym oraz teorię dysku przyspieszającego do wyznaczenia siły naporu i reakcji normalnej. Następnie uwzględniając fakt, że dopływ do pędnika nie jest geometrycznym kątem wychylenia pędnika, wykazano, że kąt dopływu jest proporcjonalny do kąta geometrycznego. Stałą proporcjonalności można wyznaczyć eksperymentalnie, na podstawie pomiarów sił na pędniku zainstalowanym na modelu kadłuba statku, w próbach modelowych na uwięzi.

Dysk przyspieszający reprezentuje tutaj śrubę pędnika azymutalnego o powierzchni A_p . Straty na obudowie pędnika są pomijalne, tak samo jak indukowane prędkości styczne i rotacyjne cieczy. Dla pędnika pracującego w przepływie niezakłóconym, reakcje hydrodynamiczne działające na pędnik $\vec{R}$ zawierają siły powierzchniowe σ rozłożone na powierzchni kontrolnej S oraz siły masowe $\vec{F}$ działające na objętości kontrolnej V . Siły te równoważone są przez zmianę pędu w czasie t , zgodnie z równaniem [67]:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho v_i dV = \int_S \sigma_{ij} (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS + \int_V F_i dV \quad (3.7)$$

indeks i w równaniu (3.7) oznacza składową wektora prędkości czy siły, a z uwagi na fakt, że siły

styczne są pomijalnie małe, w równaniu rozpatruje się przypadek gdy $i = j$. Objętość kontrolna V zamknięta jest powierzchnią kontrolną S , zawierającą powierzchnię dysku przyspieszającego A_P i rozciąga się do nieskończoności obszaru strumienia śruby pędnika azymutalnego (Rysunek 3.1)). W



Rysunek 3.1: Reakcje hydrodynamiczne na pędniku azymutalnym

przypadku braku sił zewnętrznych działających na obudowę i wspornik jedynym czynnikiem wpływającym na prawą stronę równania (3.7) są naprężenia wywierane na powierzchnię przestrzeni kontrolnej, w której znajduje się śruba pędnika azymutalnego. Naprężenia te są tego samego rzędu co naprężenia występujące na dysku przyspieszającym, ale działają w przeciwnym kierunku. W konsekwencji równanie (3.7) upraszcza się do [43]:

$$R_i = \int_{A_P} \sigma_i dS = - \int_{A_P} \rho v_i (\vec{v} \cdot \vec{n}) dS \quad (3.8)$$

W równaniu powyższym składowe reakcji R_i działające na pędnik, równoważone są przez strumień pędu przepływający przez krąg śruby pędnika azymutalnego. Kąt dopływu δ' w [43] jest równy kątowi geometrycznemu wychylenia pędnika azymutalnego względem kierunku przepływu $\delta' = \delta$. Prowadzi to do pewnego uproszczenia i w wyniku reakcje R na pędniku są wyznaczane niedokładnie. W ramach badań nad pędnikiem w przepływie skośnym, niezakłóconym wykazano, że kąt ten jest mniejszy, co wynika z krzywoliniowego obszaru ograniczającego powierzchnię kontrolną V . W rozdziale 4 wykazano, na podstawie wyników eksperymentalnych publikowanych w [52], że kąt dopływu do

pędnika azymutalnego zmienia się proporcjonalnie do kąta geometrycznego wychylenia pędnika δ według zależności:

$$\delta' = c_\delta \delta \quad (3.9)$$

gdzie stała c_δ nie zależy ani od obciążenia pędnika, ani od prędkości dopływu.

Składowe reakcji hydrodynamicznej $\vec{R}$ na pędniku azymutalnym wyznacza się w oparciu o standardowe charakterystyki pędników swobodnych, holowanych w przepływie niezakłóconym. Pędnik azymutalny holowany ze zmiennymi prędkościami u_p , podczas gdy śruba pędnika, o średnicy D obraca się ze stałymi obrotami n pozwalającymi przekroczyć krytyczną liczbę Reynoldsa ($Re > 2 \cdot 10^5$), co gwarantuje pracę pędnika w fazie przejściowej pomiędzy przepływem laminarnym a turbulentnym. Ponieważ pędnik azymutalny holowany jest z zerowym kątem $\delta = 0^\circ$, na pędniku generowana jest siła składowa na kierunku x (napór T_δ). Siły otrzymane w ten sposób prezentuje się w postaci charakterystyki współczynnika naporu $K_T = T_\delta / \rho D^4 n^2$ w funkcji współczynnika posuwu J . Typową charakterystykę współczynników naporu przedstawia wykres na Rysunku 3.2.

$$T_\delta = \rho K_{T\delta} D^4 n^2 \quad (3.10)$$

Napór pędnika wyznaczany jest z charakterystyki pędnika swobodnego w przepływie niezakłóconym K_T , poprzez przekształcenie formuły na współczynnik naporu, co prowadzi do zależności (3.10). Wartość współczynnika naporu $K_{T\delta}$ otrzymuje się przez odczyt tej wartości z charakterystyki (Rysunek 3.2) dla współczynnika posuwu J_δ , danego równaniem (3.11). Na potrzeby niniejszej pracy wprowadzono oznaczenie tego współczynnika z indeksem δ , co implikuje informację o skośnym dopływie do pędnika.

$$J_\delta = \frac{u_p}{nD} \quad (3.11)$$

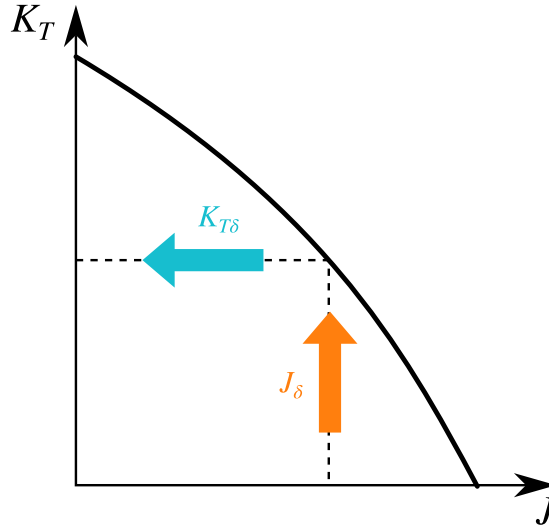
Składową normalną do osi pędnika S_δ , otrzymuje się jako składową normalną siły wypadkowej reakcji $\vec{R}$ strumienia pędu:

$$S_\delta = \rho A_P (\Delta u_P + u_P) v_P \quad (3.12)$$

gdzie prędkości u_P i v_P to składowe wektora prędkości dopływu do kręgu śrubowego o powierzchni A_P , a wielkość Δu_P jest prędkością indukowaną przez pędnik w rejonie kręgu śrubowego. Prędkości wypadkowe dopływu do pędnika powiązane są z prędkością strumienia (prędkością holowania pędnika) zależnościami:

$$\begin{aligned} u_P &= u \cos \delta' \\ v_P &= u \sin \delta' \end{aligned} \quad (3.13)$$

Prędkość indukowana Δu_P , tożsama ze średnią prędkością perturbacji $\bar{u}_A$ w płaszczyźnie śruby pędnika azymutalnego, można wyznaczyć w oparciu o teorię dysku przyspieszającego [64] (*ang. actuator disk theory*), która stanowi idealizowaną wersję śruby okrętowej i została zaproponowana pierwszy raz przez W.J.M. Rankine'a w 1865r., a następnie rozijwana przez A.G. Greenhill w 1888r. i kontynuowana przez R.E. Froude'a w 1887r.



Rysunek 3.2: Charakterystyka współczynnika naporu w funkcji współczynnika posuwu

Krąg śrubowy jest reprezentowany przez dysk o promieniu r_A , strumień o objętości kontrolnej prezentuje niebieski obszar na rysunku 3.3. W płynie przepływającym przez dysk przyspieszający zachodzi jednostkowy skok ciśnienia Δp_t przyspieszając przepływ w kierunku dodatnim, co na mocy drugiej zasady dynamiki Newtona generuje reakcję w postaci siły naporu T o zwrocie przeciwnym do prędkości przepływu. Podobnie jak w przypadku wcześniej omówionej zasady zachowania pędu, prędkości styczne i rotacyjne są pomijalnie małe, a płyn traktowany jest jako nieściśliwy i nielepki. Założenie nieściśliwości płynu pozwala na stwierdzenie, zgodnie z prawem Bernoulliego, że ciśnienie jest stałe wzdłuż rozpatrywanej linii prądu, poza rejonem dysku przyspieszającego, gdzie całkowite ciśnienie wzrasta o Δp_t . W dużej odległości od dysku przyspieszającego, z uwagi na pominięcie składowych stycznych, promieniowy gradient ciśnienia wprowadza krzywo liniowość do strumienia, przy czym daleko od dysku, krzywizna linii prądu będzie osiągała wartość zerową, gdyż pochodne cząstkowe prędkości względem położenia osiowego x będą równe zero. Graniczne linie prądu będą tworzyły powierzchnię o promieniu r_w , a osiowe prędkości perturbacji $u_w(r)$ (wzdłuż linii prądu) będą niezerowe wewnątrz obszaru ograniczonego tym promieniem, malejąc do wartości zerowych poza tym obszarem. Prędkości promieniowe będą zerowe wewnątrz obszaru a ciśnienie statyczne p_0 nie będzie zależało od promienia tego obszaru. Wzrost ciśnienia całkowitego w obszarze dysku o Δp_t może być traktowany jako wzrost ciśnienia statycznego Δp . Stąd można zapisać równanie Bernoulliego dla linii prądu daleko na wlocie i wylocie do rozpatrywanego obszaru w postaci:

$$p_0 + \frac{1}{2}\rho u_P^2 + \Delta p = p_0 + \frac{1}{2}\rho(u_P + u_w)^2 \quad (3.14)$$

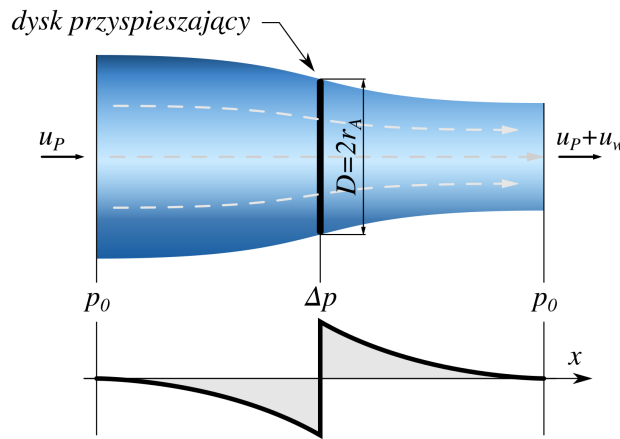
co po prostym przekształceniu daje zależność na wzrost ciśnienia statycznego:

$$\Delta p = \rho u_w \left(u_p + \frac{u_w}{2} \right) \quad (3.15)$$

Napór całkowity T na dysku przyspieszającym jest równy iloczynowi wzrostu ciśnienia Δp danego równaniem (3.15) i pola tego dysku πr_A^2 , co opisuje zależność:

$$T = \pi r_A^2 \rho u_w \left(u_p + \frac{u_w}{2} \right) \quad (3.16)$$

Prędkości indukowane (prędkości perturbacji) $u_A(r)$ w płaszczyźnie dysku przyspieszającego zależą



Rysunek 3.3: Schemat dysku przyspieszającego: objętość kontrolna z liniami prądu

od promienia tego dysku, stąd równanie wydatku przepływu przez linię prądu o promieniu dr można zapisać:

$$\rho \frac{dV}{dt} = 2\pi r \rho (u_p + u_A(r)) dr \quad (3.17)$$

Wtedy napór całkowity, zgodnie z zasadą zachowania pędu, zapisuje się:

$$T = 2\pi \rho u_w \int_0^{r_A} (u_p + u_A(r)) r dr \quad (3.18)$$

Po scałkowaniu równania (3.18) otrzymuje się wzór na napór w postaci:

$$T = \rho \pi r_A^2 u_w (u_p + \bar{u}_A) \quad (3.19)$$

gdzie:

$$\bar{u}_A = \frac{2}{r_A^2} \int_0^{r_A} u_A(r) r dr \quad (3.20)$$

jest uśrednioną prędkością perturbacji w płaszczyźnie dysku przyspieszającego. Z porównania równa-

nia (3.16) z (3.19) wynika, że prędkość indukowana (perturbacji) równa jest połowie prędkości daleko za strumieniem dysku przyspieszającego u_w :

$$\bar{u}_A = \frac{u_w}{2} \quad (3.21)$$

Wprowadzając współczynnik obciążenia naporem c_T w postaci:

$$c_T \equiv \frac{T}{\frac{1}{2}\rho\pi r_A^2 u_P^2} = 2\frac{u_w}{u_P} \left(1 + \frac{1}{2}\frac{u_w}{u_P}\right) \quad (3.22)$$

a następnie podstawiając do powyższej zależności wzór (3.21) otrzymuje się pożądane równanie na prędkość perturbacji (indukowaną):

$$\bar{u}_A \equiv \Delta u = \frac{1}{2}u_P(-1 + \sqrt{1 + C_T}) \quad (3.23)$$

Współczynnik obciążenia naporem c_T można, odniesiony do średnicy pędnika (dysku przyspieszającego) $D = 2r_A$ przyjmuje postać:

$$c_T = \frac{8T}{\rho\pi D^2 u_P^2} \quad (3.24)$$

Napór w równaniu (3.24) w przypadku śruby pędnika azymutalnego można zapisać, wykorzystując relację współczynnika naporu $K_{T\delta}$ odniesionego do kwadratu współczynnika posuwu J_δ :

$$T = \frac{K_{T\delta}}{J_\delta^2} \rho D^2 u_P^2 \quad (3.25)$$

co po podstawieniu do zależności (3.24) daje wzór na współczynnik obciążenia naporem c_T w postaci:

$$c_T = \frac{8K_{T\delta}}{\pi J_\delta^2} \quad (3.26)$$

Finalnie podstawiając równanie (3.26) do równania (3.23) otrzymuje się prędkość indukowaną Δu_P , uzależnioną od charakterystyki pędnika swobodnego:

$$\Delta u = \frac{u_P}{2} \left(-1 + \sqrt{1 + \frac{8K_{T\delta}}{\pi J_\delta^2}} \right) \quad (3.27)$$

Mając składowe reakcji hydrodynamicznych $\vec{R}$ działających na pędnik azymutalny w postaci naporu T_δ i siły normalnej S_δ można je zapisać w układzie skorelowanym z nieinercyjnym układem związa-

nym z poruszającym się statkiem, poprzez macierz obrotu, w postaci:

$$\begin{bmatrix} X'_T \\ Y'_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & -\sin \delta \\ \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} T_\delta \\ S_\delta \end{bmatrix} \quad (3.28)$$

gdzie składowe reakcje hydrodynamiczne X'_T i Y'_T nie uwzględniają wpływu zmiany ciśnienia od pracującej śruby. Uśredniony wpływ zmiany ciśnienia uwzględnia się poprzez współczynnik ssania t , współczynnik wzrostu siły poprzecznej a_{HY} , które wyznacza się w próbach holowania modelu ze zmiennymi kątami dryfu, z jednocześnie pracującymi pędnikami. Ostatecznie składowe reakcje hydrodynamiczne na pędniku można zapisać formułą:

$$\begin{bmatrix} X_T \\ Y_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - t & 0 \\ 0 & 1 + a_{HY} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} X'_T \\ Y'_T \end{bmatrix} \quad (3.29)$$

Moment od pędników azymutalnych N_T generowany jest przez parę reakcji hydrodynamicznych od pędnika prawo= i lewo-burtowego zgodnie z zależnością:

$$N_T = (1 + a_{HN}) (\Sigma Y_T x_T + \Delta X_T y_T) \quad (3.30)$$

gdzie współczynnik a_{HN} uwzględnia wzrost momentu od pędników spowodowany zmianami ciśnienia na kadłubie w dryfie. Wartość $\Delta X_T = X_T^{(L)} - X_T^{(R)}$ jest różnicą a $\Sigma Y_T = Y_T^{(R)} + Y_T^{(L)}$ sumą odpowiednich komponentów reakcji hydrodynamicznych działających na pędnik prawy (R) i lewy (L).

3.3 Model reakcji falowania

Siły oddziaływania fali można zapisać jako superpozycję sił pierwszego $F^{(1)}$ i drugiego rzędu $F^{(2)}$.

$$\vec{F}_W = \vec{F}^{(1)} + \vec{F}^{(2)} \quad (3.31)$$

Siła wywołana falą pierwszego rzędu, powoduje oscylacje statku wokół pozycji neutralnej i jest modelowana zazwyczaj w dziedzinie częstości kołowej jako operator będący funkcją przenoszenia sił pierwszego rzędu (*ang. response amplitude operator - RAO*), których amplitudy $\vec{F}_A^{(1)}$, z uwagi na liniowy charakter, odniesione są do amplitudy fali ζ_A zapisane równaniem [19].

$$Y_{Fi}^{(1)}(\omega) = \frac{F_{Ai}^{(1)}(\omega)}{\zeta_A(\omega)} \quad (3.32)$$

Siły wolnozmiennie wywołane efektami fal drugiego rzędu (średni dryf fal i wolno zmienny charakter amplitud sił pierwszego rzędu) to siły nieliniowe, zmieniające się proporcjonalnie do kwadratu amplitudy fali, opisywane są jako kwadratowe funkcje przenoszenia (*ang. quadratic transfer function -*

QTF) i dane są zależnością [41]:

$$Y_{Fi}^{(2)}(\omega) = \frac{F_{Ai}^{(2)}(\omega)}{\zeta_A^2(\omega)} \quad (3.33)$$

Indeksy i w równaniach (3.32) i (3.33) oznaczają stopnie swobody zgodnie z układem odniesienia na Rysunku 2.5b. Funkcje przenoszenia, wyznaczone w dziedzinie częstości implementuje się w równaniach matematycznych symulatora w dziedzinie czasu. Aby dokonać konwersji wymuszeń pierwszego i drugiego rzędu należy określić widmowe funkcje reakcji hydrodynamicznych $S_{F\zeta}$ od zadanego falowania (dla widma falowania S_ζ), w dziedzinie częstości kołowej. Siły pierwszego rzędu, z uwagi na linowy charakter odpowiedzi układu, opisuje funkcja gęstości widmowej poprzez zależność [19]:

$$S_{Fi}^{(1)}(\omega) = S_\zeta(\omega) \left[Y_{Fi}^{(1)}(\omega) \right]^2 \quad (3.34)$$

gdzie ω to częstość kołowa składowych harmonicznym widma falowania S_ζ , które to widmo reprezentuje falowanie morskie dla rozpatrywanego akwenu. W przypadku sił drugiego rzędu zachodzi zależność [41]:

$$S_{Fi}^{(2)}(\omega) = 2S_\zeta(\omega)Y_{Fi}^{(2)}(\omega) \quad (3.35)$$

Mając wyznaczone funkcje widmowe sił pierwszego rzędu w dziedzinie częstości, transformację do dziedziny czasu wykonuje się przy zastosowaniu transformaty Fouriera. Ogólna definicja transformaty Fouriera, podana jest zależnością [97]:

$$\xi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \Xi(\omega) e^{j\omega t} d\omega \quad (3.36)$$

gdzie $\Xi(\omega)$ jest funkcją zespoloną, którą można zapisać w reprezentacji biegunowej, za pomocą amplitudy A i fazy ε jako [97]:

$$\Xi(\omega) = A(\omega) e^{j\varepsilon} \quad (3.37)$$

Podstawiając (3.37) do (3.36) otrzymuje się równanie biegunowe w postaci:

$$\xi(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(\omega) e^{j(\omega t + \varepsilon)} d\omega \quad (3.38)$$

Stosując transformatę z równania (3.38) można wyznaczyć siły pierwszego rzędu w dziedzinie czasu jako:

$$f_i^{(1)}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_{Fi}(\omega) e^{j(\omega t + \varepsilon)} d\omega \quad (3.39)$$

Amplitudę siły pierwszego rzędu A_{F_i} wyznacza się z zależności [41]:

$$A_{F_i}(\omega) = \sqrt{2S_{F_i}^{(1)}(\omega) \frac{2\pi}{\tau}} \quad (3.40)$$

gdzie τ to czas realizacji falowania morskiego. Wielkość ε w równaniu (3.39) oznacza losowo generowaną fazę, z rozkładem Gaussa w przedziale $\langle 0, 2\pi \rangle$. Reprezentacja czasowa sił drugiego rzędu, jest wartością średnią w czasie, stąd wartość sił drugiego rzędu określa całka:

$$f_i^{(2)}(t) = \int_0^\infty S_{F_i}^{(2)}(\omega) d\omega = \text{idem} \quad (3.41)$$

Średnie siły drugiego rzędu $f_i^{(2)}$, nazywane siłami dryfu z uwagi na to, że wymuszają dryf swobodny statku, gdy ten pływa swobodnie bez działania innych sił zewnętrznych. Są to siły, które bezpośrednio wpływają na trajektorię statku, stąd istotne jest ich uwzględnienie w ocenie manewrowości statku pod działaniem fali.

Gdy fala wymusza znaczące ruchy pierwszego rzędu, może występować ryzyko wynurzenia się pędnika. W konsekwencji wpływa to na reakcje hydrodynamiczne na pędniku azymutalnym, prowadzące do zmniejszenia naporu śruby, wynikającego z efektu wentylacji [60]. Dynamiczny efekt spadku naporu, wskutek wentylacji, uzależniony jest od zmiany głębokości zanurzenia śruby pędnika azymutalnego, czyli ruchów względnych kręgu śruby pochodzących od złożenia ruchów liniowych i kątowych statku manewrującego na fali. Wentylacja w modelach symulacyjnych stosuje formułę opartą na założeniu, że zmiana współczynnika siły nośnej spowodowana wentylacją definiuje zmianę współczynnika naporu, a wzrost siły stycznej na skrzydle do zmian momentu na pędniku [85]. W proponowanym modelu manewrowym nie uwzględniono ruchów pierwszego rzędu wprost, jednakże przygotowano model matematyczny, który zaimplementowany w symulacjach może określić chwilowe położenie kręgu śrubowego względem fali, co przy zastosowaniu współczynników korekcyjnych uwzględniających złożenie efektów dynamicznych na spadek naporu [27].

Ruchy statku wywołane w wyniku działania sił pierwszego rzędu, mające dominujący wpływ na ocenę właściwości morskich jednostki to nurzania z , kołysania φ i kiwania θ . Równania, opisujące ruch statku, ograniczają się zazwyczaj do ruchu płaskiego, krzywoliniowego w płaszczyźnie wody. W takim przypadku wpływ falowania uwzględnia się, zgodnie ze stwierdzeniem w powyższym akapicie, poprzez implementację sił i momentów dryfu na kierunki x , y i ψ . Do oszacowania ruchów pierwszego rzędu wykorzystywane jest macierzowe równanie dynamiki w dziedzinie częstości kołowej, które z uwagi na harmoniczny charakter ruchów można zapisać w postaci [7]:

$$-\omega_e^2(\mathbf{M} + \mathbf{A})\mathbf{U}(i\omega_e) - i\omega_e\mathbf{B}\mathbf{U}(i\omega_e) + \mathbf{C}\mathbf{U}(i\omega_e) = \mathbf{F}_E \quad (3.42)$$

które na mocy założenia liniowości modelu dynamiki, po przekształceniu, prowadzi do zależności na

odpowieć układu zależną od częstości:

$$\mathbf{U}(i\omega_e) = \mathbf{H}\mathbf{F}_E \quad (3.43)$$

gdzie ω_e jest kołową częstością spotkaniową, zależną od kąta nadchodzenia fali μ i prędkości statku U :

$$\omega_e = \omega - \omega^2/g \cdot \cos\mu \quad (3.44)$$

a funkcja przenoszenia układu liniowego $\mathbf{H}$ przyjmuje postać:

$$\mathbf{H} = [-\omega_e^2(\mathbf{M} + \mathbf{A}) - i\omega_e\mathbf{B} + \mathbf{C}]^{-1} \quad (3.45)$$

Macierz $\mathbf{M} + \mathbf{A}$ równania (3.42) jest macierzą inercji układu dynamicznego, składająca się z mas i momentów bezwładności ($\mathbf{M}$) oraz zależnych od częstości, mas towarzyszących $\mathbf{A}$. Macierz $\mathbf{C}$ jest macierzą sił przywracających, nazywaną macierzą sztywności przez analogię do dynamicznego układu tłumionego, opartego na modelu fizycznym masa — tłumik — sprężyna. Wreszcie, człon $\mathbf{B}$ jest macierzą współczynników tłumienia, zależnych od częstości, który został przedstawiony przez Cumminsa w [5] jako fundamentalne równanie całkowo-różniczkowe ruchu statku na fali w dziedzinie czasu.

Z uwagi na nieliniowość lepkich sił tłumiących (kołysania boczne), wpływ prądu morskiego czy wiatru Autor proponuje zastosowanie klasycznego równania ruchu Cumminsa [5], oparte na funkcji odpowiedzi impulsowej (*ang. impulse response function - IRF*) w symulacjach manewrowych. Odpowiedź pływającego ciała na siłę, reprezentowana przez funkcję zależną od czasu, nie obejmuje składowych zależnych od częstości. Zakłada się, że rozważany tutaj model jest stabilny i liniowy, a odpowiedź na jednostkową odpowiedź impulsową jest nazywana funkcją opóźnienia $k(t)$ (*ang. retardation function*), ponieważ ma efekt pamięci płynu. Następnie odpowiedź układu $\eta(t)$ na losową siłę $f(t)$ jest określona wzorem [5]:

$$\eta(t) = \int_0^t k(\tau)f(t - \tau)d\tau \quad (3.46)$$

Przyjmując założenie, że potencjał prędkości ϕ może być proporcjonalny do lokalnej prędkości płynu v_f w przedziale Δt [41]:

$$\phi(x, y, z, t) = \xi(x, y, z)v_f(t) \quad \text{dla} \quad t_0 \leq t \leq t_0 + \Delta t \quad (3.47)$$

gdzie ξ jest znormalizowanym potencjałem niezależnym od czasu. Ponieważ układ jest z założenia liniowy, płyn przemieszcza się na niewielką odległość, wtedy potencjał ϕ jest proporcjonalny do przemieszczenia $\Delta\eta$ [41]:

$$\phi(x, y, z, t) = \chi(x, y, z, t)\Delta\eta \quad \text{dla} \quad t > t_0 + \Delta t \quad (3.48)$$

a funkcja χ także jest znormalizowanym potencjałem. Przyjmuje się, że ruch obiektu jest złożeniem

małych przemieszczeń impulsowych $\Delta\eta$ w taki sposób, że potencjał prędkości $\phi(t)$ w przedziale czasu $(t_n, t_n + \Delta t)$ wyraża zależność [41]:

$$\phi(t) = v_{fn}\xi + \sum_{i=1}^n [\chi(t_{n-i}, t_{n-i} + \Delta t) v_{fi} \Delta t] \quad (3.49)$$

Wtedy gdy $\Delta t \rightarrow 0$ potencjał prędkości $\phi(t)$ opisuje równanie całkowe [41]:

$$\phi(t) = \dot{\eta}(t)\xi + \int_{-\infty}^t \chi(t - \tau) \dot{\eta}(\tau) d\tau \quad (3.50)$$

Następnie zakładając, że ciśnienie w płynie spełnia warunki zlinearyzowanego równania Bernoulli'ego:

$$p = -\rho \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (3.51)$$

można obliczyć reakcje hydrodynamiczne F , całkując ciśnienie p po powierzchni kontrolnej S :

$$F = - \iint_S p \cdot \vec{n} dS \quad (3.52)$$

gdzie n jest wektorem normalnym do powierzchni S . Podstawiając równanie (3.47) do (3.52) reakcje hydrodynamiczne przyjmują postać:

$$F = - \iint_S \xi \cdot \vec{n} dS \cdot \dot{\eta}(t) - \int_{-\infty}^t \rho \iint_S \frac{\partial \chi(t - \tau)}{\partial t} \cdot \vec{n} dS \cdot \dot{\eta}(\tau) d\tau \quad (3.53)$$

Zapisując człony równania (3.53) w postaci zmiennych [41]:

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= \rho \iint_S \xi \cdot \vec{n} dS \\ k(t - \tau) &= \rho \iint_S \frac{\partial \chi(t - \tau)}{\partial t} \cdot \vec{n} dS \end{aligned} \quad (3.54)$$

Finalnie uwzględniając liniowy człon przywracający $C\eta(t)$ i zamieniając τ na $t - \tau$ w równaniu (3.54), otrzymuje się równanie Cumminsa opisujące liniowe równanie ruchu, zgodnie z drugą zasadą Newtona [41]:

$$(\mathbf{M} + \mathbf{A})\ddot{\eta}(t) + \int_0^t k(\tau)\dot{\eta}(t - \tau) d\tau + \mathbf{C}\eta(t) = f_E(t) \quad (3.55)$$

gdzie odpowiedź układu $\eta(t)$ jest wektorem ruchów w sześciu stopniach swobody, a $f_E(t)$ jest wektorem sił pierwszego rzędu wyznaczanym z równania (3.39). Parametry równania (3.55), zależne od

częstości przekształca się do dziediny czasu w oparciu o formuły zaproponowane przez Ogivile'a [7]. Macierz mas towarzyszących A zdefiniował jako:

$$A(\omega) = A_\infty - \frac{1}{\omega} \int_0^\infty k(\tau) \sin(\omega\tau) d\tau \quad (3.56)$$

a macierz współczynników tłumienia B :

$$B(\omega) = \int_0^\infty k(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau \quad (3.57)$$

Funkcja $k(\tau)$ jest funkcją opóźnienia, jako że zgodnie z założeniami proporcjonalności potencjału ϕ w równaniach (3.47) i (3.48), płyn jest pod wpływem efektu pamięci (premieszczenie płynu w danej chwili zależy od przemieszczenia w chwili poprzedzającej o krok Δt). Funkcję opóźnienia wyznacza się z zależności na odwrotną transformatę Fouriera:

$$k(\tau) = \frac{2}{\pi} \int_0^\infty B(\omega) \cos(\omega\tau) d\omega \quad (3.58)$$

W niniejszej pracy Autor proponuje wyznaczenie macierzy współczynników tłumienia B i mas towarzyszących A panelowymi metodami numerycznymi opartymi o teorię przepływów potencjalnych.

Numeryczne rozwiązanie układu równań zawierających całkę splotu, zawartą w równaniu (3.55) (drugi człon) jest czasochłonne, gdyż każde z równań zapisuje się dla poszczególnych stopni swobody wraz z ruchami sprzężonymi. W celu usprawnienia tego procesu wykorzystuje się fakt, że całka splotu jest typowym przypadkiem liniowego układu dynamicznego z wymuszeniem impulsowym. Wtedy wyrażenie zawierające funkcję impulsową (opóźnienie) zastępuje się równaniami stanu ([47], [55]). Taghipour proponuje zastąpienie równania (3.55) układem równań z wykorzystaniem równań stanu w następujący sposób [57]:

$$\begin{cases} (\mathbf{M} + \mathbf{A}_\infty \ddot{\eta}(t) + f_R(t) + \mathbf{C}\eta(t) = f_E(t) \\ \mathbf{A}_s z(t) + \mathbf{B}_s \dot{\eta}(t) = \dot{z}(t) \\ \mathbf{C}_s z(t) + \mathbf{D}_s \dot{\eta}(t) = f_R(t) \end{cases} \quad (3.59)$$

gdzie składowa f_R jest radiacyjną reakcją hydrodynamiczną i jednocześnie wektorem wyjściowym układu dynamicznego opisanego przez równania stanu (3.59). Macierz $\mathbf{A}_s \in \mathbb{R}^{n \times n}$ jest macierzą stanu, $\mathbf{B}_s \in \mathbb{R}^{n \times 1}$ jest macierzą sterowania, $\mathbf{C}_s \in \mathbb{R}^{1 \times n}$ macierzą odpowiedzi a $\mathbf{D}_s \in \mathbb{R}^{1 \times 1}$ macierzą transmisyjną. Indeks n jest stopniem złożoności układu. Macierze równań stanu identyfikuje się za pomocą regresji funkcji przenoszenia jako zespolonej funkcji wymiernej w dziedzinie częstości koło-

wej [48]. Metoda ta polega na poszukiwaniu pierwiastków wielomianów zespolonej funkcji wymiernej spełniających warunki stabilności, co często prowadzi do problemów z identyfikacją współczynników równania stanu. Istnieją pewne usprawnienia tej metody [46] pozwalające na skuteczniejszą identyfikację macierzy, ale są dość czasochłonne i skomplikowane w implementacji. Stąd Autor niniejszej rozprawy zaproponował w [93] identyfikację macierzy równań stanu poprzez dekompozycję funkcji opóźnienia poprzez rozkład według wartości osobliwych (*ang. singular value decomposition - SVD*) macierzy Hankel'a H . Technikę tę zaproponował po raz pierwszy Kung w [15] i [25], a następnie po udoskonaleniu przez Junga i Pappa, którzy zaproponowali stosowanie SVD w oparciu o zredukowaną macierz Hankel'a H [29]. Metoda ta powszechnie znana jest pod nazwą algorytmu realizacji wartości własnych systemu (*ang. Eigensystem Realization Algorithm - ERA*).

3.4 Model reakcji aerodynamicznych

W niniejszym rozdziale zdefiniowane zostaną współczynniki aerodynamiczne zastosowane w metodzie określania wpływu wiatru na ruch manewrującego statku. Ponadto na wstępie zostanie omówiony model rozkładu prędkości wiatru nad poziomem morza.

Wiatr jest zjawiskiem stochastycznym, podobnie jak fala. Zmienne warunki to prędkość wiatru i jego kierunek. W symulacjach manewrowych, przeprowadzanych w celu oceny manewrowości statku, zmienność ta nie jest istotna o tyle, o ile amplitudy prędkości i kierunku zmieniają się na tyle szybko, by nie wpłynąć na trajektorię statku. Stąd w prognozowaniu własności manewrowych proponuje się stosowanie średnich prędkości i kierunków wiatru, gdyż te wartości mają zasadniczy wpływ na układ sił działających na manewrujący statek. Uśrednione lokalne prędkości i kierunek wiatru mierzone są na wysokości 10 m ponad poziomem wody spokojnej. Warstwa przyścienna (*ang. boundary layer*) atmosfery morskiej, na którą wpływają fale powierzchniowe oceanu, maleje wykładniczo w miarę oddalania się od granicy dwufazowej powietrze-morze. Tempo tych zmian jest proporcjonalne do charakterystycznej długości fali fluktuacji powierzchni zgodnie z zależnością, proponowaną w publikacjach [3] i [12]:

$$u_{zw} = \frac{u_*}{\kappa} \ln \frac{z_w}{z_0} \quad (3.60)$$

gdzie u_{zw} jest prędkością wiatru na wysokości z_w , dynamiczną chropowatość powierzchni oceanu charakteryzuje wielkość z_0 , lepkościowy komponent prędkości to u_* , a κ jest stałą von Kármána. Istnieje także bardziej praktyczny model profilu wiatru, w którym profil prędkości ma rozkład potęgowy z wykładnikiem α i wyraża się zależnością:

$$\frac{u_{zw}}{u_{ref}} = \left(\frac{z_w}{z_{ref}} \right)^\alpha \quad (3.61)$$

Hsu [34] na podstawie pomiaru wiatru na 10 niezależnych stacjach, gdzie anemometry ułożono na różnej wysokości nad powierzchnią wody, uzyskał wielkość wykładnika równą $\alpha \simeq 1/9$. Przyjmując

$u_{zw} = u_{10}$, a następnie po podstawieniu $1/\alpha = 9$ i przybliżonej zależności na lepkościowy komponent prędkości:

$$u_* = u_{10} K \alpha \quad (3.62)$$

do wzoru (3.60), otrzymuje się chropowatość powierzchni sfalowanej o wartości $z_0 \simeq 1.23 \times 10^{-3} m$ co jest typową wartością przyjmowaną dla zastosowań morskich [28].

Zależność (3.61) ma fundamentalne znaczenie z uwagi na fakt, że obciążenia od wiatru, działające na nadwodną część statku określa się jako współczynniki reakcji aerodynamicznych. Wypadkowa siła tych reakcji F_w działa na poziomie z_w równym środkowi geometrycznemu przekroju poprzecznego nadwodnej części statku A_T . Współczynniki sił aerodynamicznych definiuje się zatem:

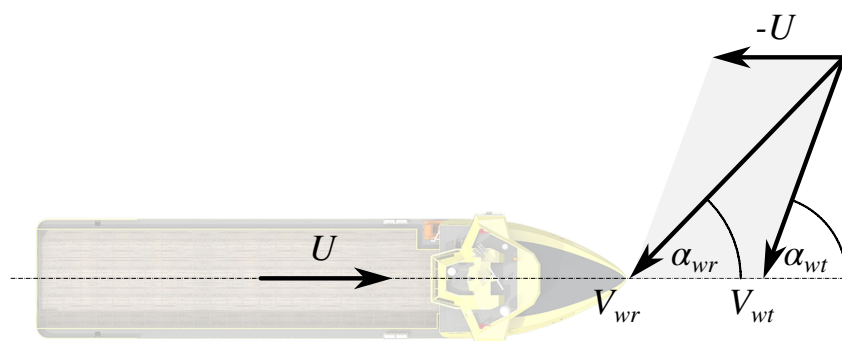
$$\begin{aligned} C_X(\alpha_{wr}) &= \frac{X_A(\alpha_{wr})}{1/2 \rho_A V_{wr}^2 A_T} \\ C_Y(\alpha_{wr}) &= \frac{Y_A(\alpha_{wr})}{1/2 \rho_A V_{wr}^2 A_T} \\ C_K(\alpha_{wr}) &= \frac{K_A(\alpha_{wr})}{1/2 \rho_A V_{wr}^2 A_T H_T} \\ C_N(\alpha_{wr}) &= \frac{N_A(\alpha_{wr})}{1/2 \rho_A V_{wr}^2 A_T L} \end{aligned} \quad (3.63)$$

gdzie V_{wr} jest względną prędkością wiatru na wysokości z_w (moduł wektora prędkości $\vec{V}_{wr}$). Współczynniki we wzorze (3.63) zmieniają się od kierunku działania wektora prędkości, który w przypadku statku poddanego działaniu wiatru jest kątem względnym α_{wr} . Ponieważ prędkość $\vec{V}_{wr}$ jest prędkością względną, wynikającą z sumy wektora prędkości statku $\vec{U}$ i wektora prędkości wiatru rzeczywistego $\vec{V}_{wt}$ to wartość modułu jej wektora i kąt można zapisać zależnościami (3.64) i (3.65):

$$V_{wr} = \sqrt{U^2 + V_{wt}^2 + 2UV_{wt}} \quad (3.64)$$

$$\alpha_{wr} = \arctan \left(\frac{V_{wt} \sin \alpha_{wt}}{U + V_{wt} \cos \alpha_{wt}} \right) \quad (3.65)$$

Rysunek 3.4 obrazuje sumę wektorów prędkości, którą uwzględnia się przy prognozowaniu obciążeń od wiatru.



Rysunek 3.4: Definicja wektora wiatru rzeczywistego

Rozdział 4

Identyfikacja parametrów modeli matematycznych

W niniejszym rozdziale zostaną omówione szczegółowo metody identyfikacji parametrów modeli matematycznych sił zewnętrznych, zaproponowanych przez Autora do implementacji w metodzie symulacji manewrów statku z uwzględnieniem oddziaływania środowiska morskiego. Zostaną przedstawione obliczeniowe i eksperymentalne metody określania parametrów modeli matematycznych opisujących reakcje hydrodynamiczne działające na kadłub i pędnik, a następnie model matematyczny uwzględniający wpływ obecności kadłuba na dopływ wody do pędnika. Dodatkowo zostanie omówiony sposób wyznaczania sił pierwszego i drugiego rzędu w dziedzinie częstości kołowej, kąta kursowego względem fali i prędkości statku wraz z metodą interpolacji fragmentarycznej wielu zmiennych, zastosowanej w metodzie symulacji statku. Obok reakcji falowania pierwszego rzędu, zostanie zaproponowana metoda identyfikacji macierzy stanu do wyznaczenia sił radiacyjnych, wykorzystywanych w modelowaniu ruchów statku na fali. Z uwagi na niekompletną implementację reakcji i sił radiacyjnych pierwszego rzędu w symulatorze, walidację metod teoretycznych wykonano poprzez porównanie symulacji z eksperymentem dla dwóch prędkości i dwóch kierunków falowania, bez zmiany kąta kursowego. Ostatecznie wpływ wiatru na reakcje aerodynamiczne zostanie określony poprzez zastosowanie metody empirycznej i obliczeniowej mechaniki płynów (CFD).

4.1 Identyfikacja współczynników interakcji kadłub-pędnik

Proponowany model matematyczny symulacji manewrów statku z napędem azymutalnym jest modelem modułowym. Model ten jest modelem liniowym, a siły zewnętrzne przyjmuje się jako niezależne, stąd można traktować je jako superpozycję sił hydrodynamicznych i środowiskowych (równanie (2.23)). Siły hydrodynamiczne zostały zdekomponowane na niezależne reakcje hydrodynamiczne na kadłubie i pędniku azymutalnym. W rzeczywistości te dwie reakcje nie są niezależne, gdyż pracujący pędnik zmienia pole ciśnienia wokół rufowej części kadłuba, a poruszający się kadłub zmienia pole prędkości dopływu wody do pędnika. W celu uwzględnienia tych zależności wprowadzono współ-

czynniki korekcyjne uwzględniające wpływ tych zjawisk na uśrednione reakcje hydrodynamiczne na kadłubie i pędniku. Wpływ pracującej śruby pędnika azymutalnego uwzględniono poprzez współczynnik wzrostu poprzecznej siły składowej od pędnika a_{HY} oraz wzrostu momentu od pędnika a_{HN} . Następnie wpływ poruszającego się kadłuba uwzględniony jest przez efektywny strumień nadążający w_T , uwzględniający zmianę kąta dryfu β i prędkości kątowej r .

4.1.1 Identyfikacja współczynników a_{HY} , a_{HN}

Pędnik pracujący za kadłubem przyspiesza przepływ, co powoduje wzrost składowych stycznych naprężeń w warstwie przyściennej, zwiększając opór tarcia. Przyspieszenie przepływu, zgodnie z równaniem Bernoulliego, pociąga za sobą zmniejszenie ciśnienia w rufowej części kadłuba, powodując wzrost oporu ciśnienia. W związku z tym, działanie pędnika powoduje zmianę całkowitego oporu kadłuba R_T , zwykle zwiększając go w porównaniu z oporem holowanego kadłuba bez pędnika o wartość, która jest w przybliżeniu proporcjonalna do siły naporu [66]. W hydromechanice okrętowej jest to definiowane jako współczynnik ssania t zgodnie z zależnością:

$$t = \frac{T - R_T}{T} \quad (4.1)$$

Współczynnik ten pozwala skorelować składową osiową reakcji hydrodynamicznej kadłuba statku z naporem pędnika, co uwzględniane jest w równaniu ruchu statku. Badania przeprowadzone nad wpływem kąta dryfu β i prędkości kątowej myśzkowania r wykazały niezmienność współczynnika ssania w zależności od ruchu statku manewrującego [17]. Jedynie zmienne obciążenie pędnika naporem ma istotny wpływ na współczynnik ssania, co uwzględnia się w przypadku manewrów statku pod wpływem czynników środowiskowych, tj. fali i wiatru.

W przypadku, gdy statek porusza się ruchem krzywoliniowym podczas manewrowania, pędniki azymutalne wychylone są o kąt δ i powstają na kadłubie składowe hydrodynamiczne reakcje na kierunku poprzeczny y i moment obrotowy wokół osi pionowej z . Pędnik wychylony o kąt δ , podobnie jak przy jeździe na wprost, zmienia pole ciśnienia i ma wpływ na te składowe reakcje hydrodynamiczne. Do określenia tej interakcji, można przyjąć współczynniki, które korelują składowe reakcje hydrodynamiczne z wymuszeniem od pędnika wychylonego o kąt δ .

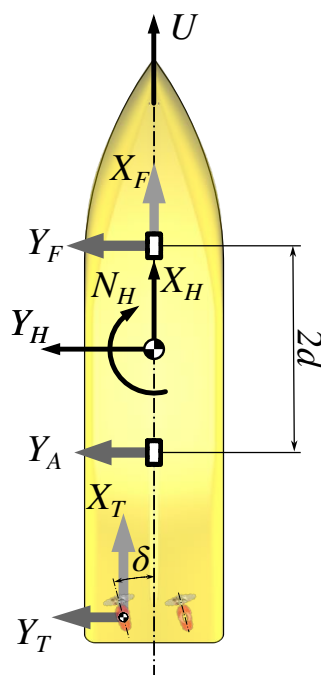
Współczynniki oddziaływania a_{HY} i a_{HN} , zastosowane w równaniach (3.29) i (3.30), odwzorowują wpływ zmiany pola prędkości, jaki generuje pędnik wychylony o zadany kąt δ na komponenty reakcji hydrodynamicznych w modelu matematycznym symulatora [58, 62]. Wartości tych reakcji wyznacza się holując model zadaną prędkością u i obrotami śruby pędnika azymutalnego n przy wychylonych pędnikach azymutalnych o kąt δ .

W celu wyznaczenia wartości współczynników korelacji sił przeprowadzono próbę na modelu holowanym ze stałą prędkością, z pędnikami wychylanymi o zmienny kąt. Przyjęto, że quasi-statyczne warunki próby wystarczą do poprawnego odwzorowania zależności pomiędzy siłami od pędnika i reakcjami na kadłubie. Model kadłuba statku w skali 1:24 ($\lambda = 24$) wykorzystany w eksperymencie

Tabela 4.1: Warunki próby holowania modelu na *PMM*

Nazwa	Symbol	Wielkość parametrów
Prędkość wypadkowa modelu	U	$1.458m/s$
Obroty pędnika	n_T	$14.81/s$; $15.81/s$
Kąt dryfu	β	0°
Prędkość myśzkowania	r_{dl}	0
Kąt wychylenia pędnika	δ	$\pm 2^\circ$; $\pm 6^\circ$; $\pm 10^\circ$; $\pm 20^\circ$; $\pm 30^\circ$; $\pm 40^\circ$

holowano ze stałą prędkością $U = 1.458m/s$, co w rzeczywistości odpowiada prędkości statku 13.9 węzła. W trakcie próby pędniki wychylano o kąt δ w zakresie prezentowanym w Tabeli 4.1. Założeniem identyfikacji współczynników a_{HY} i a_{HN} jest proporcjonalność reakcji mierzonych na kadłubie od wymuszenia siłami od pędników. Podobną zależność liniową wykazują reakcje hydrodynamiczne wymuszane przez reakcje na sterze w klasycznym układzie napędowym [71]. Schemat obrazujący układ pomiarowy wraz z modelem kadłuba przedstawiono na Rysunku 4.1.



Rysunek 4.1: Schemat holowania modelu z pracującymi pędnikami

Wyniki pomiaru przedstawione są na Rysunku 4.2 w postaci punktów względem liniowej aproksymacji. Siła Y_T jest sumą sił na pędniku, a x_T jest odległością osi działania siły (oś pionowa pędnika azymutalnego) od punktu przyłożenia momentu N_H (owrężę). Wielkości pomiarowe wykazały liniową zależność pomiędzy siłą na pędniku a reakcją hydrodynamiczną. Metryki aproksymacji wskazują na dobrą korelację, potwierdzoną współczynnikiem Pearsona równym $R^2=1$. Błąd aproksymacji okre-

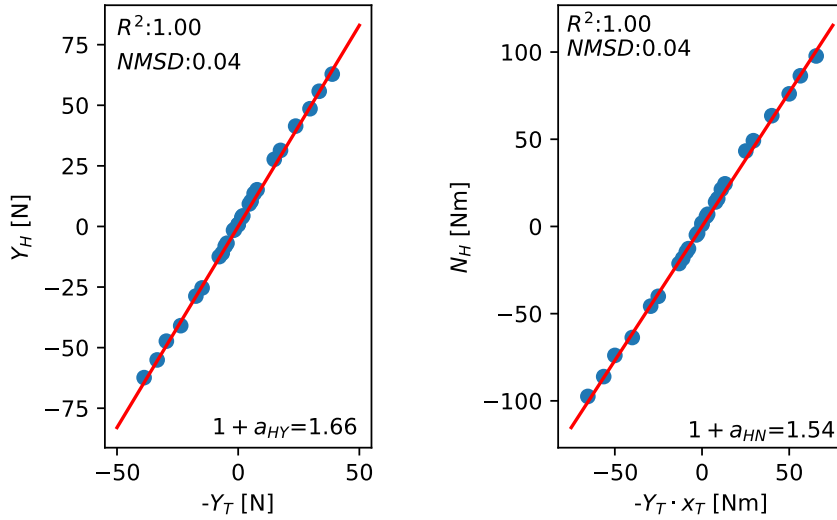
ślono jako względne odchylenie średniokwadratowe $y_{NRM\,SD}$ obliczone z zależności:

$$y_{NRM\,SD} = \frac{y_{RMS}}{\Delta y_e} \quad (4.2)$$

gdzie:

$$y_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (y_{ie} - y_{ic})^2}, \quad \Delta y_e = |y_e|_{max} - |y_e|_{min}$$

a y_c jest wielkością obliczoną, y_e jest wielkością zmierzoną, n to ilość danych. Odchylenie na poziomie 0.04 jest akceptowalne i jest wartością zbliżoną do znormalizowanej dokładności pomiarowej.



Rysunek 4.2: Współczynniki oddziaływania a_{HY} , a_{HN}

4.1.2 Identyfikacja współczynnika prostowania przepływu γ

Geometryczny kąt wektora prędkości wypadkowej na pędnikach, manewrującego statku jest złożeniem kąta dryfu β i kąta wynikającego ze zmiany prędkości napływu spowodowanej odchyleniem pędnika azymutalnego $\beta_r = -rx_T/u$. Wielkość x_T jest to odległość osi działania wektora reakcji hydrodynamicznej na pędniku od owręża. W rzeczywistości obecność kadłuba i strumienia generowanego przez pracujące pędniki azymutalne powoduje prostowanie przepływu. Stąd efektywny kąt dopływu do pędników Autor proponuje sformułować jako:

$$\beta_p = \beta - \gamma \beta_r, \quad \text{gdzie} \quad \beta_r = -r \frac{x_T}{u} \quad (4.3)$$

Wartość współczynnika γ można wyznaczyć eksperymentalnie przyjmując założenie, że zerowa wartość efektywnego kąta dopływu β_p implikuje zerową składową poprzeczną reakcji hydrodynamicznej na pędnik Y_T - brak reakcji od składowej prędkości poprzecznej, która w przypadku kąta $\beta_p = 0$ jest

równa zero. Warunek ten można zapisać:

$$\forall_{Y_T=0} (\beta - \gamma \beta_r = 0 \Rightarrow \beta = \gamma \beta_r) \quad (4.4)$$

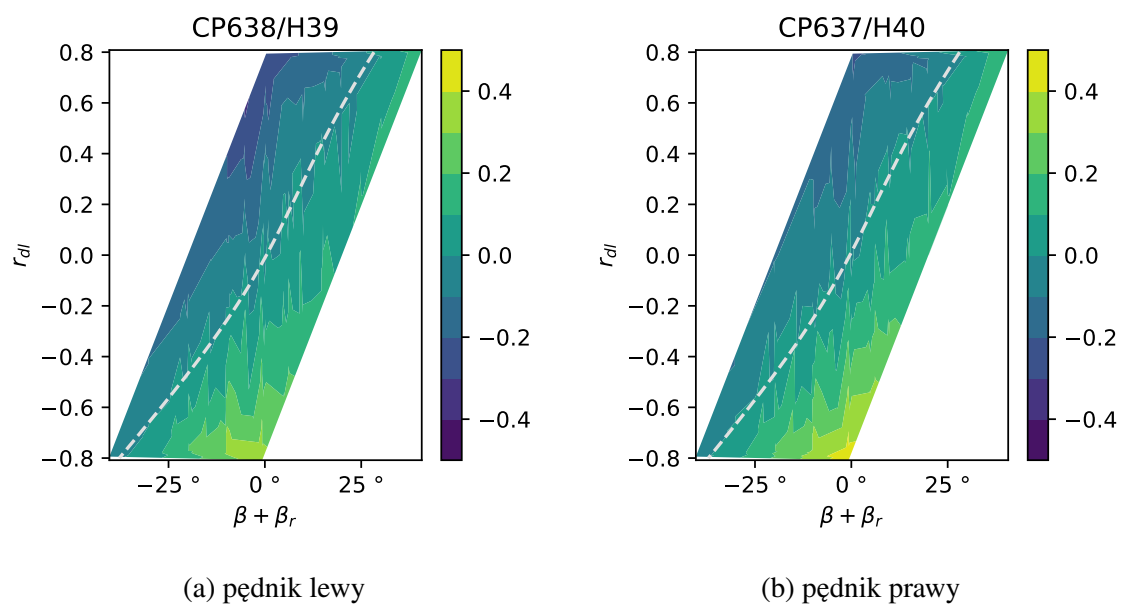
Z zapisu (4.4) wynika, że do identyfikacji współczynnika γ wystarczy znaleźć wartości kątów β i prędkości myśkowania r takie, gdzie wartości składowych poprzecznych Y_T przyjmują wartości zerowe. Z uwagi na fakt, iż trudno jest uzyskać eksperymentalnie taki warunek, identyfikację tego współczynnika przeprowadzono aproksymując powierzchnię jaką tworzy reakcja Y_T , jako funkcja zmiennych $\beta + \beta_r$ i r . Powierzchnię taką prezentuje mapa konturowa przedstawiona na Rysunku 4.3, utworzona z danych eksperymentalnych o parametrach zestawionych w Tabeli 4.5. Mapa na Rysunku 4.3 obrazuje znormalizowaną reakcję $Y_T / \rho n_T^2 D^4$, gdzie D jest średnicą, a n_T obrotami pędnika; ρ jest gęstością wody.

Biała przerywana linia na Rysunku 4.3 wyznacza aproksymowaną linię, gdzie wartości Y_T są zerowe. Linie dla pędnika lewego (*CP638/H39*) i dla prawego (*CP637/H40*) mają zbliżony charakter, co implikuje twierdzenie, że współczynnik γ jest taki sam dla pędnika lewego i prawego. Dodatkowo linia przerywana ma dwa różne nachylenia, co pozwala wysunąć wniosek, że współczynnik prostowania przepływu ma inną wartość dla dodatnich i ujemnych efektywnych kątów dopływu. Odczytując punkty na zerowej linii konturowej można utworzyć funkcję opisaną warunkiem (4.4), a następnie przy zastosowaniu regresji liniowej wyznaczyć wartości współczynników γ .

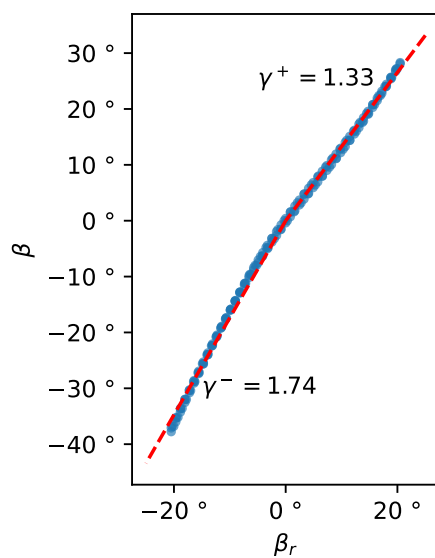
Punkty otrzymane z aproksymacji powierzchni z Rysunku 4.3 wraz z liniami powstałymi z aproksymacji przedstawiono na Rysunku 4.4. Parametry aproksymacji prezentuje Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Parametry aproksymacji współczynnika prostowania przepływu γ

	γ^+	γ^-
Parametr	1.737	1.327
σ_γ	0.009	0.005



Rysunek 4.3: Znormalizowana reakcja hydrodynamiczna Y_{Tdl} na pędnikach azymutalnych



Rysunek 4.4: Linowe zależności kąta dryfu od geometrycznego kąta dopływu β_r

4.1.3 Identyfikacja współczynnika strumienia nadążającego w_T

W celu uwzględnienia obecności kadłuba w modelu matematycznym symulatora wprowadza się współczynniki oddziaływania kadłub-pędnik. Składowe kinematyczne przepływu przez pędnik azymutalny, uwzględniają skorygowane pole prędkości osiowej w postaci średniego, efektywnego współczynnika strumienia nadążającego w_T . Składowe prędkości z równania (3.13) mają wtedy postać:

$$\begin{aligned} u_P &= u(1 - w_T) \cos \delta' \\ v_P &= u(1 - w_T) \sin \delta' \end{aligned} \quad (4.5)$$

gdzie w_T jest uśrednionym, efektywnym współczynnikiem strumienia nadążającego w przepływie skośnym.

Pomiędzy kadłubem statku a pędnikiem zachodzi interakcja, która determinuje sprawność napędową oraz wpływa na projekt urządzenia napędowego statku. Głównymi elementami tej interakcji, w hydromechanice okrętowej, są współczynnik strumienia nadążającego w (*ang. wake*), współczynnik ssania t (*ang. thrust deduction*) i sprawność rotacyjna η_R (*ang. relative rotative efficiency*) [66].

Współczynnik strumienia nadążającego może być wyznaczony poprzez pomiar bezpośredni pola prędkości za kadłubem, w płaszczyźnie kręgu śrubowego, bez obecności pędnika. Tak określony strumień nadążający nazywany jest strumieniem nominalnym. Szczegółowe informacje o polu prędkości — nominalnym strumieniu nadążającym — ma praktyczne zastosowanie w projektowaniu kształtu śruby okrętowej, np. rozkład promieniowy skoku śruby, który dobierany jest w oparciu o promieniowy rozkład prędkości w kręgu czy analiza zmiany pola prędkości do prognozowania zmiennych obciążeń pracy skrzydła śruby, a nawet ocenę wibracji.

Średni efektywny strumień nadążający, wyznacza się metodą pośrednią w procesie badań modelowych pędników w przepływie niezakłóconym (*ang. open water* - badania śruby swobodnej) oraz badań modelowych napędowych (*ang. self-propulsion tests*). Komponent ten jest wykorzystywany na etapie wstępnego projektowania śruby oraz przydatny jest przy modelowaniu naporu pędnika pracującego za kadłubem w symulatorach manewrowych. Eksperymenty mające na celu określenie tego komponentu przeprowadza się przy modelu kadłuba statku (w skali) holowanego ze stałą prędkością u z pracującym pędnikiem o prędkości obrotowej n . Efektywny strumień nadążający kwantyfikuje średnią prędkość dopływu do pędnika u_P w relacji do prędkości statku u . Prędkość statku jest zazwyczaj większa lub równa średniej prędkości dopływu do pędnika pracującego za kadłubem. Relacja tych dwóch prędkości w postaci zależności (4.6), nazywana jest współczynnikiem strumienia nadążającego Taylora w_T .

$$w_T = \frac{u - u_P}{u} = 1 - \frac{u_P}{u} \quad (4.6)$$

W wyniku holowania modelu z pracującym pędnikiem, w próbie napędowej, współczynnik strumienia wyznaczany jest dla tożsamości współczynników naporów uzyskanych w próbach pędnika swobodnego $K_{T\delta}$ i współczynnika naporu śruby pracującej za kadłubem K_T (4.7). Dla wartości współczynnika $K_T = T / \rho D^4 n^2$ tożsamej z rozpatrywanym obciążeniem pędnika o średnicy D - zmierzona wartość

naporu T dla zmierzonych wartości obrotów śruby n przy znanej prędkości holowania u oblicza się współczynnik posuwu $J = u/nD$.

$$K_{T\delta} \equiv K_T \quad (4.7)$$

Współczynnik posuwu J_δ dla śruby pracującej w przepływie niezakłóconym odczytuje się z charakterystyki śruby $K_T - J$ dla wartości współczynnika naporu $K_{T\delta}$. Z definicji współczynnika posuwu (3.11) można określić prędkość ekwiwalentną dla współczynnika posuwu J_δ (pędnik swobodny) oraz J (pędnik pracujący za kadłubem):

$$\begin{aligned} u_p &= nDJ_\delta \\ u &= nDJ \end{aligned} \quad (4.8)$$

Podstawiając powyższą zależność do (4.6) i upraszczając wyrazy podobne nD , otrzymuje się zależność na współczynnik strumienia nadążającego:

$$w_T = 1 - \frac{J_\delta}{J} \quad (4.9)$$

Typowo strumień nadążający określa się dla statku płynącego kursem po linii prostej i jest w miarę niezależny od prędkości statku, pod warunkiem że obciążenie śruby, a w konsekwencji współczynnik posuwu, zmienia się proporcjonalnie do zmiany współczynnika naporu. W przypadku statku manewrującego składowe osiowe pola prędkości za kadłubem zmieniają się wraz z kątem dryfu β i prędkością kątową myszkowania r co ma istotny wpływ na modelowanie reakcji hydrodynamicznych na pędniku w modelach symulatorów manewrowych ([16]). Dla statku napędzanego klasyczną śrubą ze sterem zależność tę dobrze opisuje równanie, zaproponowane w [22]:

$$w_T/w_{TP} = e^{-4\beta_p} \quad (4.10)$$

gdzie w_T jest współczynnikiem strumienia nadążającego dla kadłuba manewrującego, a w_{TP} to wartość współczynnika otrzymana w standardowych próbach napędowych. Równanie to zostało zweryfikowane na podstawie pomiarów nominalnego strumienia nadążającego w przepływie skośnym za kadłubem statku jednośrubowego [37]. Z uwagi na niezbyt dokładną aproksymację inna postać równania (4.10) została zaproponowana w [71]:

$$\frac{1 - w_T}{1 - w_{TP}} = 1 + (1 - e^{-C_1|\beta_p|}) (C_2 - 1) \quad (4.11)$$

gdzie β_p to efektywny kąt dopływu dla statku manewrującego opisany równaniem (4.3).

Z równania (4.11) wynika, że przy $\beta_p \rightarrow \infty$ stosunek prędkości dopływu do pędnika w przepływie skośnym do prędkości przy jeździe na wprost dąży do stałej C_2 , podczas gdy stała C_1 opisuje zmianę charakterystyki w_T w zależności od β_p .

Zależności (4.10) i (4.11) zostały zaproponowane dla statków z konwencjonalną śrubą, gdzie dobrze sprawdzają się w modelach matematycznych symulatorów. Dla statków z napędem azymutalnym

formuły te dają wyniki z dużym błędem aproksymacji, gdyż opracowane zostały dla jednośrubowych statków o napędzie śruba-ster ([37], [71]). Na potrzeby modelowania średniej prędkości dopływu do pędnika azymutalnego, Autor proponuje zależność [92]:

$$\frac{1 - w_T}{1 - w_{TP}} = 1 + \alpha_1 (1 - e^{-\chi}), \quad \text{gdzie} \quad \chi = |\beta_P / \alpha_2|^{9/4} \quad (4.12)$$

Współczynnik α_2 we wzorze (4.12) odzwierciedla szybkość zmiany efektywnej prędkości dopływu do pędnika w odniesieniu do β_P , dla której lewa strona równania (4.12) asymptotycznie osiąga wartość $1 + \alpha_1$. Analizę aproksymacji współczynników α_1 i α_2 przeprowadzono na podstawie danych eksperymentalnych, otrzymanych w trakcie holowania modelu kadłuba na uwięzi przy wykorzystaniu *PMM*. Eksperymenty z holowanym modelem na uwięzi (*PMM*) przeprowadzono z pracującymi pędnikami ustawionymi wzdłuż kierunku holowania kadłuba (kąt wychylenia $\delta=0^\circ$), dla dwóch obciążeń śruby, a parametry tych eksperymentów prezentuje Tabela 4.5. W wyniku tych eksperymentów, zmierzony napór na pędnikach azymutalnych w przepływie za kadłubowym K_T , na mocy zależności (4.7), porównano ze współczynnikami K_{T0} zmierzonymi w przepływie niezakłóconym.

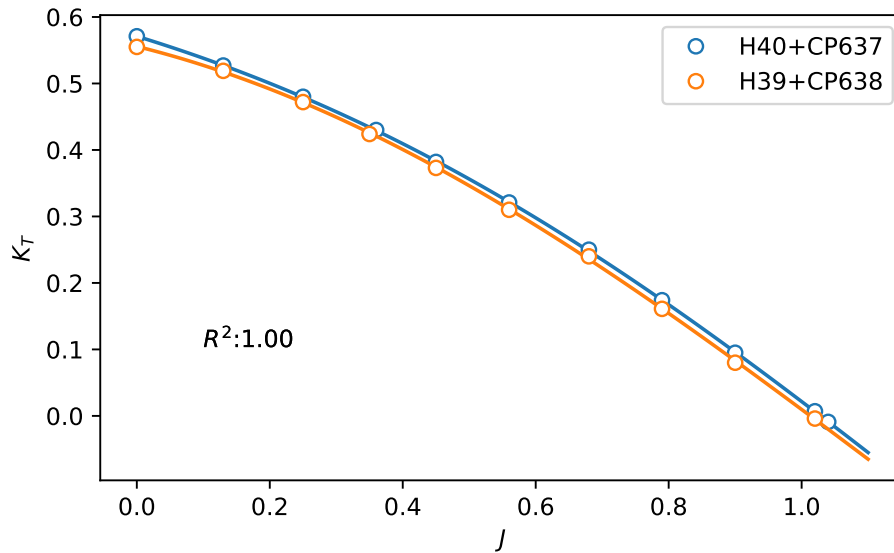
Charakterystykę współczynnika naporu w przepływie jednorodnym otrzymano przy pomiarach holowania pędnika swobodnego ze stałymi obrotami, zapewniającymi średnią liczbę Reynoldsa $Rn \simeq 2.3 \times 10^5$, powyżej krytycznej liczby Reynoldsa $Rn \geq 2.0 \times 10^5$, co pozwala zachować odpowiedni poziom turbulencji przepływu, a w konsekwencji poprawne skalowanie składowych lepkościowych reakcji na pędniku i śrubie do wielkości rzeczywistych [66]. Zmierzone wartości naporów, prędkości holowania i obrotów pędnika przeliczono na współczynniki naporu K_{T0} i posuwu J_0 zgodnie z zależnościami (3.10) i (3.11), a następnie aproksymowano wielomianem potęgowym czwartego stopnia. Jest to standardowa procedura stosowana na basenach holowniczych przy opracowywaniu prognoz napędowych statków. Charakterystyki pędników odosobnionych przedstawiono na Rysunku 4.5 a współczynniki wielomianów w Tabeli 4.3.

Współczynniki strumienia nadążającego otrzymano odcinając wartości współczynników naporu K_T dla pędnika pracującego za kadłubem wyznaczone po przekształceniu formuły (3.10) na charakterystyce pędnika pracującego w strumieniu jednorodnym (Rysunek 4.5)). Otrzymany współczynnik posuwu podstawiono do wzoru (4.9), a obliczone współczynniki strumienia nadążającego aproksymowano funkcją (4.12).

Tabela 4.3: Współczynniki wielomianu aproksymującego charakterystyki pędników

	0	1	2	3	4
CP637+H40	0.55526	-0.24010	-0.41067	0.11448	-0.01031
CP638+H39	0.57098	-0.30597	-0.22763	-0.06429	0.04668

Aproksymację funkcji (4.12) przeprowadzono optymalizując parametry funkcji aproksymacyjnej, poprzez minimalizację odchylenia kwadratowego na losowo dobranych danych treningowych wybra-

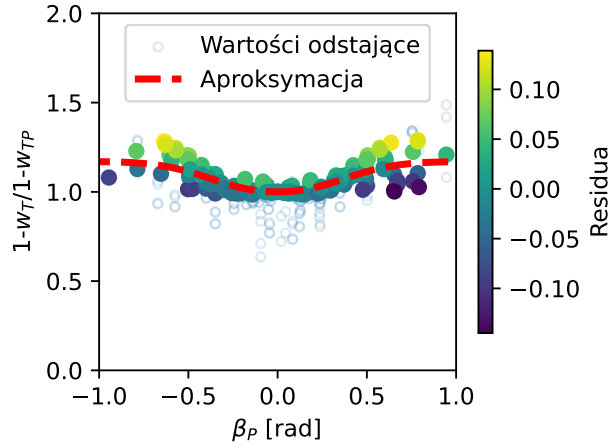


Rysunek 4.5: Charakterystyki pędników w przepływie niezakłóconym

nych ze zbioru pomiarowego, stanowiących 67% ilości danych pomiarowych. Zastosowano metodę *ang. Trust Region Reflective*, zaproponowaną przez [39], a wyniki aproksymacji przetestowano na pozostałej liczbie danych. Wyniki aproksymacji w postaci parametrów oraz metryki aproksymacji przedstawiono w Tabeli 4.4. Dane pomiarowe zostały wstępnie ocenione, a wartości odstające (*ang. outliers*) zostały wyekstrahowane ze zbioru wziętego do analizy. Do oceny, które dane stanowią wartości odstające posłużono się ogólnie stosowaną zasadą $1.5 \times IQR$, gdzie $IQR = Q_3 - Q_1$, a Q_1 i Q_3 to pierwszy (dolny) i trzeci (górny) kwartyl analizowanych danych. Wartości danych mniejsze od $Q_1 - 1.5 \times IQR$ a większe od $Q_3 + 1.5 \times IQR$ potraktowane zostały jako wartości odstające (punkty oznaczone niebieskimi okręgami na Rysunku 4.6).

Tabela 4.4: Parametry aproksymacji
współczynnika strumienia nadążającego w_T

	α_1	α_2
Parametr	0.17	0.48
σ_α	0.02	0.06



Rysunek 4.6: Współczynnik w_T w zmiennych warunkach dynamicznych

4.2 Identyfikacja pochodnych hydrodynamicznych

W rozdziale 3 zaproponowano model matematyczny reakcji hydrodynamicznych na kadłubie, który zbudowany jest z pochodnych hydrodynamicznych. Model matematyczny, tych sił, po rozwinięciu w szereg Taylora staje się dwuwymiarową powierzchnią zależną od prędkości normalnej v i kątowej r . W celu identyfikacji pochodnych hydrodynamicznych pierwszego i wyższych rzędów przeprowadza się eksperyment z fizycznym modelem statku na uwięzi. Model kadłuba holowany jest z prędkością wypadkową U oraz zmiennymi kątami dryfu β i prędkościami kątowymi myśzkowania r . W celu unifikacji w prezentowaniu wyników stosuje się wielkości bezwymiarowe. Wielkości kinematyczne normalizowane są według zależności:

$$u_{dl} = \frac{u}{U}, \quad v_{dl} = \frac{v}{U}, \quad r_{dl} = \frac{rL}{U} \quad (4.13)$$

Ponieważ bezwymiarowe prędkości u_{dl} i v_{dl} są składowymi prędkości wypadkowej, to zachodzi zależność:

$$v_{dl} = \sin \beta, \quad \tan \beta = -\frac{v}{u} \quad (4.14)$$

Urządzeniem umożliwiającym pomiar wielkości dynamicznych dla zadanych parametrów kinematycznych jest oscylator ruchu płaskiego (*PMM* z *ang. plannar motion mechanism*). Model kadłuba referencyjnego **M1046** (patrz załącznik C), zbudowany w skali 1:24 ($\lambda = 24$), holowany był z prędkością wypadkową, co w skali rzeczywistej odpowiadało prędkości statku 13.9 węzłów. Model podczas holowania napędzany był dwoma modelami pędników azymutalnych **H39/H40** wyposażonych w mo-

dele śrub napędowych **CP638/CP637** (patrz załącznik C). Obroty śrub były tak dobrane, żeby pędniki podczas holowania modelu generowały napór odpowiadający punktowi pracy śrub w skali modelowej i rzeczywistej (patrz Rozdział 6). Holowany model był prowadzony z wymuszonymi oscylacjami z prędkościami kątowymi i kątami dryfu. Warunki prób modelu holowanego na uwięzi prezentuje Tabela 4.5. W trakcie pomiaru mierzono siły na dwóch dynamometrach pomiarowych, przy czym jeden

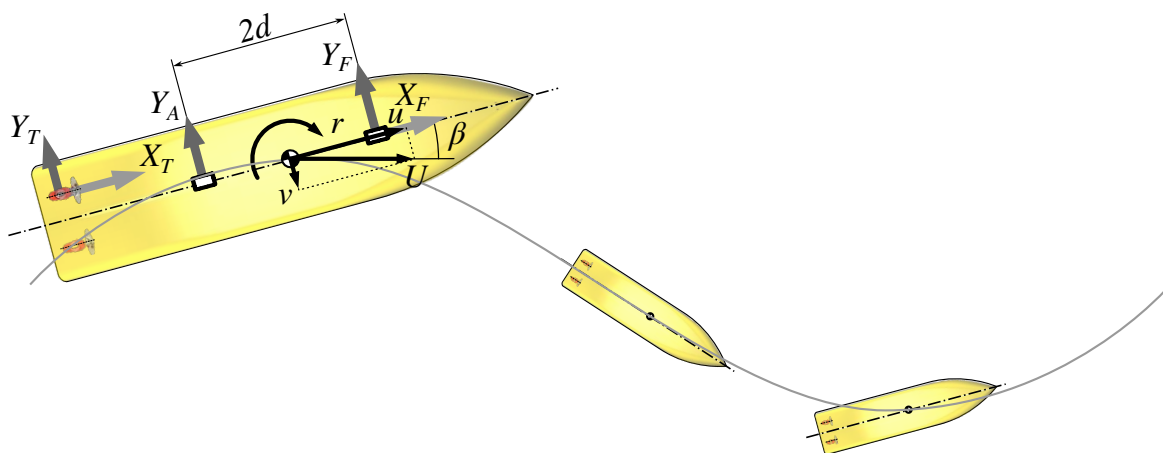
Tabela 4.5: Warunki próby holowania dynamicznego modelu na *PMM*

Nazwa	Symbol	Wielkość parametrów
Prędkość wypadkowa modelu	U	$1.458m/s$
Obroty pędnika	n_T	$14.81/s; 15.81/s$
Kąt dryfu	β	$0^\circ; \pm 2^\circ; \pm 4^\circ; \pm 6^\circ; \pm 8^\circ; \pm 10^\circ; \pm 20^\circ$
Prędkość myśzkowania	r_{dl}	$0.0; \pm 0.2; \pm 0.4; \pm 0.6; \pm 0.8$
Kąt wychylenia pędnika	δ	0°

z nich mierzył dwie składowe na kierunek normalny y i jedną na kierunek styczny x do osi modelu (Rysunek 4.7). Składową sił normalnych potraktowano jako sumę zmierzonych sił, a moment na kadłubie został obliczony z pary sił działających na ramieniu d :

$$\begin{aligned}
 X_{hyd}(t) &= X_F(t) \\
 Y_{hyd}(t) &= Y_A(t) + Y_F(t) \\
 N_{hyd}(t) &= (Y_A(t) - Y_F(t))d
 \end{aligned}
 \tag{4.15}$$

Ponieważ trajektoria wymuszona przez *PMM* jest krzywą harmoniczną, więc reakcje hydrodyna-



Rysunek 4.7: Schemat układu pomiarowego na *PMM*

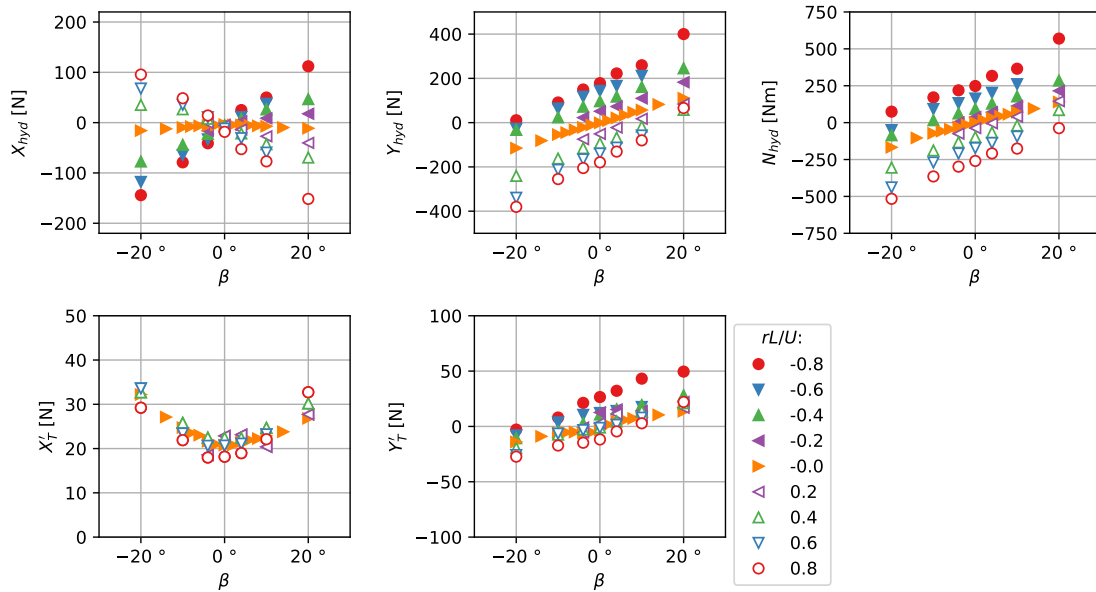
miczne i wielkości kinematyczne są funkcjami harmonicznymi. W związku z tym do wyznaczenia

reakcji hydrodynamicznych posłużono się dyskretną transformatą Fouriera, poprzez zastosowanie algorytmu szybkiej transformacji Fouriera (*Fast Fourier Transform, FFT*). Wartości sił prezentowanych na wykresie Rysunek 4.8 są sumą amplitud i wartości średnich sygnału aproksymowanego funkcją harmoniczną postaci:

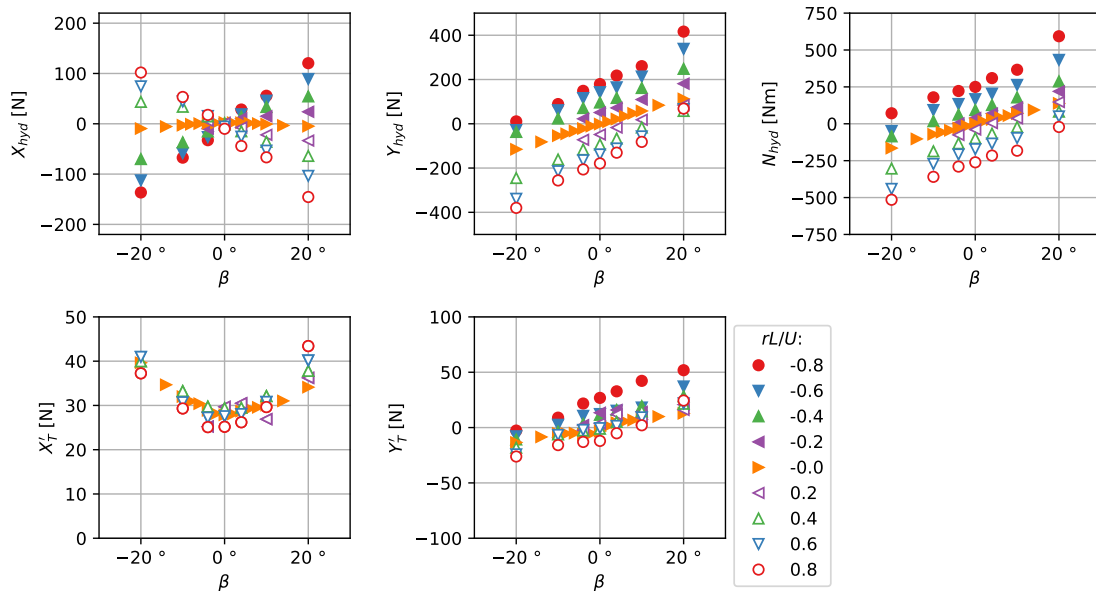
$$h(t) = h_m + \Re [h_a e^{j\omega t + h_\epsilon}] \quad (4.16)$$

gdzie h_a jest amplitudą, h_m wartością średnią a h_ϵ przesunięciem fazowym.

(a) Obroty pędnika $n_T=14.8$ 1/s



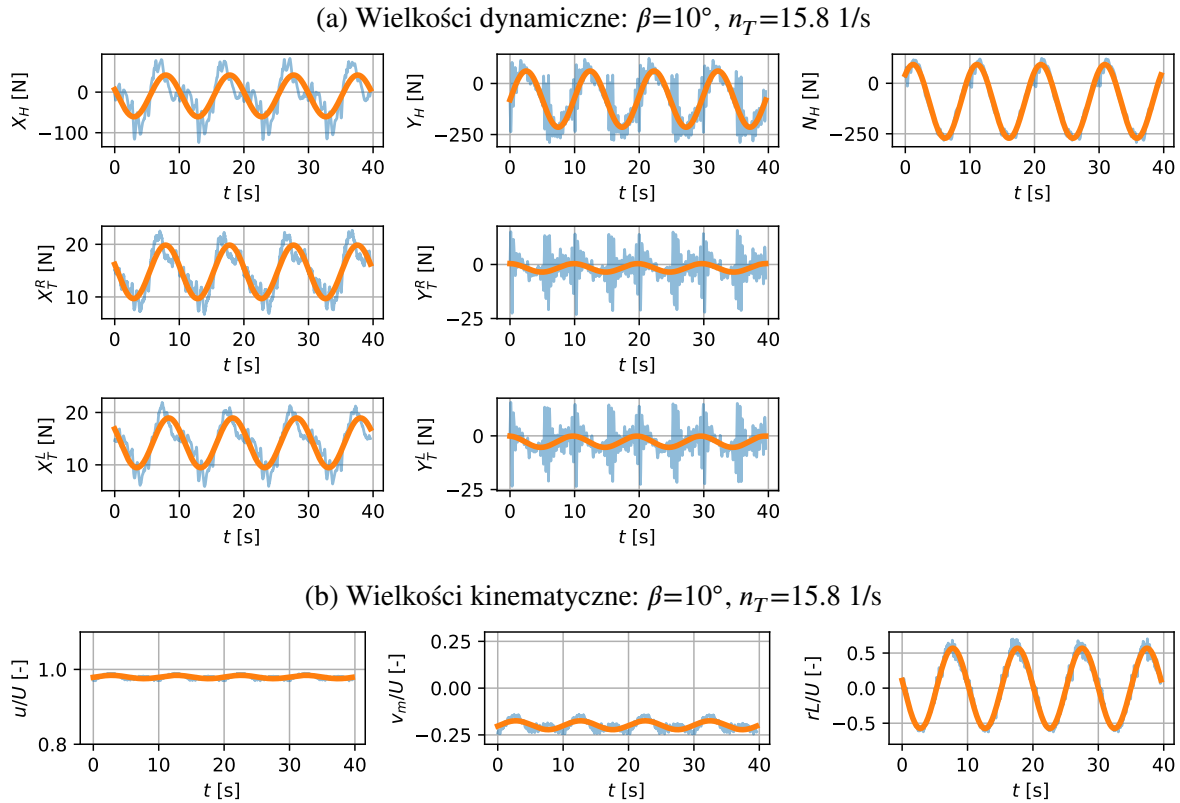
(b) Obroty pędnika $n_T=15.8$ 1/s



Rysunek 4.8: Pomiary sił w próbach holowania na PMM

Parametry funkcji opisanej równaniem (4.16) uzyskuje się z analizy *FFT* mierzonych sygnałów

wielkości kinematycznych i dynamicznych. Przykładowe zapisy czasowe sygnałów pomiarowych pokazuje Rysunek 4.9. Zmierzone wielkości, z pracującym pędnikiem nie są siłami hydrodynamicznymi na kadłubie, gdyż zawierają wpływ reakcji na pracujących pędnikach. W celu izolacji tego wpływu wykorzystuje się współczynniki oddziaływania kadłuba z pędnikiem, takie jak ssane t , współczynnika wzrostu poprzecznej siły składowej od pędnika a_{HY} oraz wzrostu momentu od pędnika a_{HN} . Mając



Rysunek 4.9: Zapisy czasowe mierzonych wielkości i aproksymacja FFT

na uwadze fakt, że holowanie na *PMM* odbywało się bez przechyłu, wyizolowane reakcje hydrodynamiczne na kadłubie można wyznaczyć po przekształceniu zależności (2.28), z pominięciem reakcji momentu przechylającego:

$$\begin{aligned} X_H &= X_{hyd} - X_T \\ Y_H &= Y_{hyd} - Y_T \\ N_H &= N_{hyd} - N_T \end{aligned} \quad (4.17)$$

Wielkości z indeksem *hyd* są reakcjami hydrodynamicznymi zmierzonymi w eksperymencie z modelem holowanym na uwięzi (*PMM*). Podstawiając do powyższej zależności reakcje hydrodynamiczne na pędniku, zgodnie z zależnościami (3.29) i (3.30), otrzymuje się wyizolowane reakcje hydrodynamiczne na kadłubie:

$$\begin{aligned} X_H &= X_{hyd} - (1 - t)X'_T \\ Y_H &= Y_{hyd} - (1 + a_{HY})Y'_T \\ N_H &= N_{hyd} - (1 + a_{HN})N'_T \end{aligned} \quad (4.18)$$

Reakcje hydrodynamiczne na kadłubie, wyznaczone z eksperymentów za pomocą zależności (4.18) zostały dopasowane do wielomianu uzyskanego poprzez rozwinięcie w szereg Taylora, co zostało omówione w Rozdziale 3.1. W celu uniknięcia przeszacowania aproksymacji, wartości eksperymentalne zostały dopasowane modelem regresji grzbietowej (*ang. ridge regression*). Przy klasycznym problemie przeszacowania aproksymacji, postać funkcji regresji jest dobierana tak, by otrzymać kompromis pomiędzy nadmiernym dopasowaniem funkcji celu do danych testowych, a jednocześnie zachować rozsądną wartość błędu aproksymacji. W przypadku ogólnie ustalonej postaci funkcji celu metoda grzbietowa pozwala na kontrolowanie dopasowania danych pomiarowych do wartości współczynników, tak by uniknąć nadmiernych wygięć powierzchni wielomianowej na krawędziach powierzchni. Ma to istotne znaczenie w przypadku, gdy model matematyczny reakcji hydrodynamicznych działa poza zakresem mierzonych wartości eksperymentalnych.

Parametry modelu regresji grzbietowej dobrano na podstawie wyników eksperymentalnych, dążąc do równowagi między dopasowaniem a zdolnością generalizacji. Chociaż nie przeprowadzono formalnej analizy nadmiernego dopasowania, wybrano regresję grzbietową, aby zmniejszyć ryzyko przeszacowania parametrów. Ocena dopasowania modelu do danych eksperymentalnych została przeprowadzona za pomocą błędu średniokwadratowego (MSE) oraz współczynnika determinacji R^2 . Należy zauważyć, że model nie był testowany na nowych danych, co stanowi ograniczenie. W przyszłych badaniach planowane jest uwzględnienie dodatkowych danych testowych w celu lepszej oceny zdolności generalizacji modelu.

Pochodne hydrodynamiczne modelu matematycznego opisanego równaniami (3.3), uzyskane poprzez aproksymację modelem regresji grzbietowej, są proporcjonalne do kwadratu prędkości wypadkowej U , dlatego aproksymację przeprowadzono na bezwymiarowych odpowiednikach sił hydrodynamicznych. Normalizację przeprowadzono, odnosząc wartości sił do referencyjnych sił dynamicznych, według zależności:

$$\begin{aligned} X_{Hdl} &= \frac{X_H}{1/2\rho U^2 L T_M} \\ Y_{Hdl} &= \frac{Y_H}{1/2\rho U^2 L T_M} \\ N_{Hdl} &= \frac{N_H}{1/2\rho U^2 L^2 T_M} \end{aligned} \quad (4.19)$$

gdzie L i T_M jest długością referencyjną i zanurzeniem średnim modelu kadłuba. Współczynniki wielomianu powierzchniowego podano w Tabeli 4.6, a wykresy obrazujące bezwymiarowe siły hydrodynamiczne na kadłubie (mapa kolorów) i aproksymowane linie konturowe przedstawiono na Rysunku 4.10. Współczynniki te otrzymano, zgodnie z założeniem metody grzbietowej, minimalizując funkcję [9]:

$$\min_w \|Xw - y\|_2^2 + \alpha \|w\|_2^2 \quad (4.20)$$

gdzie $w \in \mathbb{R}^{1 \times n}$ jest wektorem współczynników aproksymacji (tutaj pochodne hydrodynamiczne), $X \in \mathbb{R}^{2 \times n}$ macierz zmiennych (prędkości normalne v i prędkości myskowania r), $y \in \mathbb{R}^{2 \times n}$ macierz

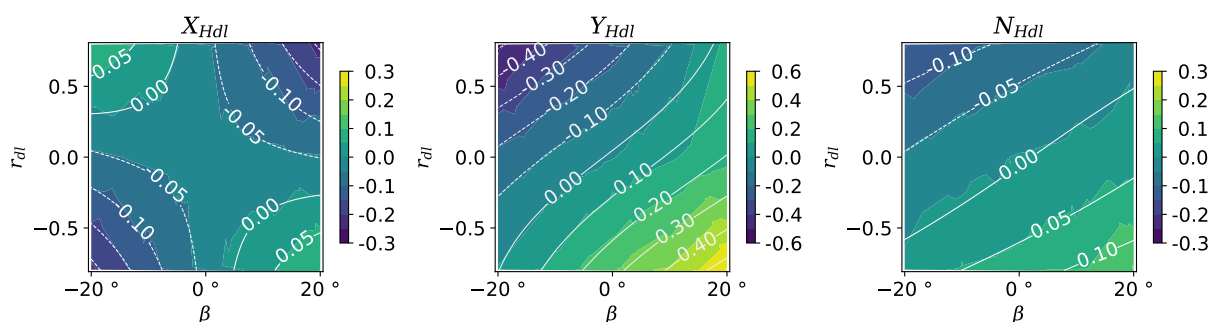
Tabela 4.6: Pochodne hydrodynamiczne sił na kadłubie

X_{Hdl}	Y_{Hdl}	N_{Hdl}
X_{vv} -0.1820	Y_v -0.5476	N_v -0.1211
X_{vr} 0.5627	Y_r -0.3068	N_r -0.0745
X_{rr} -0.0057	Y_{vvv} -0.0823	N_{vvv} -0.0259
X_{vvv} -0.0915	Y_{rvv} -0.0038	N_{rvv} -0.0302
	Y_{vrr} -0.3876	N_{vrr} -0.0613
	Y_{rrr} -0.0243	N_{rrr} -0.0440

wielkości docelowych (siły hydrodynamiczne z eksperymentu na kadłubie). Parametr regularyzacji Tichonowa α i metryki aproksymacji zawarto w Tabeli 4.7.

Tabela 4.7: Metryki aproksymacji reakcji hydrodynamicznych — eksperyment

Metryka	X_{Hdl}	Y_{Hdl}	N_{Hdl}
α	0.025	0.250	0.250
R^2	0.991	0.989	0.984
MSE	3.0×10^{-5}	4.9×10^{-4}	4.8×10^{-5}



Rysunek 4.10: Bezwymiarowe reakcje hydrodynamiczne na kadłubie

Zakres kątów dryfu stosowany w identyfikacji pochodnych hydrodynamicznych, budujących model matematyczny reakcji hydrodynamicznych na kadłubie jest wystarczający przy symulacji manewrów, gdzie nie występują duże prędkości normalne v , np. próba węzowa (*ang. zig-zag*). W przypadku, gdzie składowa ta ma znaczący udział w kinematyce statku, kąty dryfu osiągają znaczne wartości, wykraczające poza zakres możliwości oscylatora ruchu płaskiego. Typowym manewrem, w którym występują znaczne kąty dryfu, jest manewr zawracania, gdzie przy wychyleniu pędników azymutalnych o kąty powyżej 30° , średnica cyrkulacji jest stosunkowo niewielka, statek jest bardzo zwrotny i dryfuje z dużymi kątami przekraczającymi 40° .

W związku z tym zjawiskiem Autor niniejszej rozprawy, proponuje wykorzystanie numerycznej mechaniki płynów w celu określenia pochodnych hydrodynamicznych dla kątów dryfu powyżej tych stosowanych w eksperymentach z modelem na uwięzi. W celu określenia reakcji hydrodynamicznych posłużono się symulacjami *CFD*, gdzie model holowany był ze zmiennymi kątami dryfu i prędkościami kątowymi po trajektorii kołowej o zmiennym promieniu R , dobranym tak by wypadkowa prędkość U (styczna do trajektorii kołowej) była równa 1.458m/s . Podobną technikę identyfikacji pochodnych hydrodynamicznych przeprowadza się eksperymentalnie na basenach z ramieniem obrotowym [75]. W symulacjach *CFD* jest to metoda preferowana z uwagi na quasi-statyczny charakter ruchu, który prowadzi do bardziej wiarygodnych wyników z uwagi na stacjonarny przepływ wokół kadłuba, a także skrócenie czasu obliczeń z uwagi na szybką zbieżność wartości rezydualnych.

Symulacje przeprowadzono w skali takiej samej jak skala modelu fizycznego, a uzyskane wypadkowe reakcje hydrodynamiczne porównano z eksperymentem, w celu korelacji obliczeń *CFD* z pomiarami. Parametry symulacji prezentuje Tabela 4.8.

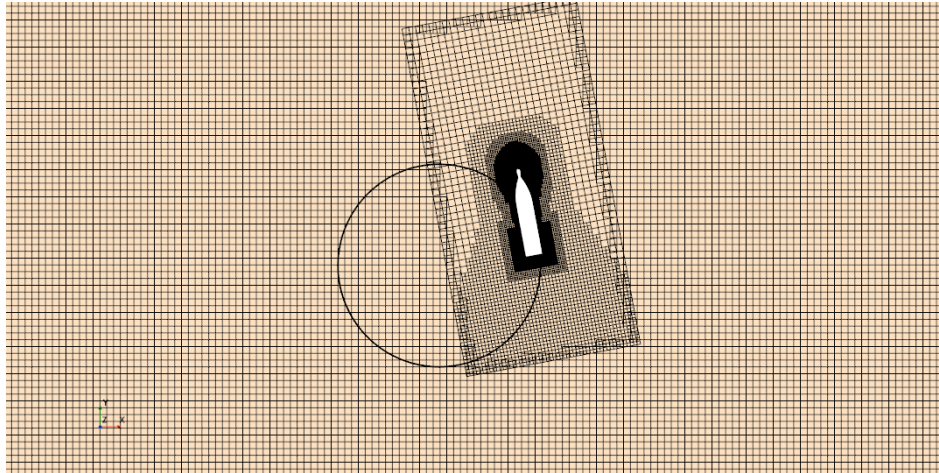
Tabela 4.8: Warunki symulacji *CFD*

Nazwa	Symbol	Wielkość parametrów
Promień wodzący	R	$9\text{m}; 4.5\text{m}$
Kąt dryfu	β	$\pm 20^\circ; \pm 45^\circ; \pm 70^\circ$
Prędkość obrotowa	r_{dl}	$0.0; 0.4; 0.8$

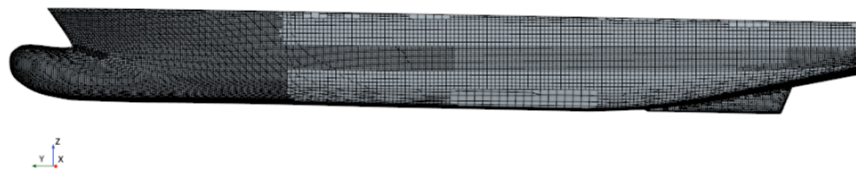
Obliczenia numeryczne ramienia obrotowego przeprowadzono dla modelu bez pędnika azymutalnego, a siły wypadkowe scałkowane po powierzchni siatki, w celu porównania z eksperymentem, zostały powiększone o wielkości inercjalne. Symulacja została wykonana przy wykorzystaniu oprogramowania STAR CCM+. Siatka obliczeniowa typu *ang. overlapping mesh*, przedstawiona na Rysunku 4.11, została skonfigurowana tak, aby zapewnić zbieżność wyników. Oznacza to, że dalsze zagęszczanie (zwiększanie liczby elementów) nie spowoduje znaczących zmian w wynikach. W numerycznym rozwiązaniu równań Naviera-Stokesa wykorzystano schemat *RANS*, *ang. Reynolds-averaged Navier-Stokes* z zaimplementowanym modelem turbulencji $k - \epsilon$, który dobrze odwzorowuje przepływy turbulentne z umiarkowanym oderwaniem (łagodnie niekorzystny gradient ciśnienia) [50]. Przykładowy rozkład ciśnienia, dla obliczeń z kątem dryfu $\beta = 20^\circ$ i bezwymiarową prędkością kątową $r_{dl} = 0.8$ przedstawiono na Rysunku 4.12, a układ falowy wokół statku poruszającego się torem kołowym na Rysunku 4.13.

Wyniki porównawcze sił uzyskanych z uśrednienia sił w symulacjach *CFD*, naniesione na wyniki eksperymentalne przedstawia wykres na Rysunku 4.14. Wykresy korelacyjne 4.14b, utworzone na wynikach eksperymentalnych dla prędkości myśzkowania r jak w Tabeli 4.8 i kąta dryfu β pokazują liniową zależność otrzymanych wyników ze współczynnikiem korelacji Pearsona R^2 bliskim jedności. Różnice wartości eksperymentalnych i obliczeniowych, pokazane w kolorach gradientowych (Rysunek 4.14b) wskazują maksymalne odchylenie na poziomie około 10% wartości maksymalnych. Błąd

(a) Siatka domeny obliczeniowej

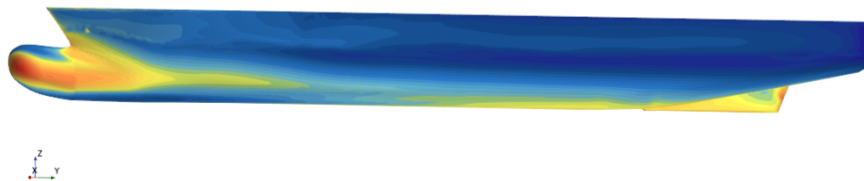


(b) Siatka na modelu kadłuba

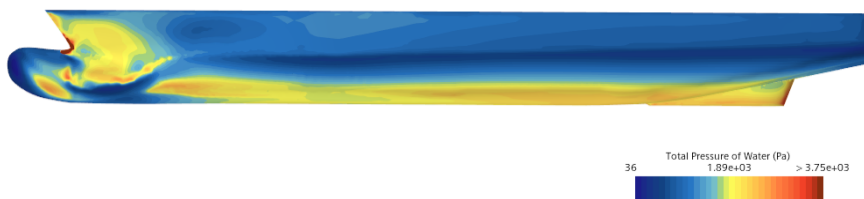


Rysunek 4.11: Siatki obliczeniowe i układ falowy

(a) Lewa burta

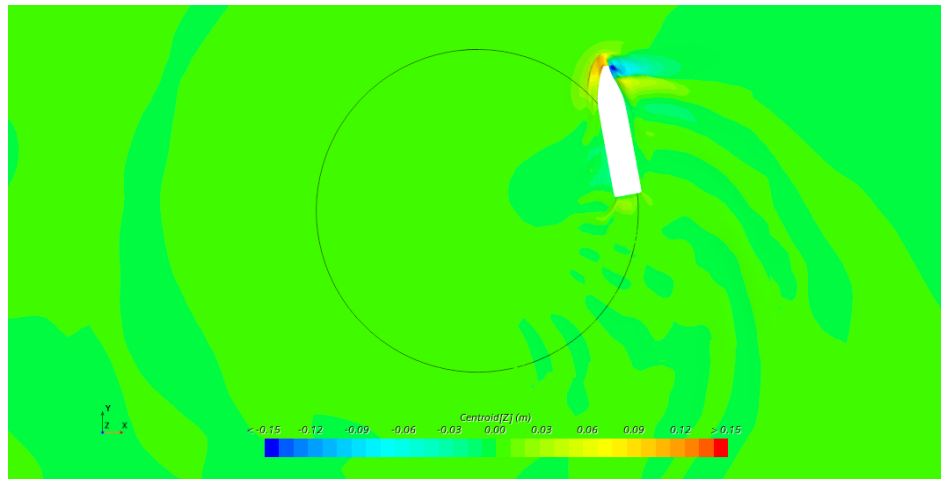


(b) Prawa burta



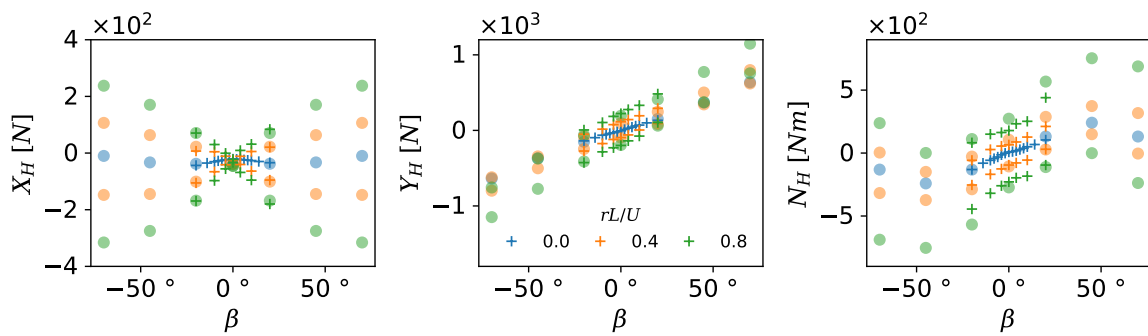
Rysunek 4.12: Rozkład ciśnienia na poszyciu kadłuba w ruchu na ramieniu obrotowym ($R = 4.5m$, $r_{dl} = 0.8$)

metody obliczono jako znormalizowane odchylenie wartości średniokwadratowej według wzoru (4.2). Z uwagi na fakt, że wartość błędu względnego mieści się w przedziale $5\% \div 8\%$, co daje akceptowalną odchyłkę obliczeń CFD od eksperymentu, można z dużą dozą pewności zastosować tak opracowane wyniki w symulacjach manewrów z dużymi kątami dryfu.

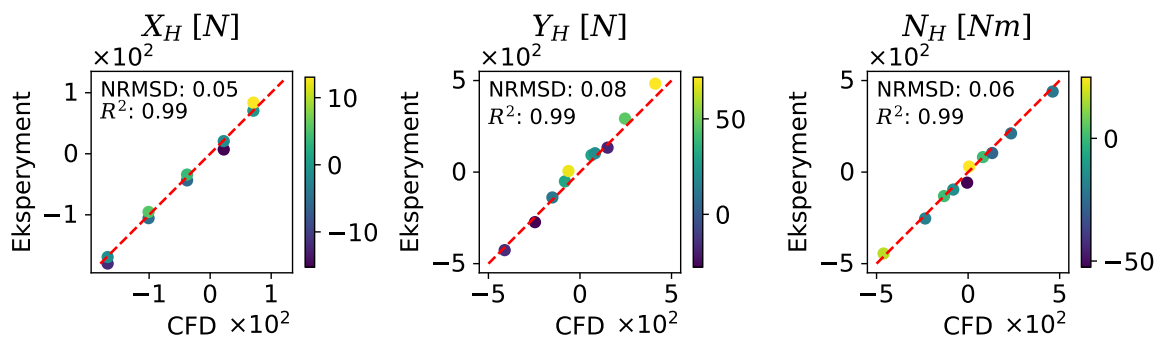


Rysunek 4.13: Układ falowy w ruchu na ramieniu obrotowym
($R = 4.5m$, $r_{dl} = 0.8$)

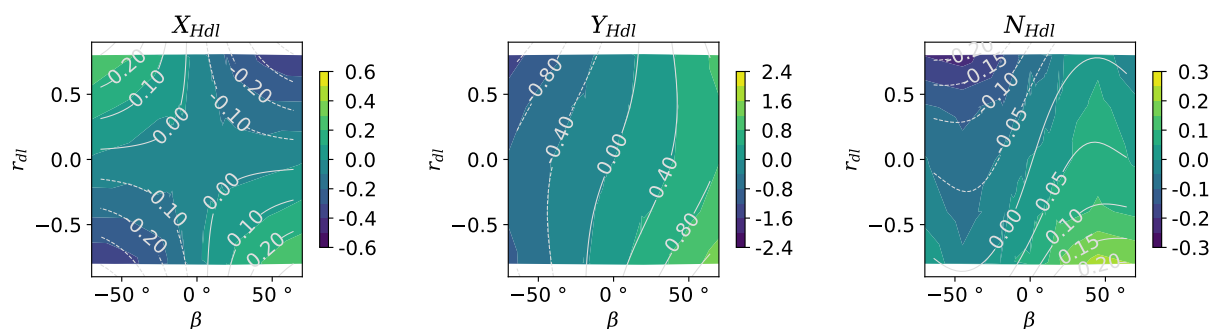
(a) Absolutne wartości reakcji hydrodynamicznych



(b) Wykresy korelacji eksperymentu z CFD



Rysunek 4.14: Porównanie eksperymentu z obliczeniami CFD



Rysunek 4.15: Bezwymiarowe reakcje hydrodynamiczne na kadłubie — eksperyment i CFD

Do wyznaczenia pochodnych hydrodynamicznych reakcji na kadłubie ponownie zastosowano liniową regresję grzbietową z parametrami jak do aproksymacji wielkości eksperymentalnych. Jako zmienne do wyznaczenia współczynników regresji wykorzystano kombinację wielkości eksperymentalnych i obliczonych w CFD. Wyniki aproksymacji w porównaniu do wielkości eksperymentalno-obliczeniowych prezentuje wykres na Rysunku 4.15. Metryki aproksymacji, pomimo pogorszenia niektórych parametrów, wykazały dobrą zgodność z danymi eksperymentalno-obliczeniowymi (Tabela 4.9).

Tabela 4.9: Metryki aproksymacji reakcji hydrodynamicznych — eksperyment i CFD

Metryka	X_{Hdl}	Y_{Hdl}	N_{Hdl}
α	0.025	0.250	0.250
R^2	0.975	0.996	0.973
MSE	2.2×10^{-4}	5.2×10^{-4}	1.2×10^{-4}

4.3 Identyfikacja kąta efektywnego wychylenia pędnika δ'

W rozdziale 3.2 omówiono model matematyczny reakcji hydrodynamicznych na pędniku azymutalnym. Model ten uwzględnia efektywny kąt dopływu do pędnika, który z założenia jest proporcjonalny do geometrycznego kąta wychylenia pędnika $\delta' = c_\delta \delta$. Wychodząc, z tego założenia model matematyczny posługuje się charakterystyką $K_T - J$ pędnika w przepływie niezakłóconym, przy założeniu że zmiana współczynnika posuwu odbywa się poprzez rzutowanie składowej prędkości dopływu na kierunek efektywnego dopływu do pędnika, co zobrazowano na Rysunku 3.1. W celu wykazania tego efektu posłużono się charakterystykami pędnika azymutalnego holowanego przy różnych kątach wychylenia oraz różnych prędkościach holowania, przeprowadzonych w przepływie jednorodnym (pędnik swobodny). Metodę przeprowadzenia eksperymentu opisano w publikacji [52], gdzie opracowano model pędnika azymutalnego w przepływie skośnym, opierając go o wielomiany dwóch zmiennych - współczynnika posuwu J i kąta wychylenia pędnika δ .

Autor niniejszej pracy proponuje zastąpić skomplikowany i czasochłonny w budowie model proponowany w [52], poprzez wykorzystanie charakterystyk pędnika swobodnego. Zanim jednak wykazana zostanie zasadność proponowanej metody, zweryfikowane zostaną metody określania efektywnego kąta dopływu do pędnika. W tym celu wykorzystano dane opublikowane w [52] oraz na pomiary własne, wykonane podczas eksperymentu przeprowadzonego w Centrum Techniki Okrętowej S.A. Eksperyment został przeprowadzony na modelu pędnika azymutalnego w pozycji ciągnącej, czyli śruba pędnika napotyka przepływ niezakłócony (instalowana z przodu gondoli). Wymiary, geometria pędnika i śruby **H31+P468** prezentowane są w Załączniku C, a metoda pomiaru i geometria pędnika **H09+P447** w pracy [52]. Parametry eksperymentów podano w Tabeli 4.10.

Tabela 4.10: Warunki próby holowania modeli pędników azymutalnych

Pędnik	Nazwa	Symbol	Wielkość parametrów
<i>H31+P468</i>	Prędkość holowania	U	$0.67m/s; 1.33m/s; 2.00m/s$
	Obroty śruby	n_T	$15.01/s;$
	Kąt wychylenia	δ	$0^\circ; \pm 5^\circ \div 55^\circ$ co $\pm 5^\circ$
<i>H09+P447</i>	Prędkość holowania	U	$0.49m/s; 0.98m/s; 1.48m/s; 1.92m/s$
	Obroty śruby	n_T	$15.01/s;$
	Kąt wychylenia	δ	$0^\circ; \pm 10^\circ; \pm 25^\circ; \pm 45^\circ$

Składowe reakcje hydrodynamiczne na pędniku: napór T_δ i siłę normalną S_δ , obliczono metodą opisaną w Rozdziale 3.2, za pomocą wzorów (3.10) i (3.12). Wartości współczynnika naporu $K_{T\delta}$ odczytano z charakterystyki pędnika swobodnego holowanego bez wychylenia pędnika. Współczynniki wielomianu tej charakterystyki przedstawiono w Tabeli 4.11. Prędkości dopływu do pędnika otrzymano z zależności (3.13). Współczynnik korekcyjny kąta dopływu do pędnika c_δ wyznaczono minimalizując

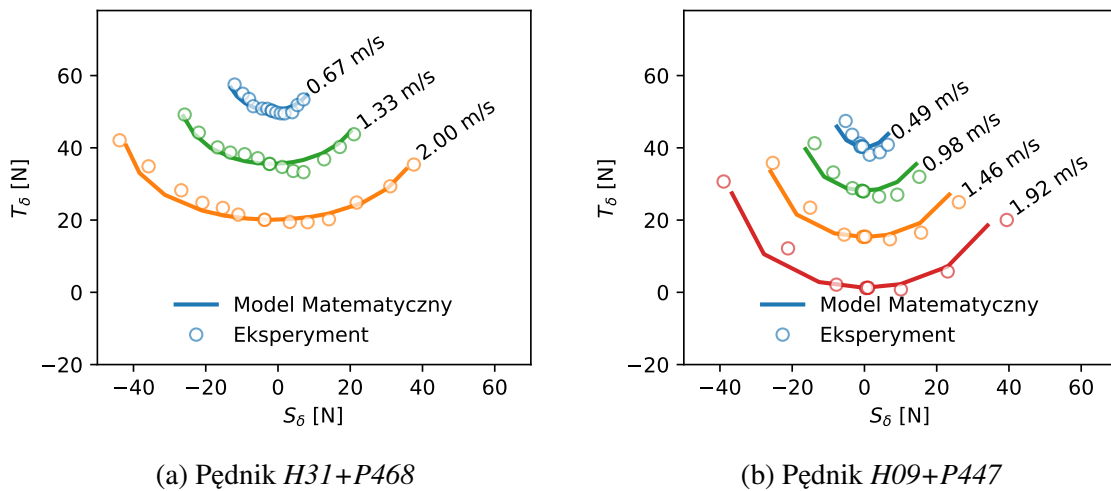
Tabela 4.11: Współczynniki aproksymacji charakterystyki pędników azymutalnych

Pędnik	0	1	2	3
P468+H31	0.59221	-0.42083	-0.03501	-0.00108
P447+H09	0.34294	-0.39170	0.04978	-0.11040

funkcję celu:

$$\arg \min_{c_\delta} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |T_{Ei} - T_{Ci}(c_\delta)| + |S_{Ei} - S_{Ci}(c_\delta)| \quad (4.21)$$

gdzie indeks E oznacza wielkości otrzymane eksperymentalnie, a indeks C wielkości obliczone dla efektywnego kąta dopływu. Porównanie wyników eksperymentu i obliczeń przedstawiono na Rysunku 4.16. Metryki minimalizacji przedstawia Tabela 4.12, a wykres korelacji wyników z eksperymentem naniesiono na Rysunku 4.17

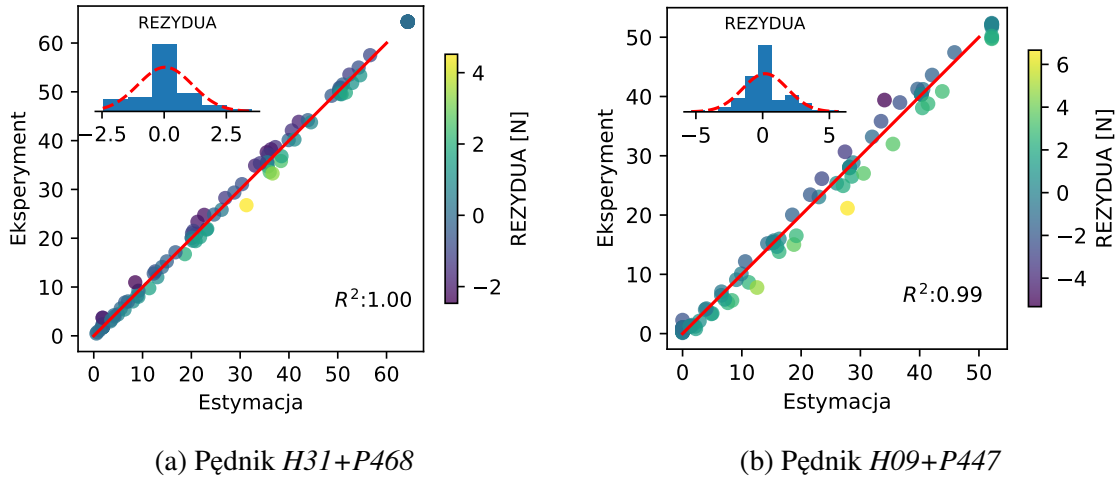


Rysunek 4.16: Absolutne wartości reakcji hydrodynamicznych na pędniku

Tabela 4.12: Wartości współczynnika c_δ - pędnik swobodny

	<i>H31+P468</i>		<i>H09+P447</i>	
	$c_{\delta(-)}$	$c_{\delta(+)}$	$c_{\delta(-)}$	$c_{\delta(+)}$
Parametr	1.28	1.02	1.30	1.01
<i>NRMSD</i>	1.9×10^{-2}	1.5×10^{-2}	3.4×10^{-2}	3.1×10^{-2}

Powyższa analiza wykazała, że model matematyczny pędnika sprawdza się dobrze w warunkach pracy w przepływie jednorodnym. W celu ominięcia przeprowadzania prób charakterystyk w przepływie niezakłóconym, z pędnikiem holowanym w przepływie skośnym, została podjęta próba implementacji metody określania współczynnika c_δ w przepływie za kadłubem. W tym celu posłużono się



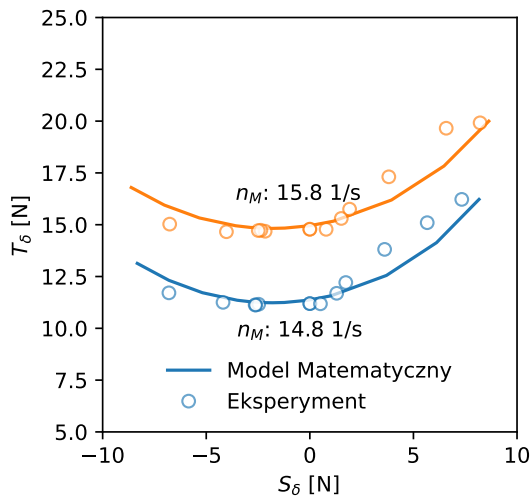
Rysunek 4.17: Korelacja eksperymentu z modelem matematycznym

próbą holowania modelu statku z różnymi wychyleniami pędnika - próba jest niezbędna do wyznaczenia współczynników a_{HY} i a_{HN} . W tym kroku identyfikację współczynnika c_δ przeprowadza się identycznie jak w przypadku pędników w przepływie odosobnionym z tą różnicą, że prędkości dopływu skorygowane są przez współczynnik strumienia nadążającego w_T , który uwzględnia obecność kadłuba. Dodatkowym atutem takiego podejścia jest fakt, że współczynniki w_T , dla typowych kadłubów statków z napędem azymutalnym mają małe wartości, a pole prędkości ma niewielkie gradienty prędkości, stąd warunki pracy pędnika są zbliżone do tych w przepływie jednorodnym, z uwzględnieniem drobnej korekty prędkości spowodowanej obecnością kadłuba.

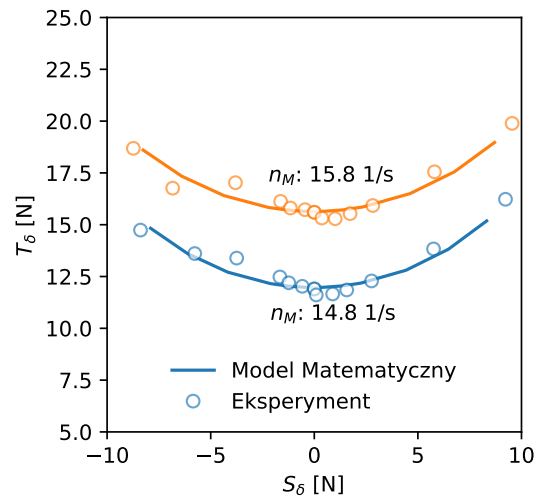
Wyniki eksperymentalne w porównaniu z oszacowaniami przedstawiono na Rysunku 4.18. Parametry minimalizacji pokazano w Tabeli 4.13 wraz z wartościami współczynnika c_δ . Współczynniki korelacji R^2 (Rysunek 4.19) zbliżone do jedności jak i wartości względnego błędu metody *NRMSD* pokazują bardzo dobrą zgodność modelu matematycznego, który stanowi wygodną alternatywę dla czasochłonnego eksperymentu z pędnikami holowanymi w przepływie skośnym niezakłóconym. Współczynniki c_δ dla pędnika prawo-burtowego **H40+CP637** różnią się od lewo-burtowego **H39+CP638**, co wykazuje wpływ kierunku obracającej się śruby pędnika na kąt dopływu do pędnika.

Tabela 4.13: Wartości współczynnika c_δ - pędnik za kadłubem

	<i>H40+CP637</i>		<i>H39+CP638</i>	
	$c_{\delta(-)}$	$c_{\delta(+)}$	$c_{\delta(-)}$	$c_{\delta(+)}$
Parametr	0.53	0.88	0.66	0.70
<i>NRMSD</i>	5.7×10^{-2}	5.2×10^{-2}	1.8×10^{-2}	3.5×10^{-2}

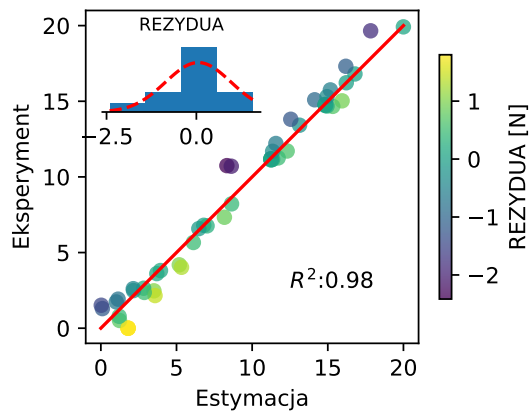


(a) Pędnik *H40+CP637*

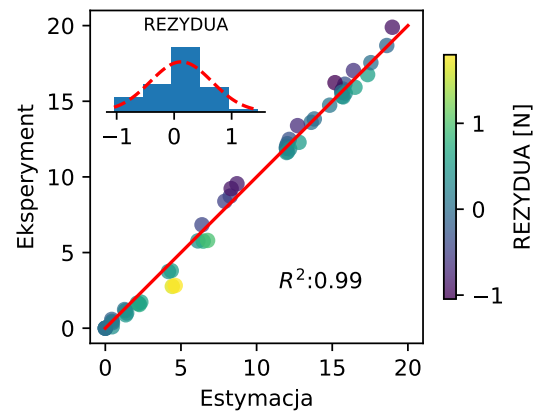


(b) Pędnik *H39+CP638*

Rysunek 4.18: Absolutne wartości reakcji hydrodynamicznych na pędniku za kadłubem



(a) Pędnik *H40+CP637*



(b) Pędnik *H39+CP638*

Rysunek 4.19: Korelacja eksperymentu z modelem matematycznym - pędniki za kadłubem

4.4 Identyfikacja reakcji wywołanych falowaniem

Model matematyczny reakcji falowania opiera się głównie na identyfikacji funkcji przenoszenia wynikających z liniowej i nieliniowej teorii falowania. Liniową funkcję przenoszenia wymuszeń pierwszego rzędu, zdefiniowaną równaniem (3.32), można obliczyć z teorii przepływu potencjalnego dla nielepkiego, nieściśliwego płynu o zerowej wirowości. Wszystkie wyznaczone siły oddziaływania falowania, wyznaczone w dziedzinie częstości kołowej, wyznaczono dla amplitud falowania równych jednemu metrowi.

4.4.1 Siły pierwszego i drugiego rzędu

Siły podzielono na siły wywołane działaniem od fali na nieruchomy obiekt, siły dyfrakcyjne i radiacyjne wokół ciała pływającego na fali regularnej. Potencjał prędkości zdefiniowany jest zależnością [94]:

$$\Phi(u_i, t) = \zeta_A(\omega)\phi(u_i)e^{-j\omega t} \quad (4.22)$$

gdzie ζ_A jest amplitudą fali, a ω jest częstością kołową fali. Ponieważ do analizy dyfrakcji i radiacji wykorzystywana jest teoria potencjału pierwszego rzędu, to do sformułowania potencjału prędkości w domenie płynu można zastosować twierdzenie o superpozycji liniowej [94]:

$$\phi(u_i)e^{-j\omega t} = \left(\phi_{fk} + \phi_d + \sum_{i=1}^6 \phi_{ri}u_i \right) e^{-j\omega t} \quad (4.23)$$

gdzie ϕ_{fk} jest potencjałem fali pierwszego rzędu o jednostkowej amplitudzie fali $\zeta_A = 1$, ϕ_d jest potencjałem fali dyfrakcyjnej, a ϕ_{ri} jest potencjałem fali radiacyjnej wywołanej przemieszczeniem u_i . Indeks i oznacza odpowiedni stopień swobody, zgodnie z Rysunkiem 2.5b. Znając potencjały prędkości falowania, rozkład ciśnienia hydrodynamicznego wywołanego polem prędkości pierwszego rzędu można obliczyć za pomocą równania Bernoulliego. Pomijając człony nieliniowe i hydrostatyczne, równanie to wyrażone jest wzorem [94]:

$$p^{(1)}(u_i, t) = -\rho \frac{\partial \Phi(u_i, t)}{\partial t} = j\omega\rho\phi(u_i)e^{-j\omega t} \quad (4.24)$$

Całkując ciśnienie $p^{(1)}$ na zwilżonej powierzchni ciała można obliczyć siły reakcji płynu. W celu zapisania ogólnej postaci sił i momentów działających na ciało pływające na fali, wprowadza się definicję jednostkowego wektora normalnego $\vec{n}$ do powierzchni kadłuba S_W , złożonego z sześciu komponentów, odpowiadających sześciu ruchom ciała sztywnego [94]:

$$\begin{aligned} \vec{n} &= n_1, n_2, n_3 \\ \vec{r} \times \vec{n} &= n_4, n_5, n_6 \end{aligned} \quad (4.25)$$

gdzie $\vec{r}$ jest wektorem położenia punktu na powierzchni kadłuba względem środka ciężkości. Stosując notację (4.25) i przyjmując średnią powierzchnię zwilżoną kadłuba S_W , składowe siły i momentu hydrodynamicznego pierwszego rzędu można wyrazić w postaci uogólnionej [94]:

$$F_i e^{-j\omega t} = - \int_{S_W} p^{(1)} n_i dS \quad (4.26)$$

Podstawiając ciśnienie $p^{(1)}$ z równania (4.24) do powyższego równania otrzymuje się równanie reakcji hydrodynamicznych falowania w postaci potencjalnej:

$$F_i e^{-j\omega t} = \left(j\omega\rho \int_{S_W} \phi(u_i) n_i dS \right) e^{-j\omega t} \quad (4.27)$$

Z równania (4.23) i addytywności całkowania można zapisać siłę harmoniczną pierwszego rzędu w postaci sumy (pomijając człon $e^{-j\omega t}$) [94]:

$$F_i = F_{fki} + F_{di} + \sum_{k=1}^6 F_{rik} u_k, \quad \text{gdzie } k = 1 \dots 6 \quad (4.28)$$

Reakcje hydrodynamiczne statku na fali można dalej opisać w kategoriach składowych radiacyjnych $\vec{F}_r$ indukowanych ruchem statku na wodzie spokojnej i składowych aktywnych. Siła aktywna, czyli siła wzbudzana przez fale, składa się z siły Froude'a-Krylova $\vec{F}_{fk}$ i siły dyfrakcyjnej F_d . Siłę radiacyjną opisaną potencjałem fali radiacyjnej ϕ_r , można wyrazić w postaci komponentów rzeczywistych i urojonych, wyrażonych równaniem [94]:

$$\begin{aligned} F_{rik} &= j\omega\rho \int_{S_W} [\Re(\phi_{rik}) + j\Im(\phi_{rik})] n_i dS \\ &= j\omega\rho \int_{S_W} \Re(\phi_{rik}) n_i dS - \omega\rho \int_{S_W} \Im(\phi_{rik}) n_i dS \\ &= \omega^2 A_{ik} + j\omega B_{ik} \end{aligned} \quad (4.29)$$

gdzie masa towarzysząca A_{ik} i współczynniki tłumienia B_{ik} przekształca się w zależności [94]:

$$\begin{aligned} A_{ik} &= -\frac{\rho}{\omega} \int_{S_W} \Im(\phi_{rik}) n_i dS \\ B_{ik} &= \rho \int_{S_W} \Re(\phi_{rik}) n_i dS \end{aligned} \quad (4.30)$$

Wszystkie siły hydrodynamiczne obliczone powyżej są funkcją geometrii powierzchni zwilżonego

ciała S_W i są niezależne od parametrów masowych statku. Zakładając, że płyn jest idealny tak, że istnieje funkcja potencjału prędkości z izolowanym członem zależnym od przestrzeni i stosując liniową teorię hydrodynamiki, uwzględniającą radiacyjne i dyfrakcyjne człony falowe, interakcja płyn-statek jest opisana zestawem równań i warunków brzegowych [18]. Dla cylindrycznej dziedziny obliczeniowej Ω o promieniu R i wysokości h , zamkniętej powierzchnią kontrolną S_C (Rysunek 4.20), można zapisać:

- równanie Laplace'a, spełnione dla całej dziedziny obliczeniowej Ω

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (4.31)$$

- liniowe równanie powierzchni swobodnej z warunkiem brzegowym dla $z = 0$

$$-\omega^2 \phi + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (4.32)$$

- warunek brzegowy na powierzchni statku, ważny dla średniej powierzchni zwilżonej S_W

$$\frac{\partial \phi}{\partial n} = \frac{\partial \phi_w}{\partial n} + \frac{\partial \phi_d}{\partial n} = 0 \quad \Rightarrow \quad \frac{\partial \phi_w}{\partial n} = -\frac{\partial \phi_d}{\partial n} \quad (4.33)$$

- warunek brzegowy na dnie, ważny dla $z = -h$, gdzie $h \rightarrow \infty$ dla wody głębokiej

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = 0 \quad (4.34)$$

- warunek brzegowy na granicy dziedziny obliczeniowej Ω (cylinder o promieniu R)

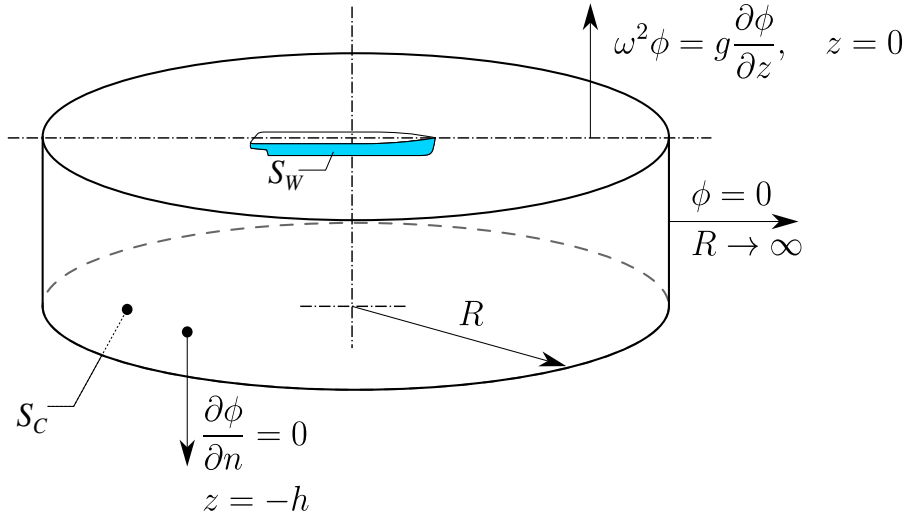
$$\lim_{R \rightarrow \infty} \phi = 0 \quad (4.35)$$

Siły falowe drugiego rzędu, zgodnie z założeniami płynu idealnego, wynikają z rozkładu ciśnienia, które całkowane jest po powierzchni zwilżonej, zgodnie z formułą (4.26), z tą różnicą, że w tym przypadku jest to chwilowa zwilżona powierzchnia statku $S(t)$. Ciśnienie, zgodnie z równaniem Bernoulliego, zapisane bez pominięcia członów ma postać [20]:

$$p(u_i, t) = p_0 - \frac{1}{2} \rho |\nabla \Phi(u_i, t)|^2 - \frac{\partial \Phi(u_i, t)}{\partial t} - \rho g z + C(t) \quad (4.36)$$

gdzie p_0 i $C(t)$ można przyjąć równe zero bez utraty ogólności [20]. Biorąc pod uwagę, że punkt płynu na linii prądu, wykonuje ruchy o częstotliwości fali pierwszego rzędu i ruchy drugiego rzędu o niskiej częstotliwości wokół średniego położenia, to po rozwinięciu ciśnienia w położeniu średnim, w szereg Taylora, otrzymamy następujące równanie [20]:

$$p = p^{(0)} + \varepsilon p^{(1)} + \varepsilon^2 p^{(2)} + O(\varepsilon^3) \quad (4.37)$$



Rysunek 4.20: Warunki brzegowe

gdzie:

$$\begin{aligned}
 p^{(0)} &= -\rho g z^{(0)} && \text{ciśnienie hydrostatyczne} \\
 p^{(1)} &= -\rho g z^{(1)} - \rho \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t} && \text{ciśnienie pierwszego rzędu} \\
 p^{(2)} &= -\frac{1}{2} \rho |\nabla \Phi^{(1)}|^2 - \rho \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} - \rho g z^{(2)} && \text{ciśnienie drugiego rzędu}
 \end{aligned} \tag{4.38}$$

Wielkości w równaniach (4.38) oznaczone indeksem (0) oznaczają wartości średnie w czasie, (1) są wielkościami pierwszego rzędu o częstotliwości fali, a z indeksem (2) drugiego rzędu o wolno zmieniającym charakterze. Całkowite siły i momenty mają ogólną postać:

$$\begin{aligned}
 \vec{F}(t) &= - \int_{S(t)} p \vec{n} dS \\
 \vec{M}(t) &= - \int_{S(t)} p \vec{r} \times \vec{n} dS
 \end{aligned} \tag{4.39}$$

gdzie $S(t)$ jest chwilową powierzchnią zwilżoną, co można zapisać jako sumę stałej powierzchni zwilżonej S_W i oscylującej części tej powierzchni $S_t(t)$:

$$S(t) = S_W + S_t(t) \tag{4.40}$$

Siły drugiego rzędu, będące wynikiem działania ciśnienia, przez analogię do równania (4.37) można zapisać jako sumę:

$$\begin{aligned}
 \vec{F} &= \vec{F}^{(0)} + \epsilon \vec{F}^{(1)} + \epsilon^2 \vec{F}^{(2)} + O(\epsilon^3) \\
 \vec{M} &= \vec{M}^{(0)} + \epsilon \vec{M}^{(1)} + \epsilon^2 \vec{M}^{(2)} + O(\epsilon^3)
 \end{aligned} \tag{4.41}$$

Po analizie perturbacyjnej całek (4.39) na zwilżonej powierzchni $S(t)$, przyjmując ostatni człon równań (4.41), siła i moment drugiego rzędu, wzbudzone falowaniem, mogą być zapisane jako [20, 94]:

$$\begin{aligned}
\vec{F}^{(2)} = & \\
& - \frac{1}{2} \rho g \oint_{WL} (\zeta_r^{(1)})^2 \vec{n} dl \\
& + \frac{1}{2} \rho \int_{S_W} |\nabla \Phi^{(1)}|^2 \vec{n} dS \\
& + \rho \int_{S_W} (u_i \nabla \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t}) \vec{n} dS \\
& + \vec{\alpha}^{(1)} \times \vec{F}^{(1)} \\
& + \rho \int_{S_W} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} \vec{n} dS
\end{aligned} \tag{4.42}$$

$$\begin{aligned}
\vec{M}^{(2)} = & \\
& - \frac{1}{2} \rho g \oint_{WL} (\zeta_r^{(1)})^2 (\vec{r} \times \vec{n}) dl \\
& + \frac{1}{2} \rho \int_{S_W} |\nabla \Phi^{(1)}|^2 (\vec{r} \times \vec{n}) dS \\
& + \rho \int_{S_W} (u_i \nabla \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t}) (\vec{r} \times \vec{n}) dS \\
& + \vec{\alpha}^{(1)} \times \vec{M}^{(1)} \\
& + \rho \int_{S_W} \frac{\partial \Phi^{(2)}}{\partial t} (\vec{r} \times \vec{n}) dS
\end{aligned} \tag{4.43}$$

gdzie $\vec{\alpha}$ jest wektorem obrotów, a $\vec{F}^{(2)}$ i $\vec{M}^{(2)}$ to wektory sił i momentów drugiego rzędu. Całka krzywoliniowa na wodnicy WL , uwzględnia zmienność powierzchni zwilżonej S_t w czasie, przy założeniu warunku na tejże wodnicy [20]:

$$-\rho \frac{\partial \Phi^{(1)}}{\partial t} = \rho g \zeta \tag{4.44}$$

Po uwzględnieniu zależności na ciśnienie $p^{(1)}$ z równania (4.38), a następnie zamianie wielkości reprezentującej element powierzchniowy dS na [20]:

$$dS = dz \cdot dl \tag{4.45}$$

i odpowiednich przekształceniach, otrzymuje się:

dla siły

$$-\frac{1}{2}\rho g \oint_{WL} (\zeta_r^{(1)})^2 (\vec{n}) dl \quad (4.46)$$

dla momentów

$$-\frac{1}{2}\rho g \oint_{WL} (\zeta_r^{(1)})^2 (\vec{r} \times \vec{n}) dl \quad (4.47)$$

gdzie rzędną fali względem chwilowej rzędnej wodnicy $\zeta_r^{(1)}$, definiuje się jako [20]:

$$\zeta_r^{(1)} = \zeta^{(1)} - z \quad (4.48)$$

4.4.2 Wpływ prędkości na reakcje wywołane falowaniem

Efekt prędkości statku U uwzględnia się poprzez częstość spotkaniową, wynikającą ze zjawiska Dopplera. Dla obiektu poruszającego się względem źródła falowania zachodzi zależność [63]:

$$\omega_e = \left(\frac{c - U \cos \mu}{c} \right) \omega \quad (4.49)$$

gdzie c jest prędkością fali, ω jest częstością kołową fali, U prędkość poruszającego się statku, μ to kąt spotkaniowy fali ($\pm\pi$ dla fali czołowej, 0 dla fali nadążającej). Z teorii falowania prędkość fali $c = \omega/k$, gdzie k jest liczbą falową. Podstawiając do równania (4.49) zależność na prędkość fali i przekształcając formułę, otrzymuje się postać zależności częstości spotkaniowej od częstości kołowej fali i prędkości statku poruszającego się względem fali:

$$\omega = \omega_e + kU \cos \mu \quad (4.50)$$

Funkcja potencjalna opisująca pole prędkości uwzględnia efekt prędkości statku jako $\vec{U} \cdot \vec{u}$, w nieinercyjnym układzie współrzędnych, poruszającym się razem ze statkiem. W związku z tym efekt ten uwzględniono w kinematycznych warunkach brzegowych na swobodnej powierzchni, stąd równanie (4.32) przyjmuje postać [94]:

$$(-j\omega_e + \vec{U} \cdot \nabla)^2 \phi + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad \text{dla } z = 0 \quad (4.51)$$

Ponadto ciśnienie hydrodynamiczne (4.24), uwzględniające efekt prędkości zmienia formułę na [94]:

$$p^{(1)}(u_i, t) = \rho(j\omega_e + U_i \cdot \nabla) \phi(u_i) e^{-j\omega_e t} \quad (4.52)$$

Warto też zwrócić uwagę na fakt, że w programie *AQWA*, z uwagi na czasochłonność obliczeń funkcji Greena z uwzględnieniem efektu prędkości, wprowadzono pewne uproszczenie. Zakładając wartość prędkości, której bezwymiarowa wartość spełnia warunek:

$$Fn = \frac{U}{\sqrt{gL}} \leq 0.3 \quad (4.53)$$

gdzie g to przyspieszenie ziemskie, a L to długość statku, kinematyczny warunek brzegowy na swobodnej powierzchni (4.51) przybliżono formułą [94]:

$$-\omega_e^2 \phi + g \frac{\partial \phi}{\partial z} = 0, \quad \text{dla } z = 0 \quad (4.54)$$

Wszystkie komponenty sił wymuszających i radiacyjnych wyznacza się całkując ciśnienie (4.52), zgodnie z równaniem (4.26).

4.4.3 Identyfikacja sił wymuszających od falowania metodą numeryczną

Identyfikację sił hydrodynamicznych omówionych powyżej przeprowadzono numerycznie w programie *Ansys AQWA* [94]. W programie zastosowano metodę całkowania brzegowego w celu rozwiązania potencjału prędkości płynu podlegającego powyższym warunkom kontrolnym. W tym podejściu wprowadzono pulsującą funkcję Greena w dziedzinie częstotliwości w wodzie o skończonej głębokości, która spełnia ten sam liniowy warunek brzegowy swobodnej powierzchni, warunek dna morskiego i warunki promieniowania dalekiego pola, jak te podane w równaniu (4.32) i równaniu (4.34). Metoda stałych paneli Hessa-Smitha została zaaplikowana w kodzie potencjalnym *AQWA* [94], do rozwiązania kinematycznego warunku brzegowego (4.32), w którym średnia zwilżona powierzchnia pływającego ciała S_W jest podzielona na czworokątne lub trójkątne panele. Zakłada się, że potencjał i siła źródła w każdym panelu są stałe i przyjmowane jako odpowiednie wartości średnie na powierzchni panelu.

Na potrzeby sformułowania modelu matematycznego reakcji pierwszego i drugiego rzędu rozważane będzie falowanie jednokierunkowe, którego składowe harmoniczne w postaci amplitud mają postać:

$$\zeta(t) = \zeta_a(\omega) e^{-j(\omega t - kx \cos \mu)} \quad (4.55)$$

gdzie ζ_a jest amplitudą fali, ω częstością kołową fali, k liczbą falową, μ kierunkiem fali względem statku.

Liniowe siły radiacyjne, związane bezpośrednio z ruchem statku, podzielone na współczynniki mas towarzyszących A i współczynnik tłumienia B obliczono numerycznie w *AQWA*, jako funkcje częstości kołowej fali ω , stanowią lewą stronę równania ruchu (3.42). Siły dyfrakcyjne i Foude'a-Kryłowa obliczone jako siły wymuszające F_E znajdują się po prawej stronie równania (3.42), stąd:

$$\vec{F}_E^{(1)}(\omega) = \vec{F}_d^{(1)}(\omega) + \vec{F}_{fk}^{(1)}(\omega) \quad (4.56)$$

gdzie amplituda siły wymuszającej $\vec{F}_E$, dla jednostkowej amplitudy fali, jest jednocześnie funkcją przenoszenia (3.32). Na potrzeby symulacji siły te należy przetransformować do dziedzinie czasu. Funkcję przenoszenia siły wymuszającej $\vec{F}_E$ można przekształcić, poprzez transformatę Fouriera (3.39) z uwzględnieniem widmowej funkcji gęstości energii falowania $S_\zeta(\omega)$.

Wiedząc, że energia falowania na jednostkę powierzchni, którą można zapisać funkcją widmową fali $S_\zeta(\omega)$, jest proporcjonalna do kwadratu amplitudy fali ζ_a w sposób:

$$S_\zeta(\omega)d\omega = \frac{1}{2}\zeta_a^2(\omega) \Rightarrow \zeta_a^2(\omega) = 2S_\zeta(\omega)d\omega \quad (4.57)$$

to po przekształceniu powyższej zależności można otrzymać amplitudę harmoniczných fali dla danego widma falowania w postaci:

$$\zeta_a(\omega) = \sqrt{2S_\zeta(\omega)d\omega} \quad (4.58)$$

Następnie na mocy założenia o liniowości odpowiedzi statku na wymuszenie falowaniem i zastosowaniu zależności (3.32), można zapisać amplitudę fali wymuszającej, dla i -tego stopnia swobody:

$$F_{Eai}^{(1)}(\omega) = \zeta_a(\omega)Y_{Fi}^{(1)}(\omega) \quad (4.59)$$

co po podstawieniu do powyższej zależności funkcji opisującej zarys fali (4.55) i pomijając człon $kx \cos \mu$, a następnie uwzględniając zależność (4.58), na mocy transformaty Fouriera (3.36) otrzymuje się formułę na siłę wymuszającą od fali w dziedzinie czasu:

$$f_{Ei}^{(1)}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} Y_{Fi}^{(1)}(\omega) \sqrt{2S_\zeta(\omega)d\omega} (e^{-j(\omega t + F_{Epi}) + \varphi}) d\omega \quad (4.60)$$

gdzie F_{Epi} jest przesunięciem fazowym siły wymuszającej względem fali harmoniczných, a $\varphi \in <0, 2\pi>$ jest losowym przesunięciem fazowym.

Wszystkie parametry w wyrażeniach reakcji falowania drugiego rzędu przedstawione w równaniu (4.42) są liczbami rzeczywistymi. Złożone reprezentacje ruchów względnych pierwszego rzędu, potencjału, przemieszczenia i przyspieszenia statku odpowiadającego jednostkowej amplitudzie fali są następujące:

$$\begin{aligned} \zeta_{rk}^{(1)}(t) &= \Re (\zeta_{rka} e^{j(\omega_k t + \zeta_{pk})}) \\ \Phi_k^{(1)}(t) &= \Re (\Phi_{ka} e^{j(\omega_k t + \zeta_{pk})}) \\ u_{ik}^{(1)}(t) &= \Re (u_{ika} e^{j(\omega_k t + \zeta_{pk})}) \\ \vec{\alpha}_k^{(1)}(t) &= \Re (\vec{\alpha}_{ka} e^{j(\omega_k t + \zeta_{pk})}) \\ F_{ik}^{(1)}(t) &= \Re (F_{ika} e^{j(\omega_k t + \zeta_{pk})}) \end{aligned} \quad (4.61)$$

Po podstawieniu powyższych zmiennych do formuły (4.42) i rozwiązaniu numerycznym powstałych

równań otrzymuje się wolno-zmienną siłę drugiego rzędu w postaci:

$$f_i^{(2)}(t) = \sum_m \sum_n \zeta_{am} \zeta_{an} (P_i(\omega_m, \omega_n) \cos[(\omega_m - \omega_n)t - (\zeta_{pm} - \zeta_{pn})] + Q_i(\omega_m, \omega_n) \sin[(\omega_m - \omega_n)t - (\zeta_{pm} - \zeta_{pn})]) \quad (4.62)$$

gdzie P_{imn} i Q_{imn} są kwadratowymi funkcjami przenoszenia QTF sił drugiego rzędu, odpowiadające m -temu i n -temu komponentowi składowej harmonicznego falowania. Współczynniki te są obliczane metodą panelową w programie *Ansys AQWA*, z uwzględnieniem aproksymacji komponentów zawierających potencjał drugiego rzędu w równaniu (4.42), metodą Newmana [18]. W szczególnym przypadku gdy $m = n$ postać zależności (4.62) przyjmuje formę:

$$\bar{f}_i^{(2)} = \sum_m \zeta_{am}^2 P_{imm}(\omega_m, \omega_m) \quad (4.63)$$

co po uwzględnieniu zależności na energię falowania (4.57) i podstawieniu powyższej zależności do (4.63) otrzymuje się:

$$\bar{f}_i^{(2)} = 2 \int_0^\infty S_\zeta(\omega) P_i(\omega, \omega) d\omega \quad (4.64)$$

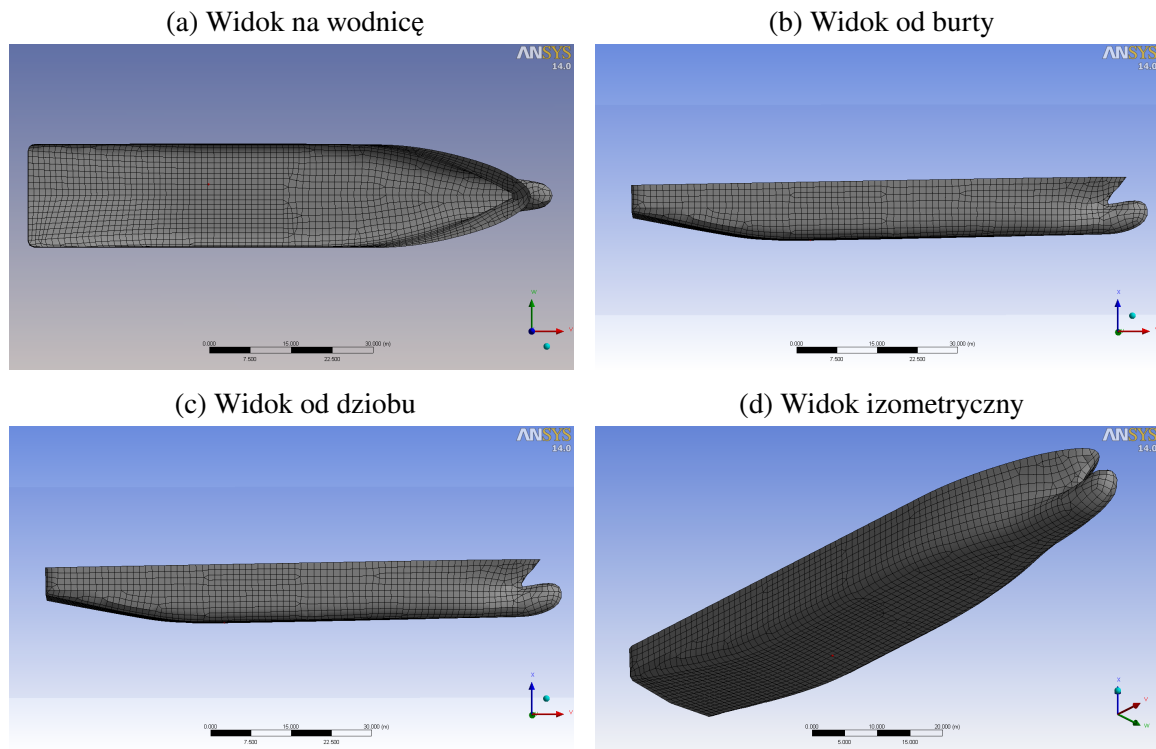
co jest zapisem w formie funkcji ciągłych, dyskretnej postaci formuły (4.63) i tożsamą z zależnością (3.41), gdzie:

$$Y_{Fi}^{(2)}(\omega) \equiv P_i(\omega, \omega) \quad (4.65)$$

Obliczenia sił wymuszających pierwszego i drugiego rzędu, jako komponent symulacji manewrów na fali, wykonano na modelu kadłuba wykorzystanym w uprzednich rozdziałach. Reakcje hydrodynamiczne obliczono dla geometrii zbudowanej na siatce składającej się łącznie z 2765 paneli, w tym 1863 elementów dyfrakcyjnych. Siatkę obliczeniową na kadłubie prezentuje Rysunek 4.21. Domenę obliczeniową ograniczała siatka prostokątna zbudowana z 81×51 paneli. Rozmiar siatki na swobodnej powierzchni rozciągał się $\pm 0.7L$ na szerokości i $\pm 1.1L$ na jej długości. Głębokość domeny ustawiono domyślnie na $h=1000m$. Wyniki obliczeń przedstawiono w postaci mapy kolorów dla znormalizowanych wartości sił pierwszego i drugiego rzędu. Normalizacji dokonano zgodnie z zależnościami:

- dla sił pierwszego rzędu

$$\begin{aligned} \hat{Y}_{Fi}^{(1)}(\mu, \omega) &= \frac{Y_{Fi}^{(1)}(\mu, \omega)}{\rho g B T} \quad \text{dla } i = 3 \\ \hat{Y}_{Fi}^{(1)}(\mu, \omega) &= \frac{Y_{Fi}^{(1)}(\mu, \omega)}{\rho g L B T} \quad \text{dla } i = 4, 5 \end{aligned} \quad (4.66)$$



Rysunek 4.21: Siatka obliczeniowa

- dla sił drugiego rzędu

$$\hat{Y}_{Fi}^{(2)}(\mu, \omega) = \frac{Y_{Fi}^{(2)}(\mu, \omega)}{\rho g B} \quad \text{dla } i = 1, 2$$

$$\hat{Y}_{Fi}^{(2)}(\mu, \omega) = \frac{Y_{Fi}^{(2)}(\mu, \omega)}{\rho g L B} \quad \text{dla } i = 4, 6$$
(4.67)

- częstość kołowa (z równania dyspersji)

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\omega^2}{g} \quad \Rightarrow \quad \frac{\lambda}{L} = \frac{2\pi g}{L\omega^2}$$
(4.68)

- prędkość (liczba Froude'a)

$$Fn = \frac{U}{\sqrt{gL}}$$
(4.69)

Wartości parametrów normalizujących zdefiniowanych w równaniach (4.66)÷(4.67) zamieszczono w Tabeli 4.14:

Obliczenia wykonano dla parametrów dobranych tak, by powierzchnia wielowymiarowa pokryła swoim zakresem prędkości postępowe od prędkości najazdu do zera oraz kąty fali w połowie obrotu statku, gdyż przy założeniu symetryczności, można przyjąć wartości na zasadzie lustrzanego odbicia. Długości fal dobrano w zakresie, gdzie wartości sił osiągają znaczące wielkości, o szerokości pasma częstotliwości, w którym dominują komponenty harmoniczne fali nieregularnej. Parametry obliczeń

Tabela 4.14: Wartości parametrów normalizujących siły wymuszające

Symbol	Wartość	Jednostka
$\rho g L B$	1.6×10^7	N
$\rho g L B T$	8.6×10^7	Nm
$\rho g B$	1.8×10^5	N
$\rho g L B$	1.6×10^7	Nm

zamieszczono w Tabeli 4.15. Otrzymane wyniki obliczeń w postaci bezwymiarowych funkcji przenoszenia zobrazowano na mapach kolorów (Rysunek 4.22 i 4.23).

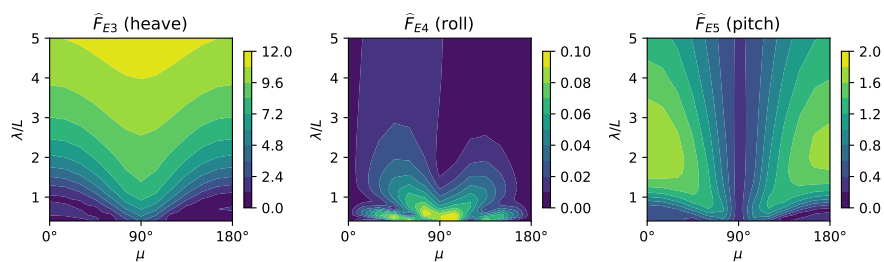
Tabela 4.15: Parametry obliczeń sił wymuszających od fali

Nazwa	Symbol	Wielkość parametrów	Ilość
Liczba Froude’a	Fn	0.00, 0.07, 0.18, 0.21, 0.25	5
Kąty fali	μ	$0^\circ \div 180^\circ$	13
Kąty dryfu	β	$0^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ$	7
Długość względna fali	λ/L	$0.4 \div 5.0$	30

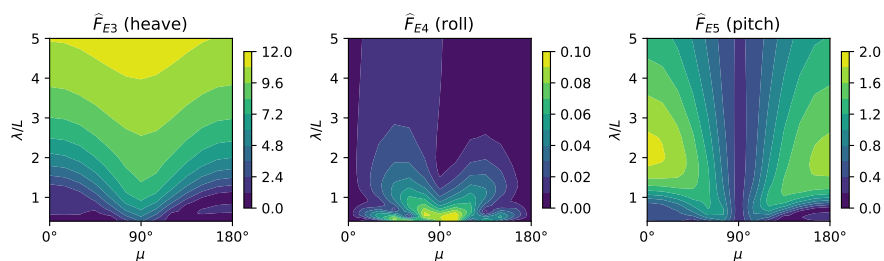
Wyniki obliczeń będą podstawą do oceny proponowanego modelu symulacji na drodze eksperymentalnej. W trakcie przeprowadzania obliczeń w dziedzinie czasu do obliczenia falowych sił wymuszających z zależności (4.60) i (4.64), zarówno pierwszego jak i drugiego rzędu, funkcje przenoszenia zostaną interpolowane przy zastosowaniu fragmentarycznej liniowej interpolacji tabelarycznej N -wymiarowej [30] (tutaj $N=5$). Funkcje przenoszenia traktowane są jak tablice o wymiarach $n_\lambda \times n_{Fn} \times n_\beta \times n_\mu = 30 \times 5 \times 7 \times 13$, zależne od zmiennych, którymi są bezwymiarowa prędkość statku Fn , bezwymiarowa długość fali λ/L i kąt spotkania fali μ . Wybór tego typu interpolacji ma przewagę nad triangulacyjną (zazwyczaj stosowaną przy interpolacji N -wymiarowej), z uwagi na dane rozpięte na siatce regularnej, co pozwala uniknąć czasochłonnej triangulacji danych wejściowych. Pozwala to skrócić czas obliczeniowy, co jest istotne w przypadku metody symulacji opartej na złożonych, nieliniowych modelach matematycznych.

W celu oceny jakościowej zaproponowanej metody interpolacji, przygotowano pozorne symulacje manewru cyrkulacji, a dokładniej etap, gdy statek porusza się ze stałą prędkością kątową. Z uwagi na fakt, iż oceniana jest jakość interpolacji, prędkość zmienia się, co symulowane jest funkcją wielomianową zależną od czasu o charakterze podobnym do zmiany prędkości statku w ciasnej cyrkulacji, typowej dla statków z napędem azymutalnym. Prędkość początkowa odpowiada bezwymiarowej o wartości $Fn=0.25$, a kąt kursowy zmienia się liniowo ze stałym nachyleniem, co przedstawia wykres na Rysunku 4.25a. Czas symulacji ustawiono na 3 minuty, co odpowiada stałej bezwymiarowej prędkości myśzkowania $r \simeq 0.4$. Syntezę sił wymuszających od fali wykonano dla trzech stanów morza odpowiadającym 3, 4 i 5 stopniowi w skali Douglasa [96], które reprezentowane są widmem falowa-

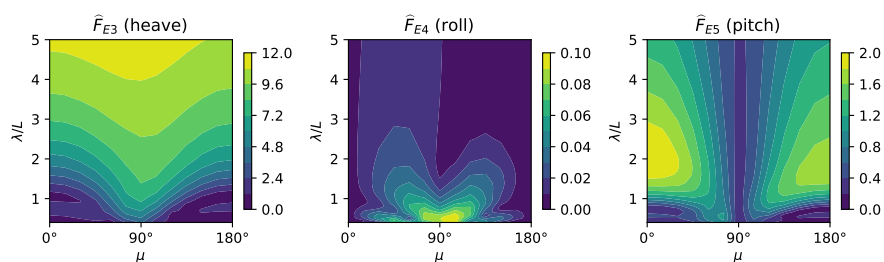
(a) $Fn=0.00$



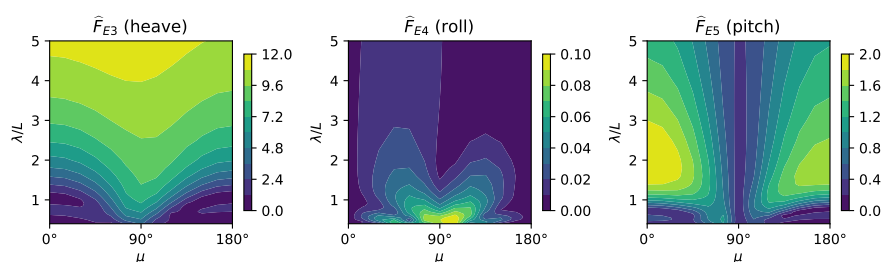
(b) $Fn=0.07$



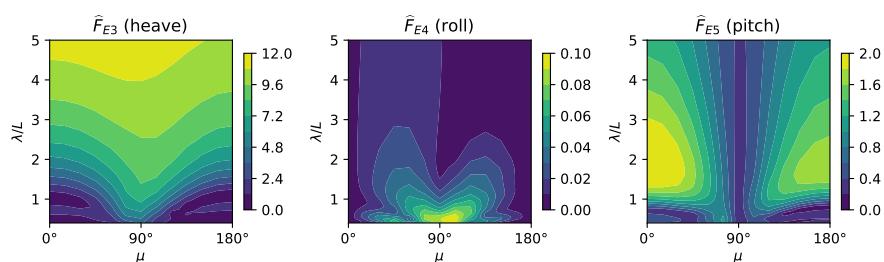
(c) $Fn=0.18$



(d) $Fn=0.21$

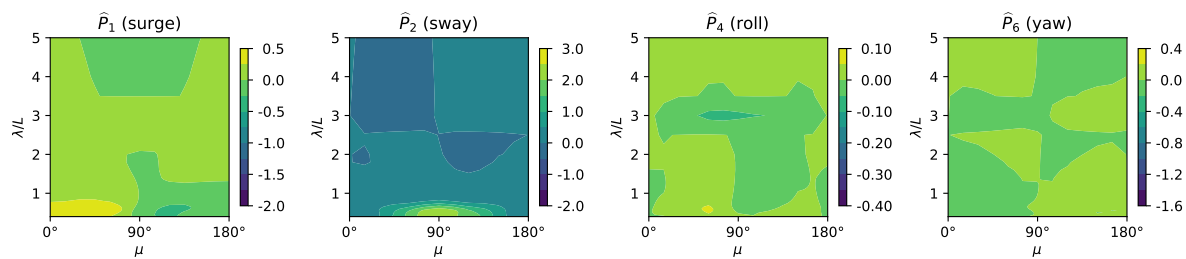


(e) $Fn=0.25$

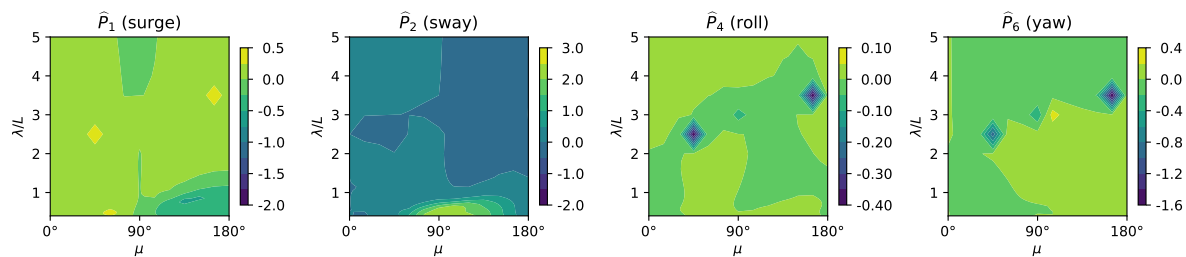


Rysunek 4.22: Bezwymiarowe siły pierwszego rzędu

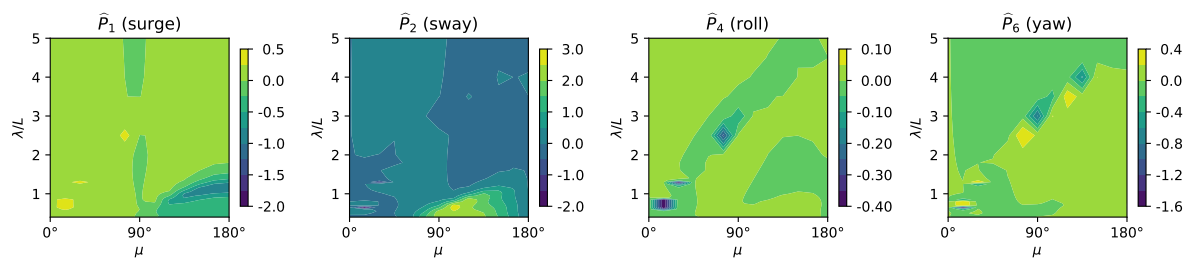
(a) $Fn=0.00$



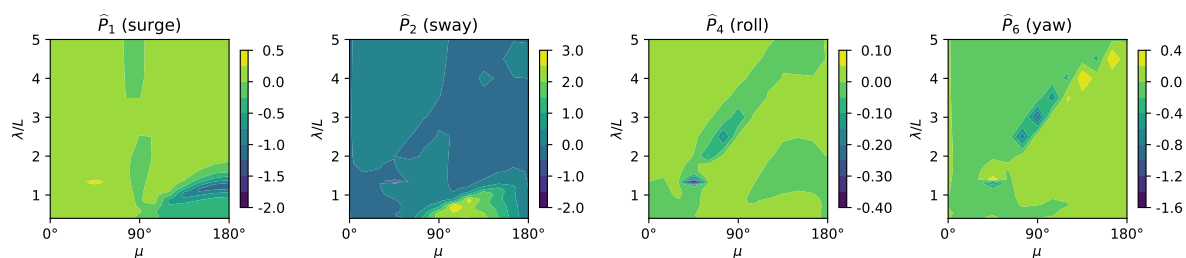
(b) $Fn=0.07$



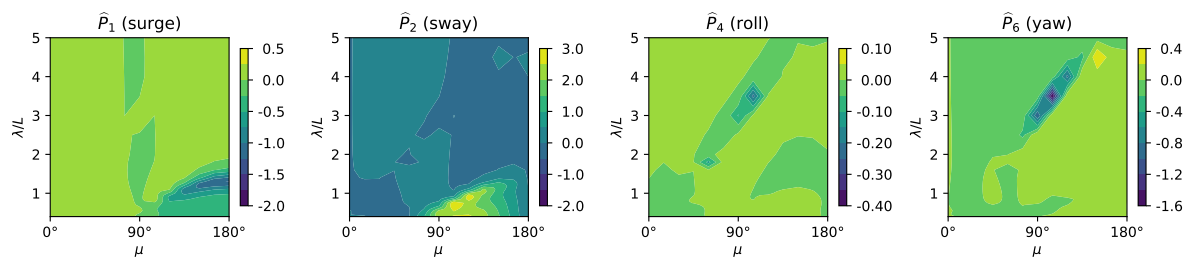
(c) $Fn=0.18$



(d) $Fn=0.21$



(e) $Fn=0.25$

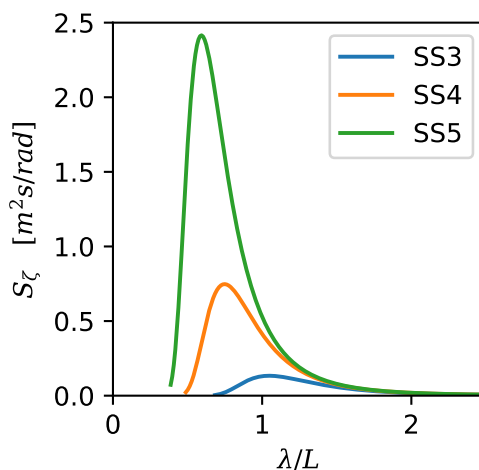


Rysunek 4.23: Bezwymiarowe siły drugiego rzędu

nia *ITTC* o parametrach przedstawionych w Tabeli 4.16. Wykresy funkcji widmowych przedstawiono na Rysunku 4.24.

Tabela 4.16: Parametry stanów morza

Stan morza	SS3	SS4	SS5
Wysokość znacząca	1.25 m	2.50 m	4.00 m
Okres modalny	5.90 s	8.40 s	10.60 s



Rysunek 4.24: Funkcje gęstości widmowej *ITTC*

Siły pierwszego rzędu przedstawiono, dla przejrzystości, tylko dla najwyższego stanu morza. Wykresy na Rysunkach 4.25b, 4.25c przedstawiają wyniki syntezy sił w funkcji kąta spotkaniowego fali μ . Siły przedstawiono w postaci bezwymiarowej, zgodnie z zależnościami:

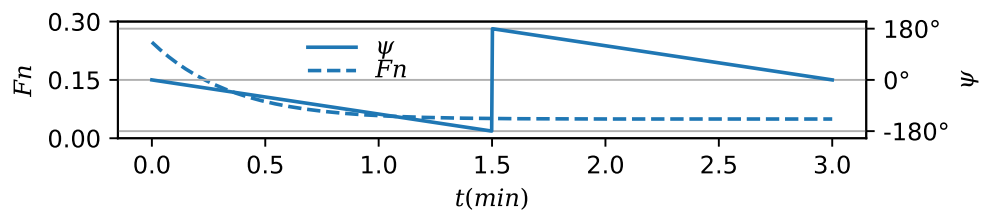
$$\hat{f}_{Ei}^{(1)} = \frac{2f_E^{(1)}i}{\rho g H_s \gamma_i}, \quad \text{gdzie} \quad \gamma_i = \begin{cases} BT & \text{dla } i = 3 \\ LBT & \text{dla } i = 4, 5 \end{cases} \quad (4.70)$$

$$\hat{f}_i^{(2)} = \frac{4f_E^{(2)}i}{\rho g H_s^2 \gamma_i}, \quad \text{gdzie} \quad \gamma_i = \begin{cases} B & \text{dla } i = 1, 2 \\ LB & \text{dla } i = 6 \end{cases} \quad (4.71)$$

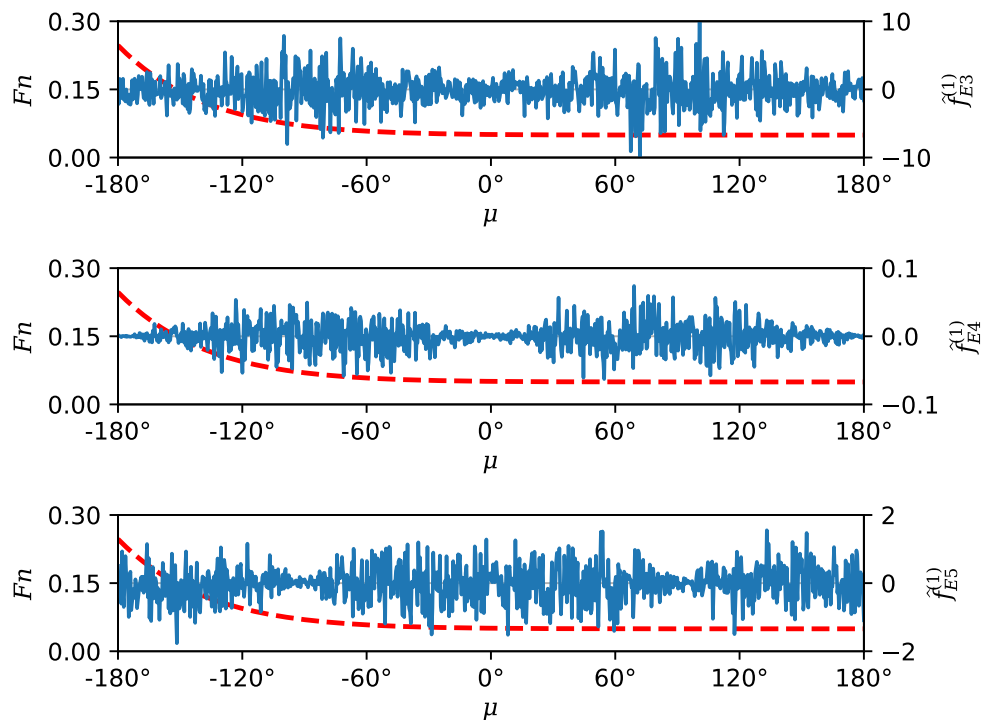
Na wykresach sił wymuszających od falowania widać wyraźnie szybko i wolno zmienny charakter reakcji pierwszego i drugiego rzędu. Wybrane stany morza mają okresy modalne T_p odpowiadające długościom bezwymiarowym fal: $\lambda/L \in < 0.65, 1.27 >$, co powoduje, że wybrane widma mieszczą się w paśmie długości fal obliczonych funkcji przenoszenia. Z wykresu na rysunku 4.25c wynika, że w przedziale pomiędzy lewo a prawo burtową falą spotkaniową bezwymiarowe siły na kierunku *surge*, będące przyrostem oporu statku na fali, mają wartość stałą, co oznacza że są proporcjonalne

do kwadratu wysokości fali i ze zmianą kąta kursowego fali, w kierunku dziobowej fali spotkaniowej maleją nieznacznie, gdy prędkość w cyrkulacji jest ustalona. Największy wpływ na przyrost oporu ma zmiana prędkości, co wyraźnie widać w przedziale fal od czołowej do bocznej (pierwsza część wykresu), gdzie prędkość spada od maksymalnej do prędkości ustalonej w cyrkulacji. Bezwymiarowa siła boczna na kierunek *sway* zmienia się odwrotnie proporcjonalnie do wysokości falowania, co pozwala wnioskować, że siła na tym kierunku nieznacznie zależy od stanu morza. Podobnie prędkość statku nie wpływa na wartość tej siły, co potwierdzają niewielkie fluktuacje wartości funkcji przenoszenia na mapach obrazujących ich wartości (Rysunki 4.23a÷4.23e). Wykresy bezwymiarowych momentów na kierunek *yaw*, dla poszczególnych stanów morza, niemalże pokrywają się w całym zakresie symulacji, co pozwala stwierdzić, że siły te są proporcjonalne do kwadratu wysokości fali i nieznacznie zależą od prędkości. W rejonie kątów spotkaniowych fali, mieszczącym się w przedziale $\mp 30^\circ \div \mp 60^\circ$, pojawiają się niewielkie wzmocnienia na wartościach momentów i przyroście oporu, co jest spowodowane lokalnymi wzrostami funkcji przenoszenia w tym zakresie kątów fali spotkaniowej.

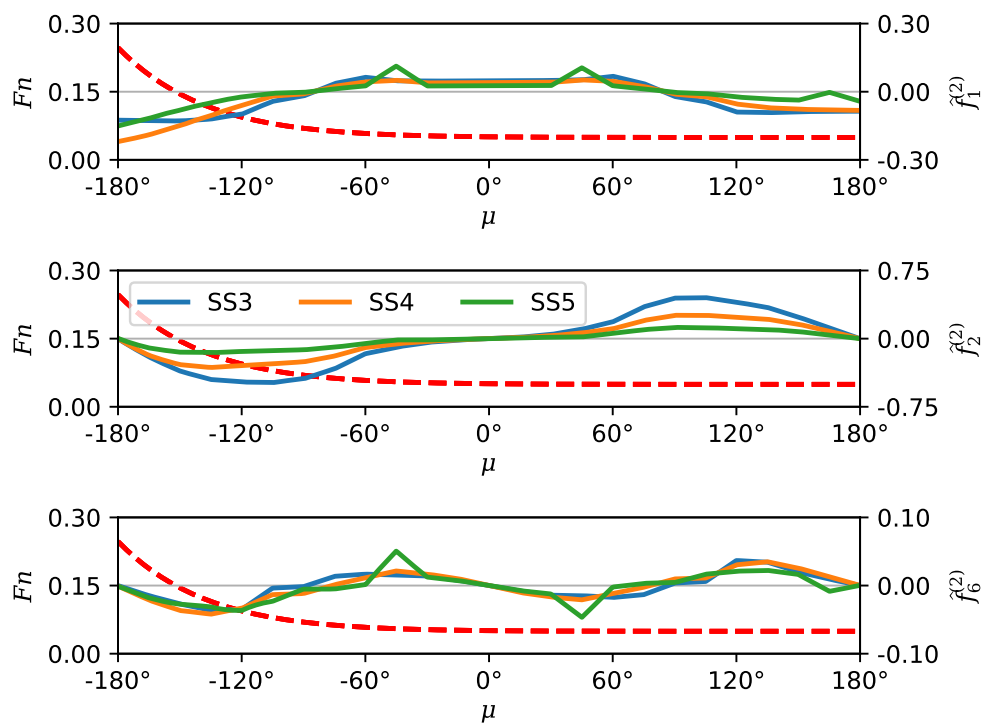
(a) Zmiana kąta kursowego i prędkości statku



(b) Bezwymiarowe siły pierwszego rzędu



(c) Bezwymiarowe siły drugiego rzędu



Rysunek 4.25: Przykład syntezy sił pierwszego i drugiego rzędu

4.4.4 Identyfikacja sił radiacyjnych - funkcja odpowiedzi impulsowej

Ostatnim składnikiem reakcji hydrodynamicznych wywołanych falowaniem są siły radiacyjne, które powstają w wyniku ciśnienia oscylującego na skutek wymuszonych ruchów statku. Ciało oscylujące w wodzie powoduje powstawanie fal radiacyjnych, rozchodzących się promieniście na zewnątrz oscylującego ciała. Całkowanie ciśnień, wyrażonych funkcją potencjalną (4.24), po powierzchni zwilżonej daje wynikowe siły dynamiczne opisane równaniem (4.29). Współczynniki mas towarzyszących A i współczynniki tłumienia B wyznacza się metodą numeryczną, w oparciu o równania (4.30) w dziedzinie częstości kołowej. W celu uwzględnienia sił radiacyjnych w proponowanym modelu symulacji manewrowych na fali zastosowano równanie Cummins'a [5], omówione w rozdziale 3.3. Z uwagi na fakt iż funkcja opóźnienia musi być całkowana w postaci, co jest procesem czasochłonnym. W celu przyspieszenia procesu całkowania sił radiacyjnych, podczas numerycznego rozwiązywania równań ruchu, Autor niniejszej pracy proponuje zastąpienie funkcji opóźnienia $k(t)$, która jest niczym innym jak odpowiedzią impulsową układu dynamicznego (*ang. Impulse Response Function - IRF*) i może być reprezentowana za pomocą równań stanu opisujących model przestrzeni stanów (*ang. State Space Model - SSM*). Układ równań opisujący liniowy układ dynamiczny (3.59) zawiera macierze stanu, których identyfikację można przeprowadzić w oparciu o konwersję impulsowej funkcji odpowiedzi w dziedzinie czasu $k(t)$ na liniowy układ równań różniczkowych w przestrzeni stanu.

Istnieje kilka metod przekształcania *IRF* w macierze stanu. Jedną z nich opisuje Fossen [56] jako realizację aproksymacji *IRF* metodą najmniejszych kwadratów transmitancji operatorowej funkcji impulsowej w dziedzinie Laplace'a, w celu znalezienia biegunów i zer. Metoda ma pewne ograniczenie polegające na tym, że współczynniki aproksymacji nie zawsze zapewniają, że układ jest pasywny i stabilny, co jest elementarnym założeniem stosowalności macierzy przestrzeni stanu. Kolejną metodę proponują Kassen i Mo w [46], gdzie Autorzy wykorzystali technikę dekompozycji urojonej części wielomianów, zapewniając stabilność obliczonych współczynników, poprzez minimalizację zlinearyzowanego problemu najmniejszych kwadratów. Podejście to wymaga złożonych algorytmów do przygotowania modeli aproksymacyjnych, co może być trudne we wdrożeniu tej metody do identyfikacji macierzy stanu. Inne podejście w identyfikacji funkcji impulsowej, zostało zaproponowane przez Armesto et al. w [70]. Podejście autorów opierało się na aproksymacji funkcji opóźnienia przez sumę funkcji wykładniczych. Współczynniki aproksymacji, znalezione przez aproksymację Prony'ego, tworzą sumę całek funkcji aproksymacyjnych, która zastępuje całkę spłotu. Niedogodnością tej metody jest fakt, że powstały układ równań różniczkowych zawiera elementy urojone, co komplikuje proces jego rozwiązywania.

Mając na uwadze powyższe ograniczenia Autor niniejszej pracy stosuje identyfikację współczynników macierzy stanu poprzez rozkład funkcji *IRF* według wartości osobliwych (*ang. Singular Value Decomposition - SVD*), przy zastosowaniu algorytmu *ERA* (*ang. Eigensystem Realization Algorithm*). Podejście to zostało pierwotnie zaproponowane przez Juanga i Pappa [29] do modalnej identyfikacji parametrów, liniowego, niezmiennego w czasie systemu dynamicznego opisanego równaniami zmiennej stanu. Metoda ma ograniczenie do dyskretnego układu, co może nie mieć zastosowania praktycz-

nego w symulacjach, stąd Autor niniejszej pracy zaproponował odwzorowanie dyskretnego układu na system czasu ciągłego za pomocą odwrotnej transformaty bi-liniowej zaproponowanej pierwotnie przez Tustina [1]. Symulacje ocenione na podstawie podejścia opartego na algorytmie *ERA* i współczynniki hydrodynamiczne obliczone na podstawie kodu potencjalnego zostały zweryfikowane przez porównanie odpowiedzi widmowych uzyskanych eksperymentalnie na skalowanym modelu statku z symulacjami tych samych odpowiedzi z wykorzystaniem *SSM* i macierzami stanu identyfikowanymi obliczeniowo algorytmem *ERA* (Rysunek 4.26). Algorytm identyfikacji macierzy stanu realizuje się w następujących krokach [93]:

1. Obliczanie *IRF*: Funkcja opóźnienia $k(t)$ jest przekształcana na podstawie współczynnika tłumienia otrzymanego w dziedzinie częstości zgodnie z równaniem (3.58).
2. Budowa macierzy $\mathcal{H}$: Macierz Hankela $\mathcal{H}$, złożona z parametrów Markowa jest konstruowana na podstawie funkcji $k(t)$, będącej odpowiedzią na jednostkowe wejście impulsowe.

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \begin{bmatrix} k_0 & k_1 & \cdots & k_q \\ k_1 & k_2 & \cdots & k_{q+1} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ k_p & k_{p+1} & \cdots & k_{p+q-1} \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} \hat{C}_s \\ \hat{C}_s \hat{A}_s \\ \hat{C}_s \hat{A}_s^2 \\ \vdots \\ \hat{C}_s \hat{A}_s^{k-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{B}_s & \hat{A}_s \hat{B}_s & \hat{A}_s^2 & \cdots & \hat{A}_s^{k-1} \hat{B}_s \end{bmatrix} = \mathcal{O} \cdot \mathcal{C} \end{aligned} \quad (4.72)$$

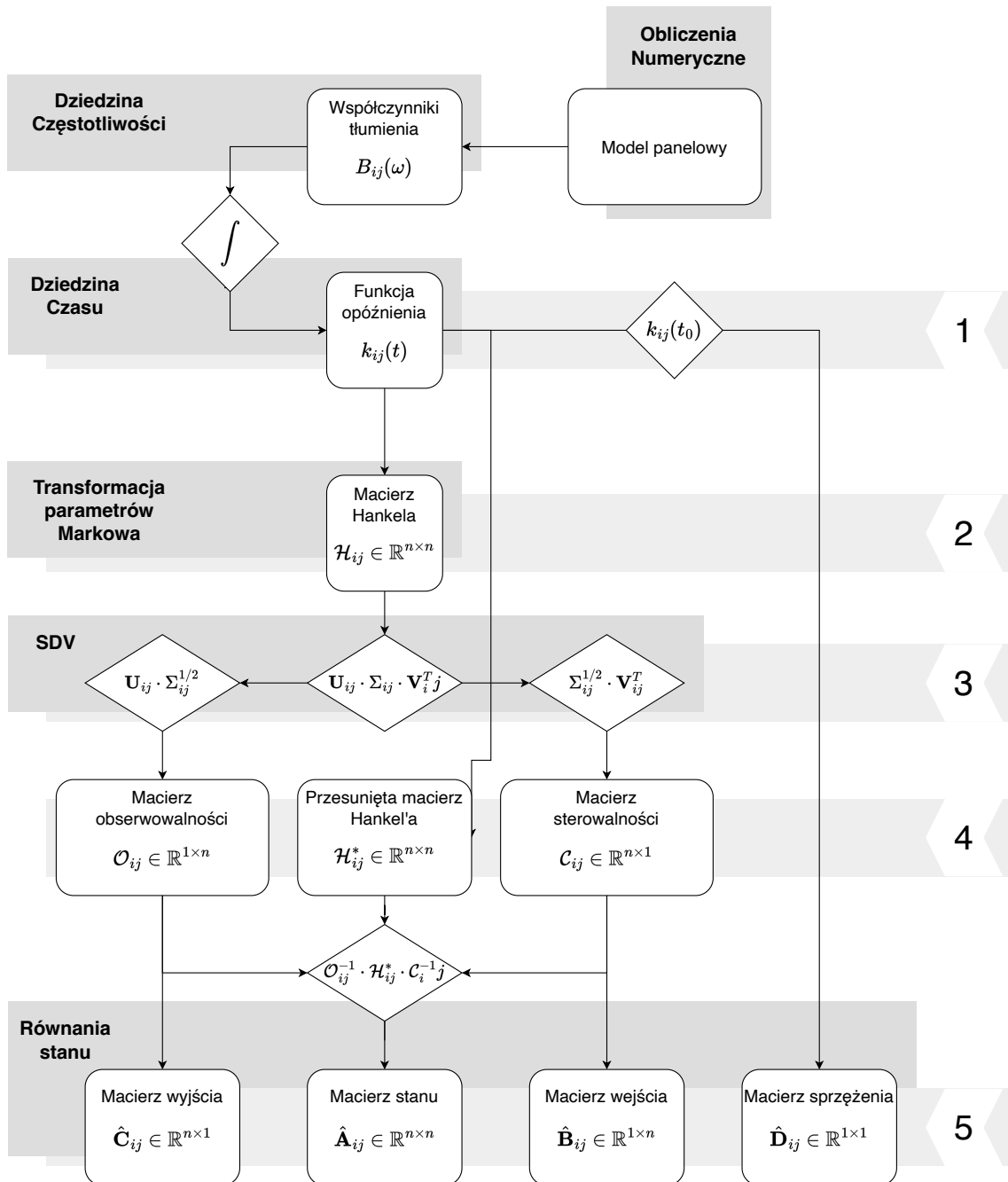
3. Rozkład według wartości osobliwych (*SVD*): Macierz $\mathcal{H}$ jest dekomponowana przy użyciu techniki *SVD*, co daje zestaw wartości osobliwych Σ i odpowiadających im wektorów osobliwych U (lewy) i V (prawy)

$$\mathcal{H} = U \cdot \Sigma \cdot V^T \quad (4.73)$$

4. Zamiana wektorów osobliwych macierzy układu: Lewy wektor osobliwy U i prawy wektor osobliwy V są używane do konstruowania macierzy obserwowalności $\mathcal{O}$ i sterowalności $\mathcal{C}$ według zależności:

$$\begin{aligned} \mathcal{O} &= U \cdot \Sigma^{1/2} \\ \mathcal{C} &= \Sigma^{1/2} \cdot V^T \end{aligned} \quad (4.74)$$

5. Realizacja systemu: Równania stanu systemu są rekonstruowane z macierzy obserwowalności



Rysunek 4.26: Algorytm realizacji macierzy stanu ERA

$\mathcal{O}$ i sterowalności C oraz przesuniętej macierzy Hankela $\mathcal{H}_1$:

$$\begin{aligned}\hat{A}_s &= \mathcal{O}^{-1} \mathcal{H}_1 C^{-1} \\ \hat{B}_s &= C \\ \hat{C}_s &= \mathcal{O} \\ \hat{D}_s &= k_0\end{aligned}\tag{4.75}$$

Model równań stanu zrealizowany przez powyższy algorytm jest modelem dyskretnym reprezentowanym przez macierze $\hat{A}$, $\hat{B}$, $\hat{C}$ i $\hat{D}$. Symulacje przeprowadzane w oparciu o model dyskretny mogą nie być możliwe dla różnych dyskretnych systemów wejścia-wyjścia, jakimi będą symulacje manewrowe o zmiennej ilości danych wejściowych (różne długości realizacji, różne częstotliwości próbkowania). Dlatego niezbędna jest konwersja dyskretniej postaci macierzy przestrzeni stanów do postaci w czasie ciągłym. W niniejszej pracy zaproponowano transformację opisaną przez Tustina [1]. Zgodnie z proponowaną metodą, macierze czasu ciągłego są następujące:

$$\begin{aligned}A_s &= [\hat{A}_s - I] \cdot \left[I + \frac{1}{2f_s} \hat{A}_s \right]^{-1} \\ B_s &= \frac{1}{f_s} \cdot \left[I + \frac{1}{2f_s} \hat{A}_s \right]^{-1} \cdot \hat{B}_s \\ C_s &= \hat{C}_s \cdot \left[I + \frac{1}{2f_s} \hat{A}_s \right]^{-1} \\ D_s &= \hat{D}_s - \frac{1}{2f_s} \cdot \hat{C}_s \cdot \left[I + \frac{1}{2f_s} \hat{A}_s \right]^{-1} \cdot \hat{B}_s\end{aligned}\tag{4.76}$$

Ocena jakościowa powyższego algorytmu do symulacji zachowania statku operującego w warunkach morskich została przeprowadzona dla trzech stopni swobody: nurzań (u_3), kołysań bocznych (u_4) i kiwań (u_5) dla statku na postoju na fali bocznej ($\mu = 90^\circ$) oraz poruszającego się ze stałą prędkością $U = 0.95$ m/s na fali czołowej ($\mu = 180^\circ$). Współczynniki hydrodynamiczne masy towarzyszącej $A(\omega)$ i tłumienia $B(\omega)$ obliczono za pomocą kodu potencjalnego AQWA. Współczynniki masy towarzyszącej, przy częstotliwości kołowej dążącej do nieskończoności A_∞ uzyskano na podstawie ekstrapolacji obliczonej, zależnej od częstotliwości macierzy A , a funkcję opóźnienia $k(t)$ znaleziono przez całkowanie zależnych od częstotliwości kołowej współczynników tłumienia $B(\omega)$. Dodatkowo w symulacjach uwzględniono macierze wymuszających, falowych sił dyfrakcyjnych i Froude'a-Kryłowa, uzupełnione o macierze sił falowych drugiego rzędu. Wielkości te uzyskano numerycznie w dziedzinie częstotliwości a następnie zsyntetyzowano na potrzeby symulacji zgodnie z metodą opisaną w rozdziale poprzednim. Kadłub wybrany do tego przykładu został przebadany w ramach zlecenia komercyjnego i nie może być publikowany w tym opracowaniu. Niemniej jednak dane geometryczne w skali modelowej mogą być upublicznione i są prezentowane w Tabeli 4.17. Właściwości bezwładnościowe, tj. promienie bezwładności względem osi obrotu kadłuba r_{xx} , r_{yy} i r_{zz} odpowiednio dla kołysań bocznych, kiwań

Tabela 4.17: Parametry modelu kadłuba

Nazwa	Symbol	Wartość	Jednostka
Długość	L	6.00	m
Szerokość	B	1.20	m
Zanurzenie	T	0.32	m
Wysokość metacentryczna	$\overline{GM}$	0.10	m
Masa modelu	Δ	1465	kg
Promienie bezwładności	r_{xx}	0.50	m
	$r_{yy} \simeq r_{zz}$	1.50	m

i myszkowań zostały zmierzone na wahadle, a początkowa wysokość metacentryczna $\overline{GM}$ została zmierzona w próbie przechyłów. Te same parametry zostały wykorzystane w obliczeniach potencjalnych.

Identyfikacja parametrów hydrodynamicznych została przeprowadzona w programie *AQWA* na trójwymiarowej siatce modelu kadłuba. Niestrukuralna siatka użyta w obliczeniach była złożona z trójkątnych i czworokątnych paneli, których całkowita liczba wynosiła 4726, z czego 2844 paneli było elementami dyfrakcyjnymi. Macierz sztywności C (niezależna od częstości) z równania (3.42) została zidentyfikowana na podstawie obliczeń hydrostatycznych wykonanych w programie *AQWA*. Współczynniki tłumienia ekstrapolowano do wyższych częstości, aby zwiększyć dokładność aproksymacji *IRF*. Z uwagi na fakt, że współczynnik tłumienia maleje do zera dla częstości kołowej fali $\omega \rightarrow \infty$, “ogon” współczynnika tłumienia dobrze aproksymuje się funkcją:

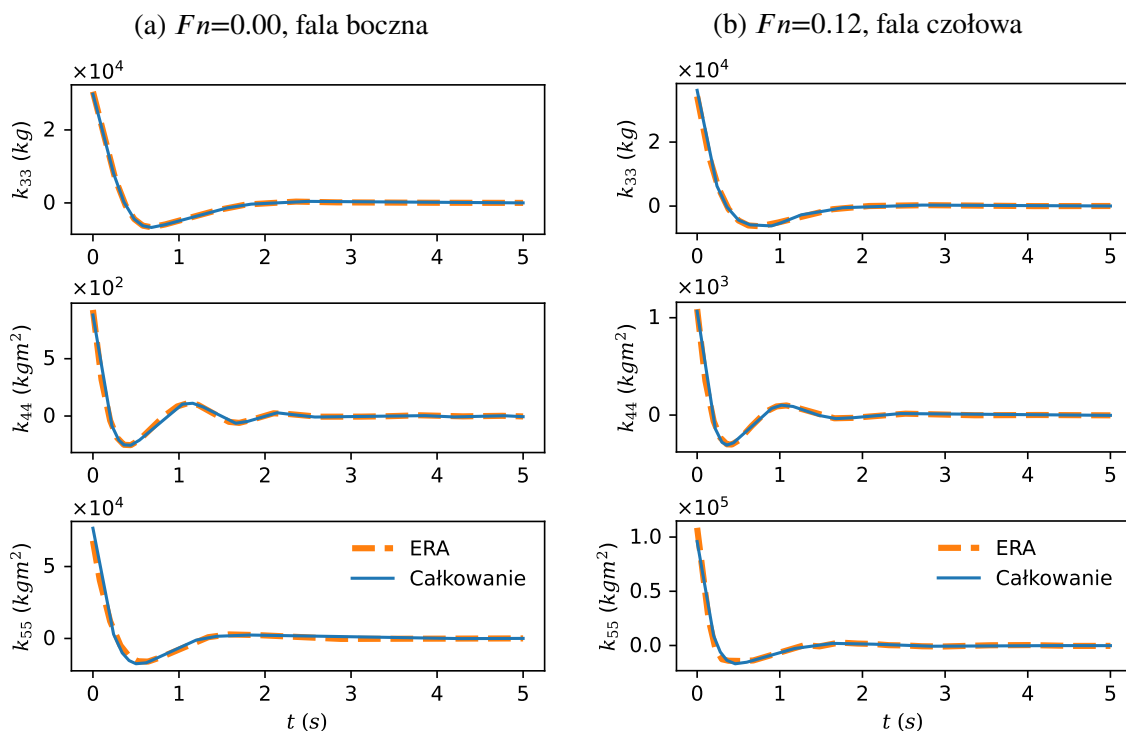
$$f(\omega) = \sum_i \alpha_i \omega^{-2(i+1)} \quad \text{gdzie} \quad i = 1 \dots N \quad (4.77)$$

Wyniki ekstrapolacji i obliczone współczynniki tłumienia przedstawiono na Rysunku 4.29. Funkcja opóźnienia $k(t)$ dla każdego z rozważanych ruchów, z uwzględnieniem ruchów sprzężonych, została obliczona przez bezpośrednie całkowanie współczynnika tłumienia B (zgodnie z równaniem (3.58)) oraz jako rozwiązanie układu równań stanu (3.59), a porównanie wyników przedstawiono na Rysunku 4.27.

Warunkiem koniecznym przeprowadzenie symulacji jest poprawne określenie wartości mas towarzyszących dla $\omega \rightarrow \infty$. Ponieważ *AQWA* ma ograniczenia górnej granicy częstości fali (wartość zależna od rozmiaru panelu), wartość A_∞ można obliczyć z zależności między funkcją opóźnienia a współczynnikami tłumienia i mas towarzyszących. W tym celu, wykorzystano zależność (3.56) (za Ogilvie [7]), którą można przekształcić do postaci:

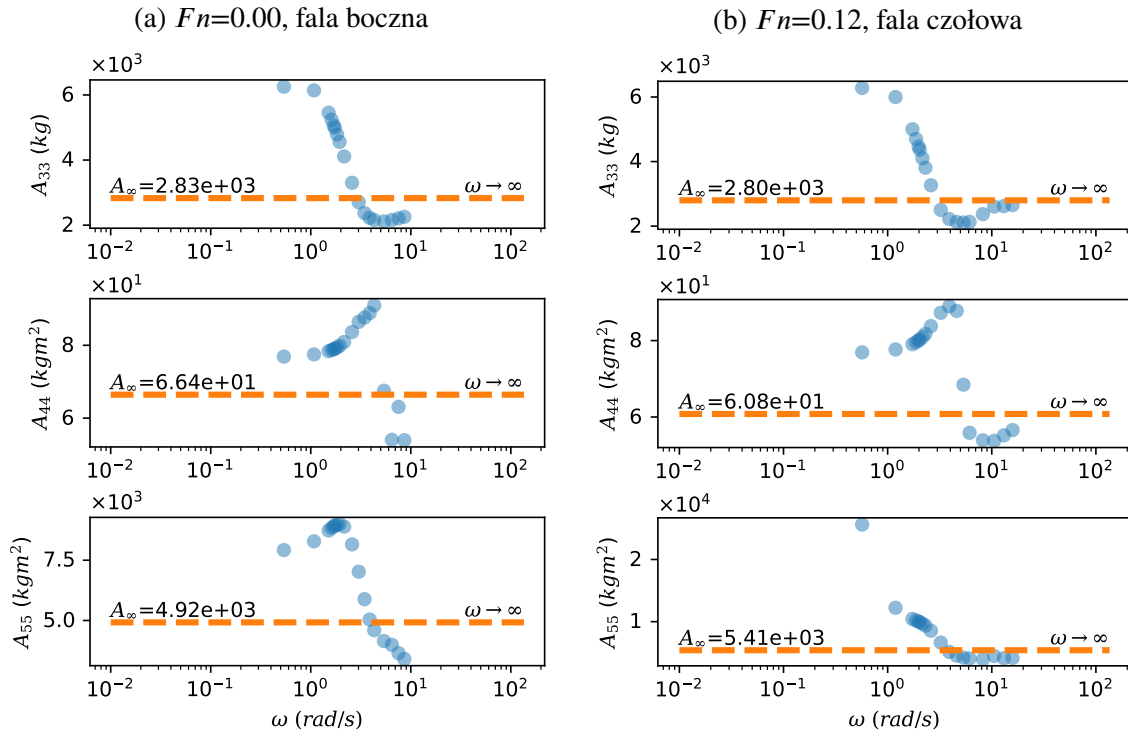
$$A_\infty = A(\omega) + \frac{1}{\omega} \int_0^\infty k(\tau) \sin(\omega\tau) d\tau \quad (4.78)$$

Z powyższej zależności wynika, że teoretycznie dla każdej częstości kołowej ω , przy dokładnym obliczeniu funkcji opóźnienia $k(t)$, wartość A_∞ jest taka sama. W rzeczywistości obliczenia numeryczne prowadzą do dyskretnej reprezentacji komponentów całki wyznaczającej funkcję opóźnienia. Współczynniki tłumienia B , są wyznaczone dla skończonej liczby częstości, a do tego ograniczone są możliwościami algorytmu numerycznego w kodzie potencjalnym - $\max \omega \ll \infty$. Prowadzi to do błędów przybliżenia, stąd by zminimalizować ten efekt, szacowana wartość A_∞ obliczona jest jako średnia z wszystkich dostępnych częstości kołowych, wliczając ekstrapolowany “ogon” współczynników tłumienia. Na Rysunku 4.28 przedstawiono obliczone współczynniki mas towarzyszących, zależnych od częstości i oszacowania współczynników mas towarzyszących dla $\omega \rightarrow \infty$.

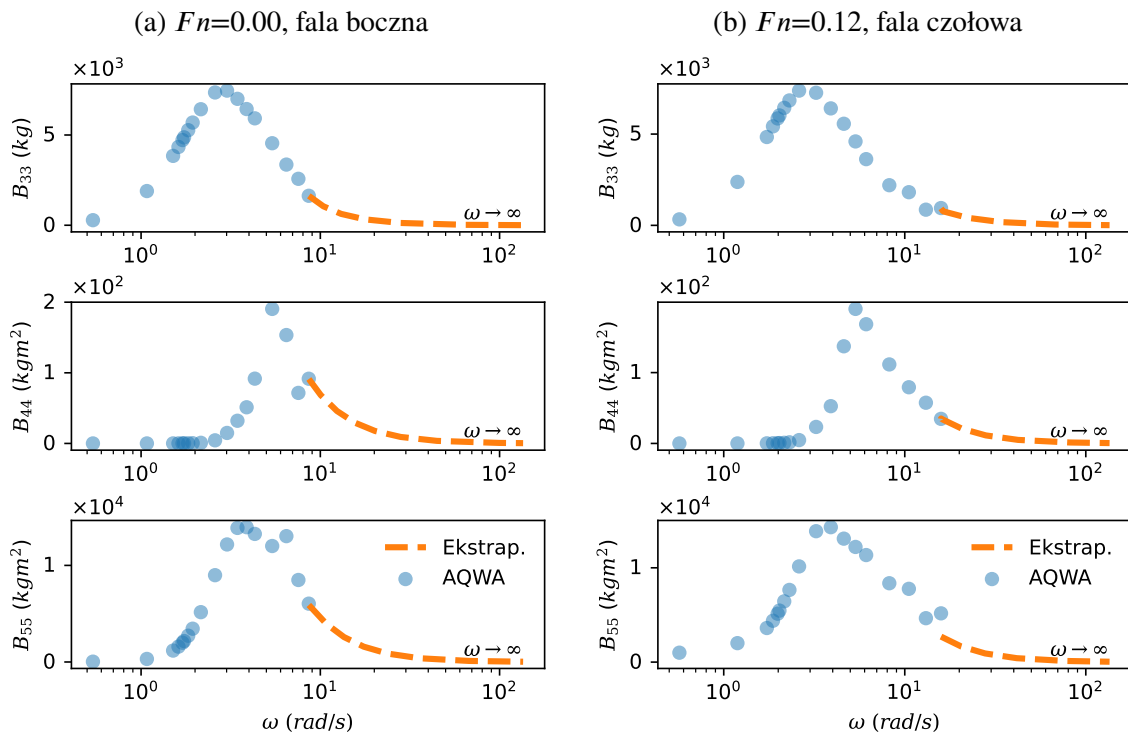


Rysunek 4.27: Porównanie funkcji *IRF*

Symulacje ruchów statku na falach przeprowadzono poprzez całkowanie równań ruchu uzupełnionych o równania stanu, za pomocą schematu Runge-Kutta czwartego rzędu. Następnie symulacje zostały porównane z eksperymentem na fali nieregularnej, przeprowadzonymi w dużym basenie holowniczym Centrum Techniki Okrętowej, w Ośrodku Hydromechaniki Okrętu. Eksperyment na fali czołowej wykonano z modelem wyposażonym w śruby napędowe, zdalnie sterowanym z własnym napędem elektrycznym. Obydwa eksperymenty zostały wykonane na fali nieregularnej odpowiadającej stanowi morza 6 [96]. Widma gęstości energii falowania, reprezentowane przez widmo ITTC, przedstawiono na Rysunku 4.30. Na potrzeby symulacji zaimplementowano widma zmierzone w czasie pomiaru, w celu zniwelowania efektu niedokładności odwzorowania widma względem teoretycznej funkcji gęstości widmowej. Symulacje przeprowadzono w wariancie, gdzie równania ruchu zostały rozwiązane numerycznie z całką splotu (3.55) i z zastosowaniem układu równań stanu (3.59). Para-



Rysunek 4.28: Współczynniki mas towarzyszących



Rysunek 4.29: Współczynniki tłumienia, obliczone i ekstrapolowane

metry statystyczne ruchów na badanych falach, takie jak wartości średnie kwadratowe RMS , okres średni T_{01} i okres miejsc zerowych T_{02} zestawiono w Tabeli 4.18, dla eksperymentu (EXP), macierzy stanu (SSM), całki splotu (CNV) i sygnały syntetyzowane z linowych funkcji przenoszenia (SYN).

Porównania zapisów sygnałów, w dziedzinie czasu (Rysunek 4.31) i częstości (Rysunki 4.32 i 4.33), dla symulacji i pomiaru, wykazały pewne rozbieżności pomiędzy eksperymentem a obliczeniami. Generalnie porównanie parametrów statystycznych obliczonych dwiema metodami nie wykazują znaczących różnic, co zobrazowano w oparciu o porównanie wartości RMS na Rysunku 4.34. Wystąpiły za to rozbieżności pomiędzy obliczeniami a eksperymentem. Nurzania u_3 na fali czołowej, obliczone ze zidentyfikowanych sił metodami numerycznymi, są mniejsze od pomierzonych i syntetyzowanych. Przyczyną tego stanu jest prawdopodobnie niedokładne odwzorowanie funkcji opóźnienia (impulsowych IRF) dla ruchów sprzężonych, związanych z nurzaniem i kiwaniem k_{35} . Dodatkowo nieunikniony efekt myśzkowania u_6 , modelu zdalnie sterowanego, zobrazowany na wykresach przedstawionych na Rysunku 4.31, może wpływać na niedokładność prognoz. W związku z drobnymi amplitudami myśzkowania ($u_6 \leq \pm 1.5^\circ$), wzbudzone zostały kołysania boczne u_4 statku, co z racji sprzężenia reakcji hydrodynamicznych od falowania wpływa na pozostałe ruchy pierwszego rzędu. W efekcie tych odstępstw, widma ruchów na fali są przesunięte w kierunku wyższych częstości kołowych, co widoczne jest na wykresach widmowych pokazanych na Rysunku 4.32. Na fali bocznej nie wystąpiły rozbieżności na nurzaniach, ale z racji słabego tłumienia nielepkiego kołysania w symulacjach są większe niż pomierzone. Różnica ta, nie jest duża, co prawdopodobnie jest własnością funkcji opóźnienia, która cechuje się efektem pamięci i nieznacznie zwiększa efekt tłumienia w prognozowaniu kołysań bocznych.

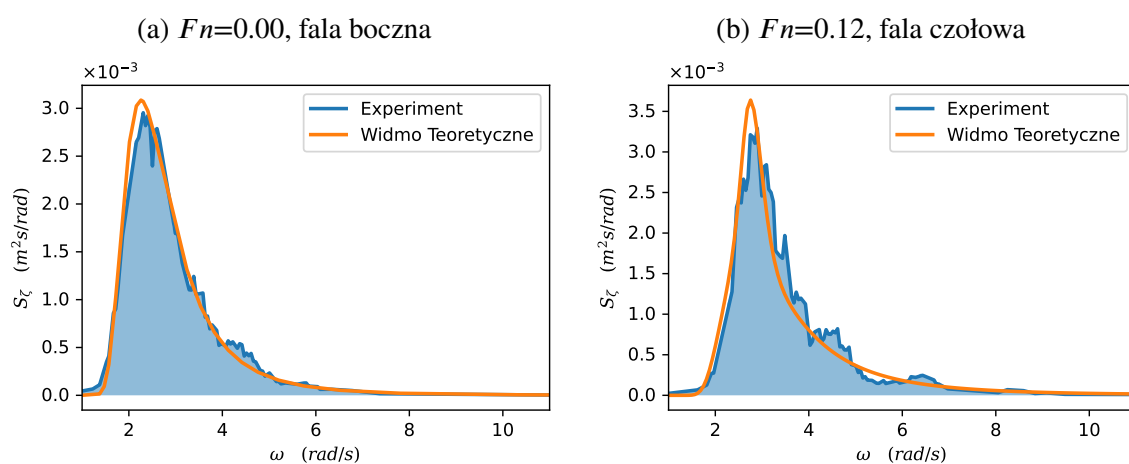
Dodatkowo porównano orientacyjne czasy symulacji dla dwóch metod, przeprowadzone na tym samym sprzęcie i oprogramowaniu. Symulacje wykonano na komputerze przenośnym wyposażonym w procesor *Apple M2* z 4+4 rdzeniami, pamięć 8GB i dysk *SSD*. Orientacyjne czasy realizacji zmierzono dla małego $\Delta t = 9.3ms$ i dużego $\Delta t = 23.2ms$ kroku czasowego. Czas symulacji w skali modelowej, odpowiadał ~ 10 minutom w czasie rzeczywistym. Metoda całkowania splotu funkcji opóźnienia, potrzebuje ~ 10 razy więcej czasu na symulacje niż metoda z wykorzystaniem macierzy stanu. Tak duży krok czasowy powoduje jednak duże błędy numerycznego całkowania, stąd przeprowadzono test na kroku czasowym 2.5 razy mniejszym co spowodowało, że całkowanie splotu trwa ponad 16 minut, co jest dość powolne jak na tak krótki czas symulacji. Zestawienie porównawcze czasów symulacji prezentuje Tabela 4.19.

Tabela 4.18: Porównanie parametrów statystycznych ruchów na falowanie

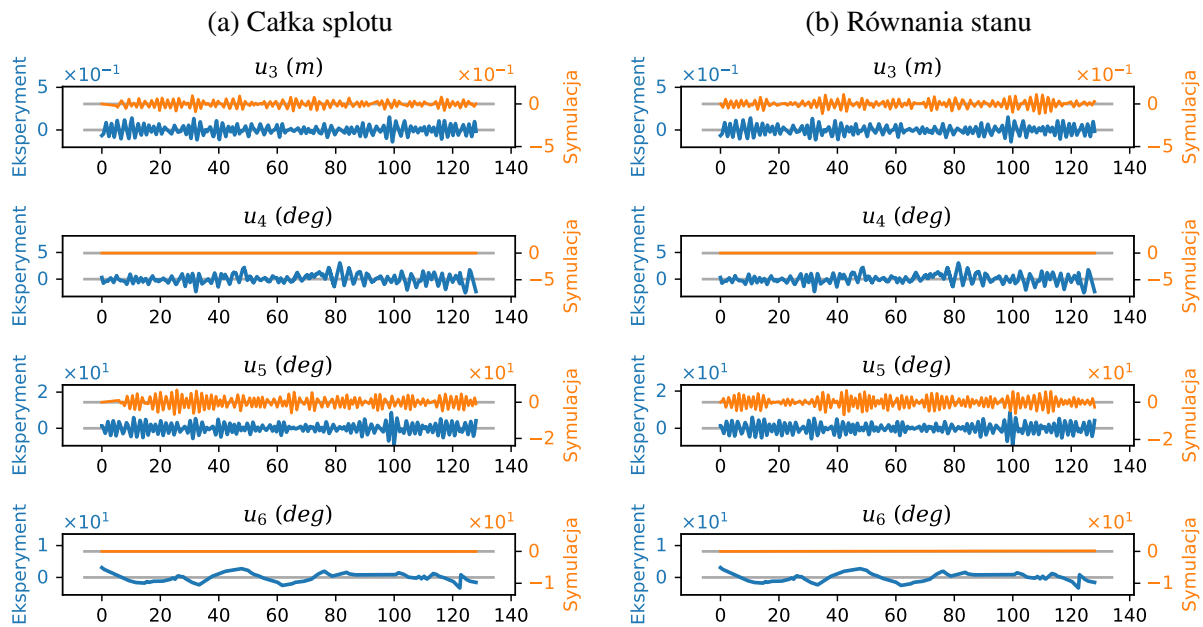
$u_3 \text{ (m)}$					$u_5 \text{ (deg)}$				$u_4 \text{ (deg)}$			
Fala czołowa, $Fn=0.12$												
typ	EXP	SSM	CNV	SYN	EXP	SSM	CNV	SYN	EXP	SSM	CNV	SYN
RMS	0.05	0.04	0.03	0.05	2.19	2.37	2.47	2.32	0.69	0.00	0.00	0.00
$T_{01}(s)$	2.09	2.04	2.03	1.82	1.93	1.74	1.78	1.73	2.78	2.64	2.09	0.78
$T_{02}(s)$	1.84	2.01	1.98	1.79	1.81	1.72	1.76	1.71	2.17	2.35	1.52	0.71
Fala boczna, $Fn=0.00$												
RMS	0.07	0.07	0.07	0.08	0.33	0.38	0.52	0.22	3.72	6.32	5.85	11.76
$T_{01}(s)$	2.36	2.25	2.25	2.29	1.66	1.72	1.85	1.51	3.23	3.16	3.61	3.55
$T_{02}(s)$	2.27	2.18	2.16	2.21	1.56	1.70	1.80	1.49	3.06	3.11	3.59	3.54

Tabela 4.19: Porównanie czasów symulacji

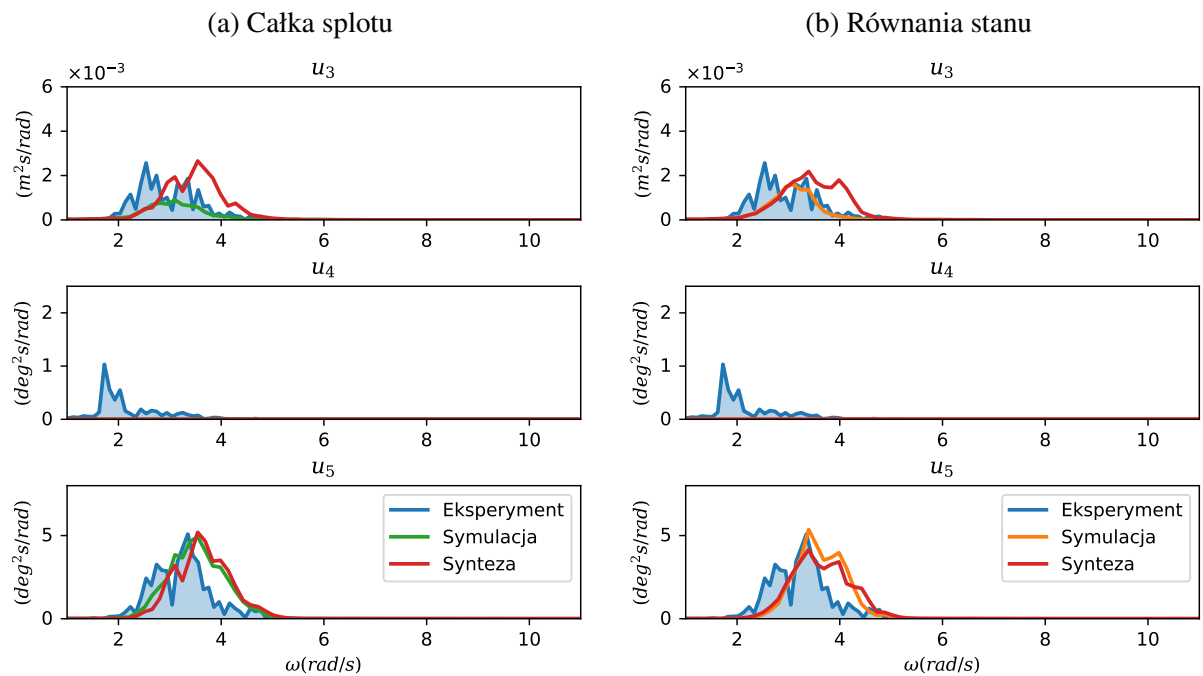
Krok czasowy	Metoda	Czas obliczeń
23.2ms	Równania stanu	6s 270ms
	Całka splotu	62s 750ms
9.3ms	Równania stanu	15s 615ms
	Całka splotu	994s 635ms



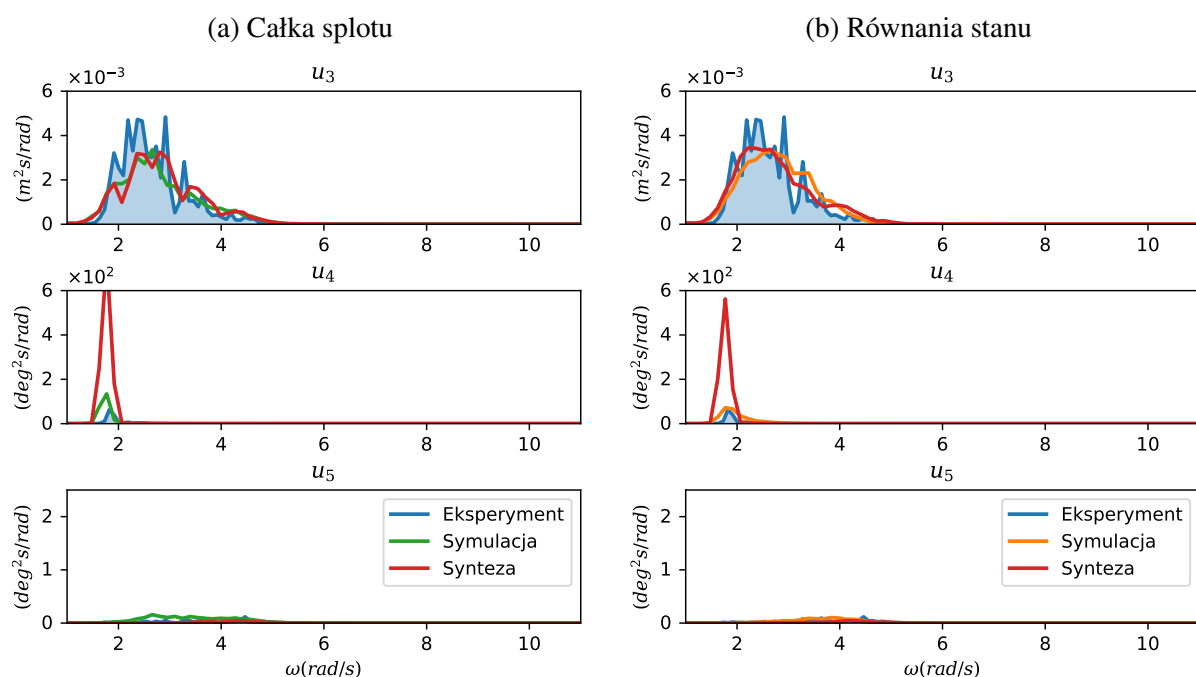
Rysunek 4.30: Widmo gęstości energii falowania, teoretyczne i ekstrapolowane



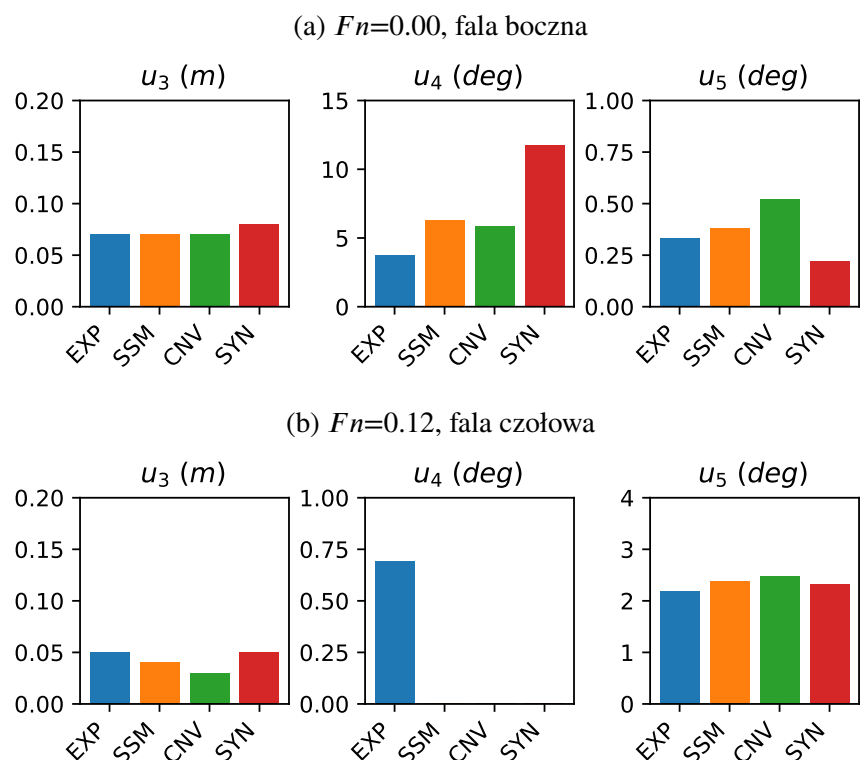
Rysunek 4.31: Sygnały czasowe odpowiedzi na falowanie, fala czołowa $Fn=0.12$



Rysunek 4.32: Reprezentacje widmowe odpowiedzi, fala czołowa $Fn=0.12$



Rysunek 4.33: Reprezentacje widmowe odpowiedzi, fala boczna $Fn=0.00$



Rysunek 4.34: Wartości średnie kwadratowe RMS mierzonych i symulowanych ruchów

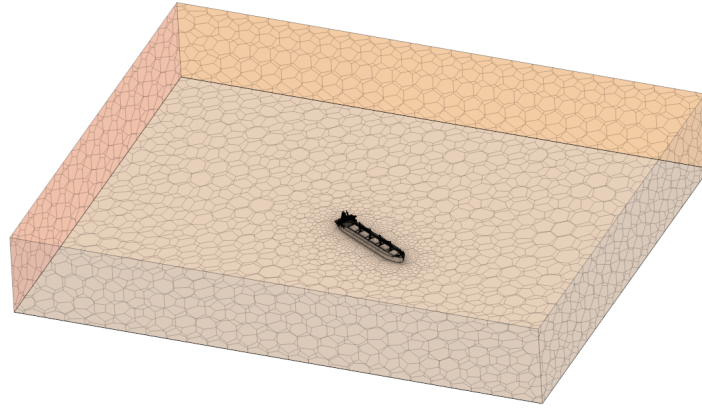
4.5 Identyfikacja sił aerodynamicznych

Wpływ obecności wiatru, jako czynnika zewnętrznego oddziałującego na statek manewrujący w środowisku morskim, określa się przez średnie obciążenia aerodynamiczne. Siły te można wyznaczyć eksperymentalnie bądź obliczeniowo. W niniejszym rozdziale zostaną omówione i zaproponowane modele obliczeniowe. Pierwszy z nich wymaga zaawansowanych narzędzi obliczeniowych uwzględniających lepkość i wirowość płynu. Drugim będzie prosty model regresyjny opracowany oryginalnie przez Fujiwarę [38] a następnie rozwinięty przez Kitamurę i Fujiwarę [76]. Obydwa modele obliczeniowe zostaną porównane z danymi eksperymentalnymi w tunelu aerodynamicznym.

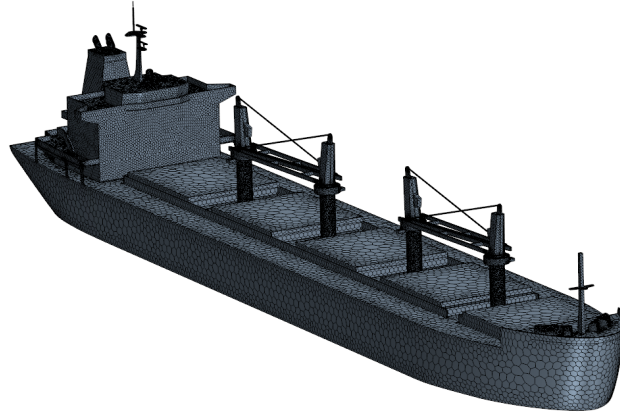
Obliczenia numeryczne wykonano korzystając z równań Naviera-Stokesa z uśrednianiem Reynoldsa (*RANS*). Równania są rozwiązywane za pomocą komercyjnego kodu *StarCCM+*. W obliczeniach zastosowano model turbulencji *realizable k – ε* oraz schematy dyskretyzacji drugiego rzędu do modelowania członu opisującego strumień pędu i lepkość dynamiczną w równaniach Naviera-Stokesa. W symulacjach *CFD* przyjęto, że powietrze jest traktowane jako płyn nieściśliwy, co jest uzasadnione z uwagi na niewielkie liczby Macha [80]. Prędkość powietrza na wlocie ma rozkład jednorodny i jest stała w całym przekroju sekcji dolotowej. Średnią wartość prędkości przepływu powietrza na wlocie ustawiono na $U_{ref}=20\text{ m/s}$. Wszystkie granice domeny obliczeniowej zostały potraktowane jako ściany bez poślizgu, a jedynie na powierzchni statku przyjęto warunek poślizgu. Siatka obliczeniowa, typu wielościennego, złożona z 2.8×10^6 elementów przedstawiona jest na Rysunku 4.35. Przepływ został obliczony w prostokątnej domenie, gdzie wlot był oddalony od modelu o $2L$, a wylot o $3L$. Szerokość siatki ustawiono na $\pm 2L$, a jej wysokość na $1L$. Obliczenia wykonano dla modelu pomniejszego w skali odpowiadającej skali modelu wykorzystanego w badaniach na tunelu aerodynamicznym. Obliczone naprężenia styczne i normalne scałkowano po powierzchni modelu i obliczono siły i momenty wypadkowe. Obliczenia współczynników aerodynamicznych wykonano według zależności (3.63). Współczynniki te wyznaczono dla 26 kątów napływu powietrza w zakresie od $0^\circ \div 360^\circ$.

W celu uproszczenia modelu obciążeń od wiatru, zweryfikowano metodę regresyjną, gdzie danymi wejściowymi są wymiary geometryczne, na których opracowany został model w oparciu o zbiór statków badanych w tunelu aerodynamicznym. Szczegółowy algorytm dotyczący tej metody przedstawiono w Załączniku B.

Badania eksperymentalne przeprowadzono w tunelu aerodynamicznym w Ośrodku Hydrodynamiki Okrętu, Centrum Techniki Okrętowej S.A. Tunel ten, jest to tunel typu otwartego, wyposażony w komorę pomiarową o wymiarach $7.00\text{m} \times 2.15\text{m} \times 1.42\text{m}$, o intensywności turbulencji 0.4% [95]. Badany model statku typu mały masowiec (*ang. handy size bulk carrier - HSBC*), wykonano z drewna w skali 1:215 (Rysunek 4.37). Wymiary modelu i warunki prób przedstawiono w Tabeli 4.20. Siły, z uwagi na niesymetryczność części nadwodnej, zostały zmierzone w zakresie kątów $\alpha \in 0^\circ \div 360^\circ$. W tunelu aerodynamicznym, na podłodze zostały zainstalowane bloki drewniane w celu symulacji pożądanego profilu powietrza. Z uwagi na trudny do uzyskania profil wiatru jaki jest przyjmowany w pełnym morzu, współczynniki obciążeń aerodynamicznych wyznaczono dla znormalizowanej prędkości



(a) Domena obliczeniowa



(b) Nadwodna część statku

Rysunek 4.35: Siatka obliczeniowa

kości powietrza, otrzymanej przez całkowanie profilu prędkości do wysokości referencyjnej kadłuba [86], zgodnie z poniższą formułą:

$$U_{ref}^2 = \frac{1}{h_{ref}} \int_0^{h_{ref}} u(z)^2 dz \quad (4.79)$$

gdzie U_{ref} jest znormalizowaną prędkością referencyjną odpowiadającą jednorodnej prędkości w obliczeniach *CFD*, h_{ref} jest wysokością referencyjną, przyjętą tutaj jako wysokość mostka $h_{ref} \simeq 0.85H$ (patrz Tabela 4.20), a $u(z)$ jest profilem prędkości zmierzonym w tunelu aerodynamicznym. Profil prędkości otrzymany w trakcie eksperymentu naniesiono na Rysunku 4.38. Punkty oznaczone kolorem pomarańczowym oznaczają profil prędkości w warstwie przyściennej powstającej na dnie tunelu, a punkty w kolorze niebieskim - otrzymany przy zastosowaniu bloków. Przerywana linia jest aproksymacją profilu funkcją potęgową (3.61) o wykładniku $\alpha \simeq 1/7.15$. Prędkość referencyjna do prędkości

zadanej na wlocie w obliczeniach *CFD*, dla której obliczono wartości współczynników aerodynamicznych wynosi $U_{ref}=19.7\text{m/s}$. Na Rysunku 4.38, z naniesioną sylwetką nadwodnej części statku, widać że profil prędkości wiatru narasta wykładniczo ze wzrostem wysokości, a wartość u_{zr} na poziomie referencyjnym z_r , który wynosi 10m nad poziomem morza (wartość domyślna dla danych obserwacyjnych [40]), osiąga mniej więcej w połowie wysokości referencyjnej dla badanego modelu statku.

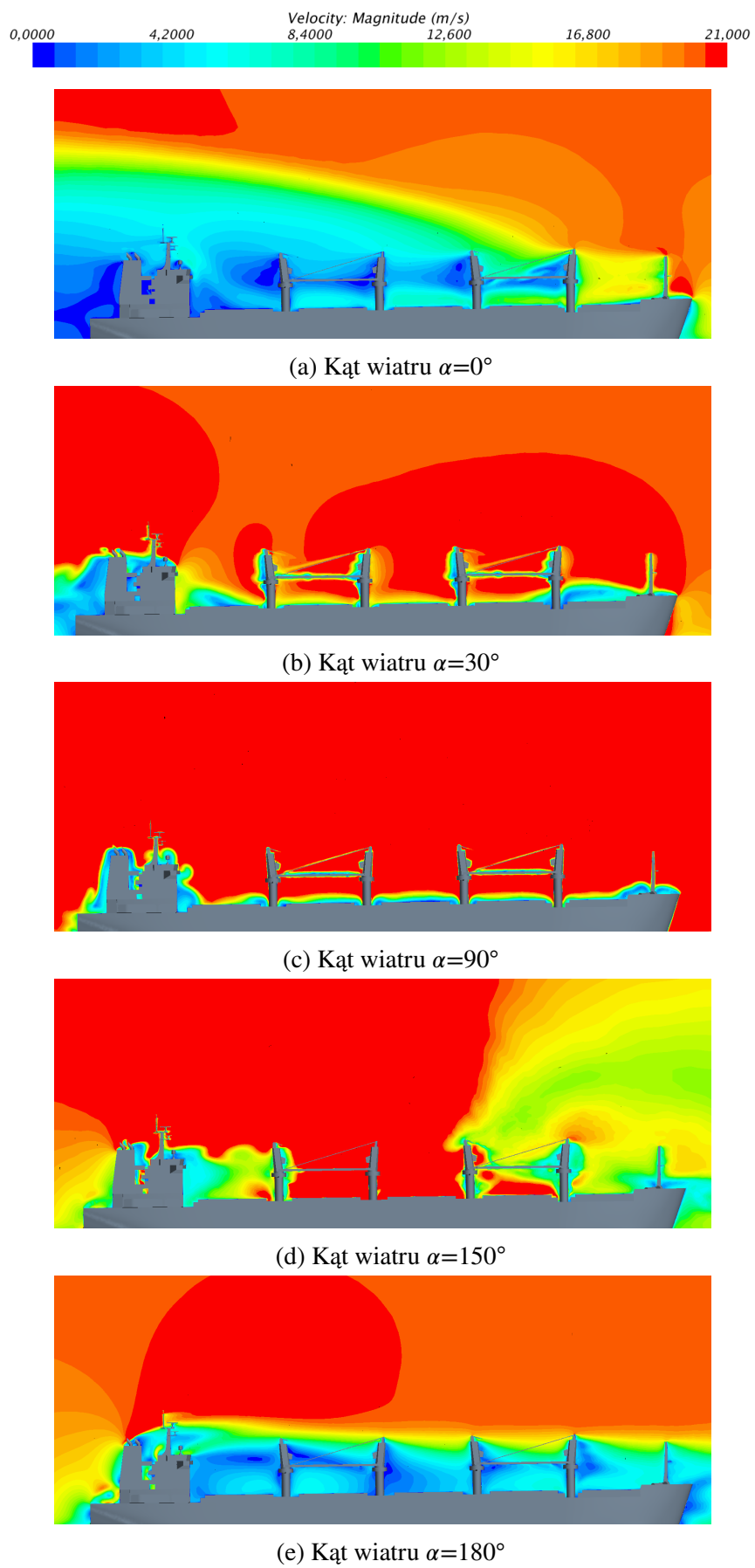
Tabela 4.20: Parametry modelu w tunelu aerodynamicznym

Nazwa	Symbol	Wartość	Jednostka
Długość	L	0.905	m
Szerokość	B	0.150	m
Wysokość	H	0.143	m
Powierzchnia boczna	A_L	0.062	m ²
Powierzchnia czołowa	A_T	0.016	m ²
Prędkość na wlocie	V_{inlet}	23.00	m/s
Gęstość powietrza	ρ	1.23	kg/m ³

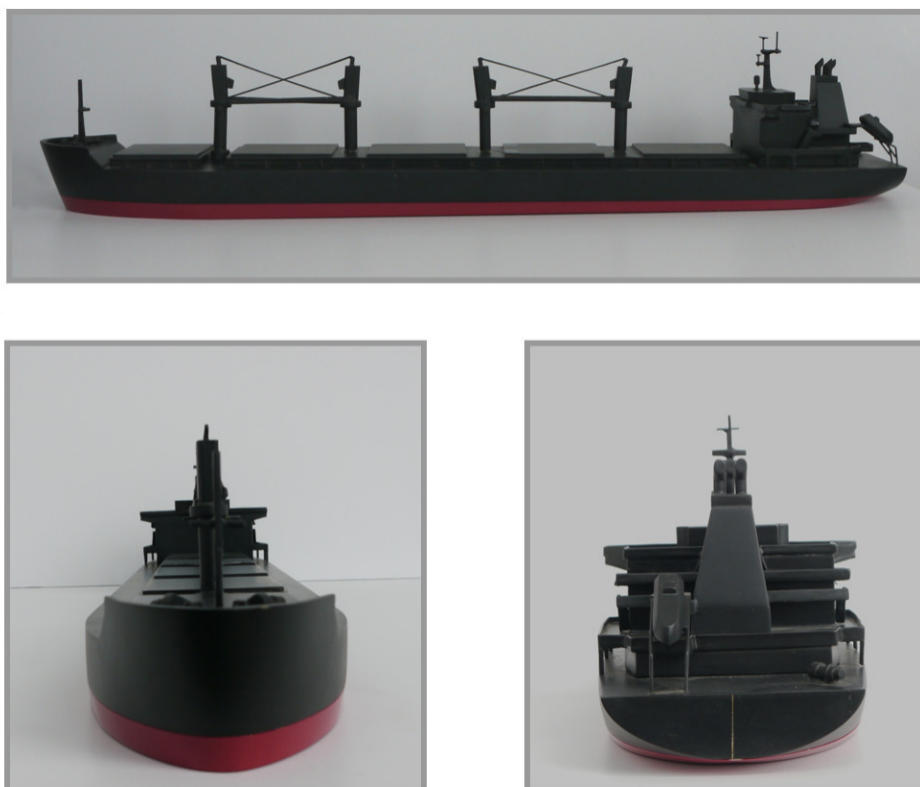
Porównanie wyników eksperymentalnych i obliczeniowych zestawiono na wykresach zamieszczonych na Rysunku 4.39. Wykresy na Rysunkach 4.40 przedstawiają korelację współczynników otrzymanych metodami obliczeniowymi z eksperymentem. Metryki korelacji, prezentowane w Tabeli 4.21, wykazują dobrą zgodność o bardzo wysokim R^2 , co wykazuje poprawne odwzorowanie charakterystyk współczynników aerodynamicznych. Odchyłki średnio kwadratowe *NMRSD* pozwalają stwierdzić, że obliczenia *CFD* mają mniejszy rozrzut wartości rezydualnych niż obliczenia na podstawie formuł regresyjnych. Różnice jednakże nie są na tyle znaczące, żeby stwierdzić, że metoda oparta o formuły regresyjne jest wystarczającym modelem do implementacji w modelu symulacji manewrowych. Potwierdzają to też podobne rozkłady wartości rezydualnych, zbliżone do normalnego, z wartością oczekiwaną bliską zeru. Pozwala to uznać obydwie metody obliczeniowe za równorzędne, przy czym łatwości implementacji przeważa na korzyść metody opartej na formułach regresyjnych.

Tabela 4.21: Metryki korelacji obliczeń z eksperymentem

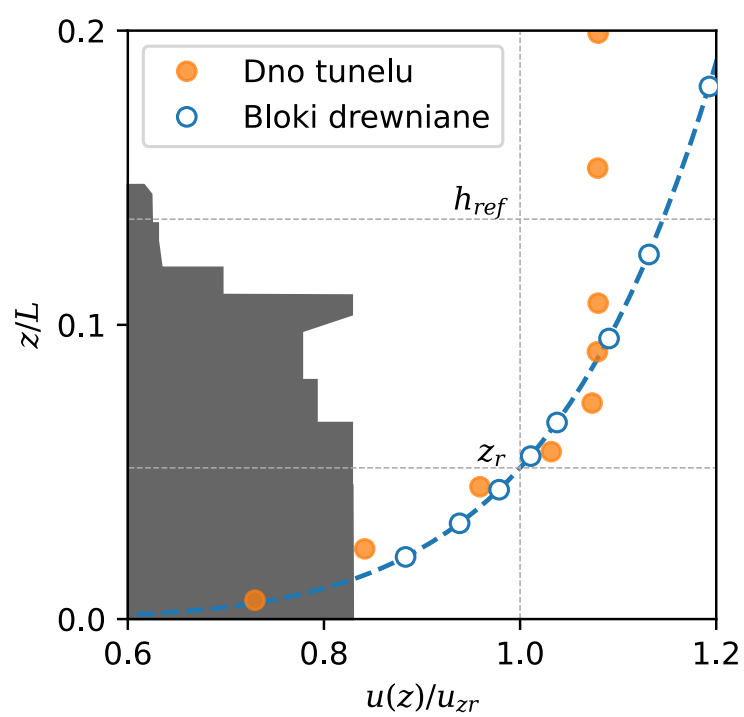
Metryka	<i>CFD</i>	<i>EMPIRIA</i>
R^2	0.94	0.96
<i>NRMSD</i>	3.8×10^{-2}	6.1×10^{-2}



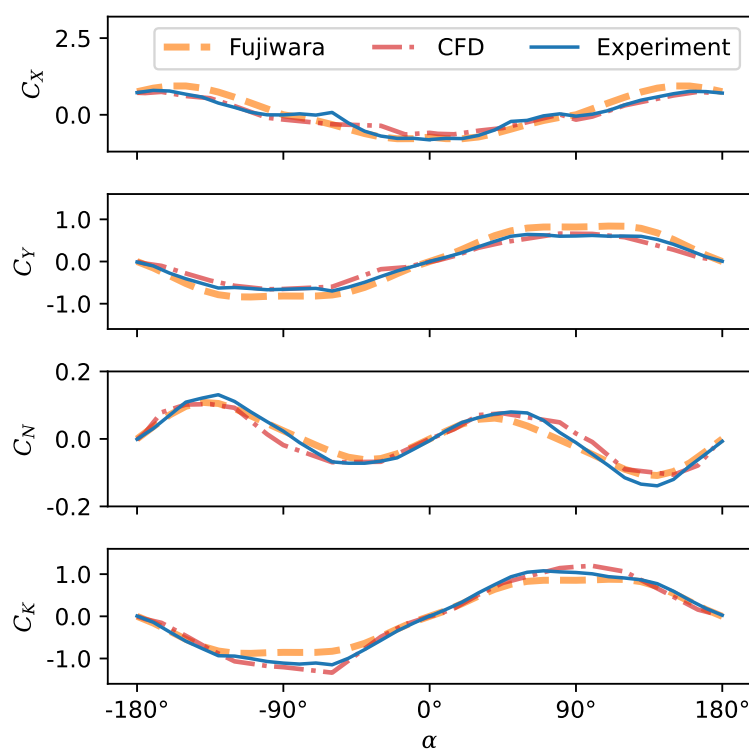
Rysunek 4.36: Rozkład prędkości powietrza wokół nadwodnej części statku



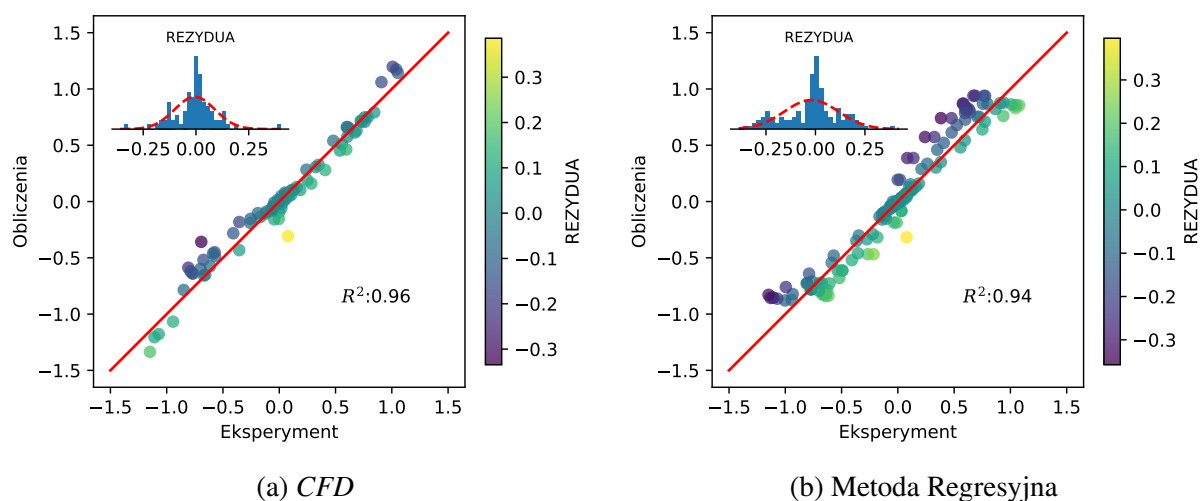
Rysunek 4.37: Model nadwodnej części modelu statku



Rysunek 4.38: Profil prędkości powietrza w tunelu



Rysunek 4.39: Porównanie współczynników aerodynamicznych



Rysunek 4.40: Korelacja wielkości obliczeniowych z eksperymentem

4.6 Podsumowanie

Niniejszy rozdział traktuje o wybranych metodach identyfikacji modeli parametrów matematycznych modeli sił zewnętrznych działających na manewrujący statek. Część z tych parametrów Autor proponuje wyznaczać metodami eksperymentalnymi, a przy napotkaniu ograniczeń eksperymentu, posilko- wać się obliczeniami numerycznymi. Z racji swojego charakteru - upraszczanie równań i niedoskona- łość modeli numerycznych, metody obliczeniowe, w szczególności te wspomagające identyfikację po- chodnych hydrodynamicznych, dają zadowalające aczkolwiek niedokładne wartości identyfikowanych parametrów. Nie powinno to jednak znacząco wpływać na końcowy efekt w całościowej implementa- cji zidentyfikowanych parametrów oraz opracowanych modeli matematycznych na wyniki symulacji manewrowych, które zostaną zaprezentowane w rozdziale następnym.

Identyfikacja współczynników oddziaływania kadłub-pędnik, przeprowadzona w większej części eksperymentalnie potwierdziła charakter określonych zjawisk i matematycznego ich opisu, a metry- ki statystyczne parametrów aproksymacji modeli z wynikami empirycznymi wykazują zadowalają- cą zbieżność. Formuła uwzględniając zmienność współczynnika strumienia nadążającego wykazała sporą rozbieżność, między danymi eksperymentalnymi a modelem matematycznym (Rysunek 4.6). Rozbieżność ta jednak nie powinna wpływać znacząco na jakość symulacji manewrowych, z uwagi na fakt, że wartości współczynników strumienia są niewielkie i ich fluktuacje nieznacznie wpływają na charakter pracy pędnika, a co za tym idzie niedokładność modelu względem danych eksperymen- talnych będzie miała pomijalny wpływ na wynik symulacji.

Rozszerzenie eksperymentalnej identyfikacji pochodnych hydrodynamicznych na kadłubie, o ob- liczenia *CFD*, pomimo rozbieżności między eksperymentem a obliczeniami na zazębiających się wa- runkach badania, pozytywnie wpłynęło na jakość trajektorii manewrującego statku, szczególnie w za- kresie dużych kątów dryfu, co wykazano w Rozdziale 5.4.1. Dodanie wartości uzyskanych z obliczeń numerycznych nie wpłynęło znacząco na metryki (Tabele 4.7 i 4.9). oceniające jakość identyfikacji pochodnych hydrodynamicznych modelu matematycznego, co pozwala uznać jakość uzyskanych pa- rametrów za zadowalającą.

Przeprowadzono identyfikację efektywnego kąta dopływu do pędnika (3.9) dla eksperymentów na modelu pędników azymutalnych pracujących za kadłubem. Identyfikacji dokonano w oparciu o minimalizację funkcji celu (4.21), prowadzącej do określenia wartości współczynnika korekty geo- metrycznego kąta wychylenie pędnika azymutalnego. Reakcje hydrodynamiczne zawarte w tej funk- cji, zostały określone proponowanym w Rozdziale 3.2 modelem matematycznym, uwzględniającym współczynnik korekcyjny kąta geometrycznego, który jest wartością stałą i niezależną od warunków pracy śruby, co zostało wykazane w niniejszym rozdziale, w oparciu o eksperymenty dla dwóch pęd- ników pracujących w przepływie skośnym bez obecności kadłuba. Wyniki weryfikacji potwierdzono wysokimi wartościami współczynników korelacyjnych R^2 oraz satysfakcjonującymi, z praktyczne- go punktu widzenia, błędami średniokwadratowymi (Tabela 4.12) wymiarującymi odchyłki modelu matematycznego od zmierzonych wartości eksperymentalnych.

Wyznaczono reakcje hydrodynamiczne na kadłubie w obecności falowania. W tym celu Autor proponuje metodę obliczeniową, w oparciu o panelowy kod potencjalny. W wyniku obliczeń wyznaczono siły wymuszające dyfrakcyjne, wywołane zaburzeniem rozkładu ciśnienia wokół oscylującego kadłuba, oraz Froude'a-Kryłowa wywołane zmianą rozkładu ciśnienia od falowania. Ponadto obliczono średnie siły drugiego rzędu (siły dryfu), wywołane zmianą ciśnienia wywołanego drugorzędowymi komponentami falowania morskiego. Siły te mają bezpośredni wpływ na długookresową zmianę trajektorii manewrującego statku - powodują, że statek dryfuje względem średniego położenia w obecności fal. Finalnie obliczono harmoniczne siły radiacyjne, poprzez współczynniki hydrodynamiczne mas towarzyszących i współczynniki tłumienia potencjalnego. Z uwagi na fakt, iż wynik identyfikacji tych współczynników reprezentowane są w dziedzinie częstości kołowych, zaproponowano metodę implementacji sił radiacyjnych w dziedzinie czasu poprzez funkcję impulsową opóźnienia. Identyfikację funkcji impulsowej *IRF* zaproponowano poprzez modyfikację równania Cumminsa (3.55) do postaci układu równań z siłą radiacyjną uwikłaną w równanie różniczkowe stanu, liniowego układu dynamicznego. Pozwala to na istotne przyspieszenie czasu symulacji, co zostało wykazane poprzez porównanie dwóch metod identyfikacji sił radiacyjnych i bezpośrednią symulację nurzań, kołysań i nurzań na fali czołowej i bocznej (Tabela 4.19). Identyfikację macierzy stanu Autor proponuje przeprowadzić algorytmem *ERA* w celu uniknięcia całkowania splotu funkcji opóźnienia. W celu oceny jakościowej proponowanego algorytmu, wyniki symulacji porównano z wynikami eksperymentu na modelu statku badanego w ramach projektu komercyjnego, w Ośrodku Hydromechaniki Okrętu, Centrum Techniki Okrętowej. Wyniki symulacji porównano ponadto z metodą całkowania splotu funkcji impulsowej oraz z ruchami syntetyzowanymi z liniowych funkcji przenoszenia. Wyniki porównawcze wykazały dobrą zgodność eksperymentu z obliczeniami, co prezentują wykresy słupkowe na Rysunku 4.34.

Obciążenia aerodynamiczne obliczone przy zastosowaniu numerycznej mechaniki płynów i wzorami empirycznymi skorelowano z eksperymentem. Wyniki porównań nie wykazały jednoznacznie, która z metod obliczeniowych jest lepsza, mimo że metryki korelacji wskazywały na obliczenia *CFD*. Obydwie metody mogą być stosowane w symulacjach manewrowych, przy czym trzeba mieć na uwadze, że w przypadku gdy analizy będą prowadzone dla dużych prędkości wiatru, rozbieżności w symulowanych trajektoriach mogą być znaczące, z uwagi na fakt że współczynniki normalizowane są do prędkości wiatru w kwadracie, co wzmocni efekt rozbieżności pomiędzy eksperymentem a obliczeniami.

Rozdział 5

Analiza zgodności wyników symulacji z wynikami eksperymentalnymi

W niniejszym rozdziale zostanie omówione porównanie proponowanej metody symulacji z wynikami eksperymentu przeprowadzonego na modelu statku w skali. Eksperyment przeprowadzono na basenie holowniczym nr 1 w Ośrodku Hydromechaniki Okrętu, Centrum Techniki Okrętowej S.A. Model przebadano w próbie cyrkulacji na wodzie spokojnej, fali regularnej i nieregularnej.

5.1 Stanowisko do badań eksperymentalnych

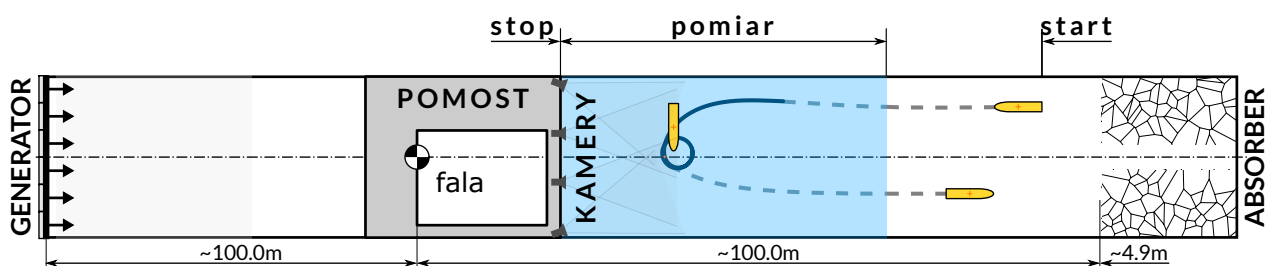
Analizę zgodności wyników przeprowadzono w basenie holowniczym, który nie jest typowym obiektem do badań manewrowych. Z uwagi na ograniczenia szerokości, próby manewrowe wykonuje się na szerszych obiektach lub na akwenach otwartych (np. jeziorach, zalewach, etc.). Ze względu na konieczność przeprowadzenia badań na fali i niewielkie rozmiary modelu fizycznego, eksperyment musiał być przeprowadzony w warunkach laboratoryjnych. Stąd wybór ograniczonego szerokością basenu holowniczego był swego rodzaju kompromisem.

Eksperyment przeprowadzono na tym samym modelu kadłuba (**M1046**), co eksperymenty na uwięzi omówione w Rozdziale 4, przy czym tym razem model miał uwolnione wszystkie stopnie swobody. Kadłub wyposażono we własny napęd ze zdalnym sterowaniem, kontrolowanym przez operatora. W badaniach wykorzystano te same modele pędników azymutalnych, co w eksperymencie na *PMM* (**H39/CP638** i **H40/CP637**), których elektryczne silniki zasilano generatorem spalinowym. Model wraz z pędnikami przedstawiono na Rysunku 5.1. Wymiary główne i parametry modeli użytych w eksperymencie zamieszczono w Tabelach C.1 i C.2. Eksperyment z uwagi na ograniczone gabaryty basenu narażał na pewne trudności, stąd nie udało się uzyskać idealnych najazdów prostoliniowych. Skutkowało to wymuszonymi kątami dryfu i powodowało, że model nieznacznie myszkował z niedużymi prędkościami myszkowania ($r < 0.1$ rad/s, $v_m < 0.15$ m/s). Z uwagi na niewielkie wartości tych parametrów eksperymenty uznano za skuteczne, a warunki początkowe uwzględniono w symulacjach. Model rozpędzany był na trajektorii równoległej do ścian basenu, w odległości zapewniającej

minimalizację efektu fal odbitych, tak by w momencie manewru, trajektoria kołowa znajdowała się w linii środkowej basenu. Droę najazdu wydłużono do kilkudziesięciu metrów z uwagi na konieczność osiągnięcia stabilniej prędkości najazdu, przy obrotach pędników $n_T=16.0$ 1/s. W momencie gdy model wkraczał w strefę pomiarową - błękitny obszar na Rysunku 5.2, zaczynano rejestrację trajektorii i ruchów w sześciu stopniach swobody przy wykorzystaniu systemu kamer do przechwytywania ruchu. Model wyposażono w specjalne markery umożliwiające śledzenie punktów ciała sztywnego, a odpowiednie oprogramowanie przeliczało położenia markerów na ruchy, w tym trajektorię punktu kontrolnego (początek nieinercyjnego układu odniesienia). Schemat konfiguracji pomiarowej przedstawiono na Rysunku 5.2.



Rysunek 5.1: Rufowa część kadłuba modelu wraz z pędnikami azymutalnymi



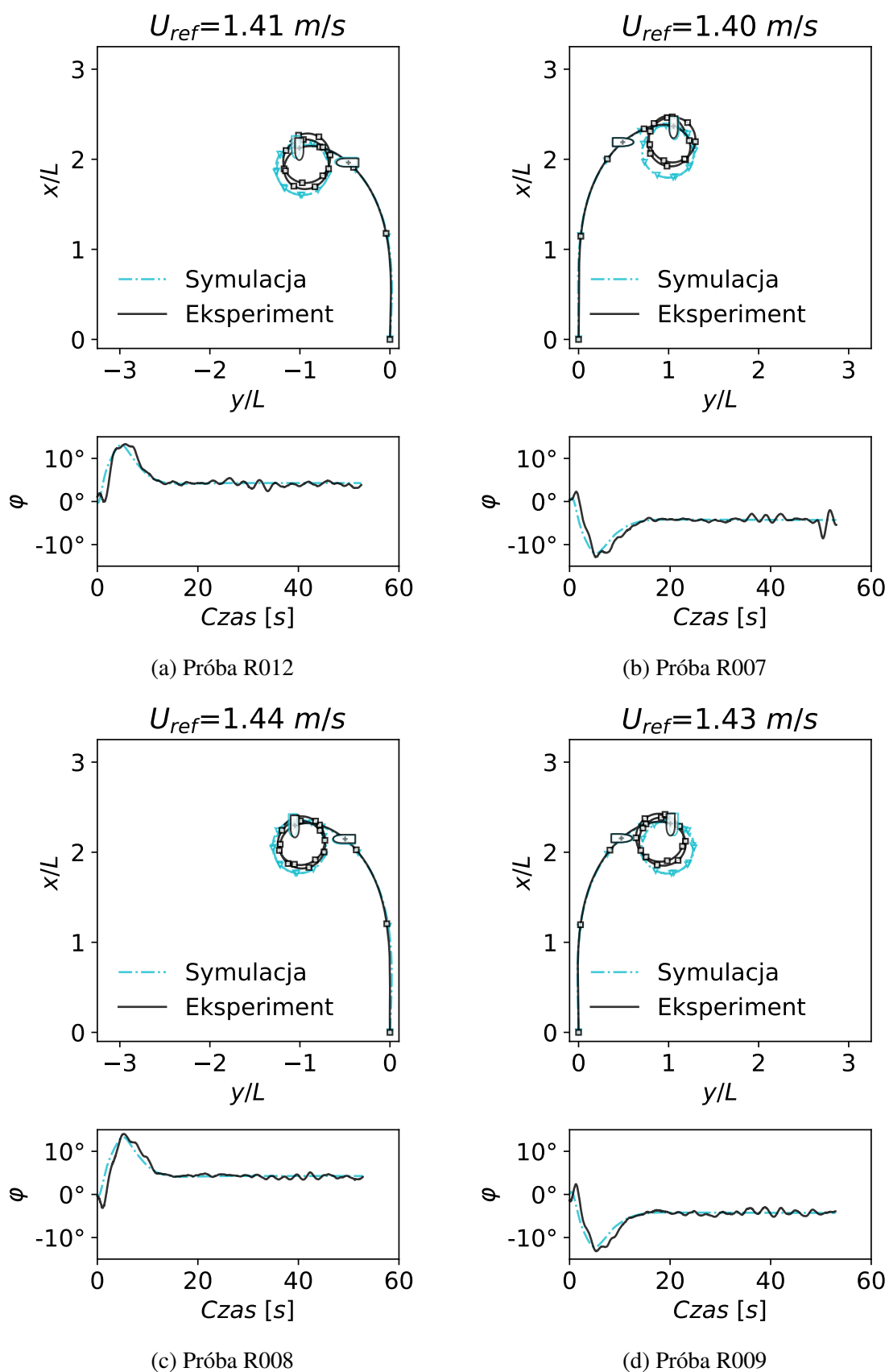
Rysunek 5.2: Schemat toru pomiarowego

5.2 Cyrkulacja na wodzie spokojnej

Eksperymenty na wodzie spokojnej posłużyły ocenie proponowanych modeli matematycznych reakcji hydrodynamicznych, których parametry zidentyfikowano w Rozdziale 4. Model podczas badań wykonywał manewr na lewą ($\delta = -35^\circ$, próby *R008* i *R012*) i prawą burtę ($\delta = +35^\circ$, próby *R007* i *R009*) z ustaloną prędkością najazdu $U \simeq 1.40$ m/s. Próby powtórzono dwukrotnie na każdą burtę w celu weryfikacji powtarzalności eksperymentu. Z uwagi na trudność utrzymania najazdów prostoliniowych, w symulacjach zadano niezerowe warunki początkowe dla prędkości: normalnych v_m , kołysania q i myszkowania r , których wartości zestawiono w Tabeli 5.1. Pędniki azymutalne wychylano na prawą i lewą burtę o kąt $\delta = \pm 35^\circ$, z prędkością kątową $d = 59.3^\circ/s$. Trajektorie otrzymane w symulacjach i eksperymentie porównano na Rysunku 5.3.

Tabela 5.1: Parametry początkowe przy najazdach

Próba	U_{ref} (m/s)	v_m/U_{ref}	rL/U_{ref}	pL/U_{ref}
$\delta = +35^\circ$				
<i>R007</i>	1.398	-0.011	0.002	0.050
<i>R009</i>	1.425	-0.036	0.010	0.054
$\delta = -35^\circ$				
<i>R008</i>	1.438	0.073	-0.020	-0.047
<i>R012</i>	1.405	0.101	-0.057	-0.060



Rysunek 5.3: Trajektorie na wodzie spokojnej

Tabela 5.2: Parametry początkowe przy najazdach, fale regularne

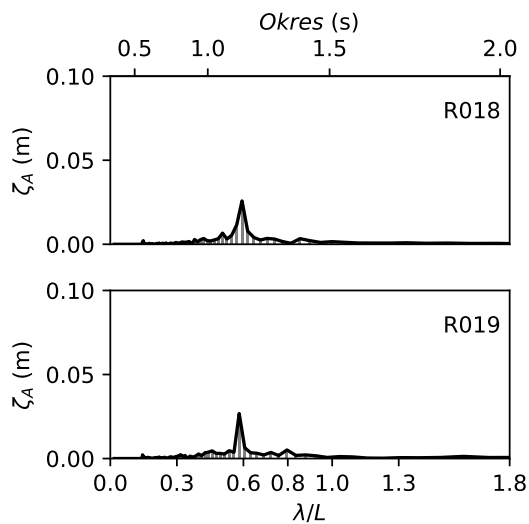
Próba	U_{ref} (m/s)	v_m/U_{ref}	rL/U_{ref}	pL/U_{ref}	ζ_a (m)	λ/L
$\delta = +35^\circ$						
<i>R018</i>	1.439	0.009	-0.069	0.056	0.028	0.6
<i>R021</i>	1.365	0.025	-0.091	0.057	0.049	0.8
<i>R023</i>	1.277	0.057	-0.086	0.044	0.058	1.0
<i>R026</i>	0.921	0.024	-0.064	0.090	0.056	1.3
$\delta = -35^\circ$						
<i>R019</i>	1.442	0.056	0.049	-0.056	0.029	0.6
<i>R022</i>	1.339	0.026	0.013	-0.096	0.041	0.8
<i>R025</i>	1.281	0.036	0.035	-0.091	0.064	1.0
<i>R027</i>	0.924	0.078	0.053	0.144	0.054	1.3

Tabela 5.3: Parametry początkowe przy najazdach, fale nieregularne

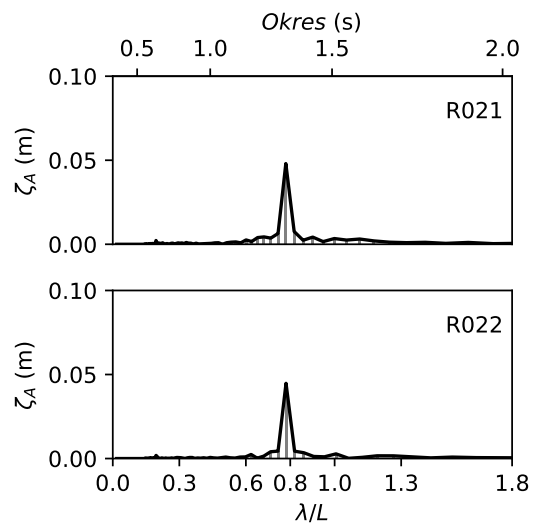
Próba	U_{ref} (m/s)	v_m/U_{ref}	rL/U_{ref}	pL/U_{ref}	H_S (m)	T_{01} (s)
$\delta = +35^\circ$						
<i>R031</i>	1.441	-0.029	0.022	0.011	0.090	1.25
$\delta = -35^\circ$						
<i>R032</i>	1.440	0.021	0.042	-0.043	0.099	1.26

5.3 Cyrkulacje na wodzie sfalowanej

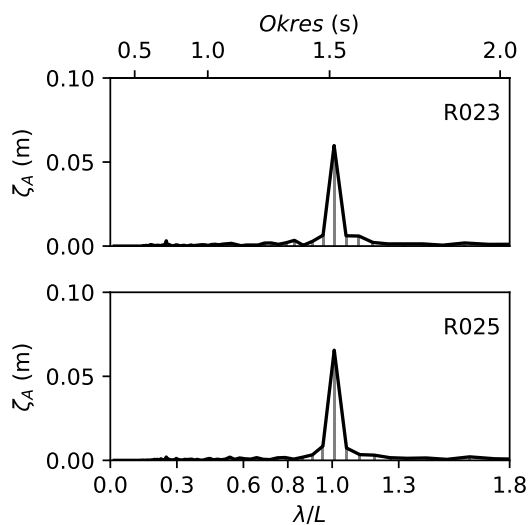
Cyrkulacje na falach zrealizowano dla czterech fal regularnych (*RW*) oraz jednej realizacji fali nieregularnej (*IW*), których funkcje widmowe pokazano na Rysunkach 5.4 i 5.5. Zakres częstości kołowe fal dobrano tak, by reprezentowały dominujące częstości na widmie fali nieregularnej. Częstości te zaznaczono kolorem cyjanowym na Rysunku 5.5. Z uwagi na nieliniową zależność sił drugiego rzędu - proporcjonalność do kwadratu amplitudy fali - w symulacjach wykorzystano realnie zmierzone widma amplitudowe fal regularnych, których wykresy prezentowane są na Rysunku 5.4. Podobnie widma fal nieregularnych, zamieszczone na Rysunku 5.5, zmierzone w trakcie eksperymentu, zostały wykorzystane w symulacjach. Wszystkie najazdy wykonano na fali czołowej według procedury opisanej w poprzednim rozdziale. Model pływacy swobodnie napędzany był pędnikami azymutalnymi, których śruby obracały się z prędkością $n_T=16.0$ 1/s. Pędniki wychylano o kąt $\delta=\pm 35^\circ$, a warunki początkowe, podobnie jak w najazdach na wodzie spokojnej, miały niezerową wartość, którą określono w oparciu o pomiary trajektorii. Tabela 5.2 zawiera wszystkie zidentyfikowane warunki początkowe i parametry fal, zaimplementowane w symulacjach manewrowych na falach regularnych, a Tabela 5.3 na falach nieregularnych. Trajektorie zarejestrowane podczas przejazdów na falach regularnych (*R081*÷*R027*) pokazano na wykresach zamieszczonych na Rysunkach 5.6 i 5.7, a trajektorie na falach



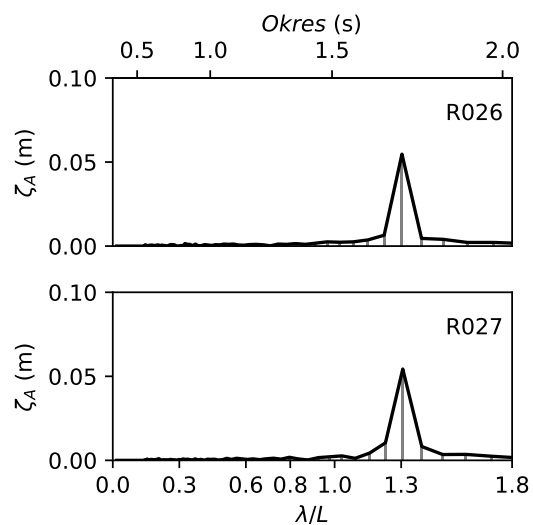
(a) $\omega=5.40$ rad/s, $\lambda/L=0.6$



(b) $\omega=4.65$ rad/s, $\lambda/L=0.8$

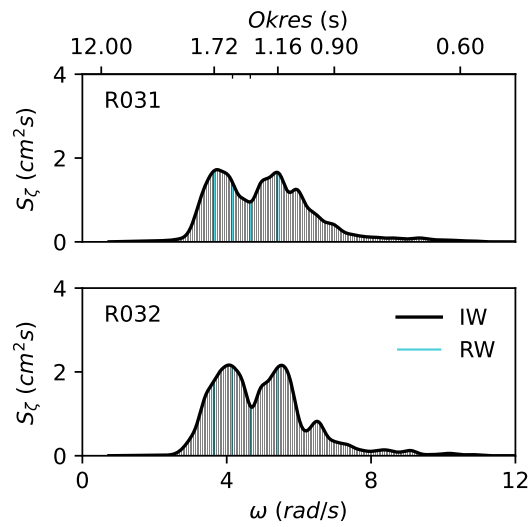


(c) $\omega=4.15$ rad/s, $\lambda/L=1.0$



(d) $\omega=3.64$ rad/s, $\lambda/L=1.3$

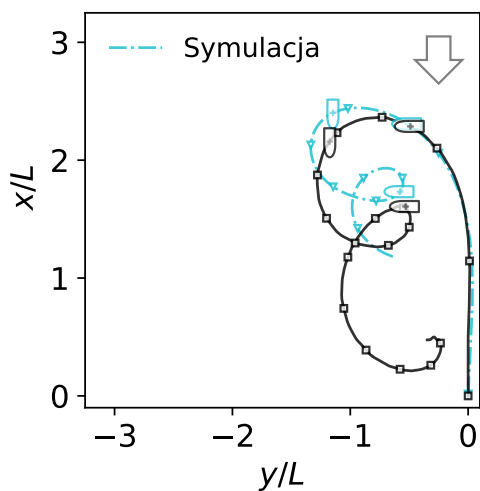
Rysunek 5.4: Widma amplitudowe fal regularnych



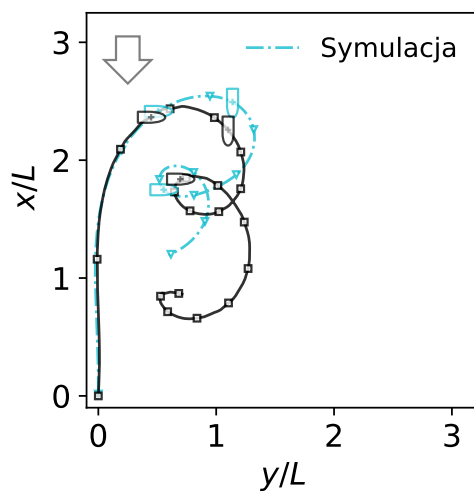
(a) widmo *ITTC*, $H_S=0.11$ m, $T_P=1.59$ s

Rysunek 5.5: Widma gęstości energii fal nieregularnych

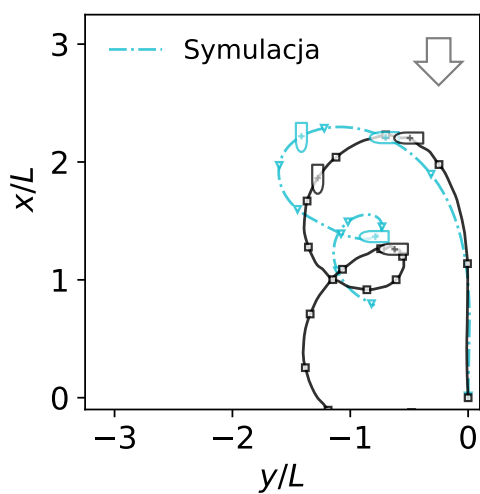
nieregularnych na Rysunku 5.8. Podobnie jak na wodzie spokojnej, zaznaczono kadłub w położeniu określającym wskaźniki manewrowości, które zostaną omówione w następnym rozdziale. Szara strzałka na wykresach oznacza kierunek nabiegania fal. Wielkości kinematyczne, tj. prędkości u i v oraz prędkość kursową r na falach regularnych przedstawiają Rysunki 5.9 i 5.10, a na fali nieregularnej Rysunek 5.11.



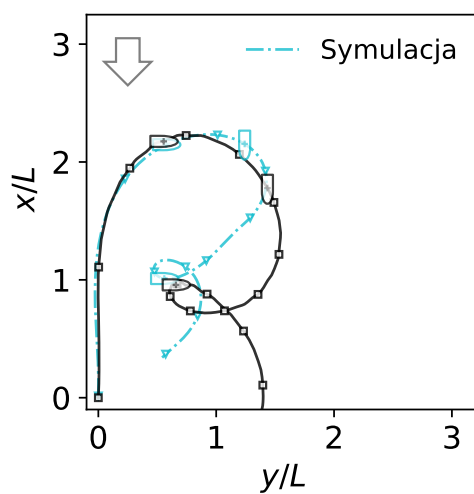
(a) Próba R019, $\lambda/L=0.6$



(b) Próba R018, $\lambda/L=0.6$

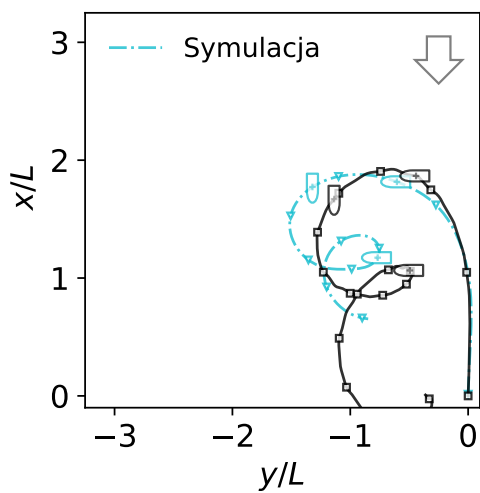


(c) Próba R022, $\lambda/L=0.8$

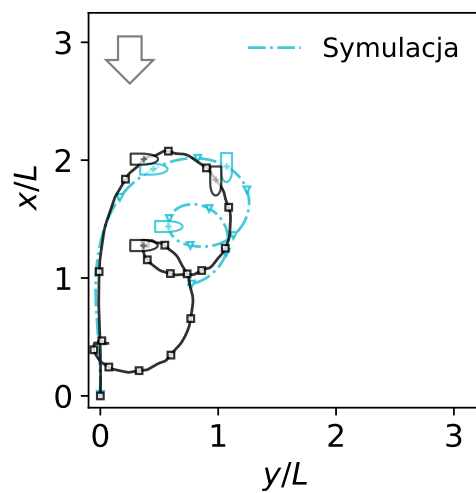


(d) Próba R021, $\lambda/L=0.8$

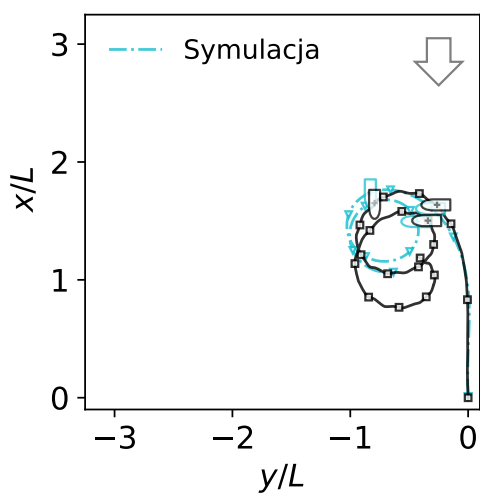
Rysunek 5.6: Trajektorie na falach regularnych, próby R018÷R022



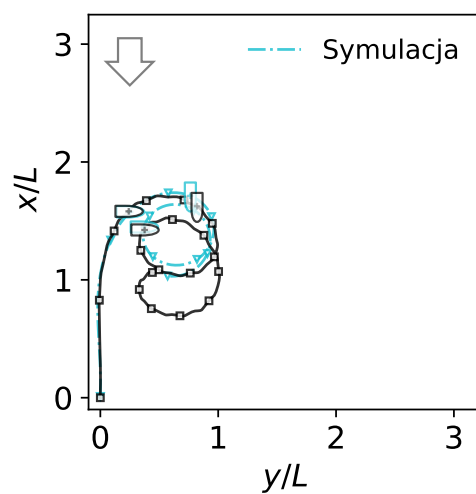
(a) Próba R025, $\lambda/L=1.0$



(b) Próba R023, $\lambda/L=1.0$

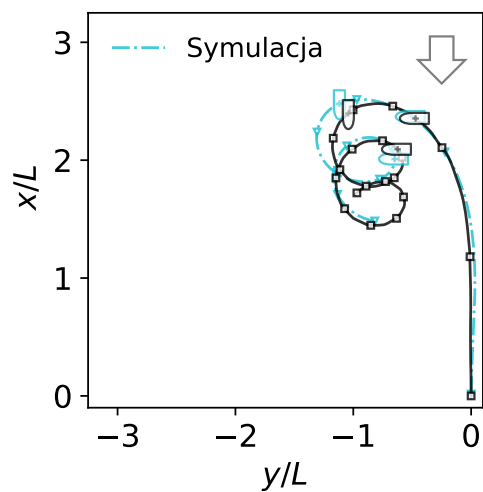


(c) Próba R027, $\lambda/L=1.3$

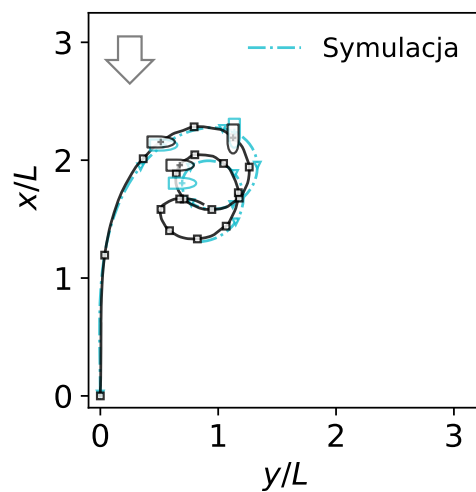


(d) Próba R026, $\lambda/L=1.3$

Rysunek 5.7: Trajektorie na falach regularnych, próby R018÷R022

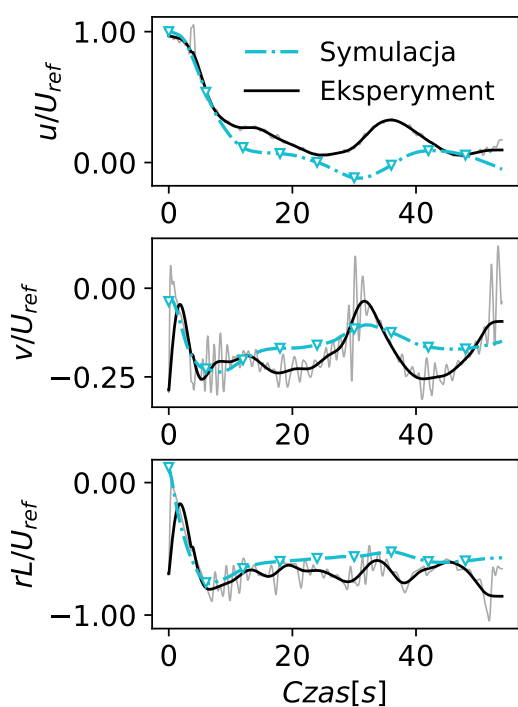


(a) Próba R032

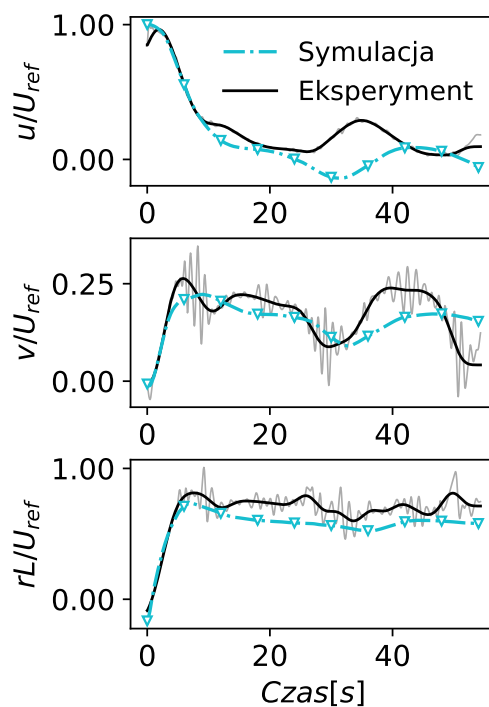


(b) Próba R031

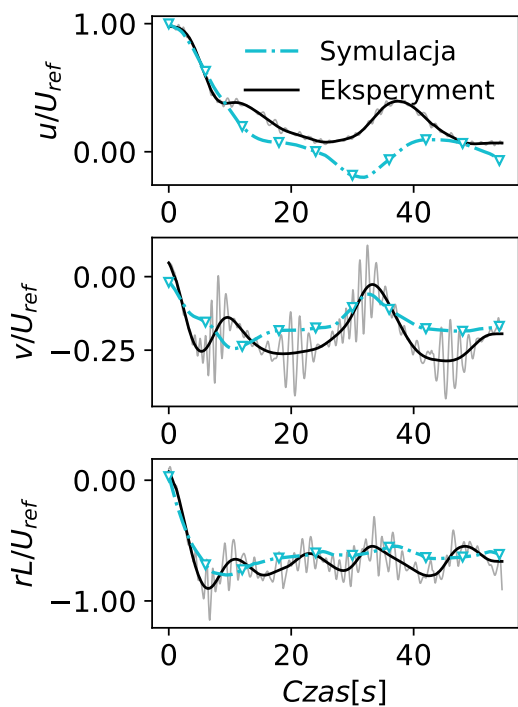
Rysunek 5.8: Trajektorie na falach nieregularnych, próby $R031 \div R032$



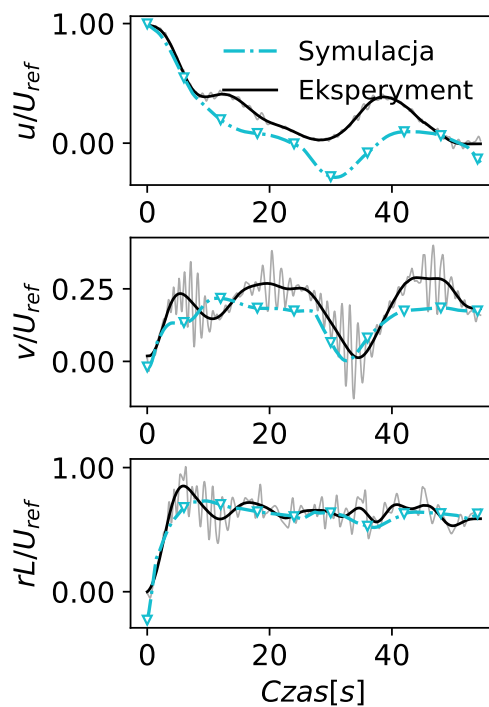
(a) Próba R019, $\lambda/L=0.6$



(b) Próba R018, $\lambda/L=0.6$

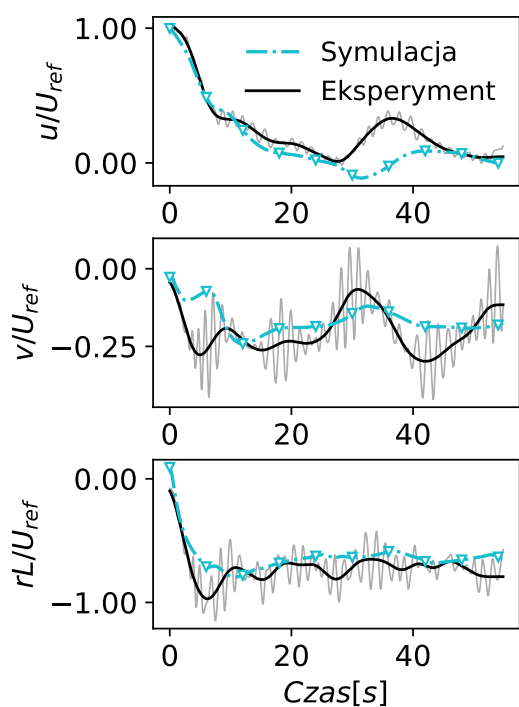


(c) Próba R022, $\lambda/L=0.8$

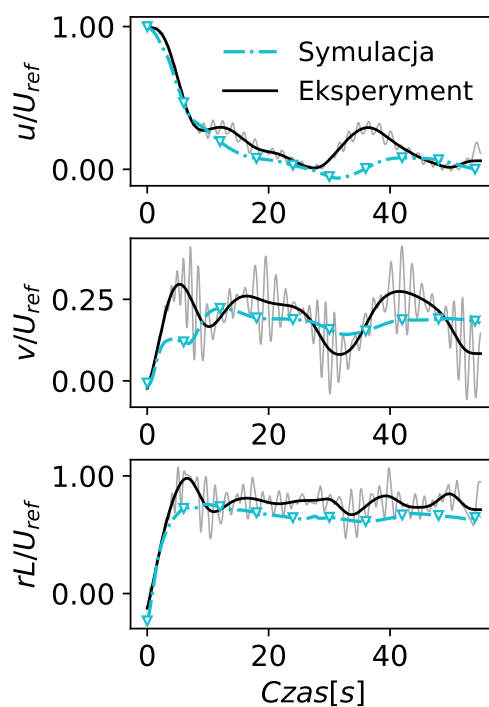


(d) Próba R021, $\lambda/L=0.8$

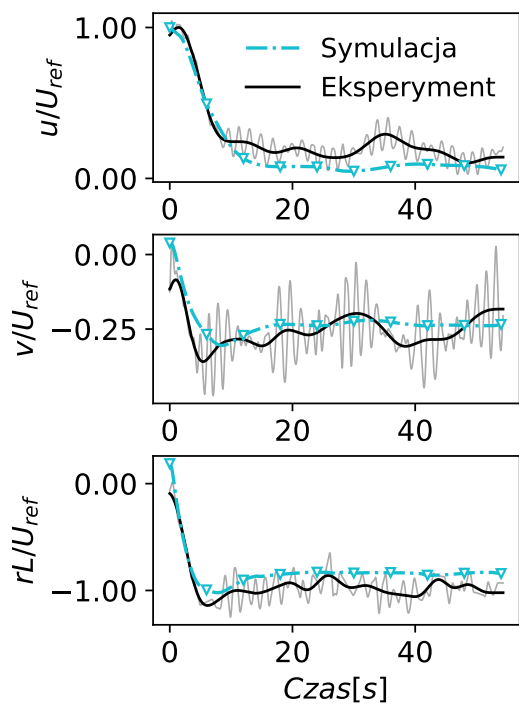
Rysunek 5.9: Składowe prędkości na falach regularnych, próby R018÷R022



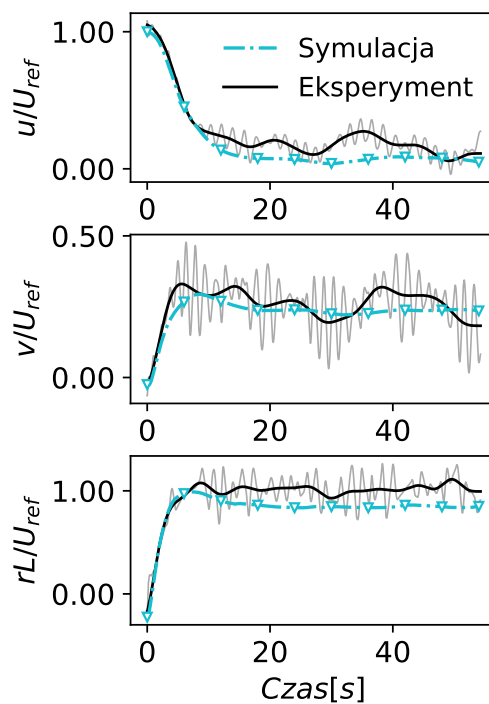
(a) Próba R025, $\lambda/L=1.0$



(b) Próba R023, $\lambda/L=1.0$

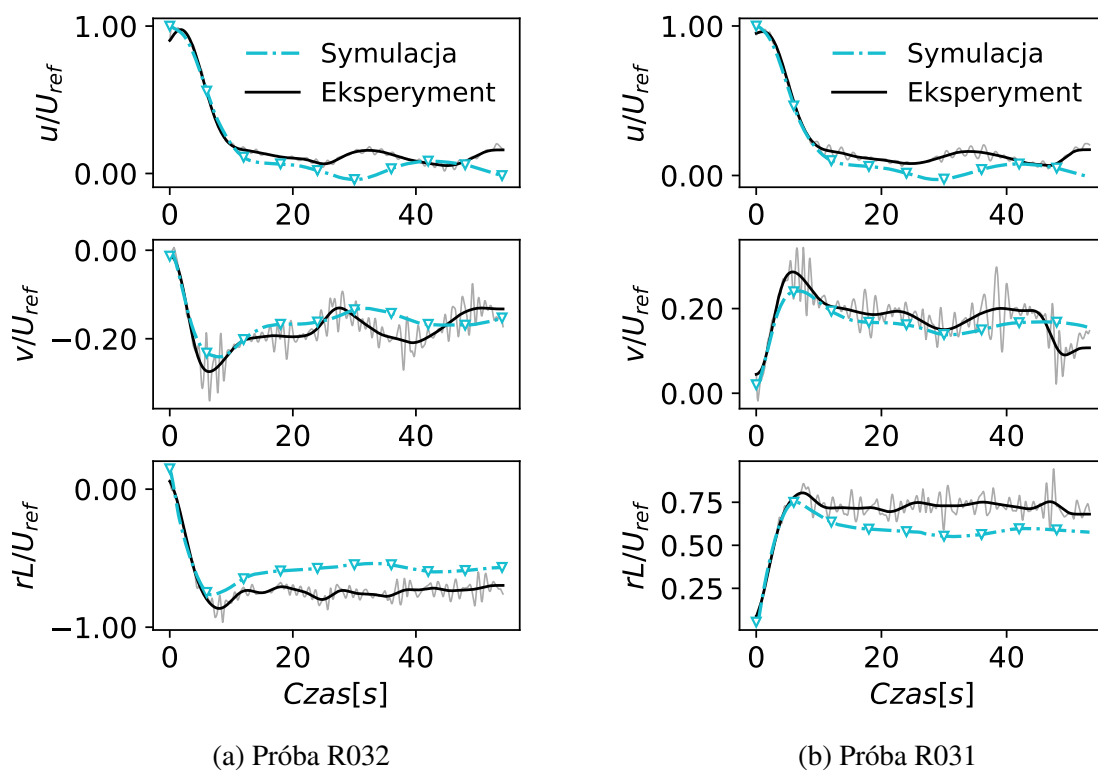


(c) Próba R027, $\lambda/L=1.3$



(d) Próba R026, $\lambda/L=1.3$

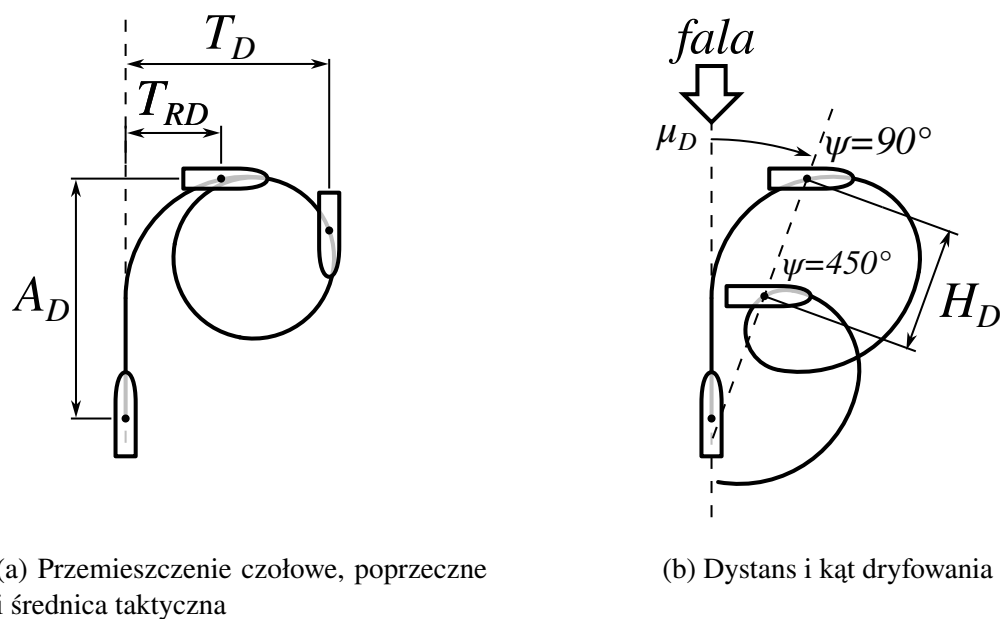
Rysunek 5.10: Składowe prędkości na falach regularnych, próby R023÷R027



Rysunek 5.11: Składowe prędkości na falach nieregularnych, próby $R031 \div R032$

5.4 Omówienie wyników

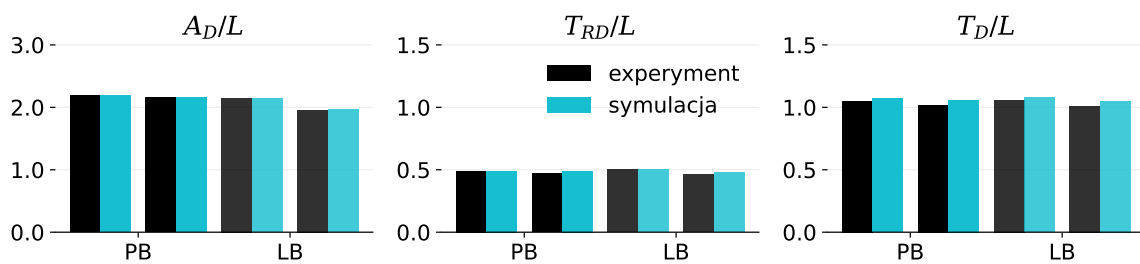
Oceny jakości przeprowadzonych symulacji dokonano w oparciu o bezpośrednie porównanie trajektorii modelu w zwrocie oraz wskaźników manewrowych: standardowych i dodatkowych, których definicje zobrazowano na Rysunku 5.12. Przemieszczenie czołowe (*ang. advance diameter* - A_D), przesunięcie poprzeczne (*ang. transfer* - T_{RD}) i średnicę taktyczną (*ang. tactical diameter* - T_D) klasyfikuje się jako standardowe wskaźniki manewrowe [42]. Dodatkowe wskaźniki - droga i kierunek dryfowania (*ang. drifting distance* - H_D , *drifting direction* - μ_D), zdefiniowano zgodnie z propozycją przedstawioną przez Ueno [44].



Rysunek 5.12: Definicja wskaźników manewrowych

5.4.1 Trajektorie na wodzie spokojnej

Symulowane trajektorie w pierwszej fazie cyrkulacji, gdy model osiąga kąt kursowy $\sim 90^\circ$, pokrywają się z eksperymentem, co potwierdzają pomijalne różnice w indeksach manewrowych A_D i T_{RD} (Rysunek 5.13, Tabela 5.4 i Tabela 5.5). W dalszej fazie trajektorie nieznacznie różnią się, co może być przyczyną fali odbitej od ścian basenu, która wzbudza kołysania modelu. Potwierdzają to rejestracje kołysań w dziedzinie czasu $\varphi(t)$, zaprezentowane na Rysunku 5.3. Rozbieżności zanikają, gdy amplitudy kołysań w fazie cyrkulacji są pomijalne, co uwidacznia wykres porównujący trajektorie na Rysunku 5.3c. Należy również zauważyć dobrą zgodność symulacji kąta przechyłu φ , co pokazują dolne wykresy na Rysunku 5.3.



Rysunek 5.13: Standardowe wskaźniki zwrotności - woda spokojna

Tabela 5.4: Porównanie standardowych wskaźników zwrotności (lewa burta - LB)

Wskaźnik	Symulacja		Eksperyment	
			R08	R12
A_D/L	2.14	2.21	2.15	2.19
T_{RD}/L	0.50	0.49	0.50	0.49
T_D/L	1.08	1.07	1.06	1.05

Tabela 5.5: Porównanie standardowych wskaźników zwrotności (prawa burta - PB)

Wskaźnik	Symulacja		Eksperyment	
			R07	R09
A_D/L	1.97	2.16	1.96	2.16
T_{RD}/L	0.48	0.49	0.46	0.47
T_D/L	1.05	1.06	1.01	1.02

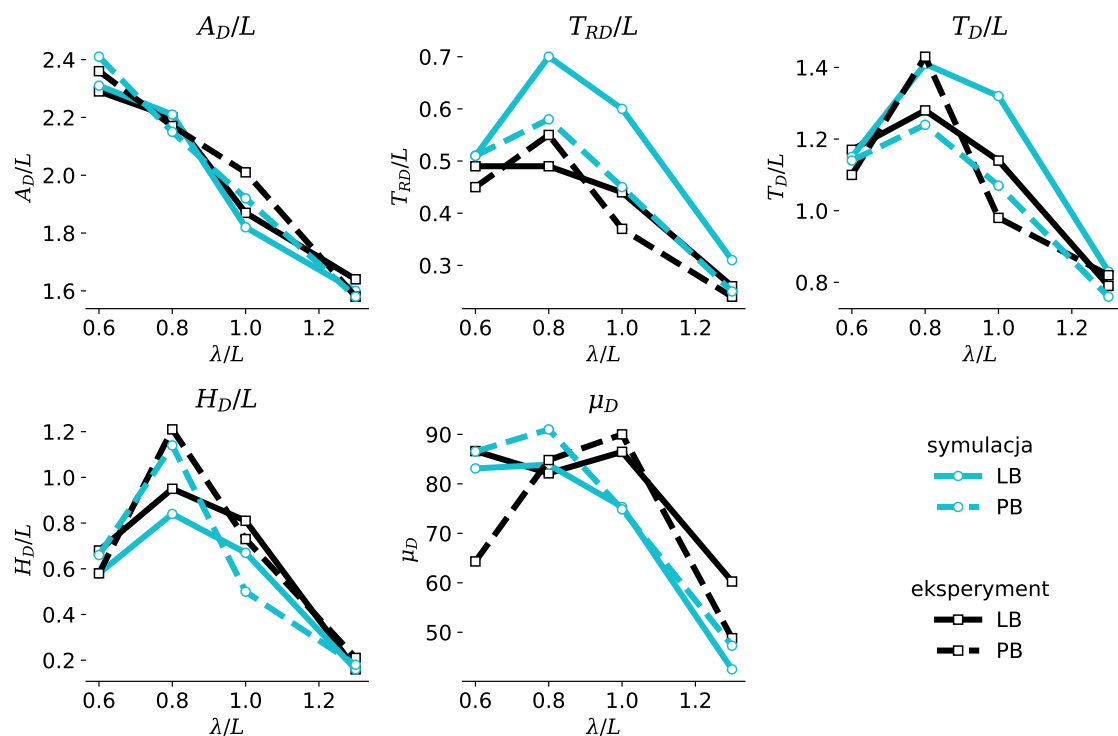
5.4.2 Trajektorie na fali

Na wykresach widoczne są znaczne rozbieżności pomiędzy trajektoriami zarejestrowanymi podczas przebiegów na fali a trajektoriami otrzymanymi w symulacjach. Podobnie jak na wodzie spokojnej, porównano standardowe wskaźniki oceny manewrowości zalecane przez *IMO*, a także dodatkowe wskaźniki oceniające dryf statku zdefiniowane na Rysunku 5.12b. Wskazują one tendencję statku do dryfowania, pokazując pokonany dystans oraz kierunek jaki wymusza fala działająca na statek w zwrocie.

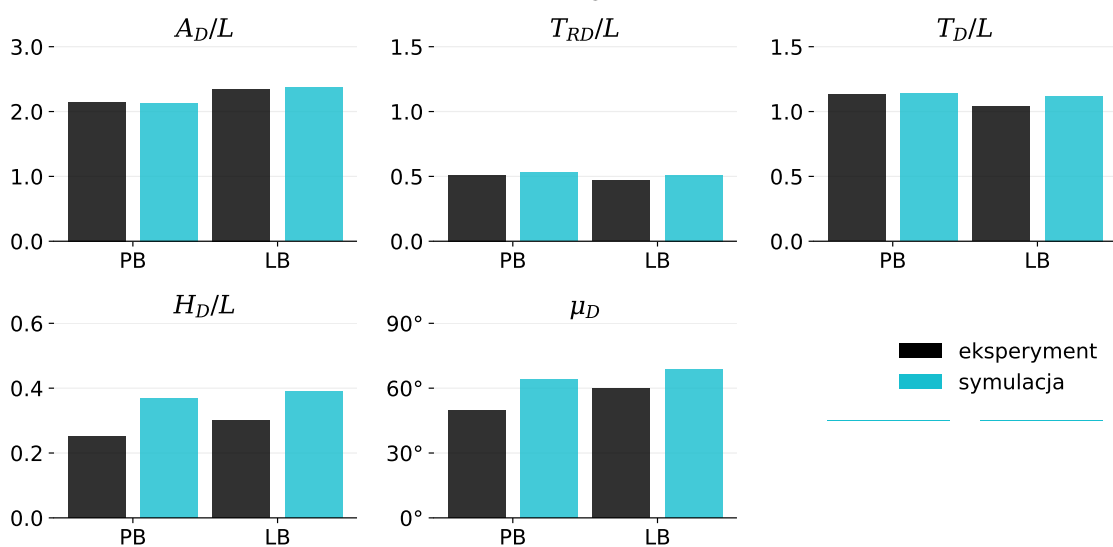
Podobnie jak w przypadku wody spokojnej, symulowane trajektorie na fali regularnej wykazują dość dobrą zgodność z eksperymentem do momentu, gdy model osiągnie kąt kursowy $\sim 90^\circ$. W dalszej części ścieżka wytyczona przez punkt kontrolny odbiega od zmierzonej, przy zachowaniu podobnej tendencji i charakteru. Rozbieżności te są znaczące, aczkolwiek odległość od punktów kontrolnych nie przekracza jednej długości statku. Trajektorie dla symulowanych przebiegów *R018÷R022* (przejazdy na falach o długościach $\lambda/L \leq 0.8$) wykazują mniejszą drugą pętlę cyrkulacji, podczas gdy trajektoria dla fali o długości $\lambda/L=1.0$ nieznacznie większą, w porównaniu z danymi eksperymentalnymi. Z wykresów prędkości lokalnych można wnioskować, że symulowana składowa osiowa prędkości u , na którą wpływają reakcje od fali na kierunek osiowy x , zaczyna się różnić od zmierzonej w momencie gdy manewrujący statek osiąga kąt kursowy większy niż 90° . Składowa poprzeczna prędkości v wynikająca z symulacji nie wykazuje znaczących fluktuacji w zakresie kątów kursowych powyżej 90° . Jedynie zadowalającą zgodność prezentują trajektorie dla fal najdłuższych $\lambda/L=1.3$ oraz trajektorie na falach nieregularnych. W tych przypadkach wielkości kinematyczne nie ujawniają takich rozbieżności jak na krótszych falach regularnych.

Podstawowe wskaźniki manewrowości prezentują mniejsze rozbieżności niż trajektorie (Rysunek 5.14). Przemieszczenia czołowe A_D/L prognozowane są w symulacjach z bardzo dobrą zgodnością, co wynika z dobrej zgodności trajektorii i wielkości kinematycznych w zakresie, gdzie statek nie wchodzi w zwrot, czyli kąt kursowy nie przekracza 90° . Przemieszczenie poprzeczne T_{RD}/L jest przewymiarowane, a największe rozbieżności uzyskano dla fali o długościach $\lambda/L=1.0$ i $\lambda/L=0.8$. Podobnie jak w eksperymencie, dla tej długości fali wskaźnik ten jest większy dla zwrotu na lewą burtę, za wyjątkiem długości fali $\lambda/L=0.8$. Wartości taktycznej średnicy cyrkulacji T_D/L prognozowana w symulacjach i eksperymencie mają podobny trend. Podobnie jak w przypadku przemieszczenia poprzecznego, symulowane wartości średnic taktycznych są większe od uzyskanych eksperymentalnie dla zwrotu na lewą burtę. Symulacje prognozujące dodatkowe wskaźniki manewrowe dobrze oddają charakter zależności tych parametrów od długości fali, przy czym wartości wskaźnika H_D/L są mniejsze w porównaniu z wartościami otrzymanymi eksperymentalnie (odwrotnie niż średnica taktyczna i przemieszczenie poprzeczne). Kąty dryfu μ_D uzyskane w symulacjach, mają przebieg nie pozwalający określić trendu w porównaniu z wielkościami eksperymentalnymi. Największą rozbieżność uzyskano dla fal najkrótszych.

Porównania rezyduów, będących różnicą między prognozami wskaźników manewrowych uzyskanych na drodze eksperymentalnej a symulacjami, zaprezentowano na wykresach pudełkowych z wą-



(a) fala regularna



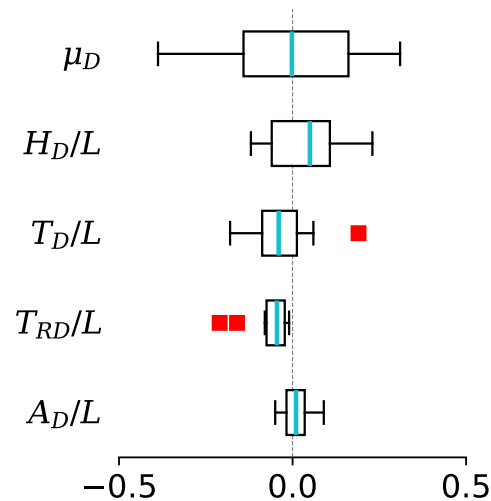
(b) fala nieregularna

Rysunek 5.14: Wskaźniki zwrotności

sami (Rysunek 5.15). Lewy koniec linii (wąsa) oznacza najmniejszą wartość rezydualną a prawy największą. Szerokość pudełka to rozstęp ćwiartkowy (IQR), a pionowa kolorowa linia wewnątrz oznacza medianę [45]. Czerwone punkty to wartości odstające. Wartości kątów dryfu wyrażono w radianach.

Najmniejszy rozstęp ćwiartkowy otrzymano dla przemieszczenia czołowego i poprzecznego, co świadczy o niewielkich rozbieżnościach pomiędzy eksperymentem a symulacją (pomijając wartości odstające). Najszerszy rozstęp ćwiartkowy wykazują rezyduala dla dystansu dryfowania. Mediany tego

wskaźnika manewrowego, podobnie jak dla przemieszczenia czołowego są bliskie zeru. Oznacza to tendencję do równomiernego rozkładu różnic pomiędzy eksperymentem a symulacją. Mediany pozostałych wskaźników, z wyjątkiem dystansu dryfowania, leżą po lewej stronie wartości zerowej co oznacza, że symulacje przeszacowują ich wartości. Rezydua dystansu dryfowania mają rozkład lewoskośny co oznacza, że większość z nich ma wartości powyżej średniej, która jest mniejsza od mediany - wskaźnik ten będzie przeszacowany w stosunku do wielkości otrzymanych eksperymentalnie. Pozostałe wskaźniki wykazują raczej na rozkład normalny wartości rezydualnych, z wyjątkiem dystansu dryfowania, który ma rozkład o charakterze lekko prawoskośnym.



Rysunek 5.15: Rozkład rezyduów wskaźników manewrowych

5.4.3 Konkluzje

Pomimo widocznych rozbieżności w trajektoriach, symulacje na fali wykazały dobrą zgodność wskaźników manewrowych dla wszystkich analizowanych przypadków - fal regularnych i nieregularnych. Większość wskaźników manewrowych ma wartości większe dla prognoz uzyskanych na drodze symulacji w porównaniu z eksperymentem. Przeszacowania prognoz pozwala stwierdzić, że proponowana metoda prognozowania własności manewrowych daje rezultaty po bezpiecznej stronie i może być stosowana do wstępnej oceny własności manewrowych statku na wodzie sfalowanej.

Największe różnice, otrzymane na wartościach kątów dryfowania μ_D , nie są zaskakujące z uwagi na fakt, że literatura pokazuje rozbieżności o podobnym rzędzie wielkości. Rozbieżności na wspomnianych wskaźnikach manewrowych, określone przy powtarzalności eksperymentów na falach regularnych i nieregularnych, osiągały wartości około 10° [82]. W niniejszym opracowaniu maksymalne różnice nie przekraczały wartości 0.384 radiana (22°), a wartość trzeciego kwartyła była mniejsza niż 0.175 radiana (10°). Oznacza to, że większość wartości rezydualnych kąta dryfowania mieści w się przedziale powtarzalności eksperymentu.

Dla wody spokojnej, rozbieżności wykazane zarówno w trajektoriach i wskaźnikach manewrowych są niewielkie, co stanowi podstawę do uznania opracowanej metodyki za przydatną w ocenie własności manewrowych poprzez prognozowanie podstawowych wskaźników manewrowych.

Rozdział 6

Ekstrapolacja wielkości modelowych do rzeczywistych

W tym rozdziale zostanie zaproponowana metoda skalowania wielkości otrzymanych w próbach modelowych na wielkości rzeczywiste. W tym celu głównie wykorzystana zostanie standardowa procedura stosowana w większości ośrodków hydromechaniki na świecie [87], wykorzystujących skalowane modele kadłubów do prognozowania osiąarów statku na wodzie spokojnej. Głównym celem skalowania jest uzyskanie siły oporu statku w skali rzeczywistej i obrotów śruby pędnika azymutalnego, przy których osiągnięta zostanie prędkość najazdu, czyli warunki początkowe poszczególnych manewrów, wykonywanych w symulacjach.

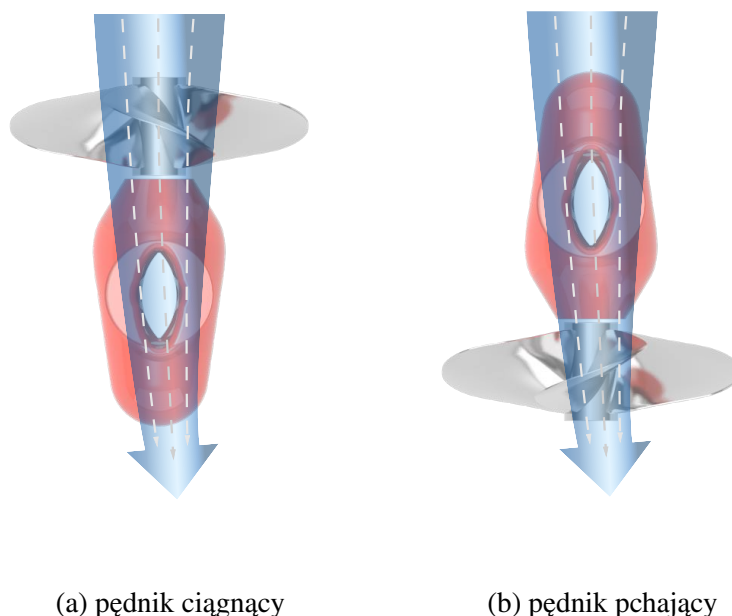
6.1 Skalowanie sił hydrodynamicznych

W badaniach manewrowych ze skalowanymi modelami swobodnie poruszającymi się, pędniki są wykorzystywane do osiągnięcia pożądaney prędkości poprzez wytwarzanie niezbędnego naporu i generowanie przyspieszenia przepływu na ster. W przypadku modeli napędzanych pędnikami azymutalnymi, reakcje hydrodynamiczne powodują jednoczesne generowanie naporu do osiągnięcia prędkości, a także siły poprzecznej powodującej moment skręcający i siłę poprzeczną (siły sterujące) na kadłubie, które powodują zmianę trajektorii na krzywoliniową. Zgodnie z zaleceniami *ITTC*, do ekstrapolacji wielkości modelowych na statek stosuje się skalowanie prędkości Froude'a i zaleca się zamontowanie urządzenia do symulacji turbulencji (takiego jak drut, paski piasku lub kołki), aby zapewnić bardziej realistyczny rozwój warstwy granicznej i rozkład ciśnienia wzdłuż kadłuba [53]. Podobnie przy eksperymentach na uwięzi, w skali modelowej, zaleca się stosować wymienione uprzednio techniki wymuszające przepływ turbulentny w celu zniwelowania efektu skali [75].

Zazwyczaj obserwuje się dwa zjawiska związane z efektem skali: większy współczynnik strumienia nadążającego w skali modelu i zwiększony opór modelu. Gdy śruba napędowa działa w punkcie własnym napędu modelu, obciążenie śruby może być nadmierne, co skutkuje większą skutecznością steru w modelu, w porównaniu z rzeczywistym statkiem. W przypadku pędnika azymutalnego może

zaistnieć efekt zwiększonych sił wymuszających ruch krzywoliniowy. W rezultacie modele swobodnie poruszające się często wykazują inną stateczność kursową. Efekt ten jest generalnie mniej znaczący w przypadku mniejszych statków, które z natury mają naturalnie dobrą zdolność do utrzymywania kursu. Ocena ta zależy od typu statku i można ją przeprowadzić przy użyciu danych korelacji modelu ze statkiem.

Ponieważ pędniki azymutalne znajdują się zazwyczaj w polu prędkości wynikającym z opływu statku, gdzie przepływ jest zaburzony i turbulentny, wpływ liczby Reynoldsa na siłę sterującą można często zignorować. Dla pędników ciągnących obudowa przekładni pędnika (gondola), znajduje się w strumieniu wymuszonym pracą śruby, który jest również przepływem zaburzonym i turbulentnym. Niemniej jednak, na obudowach pędników azymutalnych (gondolach) czasami stosuje się paski piasku lub kołki, szczególnie dla pędników pchających, gdzie śruba ulokowana jest za gondolą. Definicję pędnika ciągnącego i pchającego zobrazowano na Rysunku 6.1, gdzie niebieska strzałka oznacza przepływ przez pędnik.



Rysunek 6.1: Przepływ przez pędnik azymutalny

Oprócz wyżej wymienionych efektów skali, istnieją również nieznane efekty skali, które wpływają na siłę boczną i moment skręcający generowany przez kadłub podczas dryfowania i skręcania. Wielkość i wpływ tych nieznanymi efektów skali są nadal przedmiotem badań.

Mając na względzie istotny efekt skali na ekstrapolację wielkości modelowych oporu do skali rzeczywistej, który stanowi pierwszy człon równania opisującego siły hydrodynamiczne (3.3), Autor niniejszej pracy proponuje uwzględnić ten efekt według metody proponowanej przez 29th ITTC, która stosowana jest w większości basenów modelowych [87].

Opór całkowity statku, wyrażony wielkością bezwymiarową, zwaną współczynnikiem oporu:

$$C_{TS} = \frac{R_u}{1/2\rho Su^2} \quad (6.1)$$

gdzie R_u jest oporem statku, S powierzchnią zwilżoną kadłuba a u prędkością postępową statku, można wyrazić sumą współczynników oporów składowych:

$$C_{TS} = (1 + k)C_{FS} + \Delta C_F + C_A + C_W + C_{AA} \quad (6.2)$$

W równaniu (6.2) poszczególne człony to: opór tarcia płaskiej płyty C_{FS} , dodatkowy opór tarcia od chropowatości kadłuba, C_A to dodatek korekcyjny, C_W jest oporem falowym, zwanym też oporem resztowym C_R i opór powietrza C_{AA} . Współczynnik oporu resztowego C_R otrzymuje się ze standardowych badań modelowych oporu. Współczynnik tarcia płaskiej płyty określa formuła, która jest zgodna z korelacją *ITTC-1957* model-statek, a wyrażona wzorem [87]:

$$C_{FS} = \frac{0.075}{(\log_{10} Re - 2)^2} \quad (6.3)$$

gdzie Re jest liczbą Reynoldsa $Re = u/\nu L$ dla długości referencyjnej L równej długości wodnicy statku. Wielkość $1 + k$ jest współczynnikiem kształtu uwzględniającym trójwymiarowość kształtu kadłuba. Współczynnik kształtu otrzymuje się w standardowych próbach modelowych z kadłubem holowanym z małymi prędkościami.

Sumę dodatku na chropowatość ΔC_F oraz dodatku korelacyjnego C_A , w niniejszym opracowaniu zastąpiono jedną formułą, oryginalnie zaproponowaną przez Bowden-Davidson [10], która jest stosowana w Ośrodku Hydromechaniki Okrętu Centrum Techniki Okrętowej S.A.:

$$\Delta C_F = \left[105 \left(\frac{k_s}{L} \right)^{1/3} - 0.64 \right] \times 10^{-3} \quad (6.4)$$

Współczynnik oporu powietrza zostaje pominięty z uwagi na stosowanie dodatkowych sił od wiatru. Finalnie formuła (6.2) przyjmuje formę:

$$C_{TS} = (1 + k)C_{FS} + \Delta C_F + C_R \quad (6.5)$$

6.2 Wyznaczanie obrotów pędnika dla prędkości najazdu

Oprócz wielkości dynamicznych, do poprawnego przeprowadzenia symulacji potrzebna jest wartość prędkości obrotowej śrub pędników azymutalnych. W tym celu posłużono się dalszą częścią procedury

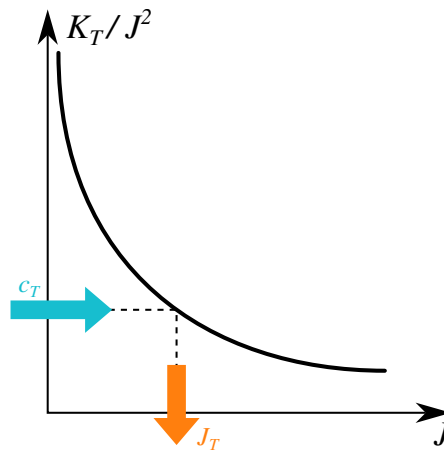
ITTC [87], gdzie wartość obrotów otrzymuje się z równości współczynników obciążenia naporem:

$$c_T \equiv \frac{K_T}{J^2} = \frac{1}{N_P} \frac{S}{2D^2} \frac{C_{TS} + C_{Tenv}}{(1-t)(1-w_T)^2} \quad (6.6)$$

gdzie N_P oznacza ilość pędników, D średnicę śruby pędnika a C_{Tenv} jest współczynnikiem oporu sił środowiskowych i jest podany zależnością:

$$C_{Tenv} = \frac{X_w + X_a}{1/2\rho Su^2} \quad (6.7)$$

Następnie wartość współczynnika jest odcinana na charakterystyce K_T/J^2 dla pędnika w przepływie niezakłóconym i odczytywana jest wartość współczynnika posuwu J_T , co pokazano na Rysunku 6.2. Dla odczytanego współczynnika posuwu, obroty na pędniku otrzymuje się przekształcając zależ-



Rysunek 6.2: Współczynnik obciążenia naporem

ność (3.11) i uwzględniając zależność (4.5):

$$n = \frac{u(1-w_T)}{J_T D} \quad (6.8)$$

Obroty n ustalone tą metodą muszą być wyznaczone dla zadanej prędkości najazdu z uwzględnieniem sił środowiskowych, przed przystąpieniem do symulacji.

Charakterystyka K_T/J^2 jest charakterystyką otrzymaną z badań modelowych pędnika swobodnego w skali. Na potrzeby omawianej metody, ustalania prędkości obrotowej, niezbędne jest skalowanie charakterystyk do wielkości rzeczywistych. Zakłada się, że udział siły oporu gondoli pędnika azymutalnego jest niewielki, wpływ efektu skali na charakterystyki pędnika azymutalnego uwzględnia się stosując poprawki na współczynnik naporu zgodnie z zależnością [87]:

$$K_T = K_{Tm} - \Delta K_T \quad (6.9)$$

gdzie poprawka ΔK_T dana jest wzorem empirycznym:

$$\Delta K_T = -\Delta C_D 0.3 \frac{P}{D} \frac{cZ}{D} \quad (6.10)$$

Wpływ lepkości na efekt skali uwzględniono we wzorze (6.10) poprzez wprowadzenie różnicy współczynnika oporu płatów pędnika, w skali modelowej i rzeczywistej:

$$\Delta C_D = C_{Dm} - C_{DS} \quad (6.11)$$

Współczynniki oporu płata dla modelu C_{Dm} wyrażono wzorem empirycznym:

$$C_{Dm} = 2 \left(1 + 2 \frac{t_{0.7}}{c_{0.7}} \right) \left[\frac{0.044}{Re_{0.7}^{1/6}} - \frac{5}{Re_{0.7}^{2/3}} \right] \quad (6.12)$$

a dla statku C_{DS} przedstawia formuła:

$$C_{DS} = 2 \left(1 + 2 \frac{t_{0.7}}{c_{0.7}} \right) \left[1.89 + 1.62 \log_{10} \frac{c_{0.7}}{k_p} \right]^{-5/2} \quad (6.13)$$

Wielkości $t_{0.7}$ i $c_{0.7}$ są to parametry geometryczne płata śruby pędnika azymutalnego: grubość profilu i długość cięciwy odczytana na lokalnym promieniu stanowiącym 70% promienia śruby. Parametr k_p jest chropowatością pędnika, którą domyślnie przyjmuje się jako równą $k_p = 30 \mu m$. Wielkość $Re_{0.7}$ jest to lokalna liczba Reynoldsa, według definicji Kempa, obliczona ze wzoru [78]:

$$Re_{0.7} = \frac{c_{0.7} \sqrt{u_p^2 + (0.7\pi n D)^2}}{\nu} \quad (6.14)$$

gdzie u_p jest prędkością dopływu do pędnika a ν jest współczynnikiem lepkości kinematycznej wody. Z uwagi na fakt, że obroty pędnika są nieznane, zależność (6.14) można przekształcić, podstawiając prędkość dopływu z zależności (4.5) do postaci:

$$Re_{0.7} = \frac{c_{0.7} u (1 - w_T) \sqrt{1 + (0.7\pi / J_T)^2}}{\nu} \quad (6.15)$$

6.3 Podsumowanie

W niniejszym rozdziale zaproponowano metodę skalowania siły oporu, a następnie metodę doboru obrotów do osiągnięcia żądanej prędkości najazdu do zapoczątkowania symulacji. Metoda ta może być swobodnie stosowana do symulacji na wodzie spokojnej, a także dla obciążenia falowaniem i wiatrem, z jednym zastrzeżeniem - zakłada się tutaj, że charakterystyki pędnika w przepływie niezakłóconym nie zmieniają się pod wpływem falowania. Ponieważ oprócz znanych efektów skali, nieznane efekty

skali wpływają na siłę boczną i moment skręcający generowany przez kadłub podczas dryfowania i skręcania, istnieje potencjalny problem do zbadania w przyszłych analizach. Z uwagi na fakt braku danych eksperymentalnych w skali rzeczywistej, naturalnym wydaje się wykorzystanie w tym celu analiz w oparciu o metody numerycznej mechaniki płynów.

Rozdział 7

Podsumowanie i plan rozwoju metody symulacji

Omówione w początkowych rozdziałach podstawy kinematyki ciała sztywnego, oraz proponowane metody i modele matematyczne sił działających na statek w ruchu pozwoliły, zbudować narzędzie do przeprowadzania symulacji manewrowych. Narzędzie to wykorzystuje pełny model matematyczny, zaproponowany w niniejszej pracy, z ograniczeniem do ruchów w czterech stopniach swobody dla wody spokojnej i trzech dla modelu z oddziaływaniem środowiska morskiego. Oddziaływanie fal reprezentowane jest w symulatorze przez wolno-zmienne siły drugiego rzędu, w związku z czym niemożliwe było oszacowanie ruchów względnych pędników azymutalnych, co w rezultacie uniemożliwiło ocenę wpływu tych ruchów na własności napędowe statku na fali. Pomimo tych ograniczeń, narzędzie to, zostało wstępnie wdrożone w Ośrodku Hydromechaniki Okrętu Centrum Techniki Okrętowej S.A. (CTO-OHO) jako podstawowe narzędzie do oceny własności manewrowych statków z napędem azymutalnym, na wodzie spokojnej. Z uwagi na fakt, że trajektorie na falach nieregularnych nie odbiegają znacząco od trajektorii eksperymentalnych, a wskaźniki manewrowe wykazują tendencję do przeszacowania ich wartości (ocena stawia narzędzie po bezpiecznej stronie względem kryteriów), co zostało szczegółowo omówione w Rozdziale 5.4.2, narzędzie to będzie wykorzystywane przy ocenach wskaźników manewrowych na etapie wstępnego projektowania statków z napędem azymutalnym.

7.1 Wnioski i podsumowanie

W oparciu o przeprowadzoną analizę zgodności wyników symulacji z wynikami eksperymentalnymi dla proponowanego modelu, można wysnuć następujące wnioski:

- Proponowana metoda symulacji manewrów wykazuje wyższy stopień pewności w porównaniu z innymi metodami omówionymi w rozdziale 1.1, o czym świadczy porównanie wyników symulacji z eksperymentami na modelach swobodnie pływających.
- Wyniki symulacji na spokojnej wodzie wykazują odchylenia od zmierzonych wartości do 0.04L

dla średnicy taktycznej (mniej niż 1% kryterium IMO $T_D < 5,0L$) i do 0.02L dla przemieszczenia czołowego (mniej niż 0,5% kryterium IMO $A_D < 4.5L$); rozbieżności te mieszczą się w dopuszczalnych granicach, wskazując na przydatność metody do przewidywania właściwości manewrowych statków z napędem azymutalnym.

- Zaobserwowano znaczne rozbieżności w wynikach dotyczących fal regularnych, głównie z powodu niedokładności metod numerycznych przewidujących przyrost oporu falowego (siła drugiego rzędu na kierunek wzdłużny); podkreśla to kluczowy obszar wymagający poprawy.
- Proponowany model stanowi nowatorskie podejście do wyzwań związanych z manewrowaniem statkami o napędzie azymutalnym na falach, wypełniając luki zaobserwowane w istniejącej literaturze.

W związku z powyższymi wnioskami można podsumować poszczególne cele badawcze, sformułowane w Rozdziale 1.3, w następującej kolejności:

1. Opracowanie narzędzia do oceny zachowania zdolności manewrowych statku z napędem azymutalnym, operującego w trudnych warunkach pogodowych.

W trakcie pracy nad metodą symulacji powstało narzędzie do symulowania ruchów statku w trakcie manewrowania. Narzędzie opracowano w języku programowania Python, w postaci skryptu uruchamianego przy zastosowaniu interpretera, zainstalowanego w systemie, w którym wykonywane będą symulacje. Narzędzie to, jest głównym elementem wdrożeniowym pracy doktorskiej.

2. Zastąpienie skomplikowanego eksperymentu w kosztownym i trudno dostępnym obiekcie na eksperymenty w standardowym obiekcie badawczym (basenie holowniczym).

Metoda symulacji manewrowych, zaproponowana w niniejszej pracy, może z powodzeniem być stosowana jako alternatywa do eksperymentów wykonywanych na kosztownych i trudno dostępnych obiektach do testów manewrowości. Przy wykorzystaniu oscylatora ruchu płaskiego i modelu kadłuba napędzanego pędnikami azymutalnymi, badanego w typowym basenie holowniczym, możliwa jest identyfikacja poszczególnych parametrów modeli matematycznych opracowanych w niniejszej rozprawie.

3. Wyznaczenie modelu empirycznego interakcji kadłuba statku z pędnikiem azymutalnym.

W szczególności opracowany przez Autora niniejszej pracy model empiryczny interakcji kadłuba statku z pędnikiem azymutalnym, wykazał obiecujące rezultaty w porównaniu z pomiarem bezpośrednim. W wyniku uproszczenia metody identyfikacji reakcji hydrodynamicznych na pędniku azymutalnym, nie będzie konieczne przeprowadzanie eksperymentów na pędniku w jednorodnym polu prędkości, w przepływie skośnym.

4. Przekształcenie dostępnych metod obliczeniowych do postaci umożliwiającej wyznaczenie sił oddziaływań środowiskowych w postaci fali i wiatru.

W Rozdziałach 3.3, a następnie 4.4 przedstawiono przekształcenie dostępnych metod obliczeniowych w formę umożliwiającą określenie sił środowiskowych od fali i wiatru, a następnie zaimplementowano w symulacjach, co stanowi znaczący postęp. Proponowana metoda symulacji manewrowych wykazuje wyższy stopień dokładności w porównaniu z innymi metodami omówionymi w rozdziale 1.1, co wykazano porównując wyniki symulacji z eksperymentami na modelach swobodnie pływających na falach regularnych i nieregularnych (Rozdział 5).

5. Implementacja reakcji środowiskowych fali i wiatru otrzymanych drogą obliczeniową.

W Rozdziałach 4.4.3 i 4.4.4 przedstawiono metodę implementacji sił środowiskowych w symulacji, poprzez identyfikację kwadratowych funkcji przenoszenia sił drugiego rzędu oraz liniowych funkcji przenoszenia sił radiacyjnych. Metodę implementacji sił drugiego rzędu przedstawiono dla statku poruszającego się w stanie cyrkulacji ustalonej (ruch po okręgu ze stałą prędkością kątową), poprzez zapis czasowy obliczonych bezwymiarowych sił pierwszego i drugiego rzędu. Wymuszenia pierwszego rzędu zweryfikowano w porównaniu z eksperymentem, a wyniki porównań zaprezentowano w postaci wykresów widmowych nurzań, kiwań i kołysań. Porównanie wielkości statystycznych otrzymanych typowymi metodami z metodą proponowaną przez Autora, wykazały bardzo dobrą zgodność z eksperymentem.

6. Ocena skuteczności opracowanej metody i potencjału przyszłych badań w tej dziedzinie.

Na koniec przeprowadzono miarodajną ocenę skuteczności proponowanej metody przeprowadzając eksperymenty na modelu swobodnie pływającym. Do oceny przydatności metody zaproponowano standardowe i rozszerzone wskaźniki oceny manewrowości, których wartości prognozowane na drodze symulacji porównano bezpośrednio z prognozami eksperymentalnymi. Porównane residua wskazują, że symulowane trajektorie przeszacowują wskaźniki, co pozwala stwierdzić, że opracowana metoda prowadzi do bezpiecznych prognoz, które jeżeli spełnią kryteria zapewnią ich spełnienie w rzeczywistych warunkach.

Niektóre prace Yasukawy [51], [82] traktują o manewrach na fali i wykazują dość dobre rezultaty w porównaniu z danymi eksperymentalnymi. Przedmiotem badań jednakże były statki o dużych gabarytach z klasycznym napędem, gdzie dynamika zwrotu i kąty dryfu są niewielkie, stąd rozwiązanie problemu napotkało mniejsze trudności, a jednak wyniki odbiegają od idealnych. Z uwagi na braki w literaturze traktującej o problemie manewrowania statku z napędem azymutalnym na fali, obecny model stanowi dość nowatorską propozycję w rozumieniu ogólnościowym.

Mając na uwadze powyższe stwierdzenie oraz podsumowując, wszystkie cele badawcze określone w rozdziale 1.3 zostały osiągnięte, spełniając tym samym główny cel pracy.

7.2 Plan dalszego rozwoju metody

Opracowana metoda stanowi kompleksowy model do dalszego rozwoju powstałego narzędzia, jakim jest symulator manewrowy. W omawianej pracy, nie przetestowano pozostałych wariantów z katalogu typowych manewrów podlegających kryteriom zaproponowanym w rezolucji *IMO* [42]. Biorąc pod uwagę, że najtrudniejszymi symulacjami do poprawnego odwzorowania dynamiki są te obejmujące cyrkulację z dużymi prędkościami kątowymi i dużymi kątami dryfu, można założyć, że pozostałe manewry nie powinny powodować większych rozbieżności. Oznacza to, że jeśli model jest w stanie dokładnie poradzić sobie z tymi złożonymi warunkami, prawdopodobnie dobrze poradzi sobie z symulacją mniej wymagających manewrów, zapewniając tym samym niezawodną ogólną wydajność.

Z uwagi na ograniczenia w możliwościach eksperymentalnych na fali (ograniczenie szerokości basenu holowniczego), nie było możliwe przeprowadzenie pozostałych manewrów zalecanych przez *IMO*, stąd do dalszych badań należałoby przeprowadzić próby węzowe i spiralne na fali i porównać z wynikami prezentowanej metody. Narzędzie, które zostało wdrożone w *CTO-OHO* zostanie wykorzystane jako podstawa do dalszych badań nad manewrowością statków z napędem azymutalnym w obecności wymuszeń środowiskowych.

Istotny wpływ dużego kąta dryfu zarówno na trajektorie na wodzie spokojnej i fali nie został dogłębnie zbadany i powinien być poddany dalszym studiom w zakresie doprecyzowania jakości parametrów modelu matematycznego symulatora, zidentyfikowanych przy zastosowaniu *CFD* (reakcje hydrodynamiczne na wodzie spokojnej) i metod potencjalnych uzyskanych obliczeniowo na podstawie obliczeń potencjalnych (*AQWA*).

Dodatkowym czynnikiem wartym dalszych badań jest wpływ zmian zanurzenia śrub pędników azymutalnych na metodę identyfikacji reakcji hydrodynamicznych na pędniku azymutalnym, zaproponowanych w Rozdziale 3.2, a także na współczynniki opisujące wpływ obecności kadłuba na pracę śruby pędnika azymutalnego omówione w Rozdziale 4.1. W tym celu niezbędne będą dalsze prace nad rozwojem wdrożonego narzędzia, w celu implementacji modelu identyfikacji sił pierwszego rzędu, co pozwoli uwzględnić w symulacjach pozostałe stopnie swobody, a także ocenić wymienione wcześniej oddziaływania fali na charakterystyki pędników azymutalnych.

W dalszych badaniach warto skupić się na walidacji i dostosowaniu opracowanego modelu do różnych typów statków oraz warunków operacyjnych, wykraczających poza te testowane w laboratorium. Szczególną uwagę należy poświęcić kalibracji modelu dla pędników azymutalnych o różnych geometriach gondoli, uwzględniając elementy takie jak płetwy i skrzydła, które nie były badane w obecnym modelu. Ponadto, warto zbadać możliwość implementacji zmienności prędkości wiatru w czasie, wykorzystując odpowiednie widma, aby zwiększyć uniwersalność modelu. Każde nowe zastosowanie

modelu powinno być poprzedzone dokładną analizą jego przydatności i ewentualnymi modyfikacjami, co pozwoli na poszerzenie zakresu jego stosowalności.

Na koniec warto dodać, że ograniczenia modelu wymagają również dalszych badań, aby wyodrębnić zakres stosowalności poszczególnych składowych proponowanej metody. Niektóre ograniczenia zostały wspomniane w poszczególnych rozdziałach rozprawy, jednakże kompleksowe ich zbadanie może otworzyć nowe możliwości dla proponowanej metody.

Rozdział 8

Podziękowania

Chciałbym wyrazić szczerą wdzięczność kilku osobom i organizacjom, których wsparcie i zachęta odegrały kluczową rolę w mojej podróży doktoranckiej.

Po pierwsze, jestem głęboko wdzięczny dr hab. inż. Rafałowi Szłapczyńskiemu, mojemu promotorowi, którego wskazówki, wiedza i niezachwiane wsparcie były nieocenione. Mentoring profesora nie tylko ukształtował mój kierunek badań, ale także poszerzył moje horyzonty akademickie. Jego wnikliwe opinie i zachęty motywowały mnie do przekraczania granic wiedzy w mojej dziedzinie.

Jestem również wdzięczny dr inż. Markowi Kraskowskiemu, mojemu przełożonemu w Centrum Techniki Okrętowej S.A., którego praktyczne spostrzeżenia i perspektywa branżowa wzbogaciły moje badania. Wsparcie dr Marka Kraskowskiego odegrało kluczową rolę w wypełnieniu luki między teorią a praktyką, pozwalając mi skutecznie stosować koncepcje akademickie w rzeczywistych scenariuszach, a także za umotywowanie mnie w podjęciu tak trudnego tematu jakim są symulacje dynamiki obiektu pływającego poddanego oddziaływaniom środowiska morskiego.

Ponadto wyrażam moje szczerze uznanie dla kolegów z *CTO-OHO* za pomoc w przeprowadzeniu badań eksperymentalnych, których znacząca część przypadła na trudne czasy pandemii COVID-19 roku 2020.

Mojej drogiej żonie i dzieciom jestem winien głęboki dług wdzięczności za ich niezachwianą cierpliwość, zrozumienie i niezachwiane wsparcie podczas całej tej pracy nad dysertacją. Ich bezwarunkowa miłość i wiara w moje umiejętności podtrzymywały mnie w trudnych chwilach, a ich poświęcenie podczas mojej mentalnej nieobecności w trakcie pisania było naprawdę bezinteresowne. To osiągnięcie nie byłoby możliwe bez ich niezachwianego wsparcia.

Spis oznaczeń

Symbole greckie

α	Wykładnik potęgowy profilu prędkości wiatru
α_{wr}	Kąt wektora prędkości względnej wiatru (pomiędzy wektorem prędkości statku i wektorem prędkości wiatru rzeczywistego)
β	Kąt dryfu
β_P	Geometryczny kąt wektora prędkości wypadkowej na pędnikach azymutalnych
ΔN_H	Dodatkowy moment hydrodynamiczny zależny od kąta przechyłu wokół osi z
Δu_P	Prędkość indukowana przez pędnik w rejonie kręgu śrubowego
ΔX_H	Dodatkowa siła hydrodynamiczna zależna od kąta przechyłu na osi x
ΔY_H	Dodatkowa siła hydrodynamiczna zależna od kąta przechyłu na osi y
δ	Geometryczny kąt wychylenia pędnika azymutalnego
δ'	Efektywny kąt dopływu do pędnika azymutalnego
$\Delta\psi$	Kąt pomiędzy wektorem prędkości wypadkowej statku a wektorem prądu
γ	Współczynnik prostowania przepływu
κ	Stała von Kármána
μ	Kąt wektora prędkości fali względem wektora prędkości statku; kierunek fali
ω	Częstość kołowa fali
ω_E	Spotkaniowa częstość kołowa fali
Φ	Potencjał pola prędkości zmienny w czasie
ϕ	Funkcja potencjalna pola prędkości

ϕ_d	Potencjał fali dyfrakcyjnej
ϕ_{fk}	Potencjał fali pierwszego rzędu o amplitudzie równej jedności
ϕ_{ri}	Potencjał fali radiacyjnej wywołanej przemieszczeniem na kierunek $i = 1 \dots 6$
ψ	Kąt obrotu wokół osi z
ρ	Gęstość wody
ρ_A	Gęstość powietrza
σ_{ij}	Naprężenia normalne $i = j$ i styczne $i \neq j$ w płynie
τ	Czas opóźnienia - działania funkcji impulsowej
τ_{Ci}	Okres zmienności i -tego komponentu prądu
θ	Kąt obrotu wokół osi y
ε_i	Wersor kierunkowy na kierunek $i = 1, 2, 3$ w układzie inercyjnym $O^e x^e y^e z^e$
φ	Kąt obrotu wokół osi x
$\vec{\alpha}$	Wektor obrotów
$\vec{\Omega}$	Wektor prędkości kątowych
ξ	Argument funkcji rozwijanej w szereg Taylora
ζ	Funkcja współrzędnej powierzchni fali w dziedzinie czasu
$\zeta_r^{(1)}$	Rzędna fali względem chwilowej rzędnej wodnicy
ζ_a	Amplituda współrzędnej powierzchni fali

Symbole łacińskie

$\Im$	Część urojona liczby zespolonej
$\mathbf{F}_E$	Funkcja wzbudzająca układ liniowy
$\mathbf{F}$	Zbiór reakcji hydrodynamicznych (rozwinięcie w szereg Taylora)
$\mathbf{H}$	Funkcja przenoszenia układu liniowego
$\mathbf{U}$	Częstotliwościowa odpowiedź układu
$\overline{GM}$	Początkowa wysokość metacentryczna

$\overline{KM}$	Współrzędna pionowa metacentrum
$\Re$	Część rzeczywista liczby zespolonej
$\vec{F}$	Wektor sił zewnętrznych
$\vec{F}^{(2)}$	Wektor siły drugiego rzędu wywołanej falowaniem
$\vec{M}^{(2)}$	Wektor momentu drugiego rzędu wywołanej falowaniem
$\vec{n}$	Wersor normalny do powierzchni kadłuba
$\vec{p}$	Wektor pędu
$\vec{r}$	Wektor położenia punktu na powierzchni kadłuba względem środka ciężkości
$\vec{r}_G^e$	Wektor położenia punktu G w układzie inercyjnym
$\vec{v}_G^e$	Wektor prędkości punktu G w układzie inercyjnym
$\vec{V}_C$	Wektor prędkości prądu
$A(\omega)$	Macierz mas towarzyszących w dziedzinie częstości kołowej
A_P	Powierzchnia rozwinięta śruby pędnika azymutalnego
A_s	Macierz stanu linowego systemu dynamicznego
A_T	Pole przekroju poprzecznego nawodnej części statku
a_{HN}	Współczynnik wzrostu momentu wokół osi z na kadłubie wywołany zmianami ciśnienia na kadłubie od pracującego pędnika
a_{HY}	Współczynnik wzrostu siły normalnej na kadłubie wywołany zmianami ciśnienia na kadłubie od pracującego pędnika
a_{ii}	Masy i momenty towarzyszące na kierunki ii (z uwzględnieniem sprzężenia), $i = 1 \dots 6$
$B(\omega)$	Macierz potencjalnych współczynników tłumienia w dziedzinie częstości kołowej
B_s	Macierz sterowania linowego systemu dynamicznego
C	Macierz sił przywracających
C_s	Macierz odpowiedzi linowego systemu dynamicznego
c_T	Współczynnik obciążenia naporem

c_δ	Stała proporcjonalności kąta efektywnego względem kąta geometrycznego dla pędnika azymutalnego
D	Średnica śruby pędnika azymutalnego
d	Ramię działania pary sił $Y_A(t)$ i $Y_F(t)$
d	Zanurzenie statku
D_s	Macierz transmisyjna linowego systemu dynamicznego
e_i	Wersor kierunkowy na kierunek $i = 1, 2, 3$ w układzie nieinercyjnym $0xyz$
f	Częstotliwość fali
$f_i^{(1)}$	Realizacja czasowa sił pierwszego rzędu i -tej składowej
$F_{Eai}^{(1)}$	Amplituda pierwszorzędowych sił wymuszających od fali na kierunek i
$f_i^{(2)}$	Realizacja czasowa sił drugiego rzędu i -tej składowej
F_1	Siła zewnętrzna działająca na statek na kierunku x
F_2	Siła zewnętrzna działająca na statek na kierunku y
F_3	Siła zewnętrzna działająca na statek na kierunku z
f_E	Częstotliwość spotkaniowa fali
g	Przyspieszenie ziemskie
$h(t)$	Sygnał rejestrowany podczas pomiaru
h_a	Amplituda sygnału $h(t)$
h_m	Wartość średnia sygnału $h(t)$
H_T	Ramię działania momentu przechylającego od wiatru
h_ϵ	Faza sygnału $h(t)$
h_{ref}	Wysokość referencyjna
I	Macierz momentów bezwładności
j	Jednoska urojona
J_δ	Współczynnik posuwu zależny od kąta wychylenia pędnika

k	Liczba falowa wynikająca z relacji dyspersji
$k(t)$	Impulsowa funkcja opóźnienia
K_a	Reakcje momentów aerodynamicznych od wiatru wokół osi x
K_H	Reakcje momentów hydrodynamicznych na kadłubie wokół osi x
K_I	Moment sił bezwładności płynu wokół osi x
K_T	Reakcje momentów hydrodynamicznych od pędnika wokół osi x
K_w	Reakcje momentów środowiskowych od falowania wiatrowego wokół osi x
K_{env}	Moment reakcji środowiskowych wokół osi x
K_{hyd}	Moment sił hydrodynamicznych na kadłubie i pędniku wokół osi x
K_p	Współczynnik tłumienia związany z prędkością obrotu p
$K_{T\delta}$	Współczynnik naporu na pędniku azymutalnym zależny od kąta wychylenia pędnika
m	Masa statku
M_4	Moment zewnętrzny działający wokół osi x
M_5	Moment zewnętrzny działający wokół osi y
M_6	Moment zewnętrzny działający wokół osi z
n	Prędkość obrotowa śruby pędnika azymutalnego
N_a	Reakcje momentów aerodynamicznych od wiatru wokół osi z
N_H	Reakcje momentów hydrodynamicznych na kadłubie wokół osi z
N_I	Moment sił bezwładności płynu wokół osi z
N_T	Reakcje momentów hydrodynamicznych od pędnika wokół osi z
N_w	Reakcje momentów środowiskowych od falowania wiatrowego wokół osi z
N_{env}	Moment reakcji środowiskowych wokół osi z
N_{hyd}	Moment sił hydrodynamicznych na kadłubie i pędniku wokół osi z
P	Macierz transformacji prędkości kątowych
p	Składowa prędkości kątowej wokół osi x

$p^{(1)}$	Ciśnienie hydrodynamiczne pierwszego rzędu
q	Składowa prędkości kątowej wokół osi y
R	Macierz obrotu
r	Składowa prędkości kątowej wokół osi z
R_i	Składowe reakcji hydrodynamicznych działających na pędnik na kierunek i
R_u	Opór statku zależny od składowej prędkości u
R_x	Macierz obrotu wokół osi x
R_y	Macierz obrotu wokół osi y
R_z	Macierz obrotu wokół osi z
r_{dl}	Bezwymiarowa prędkość myskowania
S	Powierzchnia kontrolna płynu przepływającego przez krąg śruby pędnika azymutalnego
$S_{Fi}^{(1)}$	Funkcja widmowa sił pierwszego rzędu i -tej składowej
$S_{Fi}^{(2)}$	Funkcja widmowa sił drugiego rzędu i -tej składowej
S_δ	Składowa normalna reakcji hydrodynamicznej na pędniku zależna od kąta wychylenia pędnika
S_ζ	Funkcja gęstości widmowej falowania
t	Czas
t	Współczynnik ssania
T_δ	Napór na pędniku azymutalnym zależny od kąta wychylenia pędnika
U	Moduł prędkości wypadkowej
$u(z)$	Profil prędkości w tunelu aerodynamicznym
u, v, w	Składowe prędkości G w układzie inercyjnym
u_*	Lepkościowy komponent prędkości wiatru
u_i	Przemieszczenie liniowe i kątowe na kierunkach $i = 1 \dots 6$
u_P, v_P	Składowe wektora prędkości dopływu do kręgu śrubowego
u_{dl}	Bezwymiarowa prędkość styczna

U_{ref}	Znormalizowana prędkość referencyjna
u_{ref}	Prędkość wiatru na wysokości referencyjnej
u_{zw}	Prędkość wiatru na wysokości z_w
v_m	Prędkość na kierunku y związana z owrzężem statku
V_{C0}	Składowa początkowa prędkości prądu
V_{ci}, V_{si}	Amplitudy prędkości prądu dla i -tego komponentu wynikające z rozwinięcia w szereg Fouriera
v_{dl}	Bezwymiarowa prędkość normalna
V_{wr}	Prędkość względna wiatru
w_T	Współczynnik strumienia nadążającego dla statku manewrującego
w_{TP}	Współczynnik strumienia nadążającego dla statku płynącego torem prostoliniowym
x_G^e, y_G^e, z_G^e	Współrzędne punktu G w układzie inercyjnym
X_a	Reakcje sił aerodynamicznych od wiatru na kierunek x
$X_F(t)$	Sygnał osiowej siły na kadłubie, zarejestrowany na dynametrze dziobowym
X_H	Reakcje sił hydrodynamicznych na kadłubie na kierunek x
X_I	Siła bezwładności płynu na kierunek x
X_T	Reakcje sił hydrodynamicznych od pędnika na kierunek x
x_T	Wzdłużna współrzędna położenia osi pędnika azymutalnego
X_w	Reakcje sił środowiskowych od falowania wiatrowego na kierunek x
X_{env}	Siły reakcji środowiskowych na kierunek x
X_{hyd}	Siły hydrodynamiczne na kadłubie i pędniku na kierunek x
$Y_{Fi}^{(1)}$	Liniowa funkcja przenoszenia sił pierwszego rzędu i -tej składowej
$Y_{Fi}^{(2)}$	Kwadratowa funkcja przenoszenia sił drugiego rzędu i -tej składowej
Y_a	Reakcje sił aerodynamicznych od wiatru na kierunek y
$Y_A(t)$	Sygnał normalnej siły na kadłubie, zarejestrowany na dynametrze rufowym

$Y_F(t)$	Sygnał normalnej siły na kadłubie, zarejestrowany na dynamometrze dziobowym
Y_H	Reakcje sił hydrodynamicznych na kadłubie na kierunek y
Y_I	Siła bezwładności płynu na kierunek y
Y_T	Reakcje sił hydrodynamicznych od pędnika na kierunek y
y_T	Poprzeczna współrzędna położenia osi pędnika azymutalnego
Y_w	Reakcje sił środowiskowych od falowania wiatrowego na kierunek y
Y_{env}	Siły reakcji środowiskowych na kierunek y
Y_{hyd}	Siły hydrodynamiczne na kadłubie i pędniku na kierunek y
z_0	Dynamiczna chropowatość powierzchni oceanu
z_w	Wysokość identyfikacji prędkości wiatru
z_w	Wysokość wektora prędkości wiatru
z_{ref}	Wysokość referencyjna dla prędkości wiatru

Dodatek A

Schemat Metody Symulacji Manewrowych

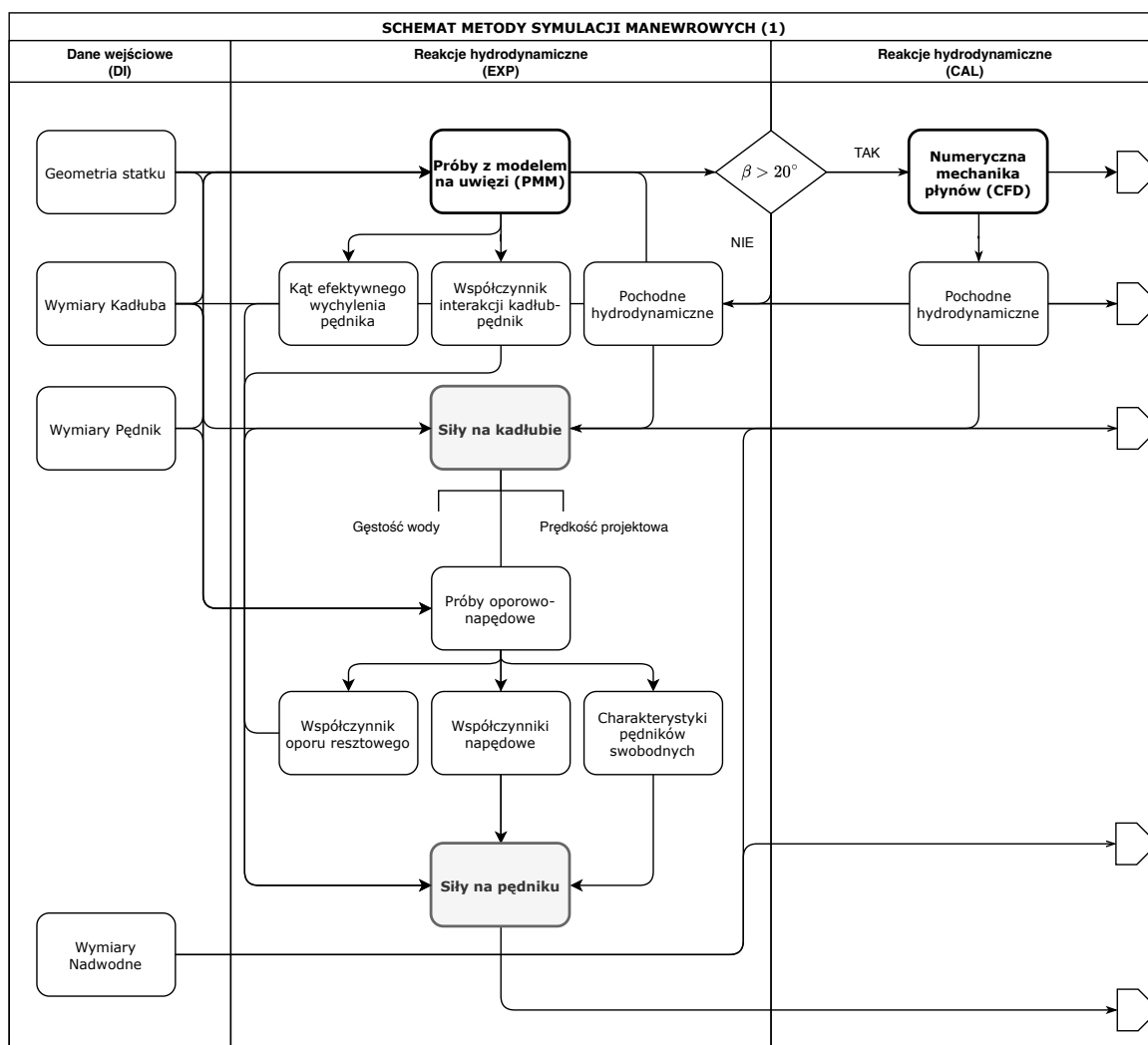
W celu przygotowania kompletu danych do przeprowadzenia symulacji manewrowych należy posłużyć się schematem przedstawionym na Rysunku A.1, którego kontynuację pokazuje schemat na Rysunku A.2. Schemat ten nawiązuje do ogólnego schematu metody symulacji przedstawionego w Rozdziale 1.2 na Rysunku 1.2.

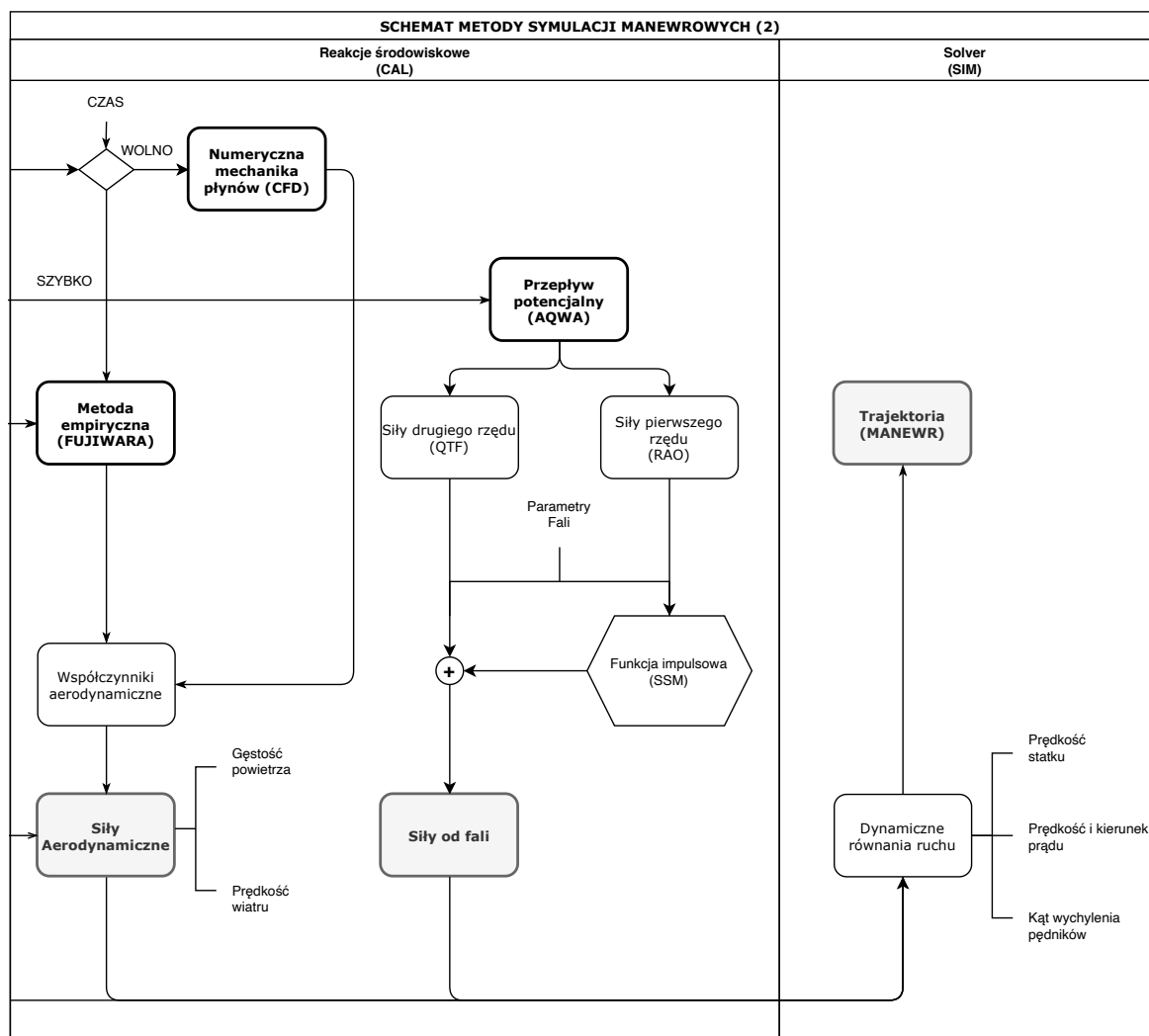
Poszczególne elementy schematu podzielono na części eksperymentalne i obliczeniowe. W celu identyfikacji współczynników hydrodynamicznych na kadłubie i pędnikach, należy przeprowadzić próby z modelem na uwięzi. W tym celu należy przygotować zakres prędkości kątowych r i kątów dryfu β , oraz zakres kątów wychylenia steru δ w przedziale ograniczonym możliwościami aparatury pomiarowej stosowanej w CTO-OHO. Proces przygotowania prób na oscylatorze płaskim nie różni się zbytnio od standardowego procesu dla modelu napędzanego klasycznym układem śruba-ster, stąd należy posłużyć się najnowszą wersją procedury wewnętrznej CTO-OHO przygotowania i przeprowadzenia prób na oscylatorze ruchu płaskiego.

W przypadku konieczności wykonania dodatkowych obliczeń CFD należy przygotować zapis kształtu kadłuba w formacie *IGES* oraz zakres danych kinematycznych w postaci prędkości obrotowych r do maksymalnej wartości, gdzie nie występuje wir wewnątrz okręgu stanowiącego trajektorię symulacji obliczeniowych. Kąty dryfu β w obliczeniach CFD nie powinny przekraczać 90° . Obliczenia przeprowadzić według procedury wewnętrznej CTO-OHO opisującej obliczenia z siatkami typu *ang. overlapping mesh* i odpowiednio dobranym modelem turbulencji. Zaleca się wykorzystanie modelu turbulencji $k - \epsilon$.

Obliczenia CFD do wyznaczenia reakcji aerodynamicznych należy przeprowadzić przy zastosowaniu modelu turbulencji *realizable* $k - \epsilon$ w zakresie kątów $0^\circ \div 360^\circ$, na modelu 3D nadwodnej części kadłuba, przygotowanym w formacie *IGES*. Szczegółową metodę obliczeń obciążeń od wiatru opisuje szczegółowo procedura wewnętrzna CTO-OHO. W przypadku identyfikacji obciążeń aerodynamicznych metodą empiryczną, należy przygotować parametry geometryczne według procedury opisanej w Załączniku B. Obliczenia empiryczne wykonuje się w oprogramowaniu wdrożonym w CTO-OHO, a wyniki są implementowane w symulatorze w postaci plików w formacie *pickle*.

Obliczenia reakcji od falowania morskiego należy przeprowadzić przy zastosowaniu metody wska-





Rysunek A.2: Schemat przygotowania danych do symulacji manewrowych, cz.2

Dodatek B

Metoda Regresyjna Obliczania Współczynników Aerodynamicznych

Metoda regresyjna zaproponowana do oceny obciążeń wywołanych wiatrem została oryginalnie opracowana przez Fujiwarę [38], a następnie udoskonalona przez Ueno [68]. Poniższy algorytm przedstawia metodę Ueno, a oprogramowanie obliczające współczynniki aerodynamiczne jest elementem wdrożenia w *CTO-OHO*.

Współczynniki aerodynamiczne obliczane są zgodnie z formułą (B.1):

$$\begin{aligned}C_X &= A_1 + A_2 + A_3 \\C_Y &= B_1 + B_2 \\C_N &= C_Y \cdot L_N \\C_K &= C_Y \cdot L_K\end{aligned}\tag{B.1}$$

gdzie poszczególne parametry dla współczynnika C_X dane są zależnościami:

$$\begin{aligned}A_1 &= C_{LF} \cos \psi_a \\A_2 &= C_{XLI}(\sin \psi_a - 1/2 \sin \psi_a \cos^2 \psi_a) \sin \psi_a \cos \psi_a \\A_3 &= C_{ALF} \sin \psi_a \cos^3 \psi_a\end{aligned}\tag{B.2}$$

parametry dla współczynnika C_Y dane są zależnościami:

$$\begin{aligned}B_1 &= C_{CF} \sin^2 \psi_a \\B_2 &= C_{YLI}(\cos \psi_a + 1/2 \sin^2 \psi_a \cos \psi_a) \sin \psi_a \cos \psi_a\end{aligned}\tag{B.3}$$

a parametry dla współczynników C_K i C_N :

$$L_N = 0.927 \cdot C_{LA} - 0.149(\psi_a - \pi/2)$$

$$L_K = \begin{cases} 0.5 & \text{dla } H_{CL} > 0.097 \\ 0.0737 \cdot H_{CL}^{-0.821} & \text{dla } H_{CL} \leq 0.097 \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

Parametr C_{LF} wyznacza się poprzez liniową interpolację dla kątów $0 \leq \psi_a \leq \pi$, gdzie wartości skrajne parametru obliczane są na podstawie formuły:

$$C_{LF} = \begin{cases} -0.922 + 0.507 \cdot A_{LB} + 1.162 \cdot C_{LA} & \text{dla } \psi_a = 0 \\ 0.0180 - 5.091 \cdot A_{BL} + 10.367 \cdot H_{CL} - 3.011 \cdot A_{OL} - 0.341 \cdot A_{FB} & \text{dla } \psi_a = \pi \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

Parametr C_{XLI} opisuje formuła:

$$C_{XLI} = \begin{cases} 0.458 + 3.245 \cdot A_{LH} - 2.313 \cdot A_{BH} & \text{dla } \psi_a \leq \pi/2 \\ -1.901 + 12.727 \cdot A_{LH} + 24.407 \cdot A_{FA} - 40.310 \cdot A_{BL} - 5.481 \cdot A_{BH} & \text{dla } \psi_a > \pi/2 \end{cases} \quad (\text{B.6})$$

Parametr C_{ALF} oblicza się ze wzoru:

$$C_{ALF} = \begin{cases} -0.585 - 0.906 \cdot A_{OAL} + 3.239 \cdot A_{BL} & \text{dla } \psi_a \leq \pi/2 \\ -0.314 - 1.117 \cdot A_{OAL} & \text{dla } \psi_a > \pi/2 \end{cases} \quad (\text{B.7})$$

Parametr C_{CF} podaje formuła:

$$C_{CF} = 0.404 + 0.368 \cdot A_{BH} + 0.902 \cdot H_{BL} \quad (\text{B.8})$$

a parametr C_{YLI} oblicza się z formuły:

$$C_{YL} = \pi \cdot A_L + C_{YM} \quad (\text{B.9})$$

gdzie C_{YM} definiuje się jako:

$$C_{YM} = \begin{cases} 0.116 + 0.345 \cdot A_{FB} & \text{dla } \psi_a \leq \pi/2 \\ 0.446 + 2.192 \cdot A_{OL} & \text{dla } \psi_a > \pi/2 \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Parametry geometryczne wykorzystane w powyższym algorytmie zdefiniowane są następująco:

$$\begin{aligned}
 C_{LA} &= \frac{C}{L_{OA}} \\
 A_{BH} &= \frac{A_F}{B \cdot H_{BR}} \\
 A_{FA} &= \frac{A_F}{A_L} \\
 A_{LB} &= \frac{A_L}{L_{OA} \cdot B} \\
 A_L &= \frac{A_L}{L_{OA}^2} \\
 A_{LH} &= \frac{A_L}{L_{OA} \cdot H_{BR}} \\
 A_{OL} &= \frac{A_{OD}}{L_{OA}^2} \\
 A_{OAL} &= \frac{A_{OD}}{A_L} \\
 A_{FB} &= \frac{A_F}{B^2} \\
 A_{BL} &= \frac{B}{L_{OA}} \\
 C_{LA} &= \frac{C}{L_{OA}} \\
 H_{BL} &= \frac{H_{BR}}{L_{OA}}
 \end{aligned} \tag{B.11}$$

gdzie:

A_F - pole powierzchni poprzecznej części nawodnej

A_L - pole powierzchni wzdłużnej części nawodnej

A_{OD} - pole powierzchni wzdłużnej części nad wolną burtą (nadbudówki i ładunek)

B - szerokość części nadwodnej

C - współrzędna wzdłużna środka pola A_L

H_{BR} - wysokość części nawodnej

H_C - pionowa współrzędna środka pola A_L

L_{OA} - długość całkowita części nadwodnej

Dodatek C

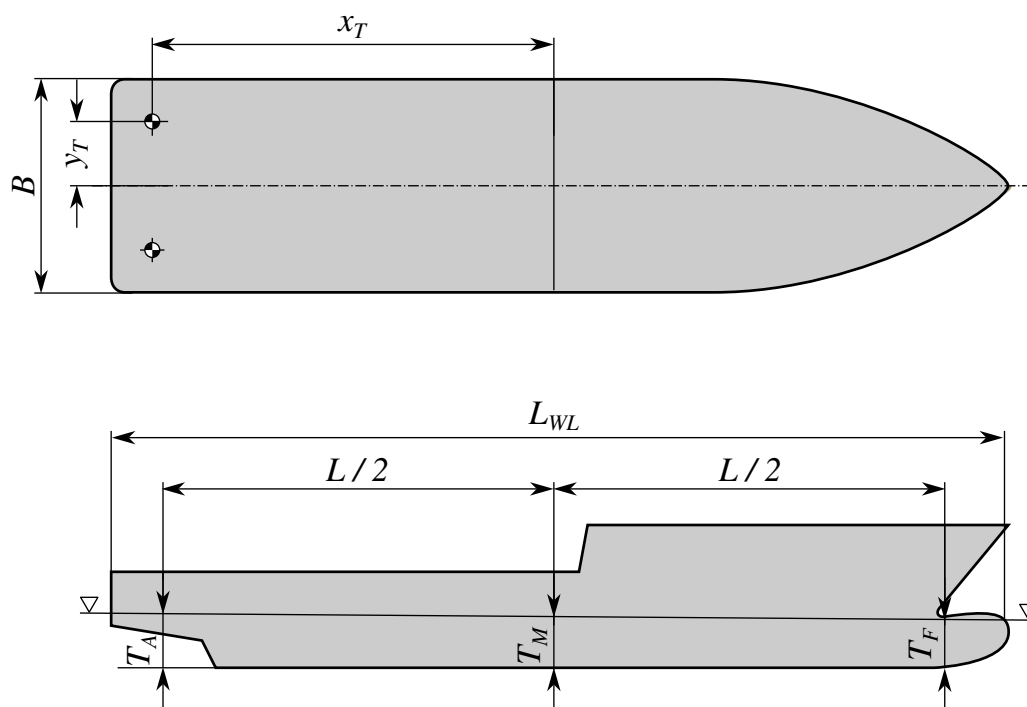
Parametry modeli fizycznych użytych w eksperymentach

Tabela C.1: Tablica danych modelu kadłuba M1046

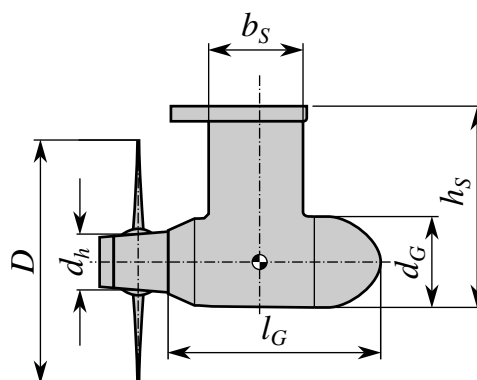
	Symbol	Jednostka	Wartość
Długość między pionami	L	m	3.553
Długość wodnicy pływania	L_{WL}	m	3.926
Szerokość na wodnicy	B	m	0.770
Zanurzenie na dziobie	T_F	m	0.186
Zanurzenie na rufie	T_A	m	0.248
Zanurzenie średnie	T_M	m	0.217
Dane hydrostatyczne			
Objętość części podwodnej	∇	m ³	0.462
Pole powierzchni zwilżonej	S	m ²	3.709
Wzdłużne położenie środka ciężkości	x_G	m	-0.085
Wysokość metacentryczna	$\overline{GM}$	m	0.058
Pionowa współrzędna metacentrum	$\overline{KM}$	m	0.365
Dane bezwładnościowe			
Moment bezwładności wzgl. osi x	I_{44}	kgm ²	10.9
Moment bezwładności wzgl. osi z	I_{66}	kgm ²	689.4
Masy towarzyszące			
	a_{11}	kg	15.3
	a_{22}	kg	437.3
	a_{66}	kgm ²	256.6

Tabela C.2: Tablica danych modeli śrub CP638/CP637

	Symbol	Jednostka	Wartość
Średnica śruby	D	m	0.127
Skok na promieniu $0.7R$	$P_{0.7}$	m	0.140
Współczynniki skok na promieniu $0.7R$	$P_{0.7}/D$		1.100
Współczynnik powierzchni rozwiniętej	A_E/A_0		0.635
Współczynnik piasty	d_h/D		0.318
Ilość skrzydeł	z		4
Kierunek obrotów			lewy(CP637) prawy(CP638)
Wymiary charakterystyczne pędnika H39/H40 (Rysunek C.1b)			
Wysokość wspornika	h_S	m	0.106
Szerokość wspornika	b_S	m	0.050
Długość gondoli	l_G	m	0.113
Średnica gondoli	d_G	m	0.048
Współrzędna osi pionowej pędnika na kadłubie			
Wzdłużna	x_T	m	-1.588
Poprzeczna	y_T	m	0.193



(a) Model kadłuba



(b) Model pędnika

Rysunek C.1: Szkic z wymiarami charakterystycznymi

Bibliography

- ¹B. C. Tustin, “The use of impulse sampling in the design of control systems”, *Journal of the Institution of Electrical Engineers* **94**, 170–173 (1947).
- ²H. Maruo, “The excess resistance of a ship in rough seas”, *International Shipbuilding Progress* **4** (1957).
- ³J. W. Miles, “On the generation of surface waves by shear flows”, *Journal of Fluid Mechanics* **3**, 185–204 (1957).
- ⁴H. Maruo, “Wave resistance of a ship in regular head seas”, *Bulletin of Faculty of Engineering* **9**, 73–91 (1960).
- ⁵W. E. Cummins, *The impulse response function and ship motions*, tech. rep. (David Taylor Model Basin. Hydromechanics Laboratory, Washington D.C., USA, 1962).
- ⁶M. A. Abkowitz, *Lectures on ship hydrodynamics - steering and manoeuvrability*, tech. rep. (Hydro- and Aerodynamics Laboratory, Lyngby, Copenhagen, Denmark, May 1964).
- ⁷T. Ogilvie, “Recent progress towards the understanding and prediction of ship motions”, in *5th symposium on naval hydrodynamics* (Sept. 1964), pp. 3–79.
- ⁸J. Newman, “The drift force and moment on ships in waves”, *Journal of Ship Research* **11**, 51–60 (1967).
- ⁹A. E. Hoerl and R. W. Kennard, “Ridge regression: biased estimation for nonorthogonal problems”, *Technometrics* **12**, 55–67 (1970).
- ¹⁰B. Bowden, N. Davison, and N. P. L. S. Division, *Resistance increments due to hull roughness associated with form factor extrapolation methods*, NPL/Ship/TM-380 (NPL, 1974).
- ¹¹Y. Ikeda, K. Komatsu, Y. Himeno, and N. Tanaka, “On roll damping force of ship : effects of hull surface pressure created by bilge keels”, *Journal of the Kansai Society of Naval Architects, Japan* **165**, 31–40 (1977).
- ¹²O. Phillips, *The dynamics of the upper ocean*, Cambridge Monographs on Mechanics (Cambridge University Press, 1977).
- ¹³Y. Ikeda, Y. Himeno, and N. Tanaka, “Components of roll damping of ship at forward speed”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan* **1978**, 113–125 (1978).

- ¹⁴K. Kijima, A. Ogawa, and T. Koyama, “On the mathematical model of manoeuvring motion of ships”, *International Shipbuilding Progress* **25**, 306–319 (1978).
- ¹⁵S. Y. Kung, “A new identification and model reduction algorithm via singular value decomposition”, in *Proc. 12th asilomar conf. on circuits, systems and computer* (1978), pp. 705–714.
- ¹⁶A. Ogawa and H. Kasai, “On the mathematical model of manoeuvring motion of ships”, *International Shipbuilding Progress* **25**, 292, 306–319 (1978).
- ¹⁷K. Kose and T. Saeki, “On a new mathematical model of manoeuvring motions of a ship”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan* **1979**, 229–236 (1979).
- ¹⁸J. Newman, “The theory of ship motions”, *Advances in Applied Mechanics* **18**, 221–283 (1979).
- ¹⁹J. Dudziak, *Okręt na fali*, Biblioteka Okrętownictwa 49 (Wydawnictwo Morskie Gdańsk 1980, 1980).
- ²⁰J. A. Pinkster, “Low frequency second order wave exciting forces on floating structures”, PhD thesis (TU Delft, 1980).
- ²¹Y. Himeno, *Prediction of ship roll damping - a state of the art*, tech. rep. (University of Michigan, Michigan, USA, 1981).
- ²²S. Inoue, M. Hirano, K. Kijima, and J. Takashina, “A practical calculation method of ship maneuvering motion”, *International Shipbuilding Progress* **28**, 325, 207–222 (1981).
- ²³K. Son and K. Nomoto, “On the coupled motion of steering and rolling of a high speed container ship”, *Journal of the Society of Naval Architects of Japan* **1981**, 232–244 (1981).
- ²⁴B. Clayton and R. Bishop, *Mechanics of marine vehicles* (Gulf Publishing Company, 1982).
- ²⁵S. Y. Kung, K. S. Arun, and D. V. B. Rao, “State-space and singular-value decomposition-based approximation methods for the harmonic retrieval problem”, *J. Opt. Soc. Am.* **73**, 1799–1811 (1983).
- ²⁶N. Matsumoto and K. Suemitsu, “Interference effects between the hull, propeller and rudder of a hydrodynamic mathematical model in maneuvering motion”, *Journal of the Kansai Society of Naval Architects, Japan* **190**, 45–61 (1983).
- ²⁷K. Minsaas, O. Faltinsen, and B. Persson, “On the importance of added resistance, propeller immersion and propeller ventilation for large ships in a seaway”, in *Proceedings of 2nd international symposium on practical design of ships and other floating structures* (Oct. 1983).
- ²⁸H. Panofsky, J. Dutton, and J. Dutton, *Atmospheric turbulence: models and methods for engineering applications*, A Wiley-interscience publication (Wiley, 1984).
- ²⁹J.-N. Juang and R. S. Pappa, “An eigensystem realization algorithm for modal parameter identification and model reduction”, *Journal of Guidance, Control, and Dynamics* **8**, 620–627 (1985).
- ³⁰A. Weiser and S. E. Zarantonello, “A note on piecewise linear and multilinear table interpolation in many dimensions”, *Mathematics of Computation* **50**, 189–196 (1988).

- ³¹W. Wełnicki, *Mechanika ruchu okrętu*, edited by Z. Puchaczewski, Skrypt Politechniki Gdańskiej (Wydawnictwo Politechniki Gdańskiej, 1989).
- ³²O. Faltinsen, *Sea loads on ships and offshore structures*, Cambridge Ocean Technology Series (Cambridge University Press, 1993).
- ³³T. I. Fossen, *Guidance and control of ocean vehicles*, English (John Wiley & Sons, 1994), p. 494.
- ³⁴S. A. Hsu, E. A. Meindl, and D. B. Gilhousen, “Determining the power-law wind-profile exponent under near-neutral stability conditions at sea”, *Journal of Applied Meteorology and Climatology* **33**, 757–765 (1994).
- ³⁵W. Blendermann, “Estimation of wind loads on ships in wind with a strong gradient”, in *Proceedings of omae*, Vol. 1-A (1995), pp. 271–277.
- ³⁶M. Kashiwagi, “Prediction of surge and its effect on added resistance by means of the enhanced unified theory”, *TRANSACTIONS OF THE WEST-JAPAN SOCIETY OF NAVAL ARCHITECTS* **89**, 77–89 (1995).
- ³⁷K. NAKATAKE, A. YOSHITAKE, Y. SHIMOMICHI, and T. YAMAMOTO, “Measurement of wake distributions behind ships with yaw angle”, *TRANSACTIONS OF THE WEST-JAPAN SOCIETY OF NAVAL ARCHITECTS* **90**, 11–20 (1995).
- ³⁸T. Fujiwara, M. Ueno, and T. Nimura, “Estimation of wind forces and moments acting on ships”, *Journal of Society of Naval Architects of Japan* **183**, 77–90 (1998).
- ³⁹M. A. Branch, T. F. Coleman, and Y. Li, “A subspace, interior, and conjugate gradient method for large-scale bound-constrained minimization problems”, *SIAM J. Sci. Comput.* **21**, 1–23 (1999).
- ⁴⁰I. Young, *Wind generated ocean waves*, ISSN (Elsevier Science, 1999).
- ⁴¹J. Journee and W. Massie, *Offshore hydromechanics*, Vol. first edition (Delft University of Technology, Faculteit Civiele Techniek en Geowetenschappen, 2000).
- ⁴²I. M. Organization, *Standards for ship manoeuvrability*. Resolution MSC.13776, London, UK, 2002.
- ⁴³J. Matusiak, “Momentum equation applied to the problem of a propeller in oblique flow”, *Ship Technology Research, Schiffstechnik* **50**, 103–105 (2003).
- ⁴⁴M. Ueno, “Experimental study on manoeuvring motion of a ship in waves”, in (2003).
- ⁴⁵G. Wieczorkowska, P. Kochański, and M. Eljaszuk, *Statystyka : wprowadzenie do analizy danych sondażowych i eksperymentalnych*, Polski, Statystyka – podręczniki akademickie 1 (Wydawnictwo Naukowe Scholar, Warszawa, Polska, 2003).
- ⁴⁶K. Kaasen and K. Mo, “Efficient Time-Domain Model for Frequency-Dependent Added Mass and Damping”, in *23rd international conference on offshore mechanics and arctic engineering*, Vol. 1.A and B, International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (June 2004), pp. 885–891.

- ⁴⁷T. I. Fossen, “A nonlinear unified state-space model for ship maneuvering and control in a seaway”, *International Journal of Bifurcation and Chaos* **15**, 2717–2746 (2005).
- ⁴⁸S. Sutulo and C. Guedes Soares, “An implementation of the method of auxiliary state variables for solving seakeeping problems”, *International Shipbuilding Progress* **52**, 357–384 (2005).
- ⁴⁹M. Brorsen, *Slowly-varying 2. order wave forces on large structures*, English, DCE Lecture notes 1 (Department of Civil Engineering, Aalborg University, Denmark, 2006).
- ⁵⁰D. Wilcox, *Turbulence modeling for cfd*, Turbulence Modeling for CFD v. 1 (DCW Industries, 2006).
- ⁵¹H. Yasukawa, “Simulations of ship maneuvering in waves”, *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* **4**, 127–136 (2006).
- ⁵²M. Reichel, “Manoeuvring forces on azimuthing podded propulsor model”, *Polish Maritime Research* **14**, 3–8 (2007).
- ⁵³25th International Towing Tank Conference, *Procedure for free running model tests*, Zürich, Switzerland, 2008.
- ⁵⁴M. Kuroda, M. Tsujimoto, T. Fujiwara, S. Ohmatsu, and K. Takagi, “Investigation on components of added resistance in short waves”, *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* **8**, 171–176 (2008).
- ⁵⁵T. Perez and T. I. Fossen, “Joint identification of infinite-frequency added mass and fluid-memory models of marine structures”, *Modeling, Identification and Control* **29**, 93–102 (2008).
- ⁵⁶T. Pérez and T. I. Fossen, “Time- vs. frequency-domain identification of parametric radiation force models for marine structures at zero speed”, *Modeling Identification and Control* **29**, 1–19 (2008).
- ⁵⁷R. Taghipour, T. Perez, and T. Moan, “Hybrid frequency–time domain models for dynamic response analysis of marine structures”, *Ocean Engineering* **35**, 685–705 (2008).
- ⁵⁸H. Yasukawa, N. Hirata, S. Tanaka, and K. Kose, “Maneuvering force characteristics of a ship with azimuth thrusters”, *Conference Proceedings The Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* **6**, 283–286 (2008).
- ⁵⁹Y. Kawahara, K. Maekawa, and Y. Ikeda, “A simple prediction formula of roll damping of conventional cargo ships on the basis of ikeda’s method and its limitation”, in *Proceedings of the 10th international conference on stability of ships and ocean vehicles* (2009).
- ⁶⁰A. M. Kozłowska, S. Steen, and K. Koushan, “Classification of different type of propeller ventilation and ventilation inception mechanism”, in *First international symposium on marine propulsors* (2009), pp. 22–24.
- ⁶¹H. Yasukawa, S. Tanaka, and N. Harata, “Improving course stability of a ship with azimuthing propellers”, *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* **10**, 123–133 (2009).

- ⁶²H. Yasukawa, N. Hirata, S. Tanaka, and K. Kose, “Study on maneuverability of a ship with azimuthing propellers”, *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* **9**, 155–165 (2009).
- ⁶³D. Halliday, R. Resnick, and J. Walker, *Fundamentals of physics* (John Wiley & Sons, 2010).
- ⁶⁴J. Kerwin, J. Hadler, and J. Paulling, *Propulsion*, The principles of naval architecture series (Society of Naval Architects and Marine Engineers, 2010).
- ⁶⁵S. Liu, A. Papanikolaou, and G. Zaraphonitis, “Prediction of added resistance of ships in waves”, *Ocean Engineering* **38**, 641–650 (2011).
- ⁶⁶A. Molland, S. Turnock, and D. Hudson, *Ship resistance and propulsion: practical estimation of propulsive power*, Ship Resistance and Propulsion: Practical Estimation of Ship Propulsive Power (Cambridge University Press, 2011).
- ⁶⁷I. Currie, *Fundamental mechanics of fluids, fourth edition*, Civil and mechanical engineering (Taylor & Francis, 2012).
- ⁶⁸M. Ueno, F. Kitamura, N. Sogihara, and T. Fujiwara, “A simple method to estimate wind loads on ships *”, in (2012).
- ⁶⁹J. Matusiak, *Dynamics of a rigid ship, Learning material* (Aalto University, Science + Technology Series, Helsinki, Finland, 2013).
- ⁷⁰J. A. Armesto, R. Guanche, F. del Jesus, A. Iturrioz, and I. J. Losada, “Comparative analysis of the methods to compute the radiation term in Cummins’ equation”, *Journal of Ocean Engineering and Marine Energy* **1**, 377–393 (2015).
- ⁷¹H. Yasukawa and Y. Yoshimura, “Introduction of mmg standard method for ship maneuvering predictions”, *Journal of Marine Science and Technology* **20**, 37–52 (2015).
- ⁷²Y. Fukui, H. Yokota, H. Yano, M. Kondo, T. Nakano, and Y. Yoshimura, “4-dof mathematical model for manoeuvring simulation including roll motion”, *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* **24**, 167–179 (2016).
- ⁷³S. Liu and A. Papanikolaou, “Fast approach to the estimation of the added resistance of ships in head waves”, *Ocean Engineering* **112**, 211–225 (2016).
- ⁷⁴N. Toki, “New procedure for the analysis of speed trial results, with special attention to the correction of tidal current effect”, *Journal of Marine Science and Technology* **21**, 1–22 (2016).
- ⁷⁵2. th International Towing Tank Conference, *Procedure for captive model tests*, Zürich, Switzerland, 2017.
- ⁷⁶F. Kitamura, M. Ueno, T. Fujiwara, and N. Sogihara, “Estimation of above water structural parameters and wind loads on ships”, *Ships and Offshore Structures* **12**, 1100–1108 (2017).
- ⁷⁷M. Reichel, “Prediction of manoeuvring abilities of 10000 dwt pod-driven coastal tanker”, *Ocean Engineering* **136**, 201–208 (2017).

- ⁷⁸N. Sakamoto and H. Kamiirisa, “Propeller Cavitation Noise Radiated from Single and Twin-Screw Cargo Liners: CFD Prediction and Full Scale Validation”, in Proceedings of the 10th International Symposium on Cavitation (CAV2018) (Dec. 2018).
- ⁷⁹V. Shigunov, O. el Moctar, A. Papanikolaou, R. Potthoff, and S. Liu, “International benchmark study on numerical simulation methods for prediction of manoeuvrability of ships in waves”, *Ocean Engineering* **165**, 365–385 (2018).
- ⁸⁰S. Thabet and T. H. Thabit, “CFD Simulation of the Air Flow around a Car Model (Ahmed Body)”, *International Journal of Scientific and Research Publications (IJSRP)* (2018).
- ⁸¹A. Wicaksono and M. Kashiwagi, “Wave-induced steady forces and yaw moment of a ship advancing in oblique waves”, *Journal of Marine Science and Technology* **23**, 767–781 (2018).
- ⁸²M. Hasnan, H. Yasukawa, N. Hirata, D. Terada, and A. Matsuda, “Study of ship turning in irregular waves”, *Journal of Marine Science and Technology* **25**, 1024–1043 (2019).
- ⁸³M. Reichel, “Equivalent standard manoeuvres for pod-driven ships”, *Ocean Engineering* **187**, 106165 (2019).
- ⁸⁴H. Yasukawa, R. Sakuno, and Y. Yoshimura, “Practical maneuvering simulation method of ships considering the roll-coupling effect”, *Journal of Marine Science and Technology* **24**, 1280–1296 (2019).
- ⁸⁵A. M. Kozłowska, Ø. Ø. Dalheim, L. Savio, and S. Steen, “Time domain modeling of propeller forces due to ventilation in static and dynamic conditions”, *Journal of Marine Science and Engineering* **8**, 10.3390/jmse8010031 (2020).
- ⁸⁶K. Kume, S. Bielicki, H. Kobayashi, and H. Ohba, “Validation of dimensionless method using height average wind velocity for wind forces”, *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* **31**, 39–46 (2020).
- ⁸⁷29th International Towing Tank Conference, *1978 ittc performance prediction method*, Zürich, Switzerland, 2021.
- ⁸⁸S. Bielicki, “Prediction of ship motions in irregular waves based on response amplitude operators evaluated experimentally in noise waves”, *Polish Maritime Research* **28**, 16–27 (2021).
- ⁸⁹M. Kalbarczyk and S. Bielicki, “Review of selected methods for prediction of added resistance in following waves”, in *HYDRONAV symposium proceedings* (May 2021).
- ⁹⁰I.-T. Kim, C. Kim, S.-H. Kim, D. Ko, S.-H. Moon, H. Park, J. Kwon, and B. Jin, “Estimation of the manoeuvrability of the *KVLCC2* in calm water using free running simulation based on *CFD*”, *International Journal of Naval Architecture and Ocean Engineering* **13**, 466–477 (2021).
- ⁹¹J. Wang, S. Bielicki, F. Kluwe, H. Orihara, G. Xin, K. Kume, S. Oh, S. Liu, and P. Feng, “Validation study on a new semi-empirical method for the prediction of added resistance in waves of arbitrary heading in analyzing ship speed trial results”, *Ocean Engineering* **240**, 109959 (2021).

- ⁹²S. Bielicki, “Modified mmg mathematical model for manoeuvring simulations of ships driven by azimuth thrusters”, in Proceedings of 15th international symposium on practical design of ships and other floating structures (Oct. 2022).
- ⁹³S. Bielicki, “Eigensystem realization algorithm (era) in simulation of dynamic response of marine autonomous surface ships (mass)”, in Advanced, contemporary control, edited by M. Pawelczyk, D. Bismor, S. Ogonowski, and J. Kacprzyk (2023), pp. 338–349.
- ⁹⁴ANSYS Inc., *AQWA Theory Manual*, https://ansyshelp.ansys.com/public/Views/Secured/corp/v242/en/aqwa_thy/aqwa_thy.html, [Online; accessed 18-May-2025], 2024.
- ⁹⁵ITTC, *Maritime Advanced Research Centre — Wind tunnel No. 2*, https://ittc.info/media/8715/cto_sa-ship_hydromechanics_division-wind_tunnel.pdf, [Online; accessed 11-May-2024], 2024.
- ⁹⁶Wikipedia, *Douglas sea scale — Wikipedia, the free encyclopedia*, <http://en.wikipedia.org/w/index.php?title=Douglas%20sea%20scale&oldid=1172242813>, [Online; accessed 05-May-2024], 2024.
- ⁹⁷P. Cuff, *Ele 201: information signals - course notes*, https://www.princeton.edu/~cuff/ele201/kulkarni_text/frequency.pdf (visited on 03/26/2024).
- ⁹⁸L. Ni, *Mathweb.ucsd.edu*, <https://mathweb.ucsd.edu/~lni/math20e/l6.pdf> (visited on 03/23/2024).