ANDRE DE FARIAS GALLINA

**Aplicação de CFD para obtenção de derivadas hidrodinâmicas de
embarcações em condição de manobra**

São Paulo

2015

ANDRE DE FARIAS GALLINA

Aplicação de CFD para obtenção de derivadas hidrodinâmicas de embarcações em condição de manobra

**Dissertação apresentada à Escola
Politécnica da Universidade de São
Paulo para obtenção do título de
Mestre em Engenharia**

**Área de Concentração:
Engenharia Naval e Oceânica**

**Orientador:
Prof. Dr. Kazuo Nishimoto**

**São Paulo
2015**

Este exemplar foi revisado e corrigido em relação à versão original, sob responsabilidade única do autor e com a anuência de seu orientador.

São Paulo, 2 de Fevereiro de 2015.

Assinatura do autor _____

Assinatura do orientador _____

FICHA CATALOGRÁFICA

Gallina, Andre de Farias

Aplicação de CFD para obtenção de derivadas hidrodinâmicas em condição de manobra / A.F. Gallina. -- versão corr. -- São Paulo, 2015.

152 p.

Dissertação (Mestrado) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica.

1.Embarcações 2.Manobrabilidade 3.Dinâmica dos fluídos computacionais 4.Derivadas hidrodinâmicas I.Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval e Oceânica II.t.

DEDICATÓRIA

Aos meus filhos Pedro e Davi e a minha esposa Karina que são os alicerces da minha vida.

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Kazuo Nishimoto por todos esses anos de apoio ao meu desenvolvimento profissional e especialmente no decorrer desta dissertação.

Ao Professor Eduardo Tanurri que forneceu o acesso aos resultados dos ensaios utilizados na construção dessa dissertação.

Ao Professor Claudio Muller pela ajuda e conselhos na elaboração do trabalho e a viabilização do uso do código STARCCM+.

Aos amigos do TPN – Tanque de Provas Numérico, Guilherme Feitosa Rosetti e Rodolfo Trentin Gonçalves que ajudaram de forma direta no desenvolvimento deste trabalho. Aos engenheiros amigos do TPN Rafael Watai, Felipe Ruggeri, Rodrigo Lavieri, Fabiano Rampazzo e ao cumpadre Edgard Malta.

A POLI Rugby pelas alegrias de ser capitão e técnico, pelas vitórias dentro e fora de campo, pelas derrotas que moldam o caráter, amizades e companherismo que apenas os praticantes desse esporte podem sentir.

Aos meus colegas de TPN e a todos que colaboraram com esse trabalho, mas que não foram citados nominalmente nesta dissertação.

Particular agradecimento a CAPES - Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, por me prover auxílio financeiro na forma de uma bolsa estudos.

E em especial a minha companheira e esposa Karina por ter me apoiado de forma que a concretização desse trabalho só foi possível por conta do incentivo por ela fornecido.

RESUMO

O aumento do uso de códigos numéricos baseados em dinâmica de fluidos computacional (CFD) atrelado a problemas de engenharia naval e a necessidade de se estabelecer a proximidade dos resultados obtidos nas simulações com os experimentos físicos serviu de motivação para execução deste trabalho. O tema do presente trabalho é pertinente uma vez que o número de trabalhos publicados que simulam com precisão ensaios de embarcações em condição de manobra e obtêm as derivadas hidrodinâmicas que caracterizam o movimento é muito pequeno, atendendo assim a uma demanda existente por novas confrontações numérico/experimentais. Com isso, um conjunto de ensaios de PMM (*Planar Motion Mechanism*), mais especificamente os ensaios de *sway* e *yaw* puros e *yaw* com *drift*, e arrasto oblíquo foram executados na embarcação KVLCC2, nas condições de manobra, similares aos ensaios realizados pelo laboratório italiano ISEAN que tinha por objetivo fornecer uma base de comparação para trabalhos em CFD. Os resultados das forças e momentos das simulações foram comparados com os obtidos nos ensaios, bem como as derivadas hidrodinâmicas que caracterizam a embarcação estudada. De maneira geral, os resultados obtidos nas simulações mostraram-se muito próximos aos obtidos a partir do ensaio, fornecendo assim um bom resultado nas derivadas hidrodinâmica, principalmente com relação às derivadas em função das velocidades de translação e rotação. Na expectativa de ampliar a aplicação do método de solução proposto, um novo conjunto de simulações foi realizado na escala real da embarcação. As dificuldades encontradas devido às incompatibilidades nos números de Reynolds mostraram-se presentes, de maneira similar às encontradas nos ensaios físicos evidenciando inclusive que o fator de forma está diretamente atrelado ao número de Reynolds, contrariando a hipótese clássica e alinhando-se com trabalhos mais recentes publicados sobre o tema. Os resultados encontrados a partir da aplicação da metodologia mostram coerência em relação às respostas encontradas nos ensaios, fornecendo uma alternativa ao método clássico de obtenção das características hidrodinâmicas de uma embarcação de superfície em condição de manobra. Ainda fornece uma opção de cálculos, que ainda necessita de melhorias e validação mais elaborada, nas condições da escala real, fato impossível sem o uso de simulações.

Palavras Chave: CFD, derivadas hidrodinâmicas, manobra, PMM, KVLCC2, STARCCM+.

ABSTRACT

The growing use of numerical codes based on computational fluid dynamics (CFD) in problems related with marine engineering and the need to establish the reliability of the results from the simulations with those derived from physical tests served as the motivation for performing the work. The subject of this work is relevant since the number of published works that accurately simulate and test the conditions of vessels in maneuvering and obtains the hydrodynamic derivatives that characterize the movement is very small, thus meeting an existing demand for the new numeric confrontations / experimental. Therefore, a set of PMM tests (Planar Motion Mechanism), more specifically: pure sway, pure yaw and yaw with drift, and static drift, were performed on the vessel KVLCC2 under conditions of maneuver, similar to tests conducted by the Italian laboratory ISEAN which was intended to provide a basis of comparison for work with CFD. The results of the forces and moments of simulations were compared with those from the tests, as well as the hydrodynamic derivatives which characterize the vessel studied. In general, the results from simulations were very close to those from the experiment, thus providing a good result in hydrodynamic, derived primarily related to derivatives, depending on the speed of translation and rotation. Expecting to expand the application of the proposed method, a new solution set of simulations was carried out in a full-scale vessel. The difficulties encountered due to incompatibilities in the Reynolds numbers were similarly found in the physical testing. This included demonstrating the form factor directly linked to the Reynolds number, contrary to the classical hypothesis and aligning with the latest publications on the subject. The results from the application of the methodology show consistency with the solutions found in the tests, providing an alternative to the classical method of obtaining the hydrodynamic characteristics of a surface vessel in a condition of maneuver. We also provide an option of calculations, which still needs improvement and a more elaborate validation under full-scale conditions, which would be impossible without the use of simulations.

Keywords: CFD, PMM, KVLCC2, STARCCM+, hydrodynamic derivatives, maneuvering.

LISTA DE FIGURAS

FIGURA 1 ESQUEMA DE ENSAIO CATIVO EM TANQUE DE ARRASTO	2
FIGURA 2 CARRO DE PMM DO <i>FLANDERS HYDRAULICS RESEARCH</i>	2
FIGURA 3 ENSAIO DE ARRASTO OBLÍQUO	3
FIGURA 4 ENSAIOS DE <i>SWAY</i> PURO	3
FIGURA 5 ENSAIOS DE <i>YAW</i> PURO	4
FIGURA 6 ENSAIOS DE <i>YAW</i> COM <i>DRIFT</i>	4
FIGURA 7 EXEMPLO DE UM DISPOSITIVO DE PMM. FONTE: [ITTC (2011)].	8
FIGURA 8 RESOLUÇÃO DA VELOCIDADE DO FLUXO EM TORNO DE UM CILINDRO COM $Re=40$. FONTE: [KODAMA, Y. (1985)].....	10
FIGURA 9 BLOCOS DE REFINO UTILIZADOS NAS GERAÇÕES DAS DIVERSAS MALHAS. FONTE: [SIMONSEN, C. D. E STERN, F.(2003)]. .	12
FIGURA 10 EXEMPLO DO CAMPO DE VELOCIDADE EM TORNO DO LEME. FONTE: [CURA HOCHBAUM (2006)].	13
FIGURA 11 INCERTEZAS DAS VELOCIDADES AXIAIS LEVANDO-SE EM CONTA OS DIFERENTES MODELOS DE TURBULÊNCIA. FONTE: [EÇA, L ET AL (2005)].	13
FIGURA 12 ELEVAÇÃO DE ONDA NUM ARRASTO OBLÍQUO COM ÂNGULO DE 10° . FONTE: [SAKAMOTO, N. ET AL (2012)].	17
FIGURA 13 ELEVAÇÃO DE ONDA NUM ARRASTO OBLÍQUO COM ÂNGULO DE 20° . FONTE: [SAKAMOTO, N. ET AL (2012)].	17
FIGURA 14 SISTEMAS DE COORDENADAS	20
FIGURA 15 OBTENÇÃO DAS DERIVADAS EM FUNÇÃO DA VELOCIDADE v	28
FIGURA 16 DIFERENÇA ENTRE OS DOMÍNIOS CONTÍNUO E DISCRETO.	33
FIGURA 17 MALHA ORTOGONAL. FONTE: [FERZIGER, J. H.; PERIC, M (2002)].	34
FIGURA 18 MALHA NÃO ORTOGONAL. FONTE: [FERZIGER, J. H.; PERIC, M (2002)]......	35
FIGURA 19 MALHA ESTRUTURADA POR BLOCOS. FONTE: [FERZIGER, J. H.; PERIC, M (2002)].....	36
FIGURA 20 MALHA NÃO ESTRUTURADA.	37
FIGURA 21 PLANO DE LINHAS DO CASO BASE.	38
FIGURA 22 MODELO EM 3D DA GEOMETRIA DO CASO BASE.....	40
FIGURA 23 TANQUE Nº 2 INSEAN.	41
FIGURA 24 DOMÍNIO COMPUTACIONAL.	42
FIGURA 25 POSIÇÃO DA SUPERFÍCIE EM RELAÇÃO AO DOMÍNIO COMPUTACIONAL.	42
FIGURA 26 MODELOS UTILIZADOS NA CONFIGURAÇÃO DAS MALHAS.....	43
FIGURA 27 SUBCAMADA LAMINAR. FONTE: [SHAMES IH. (1973)].....	45
FIGURA 28 GRÁFICO DO PERFIL DE VELOCIDADE. FONTE: [ANSYS, INC (2009)].	47
FIGURA 29 ELEMENTO DA CONFIGURAÇÃO DA CAMADA PRISMÁTICA.	48
FIGURA 30 EXEMPLO DE CAMADA PRISMÁTICA. FONTE: [STARCCM+ USER'S MANUAL]	49
FIGURA 31 BLOCO DE REFINO UTILIZADO NA SUPERFÍCIE LIVRE.	50
FIGURA 32 BLOCOS DE REFINO UTILIZADO NO ENTORNO DO CASCO.	51
FIGURA 33 CORTE TRANSVERSAL DOS BLOCOS DE REFINO.	51
FIGURA 34 POSIÇÃO DOS BLOCOS DE REFINO NO PLANO $z=0$	52
FIGURA 35 MODELOS FÍSICOS UTILIZADOS NAS SIMULAÇÕES.....	53
FIGURA 36 CONDIÇÕES DE CONTORNO DO DOMÍNIO COMPUTACIONAL	54
FIGURA 37 EXEMPLO DE RESÍDUO DA SOLUÇÃO.	56
FIGURA 38 ARRASTO OBLÍQUO COM 6° EM RELAÇÃO AO DESLOCAMENTO.	58
FIGURA 39 TEMPO DESPENDIDO NA GERAÇÃO DAS MALHAS E NA SIMULAÇÃO.	63
FIGURA 40 NÚMERO DE ELEMENTO DAS MALHAS ANALISADAS.	64
FIGURA 41 TAMANHO OCUPADO PELOS ARQUIVOS DAS MALHAS SEM RESULTADO DE SIMULAÇÕES E COM OS RESULTADOS.	64
FIGURA 42 COMPARAÇÃO DOS TEMPOS ADIMENSIONALIZADOS PELOS TEMPOS OBTIDOS NA MALHA 1.	65
FIGURA 43 COMPARAÇÃO DO COEFICIENTE DE FORÇA FRICCIONAL OBTIDO NAS SIMULAÇÕES COM O ENCONTRADO PELA FORMULAÇÃO PROPOSTA PELA ITTC DE 1957.	66
FIGURA 44 COMPARAÇÃO DA FORÇA DE RESISTÊNCIA NA DIREÇÃO DO EIXO X OBTIDA NOS ENSAIOS COM AS FORÇAS OBTIDAS NAS SIMULAÇÕES EM CFD.	67
FIGURA 45 COMPARAÇÃO DA FORÇA DE RESISTÊNCIA NA DIREÇÃO DO EIXO Y OBTIDA NOS ENSAIOS COM AS FORÇAS OBTIDAS NAS SIMULAÇÕES EM CFD.	67
FIGURA 46 COMPARAÇÃO DO MOMENTO EM RELAÇÃO AO EIXO Z OBTIDO NOS ENSAIOS COM AS FORÇAS OBTIDAS NAS SIMULAÇÕES EM CFD.....	68
FIGURA 47 COMPARAÇÃO DO RESÍDUO DA TURBULÊNCIA.	69
FIGURA 48 COMPARAÇÃO DO RESÍDUO DE F_x	69

FIGURA 49 COMPARAÇÃO DO RESÍDUO DE F_y	70
FIGURA 50 COMPARAÇÃO DO RESÍDUO DE N	70
FIGURA 51 DEFINIÇÃO DO ÂNGULO DE <i>DRIFT</i>	71
FIGURA 52 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS HIDRODINÂMICAS OBTIDAS VIA CFD E ENSAIOS.	72
FIGURA 53 COMPARAÇÃO DO MOMENTO EM RELAÇÃO AO EIXO z OBTIDO VIA CFD E ENSAIO.	73
FIGURA 54 RESÍDUO ENCONTRADO NA SIMULAÇÃO DE ARRASTO COM ÂNGULO DE <i>DRIFT</i> 2º.....	73
FIGURA 55 POSIÇÃO DA EMBARCAÇÃO AO LONGO DO TEMPO PARA CONDIÇÕES DE PMM SWAY PURO.	74
FIGURA 56 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS F_x E F_y OBTIDAS NA SIMULAÇÃO E NOS ENSAIOS.	75
FIGURA 57 COMPARAÇÃO ENTRE O MOMENTO N (EIXO z) OBTIDO NA SIMULAÇÃO E NOS ENSAIOS.	76
FIGURA 58 RESÍDUOS OBTIDOS NA SIMULAÇÃO SWAY PURO.	76
FIGURA 59 POSIÇÃO DA EMBARCAÇÃO AO LONGO DO TEMPO PARA CONDIÇÃO DE PMM YAW PURO.	77
FIGURA 60 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS F_x E F_y OBTIDAS NA SIMULAÇÃO YAW PURO E NOS ENSAIO.....	77
FIGURA 61 DIFERENÇAS NA FORÇA F_y NA SIMULAÇÃO DE YAW PURO. FONTE: [MILLER, R. W (2008)].....	78
FIGURA 62 COMPARAÇÃO ENTRE O MOMENTO N OBTIDAS NA SIMULAÇÃO YAW PURO E NO ENSAIO.	78
FIGURA 63 RESÍDUOS OBTIDOS NA SIMULAÇÃO DE YAW PURO.....	79
FIGURA 64 POSIÇÃO DA EMBARCAÇÃO AO LONGO DO TEMPO PARA CONDIÇÃO DE PMM YAW COM <i>DRIFT</i>	79
FIGURA 65 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS F_x E F_y OBTIDAS NA SIMULAÇÃO YAW COM <i>DRIFT</i> E NOS ENSAIO.	80
FIGURA 66 DIFERENÇAS NA FORÇA F_y NA SIMULAÇÃO DE YAW COM <i>DRIFT</i> . FONTE: [MILLER, R. W (2008)].....	80
FIGURA 67 COMPARAÇÃO DO MOMENTO N OBTIDO NA SIMULAÇÃO YAW COM <i>DRIFT</i> E NOS ENSAIO.	81
FIGURA 68 RESÍDUOS OBTIDOS NA SIMULAÇÃO DE YAW COM <i>DRIFT</i>	82
FIGURA 69 FORÇAS NA FORMA ADIMENSIONAL E POLINÔMIOS DE AJUSTE DE CURVAS PARA OBTENÇÃO DAS DERIVADAS HIDRODINÂMICAS.....	83
FIGURA 70 MOMENTO NA FORMA ADIMENSIONAL E POLINÔMIOS DE AJUSTE DE CURVAS PARA OBTENÇÃO DAS DERIVADAS HIDRODINÂMICA.	84
FIGURA 71 RECONSTRUÇÃO DA FORÇA Y NA FORMA ADIMENSIONAL NO CASO DE SWAY PURO.....	87
FIGURA 72 RECONSTRUÇÃO DO MOMENTO N NA FORMA ADIMENSIONAL NO CASO DE SWAY PURO.....	87
FIGURA 73 RECONSTRUÇÃO DA FORÇA Y NA FORMA ADIMENSIONAL NO CASO DE YAW PURO.	88
FIGURA 74 RECONSTRUÇÃO DO MOMENTO N NA FORMA ADIMENSIONAL NO CASO DE YAW PURO.....	88
FIGURA 75 RECONSTRUÇÃO DA FORÇA Y NA FORMA ADIMENSIONAL NO CASO DE YAW COM <i>DRIFT</i>	89
FIGURA 76 RECONSTRUÇÃO DO MOMENTO N NA FORMA ADIMENSIONAL NO CASO DE YAW COM <i>DRIFT</i>	89
FIGURA 77 FORÇAS HIDRODINÂMICAS OBTIDAS NAS SIMULAÇÕES EM ESCALA REAL.....	91
FIGURA 78 MOMENTOS OBTIDOS NAS SIMULAÇÕES EM ESCALA REAL.	91
FIGURA 79 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS HIDRODINÂMICAS F_x NA FORMA ADIMENSIONAL OBTIDAS NA ESCALA DO ENSAIO E NA ESCALA REAL.....	92
FIGURA 80 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS HIDRODINÂMICAS F_y NA FORMA ADIMENSIONAL OBTIDAS NA ESCALA DO ENSAIO E NA ESCALA REAL.....	92
FIGURA 81 COMPARAÇÃO DOS MOMENTOS N NA FORMA ADIMENSIONAL OBTIDOS NA ESCALA DO ENSAIO E NA ESCALA REAL.	92
FIGURA 82 DIFERENÇA DAS ESTEIRAS FORMADAS NOS RESPECTIVOS Re NAS SIMULAÇÕES DE ARRASTO COM ÂNGULO DE <i>DRIFT</i> =6º.	94
FIGURA 83 CORTE TRANSVERSAL NAS ESTEIRAS FORMADAS NOS RESPECTIVOS Re NAS SIMULAÇÕES DE ARRASTO COM ÂNGULO DE <i>DRIFT</i> =6º.	94
FIGURA 84 DIFERENÇA DAS ESTEIRAS FORMADAS NOS RESPECTIVOS Re NAS SIMULAÇÕES DE ARRASTO COM ÂNGULO DE <i>DRIFT</i> =0º.	95
FIGURA 85 CORTE TRANSVERSAL NAS ESTEIRAS FORMADAS NOS RESPECTIVOS Re NAS SIMULAÇÕES DE ARRASTO COM ÂNGULO DE <i>DRIFT</i> =0º.	95
FIGURA 86 DIFERENÇAS NO PADRÃO DA ESTEIRA GERADA POR UM MODELO EM ESCALA COMPARADO COM A ESCALA REAL. FONTE: [RAVEN, H ET AL (2008)].	97
FIGURA 87 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS HIDRODINÂMICAS F_x NA FORMA ADIMENSIONAL OBTIDAS NA ESCALA DO ENSAIO E NA ESCALA REAL, NA SIMULAÇÃO DE SWAY PURO.	98
FIGURA 88 COMPARAÇÃO DAS FORÇAS HIDRODINÂMICAS F_y NA FORMA ADIMENSIONAL OBTIDAS NA ESCALA DO ENSAIO E NA ESCALA REAL, NA SIMULAÇÃO DE SWAY PURO.	98
FIGURA 89 COMPARAÇÃO DOS MOMENTOS N NA FORMA ADIMENSIONAL OBTIDOS NA ESCALA DO ENSAIO E NA ESCALA REAL, NA SIMULAÇÃO DE SWAY PURO.....	98
FIGURA 90 O EQUILÍBRIO ENTRE O CISALHAMENTO MOLECULAR E TURBULENTO. FONTE: [DAVIDSON (2011)].....	12
FIGURA 91 – ESQUEMA REPRESENTANDO OS ESTÁGIOS DA TRANSIÇÃO DA CAMADA LIMITE LAMINAR PARA TURBULENTO. FONTE: [SCHLICHTING AND GERSTEN (2000)].	15

LISTA DE TABELAS

TABELA 1 RESUMO DOS MOVIMENTOS DOS DIVERSOS ENSAIOS CATIVOS.....	24
TABELA 2 MOVIMENTOS DOS DIVERSOS ENSAIOS CATIVOS NO SISTEMA DE COORDENADAS MÓVEL.	25
TABELA 3 VARIÁVEIS NA FORMA ADIMENSIONAL.....	26
TABELA 4 TERMOS DAS EQUAÇÕES HARMÔNICAS.....	29
TABELA 5 DIMENSÕES PRINCIPAIS DO MODELO BASE. FONTE: [HTTP://WWW.SIMMAN2008.DK].....	39
TABELA 6 BLOCOS DE REFINOS UTILIZADOS NAS SIMULAÇÕES	52
TABELA 7 CONDIÇÃO DE CONTORNO E DOMÍNIO COMPUTACIONAL (POSIÇÃO EM RELAÇÃO AO EIXO DE COORDENADAS DO CASCO) ...	55
TABELA 8 MALHAS – SIMULAÇÕES NA ESCALA DO ENSAIO.....	57
TABELA 9 RESUMO DAS CONDIÇÕES SIMULADAS – ARRASTO.....	59
TABELA 10 RESUMO DAS CONDIÇÕES SIMULADAS – PMM.....	59
TABELA 11 RESULTADOS DA COMPARAÇÃO DE GERAÇÃO DAS MALHAS.....	62
TABELA 12 RESULTADO DE COMPARAÇÃO DAS SIMULAÇÕES.	63
TABELA 13 RESULTADOS DA GERAÇÃO DAS MALHAS NORMALIZADOS PELOS RESULTADOS DA MALHA 1.	65
TABELA 14 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES NORMALIZADAS PELOS RESULTADOS DA MALHA 1.	65
TABELA 15 RESULTADOS DAS SIMULAÇÕES NORMALIZADAS PELOS RESULTADOS DA MALHA 1.	68
TABELA 16 GERAÇÃO DAS MALHAS NA ESCALA REAL DO PROBLEMA.....	71
TABELA 17 DERIVADAS HIDRODINÂMICAS EM FUNÇÃO DA ACELERAÇÃO ν OBTIDAS NA ESCALA DO MODELO.	84
TABELA 18 DERIVADAS HIDRODINÂMICAS EM FUNÇÃO DA ACELERAÇÃO ν OBTIDAS NA ESCALA DO MODELO.	85
TABELA 19 DERIVADAS HIDRODINÂMICAS EM FUNÇÃO DA VELOCIDADE $\mathbf{r}$ E ACELERAÇÃO $\mathbf{r}$ OBTIDAS NA ESCALA DO MODELO.	85
TABELA 20 DERIVADAS HIDRODINÂMICAS EM FUNÇÃO DAS VELOCIDADES ν E $\mathbf{r}$ OBTIDAS NA ESCALA DO ENSAIO.	86
TABELA 21 COEFICIENTES DE FORÇA E MOMENTO OBTIDOS NOS TRÊS TIPOS DE SIMULAÇÃO.	93
TABELA 22 COEFICIENTES OBTIDOS NOS TRÊS TIPOS DE SIMULAÇÃO.....	99
TABELA 23 DERIVADAS HIDRODINÂMICAS EM FUNÇÃO DA ACELERAÇÃO ν OBTIDAS NA ESCALA DO MODELO.	99

LISTA DE SÍMBOLOS

Re	Numero de Reynolds.
Fn	Numero de Froude.
β	Ângulo de drift
x_T, y_T	Eixos do sistema de coordenadas fixo a Terra.
x, y	Eixos do sistema de coordenadas fixo a embarcação.
z	Eixo vertical em relação aos sistemas de coordenadas
U	velocidade de avanço da embarcação
$u_T, \dot{u}_T$	velocidade e aceleração na direção de x_T .
$v_T, \dot{v}_T$	velocidade e aceleração na direção de y_T .
$u, \dot{u}$	velocidade e aceleração na direção de x .
$v, \dot{v}$	velocidade e aceleração na direção de y .
ψ	Ângulo de yaw.
$r_T, r, \dot{\psi}$	Velocidade angular.
$\dot{r}_T, \dot{r}, \ddot{\psi}$	Aceleração angular
m	massa.
I_z	Momento de inércia
x_G, y_G	Centro de gravidade nos eixos x e y .
X, F_x	Forças externas na direção x .
Y, F_y	Forças externas na direção y .
N	Momento na direção z
δ	ângulo de deflexão do leme
U_C	Velocidade do carro de PMM
t	tempo.
ω	Frequência angular
y_{max}	Amplitude máxima do movimento lateral
ε	Tangente máxima da trajetória
ρ	densidade da agua
T	Calado da embarcação
L	comprimento da embarcação
L_{pp}	Comprimento entre perpendiculares
B	Boca da embarcação
S	Superfície molhada.

g	Aceleração da gravidade.
X_{Cn}, Y_{Cn}	Coeficientes da serie de cossenos de Fourier.
X_{Sn}, Y_{Sn}	Coeficientes da serie de senos de Fourier.
ν_t	Viscosidade turbulenta.
κ	Constante de von Karman
U_∞	Velocidade da corrente livre
δ	espessura da camada limite
τ_o	Tensão de cisalhamento
u_*	Velocidade de atrito na camada limite
y^+	Distancia normal a parede
C_f	Coeficiente de força friccional
C_T	Coeficiente de força total
C_W	Coeficiente de resistência devido a geração de onda
$(1 + k)$	Fator de forma
σ_{ij}	Tensor de cizalhamento
ν	Viscosidade cinemática,
p	Pressão
$\overline{u'_i u'_j}$	Tensão turbulenta

GLOSSÁRIO

PMM	<i>Planar Motion Mechanism</i>
CFD	<i>Computational fluid dynamics</i>
Ângulo de <i>drift</i>	Ângulo formado entre a proa da embarcação e a trajetória da mesma
KVLCC2	<i>Korean Very Large Crude Carrier</i> , modelo de embarcação utilizado como referência no estudo.
TPN	Tanque de Provas Numérico.
IMO	<i>International Maritime Organization</i>
INSEAN	<i>Istituto Nazionale per Studi ed Esperienze di Architettura Navale</i>
KRISO	<i>Korean Institute of Ships and Ocean Engineering</i>
ITTC	<i>International Towing Tank Conference</i>
RANS	<i>Reynolds-averaged Navier–Stokes</i>
SIMMAN	<i>Workshop on Verification and Validation of Ship Maneuvering Simulation Methods</i>
DNS	<i>Direct Numerical Simulation</i>
SNAME	<i>Society of Naval Architects and Marine Engineers</i>

SUMÁRIO

DEDICATÓRIA	IV
AGRADECIMENTOS	V
RESUMO	VI
ABSTRACT	VII
LISTA DE FIGURAS	VIII
LISTA DE TABELAS	X
LISTA DE SÍMBOLOS	XI
GLOSSÁRIO	XIII
1. INTRODUÇÃO	1
2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA	7
2.1. MÉTODOS DE ESTIMATIVA EMPÍRICOS	7
2.2. TRABALHOS BASEADOS EM ENSAIOS DE PMM	8
2.3. TRABALHOS BASEADOS EM CFD	10
3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS	19
3.1. MODELAGEM DOS MOVIMENTOS DA EMBARCAÇÃO E DERIVADAS HIDRODINÂMICAS	19
3.1.1. Sistema de coordenadas e movimentos	19
3.1.2. Cinemática da embarcação em movimentos forçados	23
3.1.3. Método de determinação das derivadas hidrodinâmicas	26
3.2. MÉTODO NUMÉRICO	30
3.2.1. Método RANS	30
3.2.2. Modelo de turbulência $k - \omega$ SST	31
3.2.3. Método dos volumes finitos	32
3.2.3.1. Malhas	33
4. METODOLOGIA DE SIMULAÇÃO	38
4.1. SIMULAÇÕES EM CFD	38
4.1.1. Importação da geometria	38
4.1.2. Determinação dos limites do domínio computacional	40
4.1.3. Configurações da malha	43
4.1.3.1. Criação dos blocos de refino nos locais de interesse	49
4.1.4. Definição da física das simulações	52
4.1.5. Definições das condições de simulação	55
4.2. REFINO DOS MODELOS	55
4.2.1. Discretização da malha	56
4.3. PROBLEMAS ESTUDADOS NO TRABALHO	58
4.3.1. Simulações de arrasto oblíquo	58
4.3.2. PMM sway e yaw	59
4.3.3. Arrasto e sway em escala real	59
5. RESULTADOS	61
5.1. DEFINIÇÃO DO GRAU DE REFINAMENTO DAS MALHAS	61
5.2. ARRASTO OBLÍQUO	71
5.3. PMM DE SWAY, YAW E YAW COM DRIFT	74
5.3.1. PMM sway puro	74
5.3.2. PMM yaw puro	77
5.3.3. PMM yaw com drift	79
5.4. OBTENÇÃO DAS DERIVADAS HIDRODINÂMICAS	82
5.4.1. Simulações na escala do ensaio	82
5.5. RECONSTRUÇÃO DAS FORÇAS E MOMENTOS	87
5.6. SIMULAÇÕES NA ESCALA REAL	90
5.6.1. Arrasto oblíquo	90

5.6.2. Simulação de sway puro	97
6. CONCLUSÃO	100
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	103
APÊNDICE A	1
1. RESUMO DE MECÂNICA DOS FLUIDOS PARA CFD.....	1
1.1. EQUAÇÕES DE GOVERNO	1
1.1.1. Conservação de massa	1
1.1.2. Fluxos turbulentos	4
1.1.2.1. Escalas de turbulência.....	5
1.1.2.2. Equações do fluxo turbulento	6
1.1.2.3. Tensor de Reynolds (Reynolds stress).....	7
1.1.2.4. Vorticidade e turbulência	8
1.1.2.5. Energia cinética turbulenta	9
1.1.2.6. Camadas limite turbulenta	11
1.1.2.7. Camada interna ou de Parede.	13
1.1.3. Equações RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)	16
ANEXO	19

1. INTRODUÇÃO

A necessidade de um transporte marítimo eficiente propicia o desenvolvimento de embarcações muito específicas para a utilização requisitada, fomentando uma infinidade de tipos, tamanhos e soluções. Assim os critérios impostos pelos armadores visam, de maneira geral, obter uma embarcação que seja o mais eficiente possível dentro da aplicação da mesma. Isso geralmente implica em uma grande variação das dimensões principais da embarcação (comprimento, boca e calado) e aumento da velocidade operacional.

Conhecer o comportamento das diversas embarcações nas condições de operação torna-se fundamental com a crescente busca do aumento da segurança atrelada à operação (IMO MSC137(76) (1993)), segurança ambiental, eficiência da manobra e atendimento aos critérios propostos pelo projeto.

A estabilidade direcional e as características de controle são geralmente entendidas, resolvendo as equações de movimento de manobra (item 3.1). As equações expressam forças externas que atuam sobre a embarcação em função das velocidades e acelerações. Os termos relacionados com as forças de reação hidrodinâmicas (Abkowitz (1964)) são geralmente denominados como derivadas hidrodinâmicas. Estas derivadas dependem das características do movimento das embarcações e forma dos cascos. A forma e apresentação das derivadas são determinadas pelo tipo de modelo matemático empregado na análise da manobra do navio. As derivadas hidrodinâmicas são procedentes da medida das forças ao longo do tempo de ensaios do protótipo da embarcação em escala reduzida ou estimadas utilizando métodos teóricos e/ou numéricos. A previsão de forma precisa das derivadas hidrodinâmicas é essencial para a correta determinação das características de manobra de uma embarcação.

Várias expressões e relações empíricas estão disponíveis na literatura (Smitt (1970), Inoue *et al.* (1981), Norrbin (1971), Clark *et al.* (1983)), na qual é possível estimar algumas das derivadas hidrodinâmicas. Essas relações foram elaboradas principalmente a partir de técnicas analíticas e/ou numéricas de forma limitada quanto à qualidade dos resultados.

A complexidade do fluxo em torno de um navio em manobra torna qualquer tentativa de previsão analítica ou empírica exata ou com uma precisão suficiente para prever a trajetória de uma embarcação nessa condição, impraticável. Valores mais confiáveis dessas derivadas são obtidos experimentalmente.

Dentre os possíveis experimentos, os ensaios cativos são amplamente empregados na caracterização das respostas de manobra. Esse tipo de ensaio consiste basicamente em fixar a livre movimentação em certos graus de liberdade do modelo estudado enquanto este é forçado a mover-se. No caso dos ensaios cativos usados para determinar as derivadas hidrodinâmicas, o modelo é rebocado ao longo do tanque, a uma velocidade, frequência de oscilação e amplitude de movimento, predeterminadas. As forças hidrodinâmicas e momentos que atuam sobre o modelo são medidos, registrados e processados. Ensaios de modelo cativos são em grande parte realizados nos tanques de reboque para a determinação experimental das derivadas hidrodinâmicas.

Figura 1 Esquema de ensaio cativo em tanque de arrasto

Dentre os ensaios cativos, os ensaios de arrasto realizados em tanque de reboque são ensaios estáticos (os movimentos no plano horizontal é nulo) que fornecem as derivadas dependentes da velocidade, ao passo que ensaios dinâmicos, como PMM (*Planar Motion Mechanism*), fornecem derivadas em função das velocidades e acelerações. O ensaio de PMM consiste na utilização de um aparato (carro de PMM, Figura 2) que é arrastado pelo tanque enquanto o mesmo desenvolve movimentos harmônicos no plano, no caso, horizontal.

Figura 2 Carro de PMM do *Flanders Hydraulics Research*

Os ensaios de arrasto com ângulos constantes em relação ao deslocamento (ângulo de *drift*) são fundamentais na obtenção das derivadas. Neles, os valores das forças e momentos nos graus de liberdade de interesse são extraídos para cada ângulo de *drift* e fornecem as informações necessárias para a determinação das derivadas. A trajetória típica desse tipo de ensaio está apresentada na Figura 3.

Figura 3 Ensaio de arrasto oblíquo

Os ensaios típicos de PMM, utilizados na caracterização hidrodinâmica de embarcações, são compostos basicamente por três tipos, sendo eles os ensaios de *sway* puro, *yaw* puro e *yaw* com ângulo de *drift*.

A trajetória imposta ao modelo pelo ensaio de *sway* puro é caracterizada pelo deslocamento do modelo ao longo do tanque enquanto é imposto um movimento transversal a esse deslocamento, de maneira que o modelo permaneça sempre paralelo ao deslocamento, como na Figura 4.

Figura 4 ensaios de sway puro

O ensaio de *yaw* puro tem por característica um movimento onde o modelo está sempre tangente à trajetória executada pelo modelo, como apresentado na Figura 5.

Figura 5 ensaios de yaw puro

A diferença encontrada entre os ensaios de *yaw* puro e *yaw* com ângulo de *drift* está na presença de um ângulo constante adicionado ao movimento, conhecido como ângulo de *drift*, que é o ângulo formado entre a orientação do modelo e o deslocamento ao longo do tanque. A Figura 6 apresenta a trajetória típica desse tipo de ensaio bem como o ângulo de *drift* em questão.

Figura 6 ensaios de yaw com drift

Como será apresentado oportunamente, na busca de caracterizar uma embarcação de maneira correta, faz-se necessário a realização de todos os três ensaios.

Com o aumento do poder computacional e em resposta aos métodos clássicos de obtenção das derivadas hidrodinâmicas, foi introduzida na indústria naval, após o uso com sucesso na indústria aérea, a utilização de métodos baseados em CFD (*Computational Fluid Dynamics*). Códigos em CFD utilizam método de volumes finitos para a integração das equações de transporte que regem o escoamento do fluido em todos os volumes de controle da discretização do domínio. Esta operação leva às equações integrais exatas para a conservação das grandezas físicas em cada volume.

O uso dos códigos em CFD pode então simular uma vasta gama de situações encontradas no mundo físico. Dentre as possibilidades de uso, as consideradas nesse trabalho são as simulações que replicam ensaios cativos na busca das derivadas hidrodinâmicas, como os ensaios de PMM. De forma análoga à encontrada nos ensaios, estas simulações impõem movimentos determinados a uma superfície que representa o modelo. Através da obtenção dos resultados das forças e momentos são obtidas as derivadas hidrodinâmicas.

Assim, esta dissertação de mestrado tem por objetivo sistematizar o uso de um código de CFD, que permita simular ensaios cativos de arrasto oblíquo e ensaios de PMM, com validação a partir de dados experimentais de *benchmark*.

O procedimento numérico consiste na simulação de um conjunto de ensaios cativos em escala reduzida em tanques de reboque que incluem o arrasto oblíquo e ensaios de PMM, obtendo as séries de forças e momentos nos diversos graus de liberdade. Através do posterior tratamento numérico dos resultados, objetiva-se obter os coeficientes hidrodinâmicos, mais conhecidos por derivadas hidrodinâmicas, que descrevem as equações de movimento da embarcação escolhida.

As condições de impostas nas simulações são as mesmas usadas na realização dos ensaios utilizados como benchmark. Os ensaios foram conduzidos pelo laboratório italiano INSEAN (*Istituto Nazionale per Studi ed Esperienze di Architettura Navale*).

O estudo de caso proposto nesta dissertação de mestrado utiliza o modelo do casco KVLCC2, concebida pelo Instituto KRISO (*Korean Institute of Ships and Ocean Engineering*) de maneira a fornecer dados para pesquisa da física do fluxo ao redor do casco e também a validação de códigos em CFD para um navio petroleiro moderno, com proa bulbosa. O modelo não possui nenhum apêndice (hélice, leme, etc.).

Executada a contextualização e definição do objetivo, o trabalho foi dividido em outros cinco capítulos.

O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica dedicada principalmente aos trabalhos que utilizam dinâmica de fluidos computadorizada para soluções de simulações de ensaios de modelos, mas ressaltando alguns trabalhos com abordagens empíricas quanto a obtenção das derivadas hidrodinâmicas.

Alguns fundamentos teóricos são apresentados no capítulo 3, dando enfoque aos modelos matemáticos utilizados na obtenção dos ensaios e consequente obtenção das

derivadas hidrodinâmicas, e também enfoque no método computacional da solução propriamente dito.

O capítulo 4 dedica-se a apresentar a metodologia de construção das simulações, mostrando as principais considerações tomadas no desenvolvimento das simulações que compõem o trabalho.

Então o capítulo 5 apresenta os resultados das forças e momentos obtidos nas simulações bem como as derivadas hidrodinâmicas.

E por fim o capítulo 6 traz as principais conclusões deste trabalho.

2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Nesse capítulo é apresentada uma breve revisão dos trabalhos relevantes a respeito da obtenção das características hidrodinâmicas de embarcações, para uso no estudo de manobra. Os trabalhos foram agrupados em assuntos correlatos de maneira a facilitar o encadeamento lógico.

2.1. MÉTODOS DE ESTIMATIVA EMPÍRICOS

Os métodos empíricos são fundamentados em fórmulas ou regressões oriundas de uma base de dados de testes de embarcações e resultados de ensaios de protótipos em escala reduzida nos quais são obtidos os coeficientes comumente chamados de derivadas hidrodinâmicas, ver Clark *et al.* (1983).

Os métodos empíricos são relativamente simples de serem aplicados e úteis, mas são limitados uma vez que a embarcação estudada deve ter as suas dimensões principais contidas no banco de dados do método utilizado. Outro fator negativo é a limitação da precisão das previsões que é limitada pela sensibilidade dos parâmetros utilizados nas regressões, ou seja, os métodos empíricos fornecem bons resultados só para o tipo específico de embarcação para o qual foi desenvolvido.

Dentre os vários trabalhos sobre o tema, vale destacar os trabalhos de Smitt (1970) e Norrbin (1971) que consistiam na obtenção de regressões matemáticas a partir de diversos resultados de ensaios de PMM, em protótipos distintos. O objetivo dos trabalhos resumia-se em obter regressões empíricas para os principais coeficientes das equações de movimento. Os autores apenas levaram em conta os movimentos no plano horizontal e os coeficientes lineares.

O trabalho apresentado por Inoue *et al.* (1981), diferentemente, apresentou também os coeficientes não lineares, além de analisar a influência das variações dos calados e da presença de *trim* nos coeficientes obtidos. O trabalho de Clarke *et al.* (1983) assim como o de Inoue *et al.* (1981), considerou a influência do *trim* e calado nos coeficientes obtendo além dos termos apresentados por Inoue *et al.* (1981), a formulação para o cálculo dos termos em função das acelerações.

2.2. TRABALHOS BASEADOS EM ENSAIOS DE PMM

Dentre os ensaios cativos, os que se destacam na obtenção de derivadas hidrodinâmicas são os ensaios que utilizam o aparato de PMM ou, também denominados, ensaios de PMM.

O aparato de PMM é um dispositivo instalado no carro dinamométrico dos tanques de reboque. Esse dispositivo é utilizado com o propósito de aplicação de movimentos nos graus de interesse nos ensaios, sendo que as direções de interesse, no caso de embarcações de superfície são: avanço na direção longitudinal do tanque, translação na direção transversal do tanque, e rotação na direção do eixo normal ao plano horizontal.

A Figura 7 apresenta uma representação esquemática de um dispositivo de PMM.

Figura 7 Exemplo de um dispositivo de PMM. Fonte: [ITTC (2011)].

Os primeiros trabalhos com PMM foram publicados no início da década de 1960, sendo que um dos primeiros acerca de embarcações de superfície foi apresentado por Strøm-Tejsen & Chislett (1966).

Dentre os inúmeros trabalhos com respeito à execução de ensaios de PMM que realizados desde então, o trabalho de Blok, J, *et al* (1998) a realização de um conjunto de ensaios de PMM, similares aos propostos nessa dissertação e em uma embarcação similar. Além disso, os autores destacaram que os ensaios foram realizados utilizando-se de um

controle computadorizado do aparato, o que fornece controles muito mais precisos em comparação aos carros utilizados até então, levantando a hipótese de que ensaios de PMM tradicionais contêm vários erros atrelados a um controle falho do aparato.

Com o crescimento do uso de CFD, a necessidade de melhor precisão nos resultados experimentais tornou-se necessário para a validação das investigações em CFD. Assim, Kume, K. *et al.* (2006) propôs uma série de ensaios para fim de validação de códigos de CFD.

2.3. TRABALHOS BASEADOS EM CFD

Dentre o grande número de publicações no assunto CFD, são destacadas aqui as que se mostraram relevantes à fundamentação da pesquisa nesta dissertação, principalmente os trabalhos que exploram a obtenção de informações das características de manobra de embarcações.

A utilização de códigos numéricos de CFD baseados nas equações de Navier - Stokes datam da década de 1980 (ver Kodama, Y. (1985)), mas restritos a problemas conceituais e a geometrias simples devido a grande limitação computacional enfrentada no início do desenvolvimento dessas ferramentas.

Figura 8 Resolução da velocidade do fluxo em torno de um cilindro com $Re=40$. Fonte: [Kodama, Y. (1985)].

A partir do aumento do poder computacional e a diminuição dos custos relacionados à aquisição de supercomputadores e *clusters*, o uso aplicado a problemas mais complexos (Stern, F *et al* (1988)) nas diversas áreas de engenharia aumentou gradativamente.

Nas últimas décadas esses métodos começaram a ser aplicados nos problemas atrelados à indústria naval nas mais diversas áreas fornecendo resultados promissores (Kawamura, T. *et al* (1997)).

Dentre as diversas aplicações, as simulações de ensaios navais ganharam destaque nos trabalhos publicados, muito pelo fato da abundância de resultados publicados e a possibilidade do confronto dos resultados numéricos com experimentais, e também pela possibilidade de, uma vez validado o procedimento numérico, a aplicação é quase que direta em projetos. As grandezas físicas obtidas das simulações dos ensaios, forças hidrodinâmicas atuantes nas embarcações, por exemplo, demonstraram resultados promissores (Ohmori, T (1998)).

O trabalho de Quadvlieg, F.H.H.A (2000) ressalta o desenvolvimento das ferramentas numéricas na área de hidrodinâmica. Os cálculos, utilizando equações RANS (Reynolds-averaged Navier–Stokes), demonstraram bons resultados e acreditava-se que num futuro próximo, os cálculos executados em CFD poderiam ser usados na obtenção de forças sobre um modelo de navio. Contudo os resultados encontrados pelos cálculos necessitariam de uma validação correta. O autor julgou que a única fonte confiável para a comparação eram informações oriundas de pesquisas com experimentos em manobra, mais especificamente ensaios de PMM executados em grandes instalações, de maneira que os coeficientes (derivadas) não lineares poderiam ser encontrados com uma precisão maior do que em tanques menores (problemas de reflexão, blocagem e outros inconvenientes encontrados nos experimentos com limitações nas dimensões dos tanques).

Em 2003, Simonsen, C. D. e Stern, F.(2003), propuseram um trabalho que abordou a verificação e validação de um código baseado em RANS, através de resultados experimentais, com o modelo de turbulência $k - \omega$ aplicado a um problema de manobra. O objetivo principal do trabalho era a aplicação da metodologia RANS juntamente com a técnica de malhas móveis para calcular as forças hidrodinâmicas atuantes sobre uma embarcação.

Os autores propuseram o desenvolvimento de um procedimento para a geração das malhas refinando-as sistematicamente, que pôde ser utilizado para a verificação e para fornecer informações sobre as tendências das forças e momentos.

Figura 9 Blocos de refino utilizados nas gerações das diversas malhas. Fonte: [Simonsen, C. D. e Stern, F.(2003)].

Uma hipótese importante considerada no trabalho citado foi que o efeito de superfície livre pôde ser negligenciado com a justificativa do baixo número de Froude, o que significaria que as ondas geradas têm pequena influência sobre as forças e momentos atuantes no modelo. Foram simuladas condições com e sem apêndices, os resultados obtidos foram satisfatórios em relação às simulações com casco nu, mas no caso com apêndices as respostas de forças e os momentos propiciaram desvios elevados entre os resultados obtidos comparados com os dos ensaios. As possíveis razões para as diferenças observadas podem estar relacionadas com as diferenças geométricas entre modelo numérico e real. Problemas com a geração de malhas muito detalhadas forçaram uma simplificação da mesma, omitindo-se assim a madre do leme no modelo numérico. Outro problema enfrentado pelos autores ligados à geração de malha foi a limitação do número de elementos imposta pela falta de capacidade de processamento. Outra possibilidade são algumas questões relacionadas com a turbulência. Uma delas é um possível problema de transição entre escoamento laminar e turbulento na camada limite do leme. O código de CFD assume fluxo turbulento totalmente ao longo do leme, mas a combinação de uma superfície lisa do leme e velocidades muito baixas na experiência podem ter tornado, mesmo que parcialmente, a camada limite sobre o leme laminar. O resultado disso é que o arrasto computacional é maior do que o experimentado.

Figura 10 Exemplo do campo de velocidade em torno do leme. Fonte: [Cura Hochbaum (2006)].

A segunda questão é a modelagem da turbulência que em grande parte determina o campo da esteira. Uma boa previsão da esteira é importante para fornecer a entrada correta do escoamento para o leme e hélice. Embora o modelo de $k - \omega$ seja um dos melhores modelos de turbulência, ainda possui limitações, o que significa que ele pode não ser capaz de captar o fluxo de campo corretamente.

Aplicando um procedimento de refino sistemático nas malhas e verificando a influência desse refinamento nos resultados numéricos, similar ao encontrado no trabalho proposto por Simonsen, C. D. e Stern, F.(2003), Eça, L *et al* (2005) conduz um estudo da interferência dos modelos de turbulência junto aos resultados de simulações que replicam ensaios de arrasto oblíquo. Dois modelos foram utilizados nas simulações, o modelo proposto por Menter (1994) e o modelo $k - \omega$. Os resultados mostram que apesar do modelo $k - \omega$ apresentar incertezas maiores em comparação à utilização do modelo proposto por Menter (Figura 11), o mesmo mostrou ser mais fiel na representação do campo de velocidades em comparação ao resultado experimental.

Figura 11 Incertezas das velocidades axiais levando-se em conta os diferentes modelos de turbulência. Fonte: [Eça, L *et al* (2005)].

Dando continuidade ao trabalho apresentado em 2003, os autores Simonsen, C. D. e Stern, F., em 2005 apresentaram um trabalho que tinha por objetivo aplicar um modelo simplificado potencial de hélice baseado na teoria de disco atuador, acoplado a um código baseado em RANS para criar um modelo que interativamente determinaria a integração do hélice, casco e leme sem exigir modelagem detalhada da geometria da hélice. Mais uma vez os resultados foram comparados com resultados experimentais a fim de validar os resultados numéricos e assim o método. As simulações mostraram a mesma tendência encontrada nos experimentos. Assim, os resultados indicaram que o modelo de hélice simplificado utilizado produz bons resultados se comparados com experimentos. Vale ressaltar que dentre os resultados alcançados, os com baixo número de Froude (menor resistência de onda) e com um malha mais refinada na região do hélice, apresentaram melhores resultados, demonstrando mais uma vez a importância da boa discretização da malha nos locais relevantes para a análise.

Em 2006, no trabalho apresentado Cura Hochbaum (2006) A., surgiu à tentativa de estabelecer um procedimento para a predição dos coeficientes de manobras nos moldes dos experimentos de determinação de forças e momentos em condição de manobra. Assim foi realizada uma série de simulações utilizando um código baseado nas equações RANS e um modelo de turbulência $k - \omega$. As simulações executadas foram as necessárias para a determinação das derivadas hidrodinâmicas, como simulações de PMM e de arrasto oblíquo. De forma similar à que ocorre nos ensaios com o modelo em escala reduzida, as séries temporais de forças e momentos foram utilizadas para obter as derivadas hidrodinâmicas nos diversos graus de liberdade. Os resultados das simulações mostraram-se bons, mas pela simplificação da não consideração da superfície livre a amplitude da força longitudinal foi subestimada.

O trabalho evidenciou a possibilidade de obtenção de todas as derivadas hidrodinâmicas usuais, em princípio, a partir de simulações de PMM. As simulações foram realizadas em malhas com baixo refino (densidade de elementos) devido à baixa capacidade computacional da época. No entanto, fica evidente, a necessidade de paralelização do código, aumentando de forma exponencial a resolução de problemas mais complexos. Isto é especialmente importante para conseguir forças e momentos mais precisos em malhas mais refinadas. Além disso, a superfície livre não pode ser desprezada para obtenção das derivadas de forma mais precisa.

No ano de 2008, foi realizado o encontro SIMMAN (*Workshop on Verification and Validation of Ship Maneuvering Simulation Methods*). O objetivo desse encontro de estabelecer a capacidade de previsão dos métodos em CFD de diferentes embarcações em condição de manobra, através de comparações quantitativas sistemáticas e validação em relação aos dados experimentais. Os cascos testes utilizados para comparações foram: petroleiro (KVLCC), o navio porta container (KCS), e embarcação de combate (5415). Uma característica importante na comparação dos resultados numéricos e experimentais foi fato que ela ocorreram às cegas, ou seja, os valores de referência (resultados experimentais), não foram fornecidos, apenas as características de cada experimento e as matrizes a serem simuladas. O encontro tinha também por premissa a padronização da forma de apresentação dos resultados, bem como a maneira de utilização dos fatores adimensionais, que são vastamente utilizados em teoria de manobra.

O foco dos trabalhos estava em replicar ensaios de arrasto oblíquo, bem como os ensaios de PMM do tipo de sway e yaw puro. Foram utilizados cerca de oito códigos de CFD diferentes, todos em RANS. Embora os códigos tivessem a capacidade de prever as elevações da superfície livre, estas foram largamente ignoradas devido aos baixos números de Froude envolvidos nas simulações e ao grande custo computacional na consideração das mesmas. Na modelagem da turbulência quase todos os códigos utilizaram modelos de duas equações $k - \epsilon$, $k - \omega$ ou o modelo $k - \epsilon/k - \omega$ SST, este último o mais utilizado. Os trabalhos utilizaram tanto a função de parede quanto o cálculo direto para resolver o escoamento próximo à parede. Isso levou às variações na resolução das malhas com variações nos tamanhos de 300 mil até 15 milhões de elementos, mostrando a necessidade de grandes computadores e processamento paralelo eficiente. Na grande maioria dos trabalhos apresentados existiu a adoção do método de estudos de malhas, buscando determinar sempre a influência nos resultados com relação ao grau de refino utilizado nas análises.

De maneira geral, os resultados globais das comparações sugeriram que malhas mais refinada e modelos de turbulência mais avançados são necessários para melhorias nas previsões em CFD para simulações dinâmicas de PMM e também estáticas como o arrasto oblíquo. As malhas mais refinadas são especialmente necessárias para as regiões dos apêndices e em regiões de grande vorticidade. Na comparação com os dados experimentais, as simulações em CFD mostram-se promissoras como substitutas aos ensaios cativos na previsão das características de manobra.

Com o uso cada vez mais comum do CFD em análises de manobra, a ITTC (*International Towing Tank Conference*) em 2011 estabeleceu um guia para a aplicação de ferramentas numéricas baseadas em RANS para escoamentos viscosos aplicados na predição do comportamento de manobra de um navio. O objetivo da publicação era apresentar técnicas do ponto de vista prático levando-se em consideração a técnica correta, aplicadas em grandes embarcações de superfície em condição de águas irrestritas, casos estes em que é usual considerar no máximo quatro graus de liberdade (*surge*, *sway*, *yaw* e em alguns casos *roll*).

Levando em conta os avanços obtidos no SIMMAN 2008, Sakamoto, N. *et al* (2012) apresentou um trabalho onde foram realizadas simulações com o objetivo de obtenção dos coeficientes de força e momento e derivadas hidrodinâmicas. Os autores constataram que na grande maioria dos trabalhos publicados, as derivadas hidrodinâmicas não foram computadas a partir dos resultantes das simulações, mesmo com publicações mostrando que os métodos baseados em RANS poderiam prever com precisão forças e momentos que são a base para a obtenção dessas derivadas. No caso em que as derivadas foram obtidas a partir de simulações, os trabalhos limitaram-se apenas às derivadas lineares, não estimando as derivadas não lineares e de termos cruzados.

O artigo apresentou ainda os resultados de verificação e validação das forças e momento hidrodinâmicos que resultam das simulações de arrasto oblíquo e simulações dinâmicas (PMM) de *sway* puro, *yaw* puro e *yaw* com ângulo de *drift*, em um modelo com casco nu (sem apêndices), bem como a obtenção das derivadas hidrodinâmicas que caracterizavam o modelo em análise.

Os resultados obtidos com arrasto oblíquo forneceram resultados satisfatórios até ângulos de *drift* de 12°. Quando o ângulo foi maior que esse valor, houve a necessidade de aumentar o refino na região onde ocorre a separação de fluxo, contudo as respostas obtidas apresentaram resultados piores do que os encontrados com ângulos de até 12°.

Figura 12 Elevação de onda num arrasto oblíquo com ângulo de 10°. Fonte: [Sakamoto, N. *et al* (2012)].

Figura 13 Elevação de onda num arrasto oblíquo com ângulo de 20°. Fonte: [Sakamoto, N. *et al* (2012)].

As respostas das forças e momento das simulações dinâmicas (PMM) de *sway* puro, *yaw* puro e *yaw* com ângulo de *drift*, aderiram bem com os dados experimentais. As derivadas hidrodinâmicas obtidas em função das velocidades, acelerações e as com termos cruzados foram então calculadas a partir dos resultados das forças e momentos das simulações. As

derivadas lineares tiveram um resultado muito satisfatório, enquanto as derivadas não lineares e as com termos cruzados apresentam valores próximos, mas não tão bons quanto as lineares. De maneira geral, o código apresentou a capacidade de simular os ensaios e as forças e momentos resultantes assim como as derivadas hidrodinâmicas mostraram-se próximas das obtidas experimentalmente.

3. FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo são apresentados os fundamentos teóricos relevantes que embasam a construção dessa dissertação de mestrado.

3.1. MODELAGEM DOS MOVIMENTOS DA EMBARCAÇÃO E DERIVADAS HIDRODINÂMICAS

Nesta seção está apresentado o equacionamento que exprimem os movimentos do corpo bem como a forma de obterem-se as derivadas hidrodinâmicas através das respostas das forças e momentos encontrados nos ensaios/simulações.

3.1.1. Sistema de coordenadas e movimentos

Nesta secção ficam estabelecidos os sistemas de coordenadas utilizados durante a modelagem matemática do problema, bem como a utilizada nas simulações e ensaios apresentados nessa dissertação.

Os sistemas de coordenadas são compostos por dois eixos distintos, sendo o primeiro o sistema inercial de coordenadas fixo na Terra e o segundo que se move junto à embarcação e encontra-se centrado na quilha à meia nau da mesma. O sistema fixo encontra-se alinhado longitudinalmente (Figura 14) ao tanque de reboque no caso dos ensaios cativos.

A Figura 14 apresenta os sistemas de coordenadas utilizados. O sistema fixo à Terra é representado por x_T e y_T , enquanto o fixo na embarcação é representado por x e y . A direção longitudinal ao tanque é representada por x_T , a direção transversal ao tanque de reboque é representada por y_T . No sistema de coordenadas móvel, x representa o eixo longitudinal da embarcação (quilha) e y o transversal.

Figura 14 sistemas de coordenadas

Os movimentos da embarcação são estabelecidos utilizando os dois sistemas de coordenadas. As velocidades e acelerações da embarcação em relação ao sistema de coordenadas inercial, nas direções x_T e y_T , são representadas por u_T , v_T , $\dot{u}_T$ e $\dot{v}_T$ respectivamente. As velocidades referentes ao sistema de coordenadas móvel e fixo na embarcação, nas direções x e y , podem ser representadas por u e v e as acelerações por $\dot{u}$ e $\dot{v}$. A velocidade de avanço da embarcação, representada por U , é sempre tangente à trajetória da embarcação e pode ser representada por:

$$U = \sqrt{u^2 + v^2} = \sqrt{u_T^2 + v_T^2} \quad (1)$$

O ângulo formado entre os sistemas de coordenadas fixo e móvel, descrito pelo eixo x (eixo longitudinal fixo ao modelo) e pelo eixo x_T , (direção longitudinal de reboque), é representado por ψ e representa o ângulo de *yaw*.

O ângulo formado entre a velocidade de avanço U e o eixo x , é conhecido por ângulo de *drift* e é representado por β . O ângulo de *drift* pode ser determinado pela relação:

$$\sin\beta = -U/v \quad (2)$$

A velocidade e a aceleração angular da embarcação em relação ao eixo vertical podem ser representadas por $\dot{\psi}$ e $\ddot{\psi}$ respectivamente. O eixo vertical de ambos os sistemas são paralelos e por isso tem mesma velocidade angular (*yaw rate*) e mesma aceleração angular, ou seja, $r_T = r = \dot{\psi}$ e $\dot{r}_T = r = \ddot{\psi}$.

Pode-se considerar a embarcação em questão como uma embarcação de superfície de grandes dimensões e utilizada em manobras em águas irrestritas, calmas e profundas. Isto faz com que o movimento da embarcação possa ser escrito como um corpo rígido, porém com somente 3 graus de liberdade significativos, já que os movimentos de *heave*, *roll* e de *pitch*, podem ser desprezadas pela simplificação. As equações dos graus de liberdades relevantes podem então serem representadas por:

$$m(\dot{u} - r\dot{v} - x_G r^2 - y_G \dot{r}) = X \quad (3)$$

$$m(\dot{v} - r\dot{v} - x_G r^2 - y_G \dot{r}) = Y \quad (4)$$

$$I_z \dot{r} + m x_G (\dot{v} + ru) = N \quad (5)$$

Os termos inerciais são apresentados no lado esquerdo das equações, enquanto no lado direito estão às forças e momentos hidrodinâmicos que agem sobre o casco. Na equação, u e v são as velocidades longitudinal e transversal respectivamente e r velocidade angular (*yaw rate*). Os termos $\dot{u}$, $\dot{v}$ e $\dot{r}$ representam as acelerações longitudinal, transversal e angular respectivamente. O momento de inércia em relação ao eixo vertical e a massa são representados por I_z e m respectivamente. O centro de gravidade está localizado a uma distância x_G .

Como a grande maioria das embarcações são simétricas pelo plano xz , ou seja, $y_G = 0$, o movimento da embarcação nos graus de liberdade de *surge* (6) e *sway* (7) podem ser simplificado da seguinte forma:

$$m(\dot{u} - r\dot{v} - x_G r^2) = X \quad (6)$$

$$m(\dot{v} - r\dot{v} - x_G r^2) = Y \quad (7)$$

As forças externas X e Y e o momento N incluem: forças hidrodinâmicas devido ao fluxo, forças de controle tais como as forças de leme e forças propulsoras como forças de hélice. Um dos modelos matemáticos comumente utilizados para descreverem as forças é o proposto por Abkowitz (1964), onde é assumido que as forças, em qualquer instante, são determinadas pelos movimentos instantâneos predominantes do navio. As forças estão em

função dos parâmetros da embarcação, $u, v, r, \dot{u}, \dot{v}, \dot{r}$, além da deflexão do leme δ , como pode ser resumido na equação abaixo:

$$\left. \begin{matrix} X \\ Y \\ N \end{matrix} \right\} = f(u, v, r, \dot{u}, \dot{v}, \dot{r}, \delta) \quad (8)$$

O modelo introduzido por Abkowitz é baseado em uma expansão em séries de Taylor de 3º ordem desenvolvida para forças hidrodinâmicas. Na expansão em série são assumidos que os únicos momentos e forças importantes atuando sobre o navio são os causados pela deflexão do leme. Não há termos de aceleração de 2º ordem ou superior, ou seja, não há interação significativa entre as propriedades de inércia do fluido e viscosidade, e assim podem-se considerar os termos cruzados entre velocidade e aceleração desprezíveis.

Então para pequenas perturbações no movimento da embarcação, ou seja, avanço com velocidade constante U , pode-se expandir em série da seguinte forma:

$$\begin{aligned} X = & X_* + X_{\dot{u}}\dot{u} + X_u\Delta u + X_{uu}\Delta u^2 + X_{uuu}\Delta u^3 \\ & + X_{vv}v^2 + X_{rr}r^2 + X_{\delta\delta}\delta^2 + X_{vuu}v^2\Delta u + X_{rru}r^2\Delta u + X_{\delta\delta u}\delta^2\Delta u \\ & + X_{vrv}vr + X_{v\delta}v\delta + X_{r\delta}r\delta + X_{vru}vr\Delta u + X_{v\delta u}v\delta\Delta u + X_{r\delta u}r\delta\Delta u \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} Y = & Y_* + Y_u\Delta u + Y_{uu}\Delta u^2 + Y_{uuu}\Delta u^3 + Y_{\dot{v}}\dot{v} + Y_vv + Y_{vvv}v^3 + Y_{vrr}vr^2 \\ & + Y_{v\delta\delta}v\delta^2 + Y_{vu}v\Delta u + Y_{ruu}v\Delta u^2 + Y_{\dot{r}}\dot{r} + Y_r r + Y_{rrr}r^3 + Y_{rvv}rv^2 \\ & + Y_{\delta\delta r}\delta^2r + Y_{ru}r\Delta u + Y_{ruu}r\Delta u^2 + Y_{\delta}\delta + Y_{\delta\delta\delta}\delta^3 + Y_{\delta vv}\delta v^2 + Y_{\delta rr}\delta r^2 \\ & + Y_{\delta u}\delta\Delta u + Y_{\delta uu}\delta\Delta u^2 + Y_{\delta\delta u}\delta^3\Delta u + Y_{v\delta u}v\delta\Delta u \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} N = & N_* + N_u\Delta u + N_{uu}\Delta u^2 + N_{uuu}\Delta u^3 + N_{\dot{v}}\dot{v} + N_vv + N_{vvv}v^3 + N_{vrr}vr^2 \\ & + N_{v\delta\delta}v\delta^2 + N_{vu}v\Delta u + N_{ruu}v\Delta u^2 + N_{\dot{r}}\dot{r} + N_r r + N_{rrr}r^3 + N_{rvv}rv^2 \\ & + N_{\delta\delta r}\delta^2r + N_{ru}r\Delta u + N_{ruu}r\Delta u^2 + N_{\delta}\delta + N_{\delta\delta\delta}\delta^3 + N_{\delta vv}\delta v^2 + N_{\delta rr}\delta r^2 \\ & + N_{\delta u}\delta\Delta u + N_{\delta uu}\delta\Delta u^2 + N_{\delta\delta u}\delta^3\Delta u + N_{v\delta u}v\delta\Delta u \end{aligned} \quad (11)$$

Na expansão da série de Taylor, $\Delta u = u - U$ representa a alteração na velocidade de surge. Os coeficientes, como $Y_{\dot{v}} \equiv \frac{\partial Y}{\partial \dot{v}}$, $N_{\delta vv} \equiv \frac{1}{2} \frac{\partial^3 N}{\partial v^2 \partial \delta}$ ou $Y_{vvv} \equiv \frac{1}{6} \frac{\partial^3 Y}{\partial v^3}$ por exemplo, são simplificações e são chamadas de derivadas hidrodinâmicas. Os termos X_* , Y_* e N_* são os valores de referência no regime permanente em relação a X , Y e N respectivamente. Normalmente X_* , tem valor nulo para embarcações avançando com velocidade constante na qual a resistência total de avanço está equilibrada com o empuxo gerado pelo propulsor. Os termos Y_* e N_* , no caso de embarcações com apenas um hélice ou apresentando vários propulsores de mesmo passo, têm seus valores diferentes de zero.

Nesta dissertação as análises foram realizadas para uma embarcação sem a presença de propulsores, lemes ou qualquer outro apêndice, assim todos os termos dependentes de δ são nulos, bem como os termos Y_* e N_* . Com isso as equações (9), (10) e (11) podem ser simplificadas da seguinte forma:

$$X = X_* + X_u \Delta u + X_{uu} \Delta u^2 + X_{uuu} \Delta u^3 + X_{vv} v^2 + X_{rr} r^2 + X_{vvv} v^2 \Delta u + X_{rrr} r^2 \Delta u + X_{vr} vr + X_{vru} vr \Delta u \quad (12)$$

$$Y = Y_{\dot{v}} \dot{v} + Y_v v + Y_{vvv} v^3 + Y_{vrr} vr^2 + Y_{vu} v \Delta u + Y_{ruu} v \Delta u^2 + Y_{\dot{r}} \dot{r} + Y_r r + Y_{rrr} r^3 + Y_{rvv} rv^2 + Y_{ru} r \Delta u + Y_{ruu} r \Delta u^2 \quad (13)$$

$$N = N_{\dot{v}} \dot{v} + N_v v + N_{vvv} v^3 + N_{vrr} vr^2 + N_{vu} v \Delta u + N_{ruu} v \Delta u^2 + N_{\dot{r}} \dot{r} + N_r r + N_{rrr} r^3 + N_{rvv} rv^2 + N_{ru} r \Delta u + N_{ruu} r \Delta u^2 \quad (14)$$

3.1.2. Cinemática da embarcação em movimentos forçados

Os movimentos dos ensaios forçados analisados nesse trabalho podem ser caracterizados de maneira geral pelos três movimentos básicos que são: o movimento de deslocamento na direção longitudinal (eixo x_T), movimento sinusoidal lateral (eixo y_T) e a combinação do movimento sinusoidal de yaw com o ângulo de drift (Figura 14). Os movimentos são descritos em função do sistema de coordenadas inercial conforme as equações abaixo

$$x_T = U_C t \quad (15)$$

$$y_T = -y_{max} \sin \omega t \quad (16)$$

$$\psi = -\arctan\left(\frac{y_{max} \omega \cos \omega t}{U_C}\right) + \beta \quad (17)$$

Do conjunto de equações acima se tem que, y_{max} representa a amplitude máxima do movimento lateral de frequência ω . A velocidade de arrasto é representada por U_C (velocidade do carro do PMM).

Algumas considerações devem ser feitas nos casos específicos de cada ensaio, uma vez que o conjunto de equações (15), (16) e (17) são gerais para todos os ensaios apresentados nesse trabalho. Assim nos casos específicos tem-se que:

Arrasto oblíquo com ângulo de *drift*: $y_{max} = \omega = 0$ e β tem um valor fixo e constante, ver Figura 3;

PMM de *sway* puro: $y_{max} \neq 0$ e $\omega \neq 0$ na equação do movimento lateral (y_T), porém o valor de $\psi=0$, portanto o valor do ângulo de *drift* altera sempre na forma $\beta = \arctan\left(\frac{y_{max}\omega\cos\omega t}{U_c}\right)$, ver Figura 4;

PMM de *yaw* puro: semelhante ao PMM de *sway* puro, mas β também tem o valor nulo, com isso o modelo sempre esta tangente ao deslocamento, ver Figura 5;

PMM de *yaw* com ângulo de *drift*: é o mesmo caso do *yaw* puro a menos do ângulo de *drift* constante do durante o ensaio, ver Figura 6.

Tabela 1 Resumo dos movimentos dos diversos ensaios cativos.

<i>Movimento</i>	<i>Arrasto oblíquo</i>	<i>Sway puro</i>	<i>Yaw puro</i>	<i>Yaw+drift</i>
u_T	U_c	U_c	U_c	U_c
$\dot{u}_T$	0	0	0	0
v_T	0	$-y_{max}\omega\cos\omega t$	$-y_{max}\omega\cos\omega t$	$-y_{max}\omega\cos\omega t$
$\dot{v}_T$	0	$y_{max}\omega^2\sin\omega t$	$y_{max}\omega^2\sin\omega t$	$y_{max}\omega^2\sin\omega t$
r_T	0	0	$\frac{\varepsilon\omega\sin\omega t}{1+\varepsilon^2\cos^2\omega t}$	$\frac{\varepsilon\omega\sin\omega t}{1+\varepsilon^2\cos^2\omega t}$
$\dot{r}_T$	0	0	$\varepsilon\omega^2\cos\omega t\frac{1+\varepsilon^2(1+\sin^2\omega t)}{(1+\varepsilon^2\cos^2\omega t)^2}$	$\varepsilon\omega^2\cos\omega t\frac{1+\varepsilon^2(1+\sin^2\omega t)}{(1+\varepsilon^2\cos^2\omega t)^2}$

Na Tabela 1, ε representa a tangente máxima da trajetória do modelo e é definida por $\varepsilon = \frac{y_{max}\omega}{U_c}$. A partir da trajetória têm-se as velocidades e acelerações da embarcação, assim:

$$u_T = \dot{x}_T, v_T = \dot{y}_T, r_T = \dot{\psi}_T, \dot{u}_T = \ddot{x}_T, \dot{v}_T = \ddot{y}_T \text{ e } \dot{r}_T = \ddot{\psi}_T.$$

Pode-se considerar que U , para pequenos ângulos de *drift* e pequenas amplitudes em *yaw* ($\frac{y_{max}\omega}{U_c} \ll 1$), seja $U \approx u \approx U_c$. Caso contrário à velocidade U é dependente do tempo, contrariando assim a hipótese de velocidade constante assumida na expansão usada por Abkovitz (1964).

Assim é possível simplificar os movimentos, que são descritos conforme as equações apresentadas na Tabela 2, para cada caso. As equações estão referenciadas segundo o sistema de coordenadas que se move junto com a embarcação como já descrito no item 3.1.1.

Tabela 2 Movimentos dos diversos ensaios cativos no sistema de coordenadas móvel.

<i>Movimento</i>	<i>Arrasto oblíquo</i>	<i>Sway puro</i>	<i>Yaw puro</i>	<i>Yaw+drift</i>
y		$-y_{max} \sin \omega t$		
v	$-U_c \sin \beta$	$-v_{max} \cos \omega t$		$-U_c \sin \beta$
$\dot{v}$		$-\dot{v}_{max} \sin \omega t$		
ψ			$-\psi_{max} \cos \omega t$	$-\psi_{max} \cos \omega t + \beta$
r			$r_{max} \sin \omega t$	$r_{max} \sin \omega t$
$\dot{r}$			$\dot{r}_{max} \cos \omega t$	$\dot{r}_{max} \cos \omega t$

Na Tabela 2, as velocidades e acelerações máximas são determinadas por: $v_{max} = y_{max}\omega$, $\dot{v}_{max} = y_{max}\omega^2$, $\psi_{max} = \frac{y_{max}\omega}{U_c}$, $r_{max} = \psi_{max}\omega$ e $\dot{r}_{max} = \psi_{max}\omega^2$.

A partir destas simplificações e também da consideração de ensaio cativo de casco nu (sem apêndices), as equações (13), (14) e (15) podem ser alteradas. Levando-se em conta pequenos movimentos ($\frac{y_{max}\omega}{U_c} \ll 1$), e pequenos ângulos de *drift* β , pode-se considerar que $u \approx U_c$ e assim $\Delta u = u - U = 0$. Com isso é possível escrevê-las da seguinte forma, para cada caso específico:

Arrasto oblíquo com ângulo de *drift* estático:

$$X = X_* + X_{vv}v^2 \quad (18)$$

$$Y = Y_vv + Y_{vvv}v^3 \quad (19)$$

$$N = N_vv + N_{vvv}v^3 \quad (20)$$

PMM de *sway* puro:

$$X = X_* + X_{vv}v^2 \quad (21)$$

$$Y = Y_{\dot{v}}\dot{v} + Y_vv + Y_{vvv}v^3 \quad (22)$$

$$N = N_{\dot{v}}\dot{v} + N_vv + N_{vvv}v^3 \quad (23)$$

PMM de *yaw* puro:

$$X = X_* + X_{rr}r^2 \quad (24)$$

$$Y = Y_{\dot{r}}\dot{r} + Y_r r + Y_{rrr}r^3 \quad (25)$$

$$N = N_{\dot{r}}\dot{r} + N_r r + N_{rrr}r^3 \quad (26)$$

PMM de *yaw* com *drift*:

$$X = X_* + X_{vv}v^2 + X_{rr}r^2 + X_{rv}vr \quad (27)$$

$$Y = Y_vv + Y_{vvv}v^3 + Y_{\dot{r}}\dot{r} + Y_r r + Y_{rrr}r^3 + Y_{vrr}vr^2 + Y_{vvrr}v^2r \quad (28)$$

$$N = N_vv + N_{vvv}v^3 + N_{\dot{r}}\dot{r} + N_r r + N_{rrr}r^3 + N_{vrr}vr^2 + N_{vvrr}rv^2 \quad (29)$$

3.1.3. Método de determinação das derivadas hidrodinâmicas

Antes de se obter as derivadas hidrodinâmicas é conveniente adimensionalizar as variáveis que envolvem o modelo matemático, tornando-as independente das velocidades impostas nos ensaios/simulações. O padrão utilizado é o estabelecido pela SNAME (*Society of Naval Architects and Marine Engineers*) que utiliza o comprimento da embarcação (L), a velocidade de avanço (U), a densidade da água (ρ) e o calado da embarcação (T) para criar os adimensionais. A Tabela 3 apresenta alguma das variáveis na sua forma adimensional.

Tabela 3 Variáveis na forma adimensional.

$y' = \frac{y}{L}$	$y'_{max} = \frac{y_{max}}{L}$	$\omega' = \frac{\omega L}{U}$	
$\Delta u' = \frac{u}{U} - 1$	$\dot{u}' = \frac{\dot{u}L}{U^2}$		
$v' = \frac{v}{U}$	$v'_{max} = \frac{v_{max}}{U}$	$\dot{v}' = \frac{L\dot{v}}{U^2}$	$\dot{v}'_{max} = \frac{\dot{v}_{max}L}{U^2}$
$r' = \frac{rL}{U^2}$	$r'_{max} = \frac{r_{max}L}{U^2}$	$\dot{r}' = \frac{L\dot{r}}{U^2}$	$\dot{r}'_{max} = \frac{\dot{r}_{max}L^2}{U^2}$
$X' = \frac{X}{0.5\rho U^2 LT}$	$Y' = \frac{Y}{0.5\rho U^2 LT}$	$N' = \frac{N}{0.5\rho U^2 L^2 T}$	

Derivadas hidrodinâmicas são determinadas a partir dos ensaios de arrasto oblíquo e dos ensaios de PMM (*sway* puro, *yaw* puro e *yaw* com *drift*).

Cada grupo de ensaios fornece derivadas hidrodinâmicas específicas que em conjunto são capazes de estabelecer as equações do movimento da embarcação de acordo com o modelo matemático proposto (equações (12), (13) e (14)).

Dos resultados de forças e momento do ensaio de arrasto oblíquo é possível obter as derivadas que são dependentes da velocidade de *sway* v . As derivadas hidrodinâmicas obtidas são: X_* , X_{vv} , Y_v , Y_{vvv} , N_v e N_{vvv} .

Do ensaio de *sway* puro é possível obter-se as derivadas hidrodinâmicas que são função da aceleração de *sway* $\dot{v}$. Elas compreendem $\dot{Y}_v$ e $\dot{N}_v$.

O ensaio de *yaw* puro fornece as derivadas dependentes da velocidade de *yaw* r e também as que estão em função da aceleração de *yaw* $\dot{r}$. As derivadas obtidas desse ensaio são X_{rr} , Y_r , Y_{rrr} , N_r , N_{rrr} , $\dot{Y}_r$ e $\dot{N}_r$.

A partir do ensaio de *yaw* com *drift* é possível obter as derivadas que contêm termos cruzados nas velocidades de *sway* v e *yaw* r . Assim obtêm-se as derivadas X_{rv} , Y_{vrr} , Y_{rvv} , N_{vrr} e N_{rvv} .

Como cada um dos quatro ensaios é responsável direto pela obtenção de parte das derivadas hidrodinâmicas, fica claro que no processo de caracterização das equações do movimento, utilizando-se o modelo matemático proposto, é necessária a realização de todos os quatro ensaios apresentados.

A forma de obtenção das derivadas hidrodinâmicas, nos ensaios de arrasto oblíquo, é a partir de um método de ajuste de curvas. O método não linear de mínimos quadrados presente no MATLAB foi utilizado para determinação das derivadas. O método cria uma curva de ajuste com mesmo grau do polinômio das forças (equações (18) e (19)) ou do momento (equação (20)), dependendo do caso, e os coeficientes desta curva são os valores das derivadas hidrodinâmicas.

Apenas como meio de exemplificação, o método foi aplicado no resultado da força Y de um ensaio de arrasto oblíquo, ver Figura 15. A força foi tornada adimensional, usando-se os fatores apresentados na Tabela 3 e posteriormente foi aplicado o método de ajuste de curvas.

Figura 15 Obtenção das derivadas em função da velocidade v

O polinômio da curva de ajuste encontrada encontrado é $y = 0,146x^3 + 0,0139x$. Logo, se obtém-se que $Y_{vvv} = 0,146$ e $Y_v = 0,0139$, no exemplo proposto.

Para a determinação das derivadas hidrodinâmicas dos ensaios dinâmicos, no caso em que há apenas uma execução do ensaio, inicialmente deve-se utilizar equações simplificadas dos movimentos (secção 3.1.2) na forma harmônica utilizando a Tabela 2, de maneira que:

PMM de sway puro:

$$X = X_0 + X_{C2} \cos 2\omega t \quad (30)$$

$$Y = Y_{S1} \sin \omega t + Y_{C1} \cos \omega t + Y_{C3} \cos 3\omega t \quad (31)$$

$$N = N_{S1} \sin \omega t + N_{C1} \cos \omega t + N_{C3} \cos 3\omega t \quad (32)$$

PMM de yaw puro:

$$X = X_0 + X_{C2} \cos 2\omega t \quad (33)$$

$$Y = Y_{S1} \sin \omega t + Y_{C1} \cos \omega t + Y_{S3} \sin 3\omega t \quad (34)$$

$$N = N_{S1} \sin \omega t + N_{C1} \cos \omega t + N_{S3} \sin 3\omega t \quad (35)$$

PMM de yaw com drift:

$$X = X_0 + X_{C2} \cos 2\omega t + X_{S1} \sin \omega t \quad (36)$$

$$Y = Y_0 + Y_{S1} \sin \omega t + Y_{C1} \cos \omega t + Y_{C2} \cos 2\omega t + Y_{S3} \sin 3\omega t \quad (37)$$

$$N = N_0 + N_{S1} \sin \omega t + N_{C1} \cos \omega t + N_{C2} \cos 2\omega t + N_{S3} \sin 3\omega t \quad (38)$$

Na Tabela 4 estão condensados os termos das equações na forma harmônica.

Tabela 4 Termos das equações harmônicas.

	X	Y	N
Sway puro	$X_0 = X_* + \frac{1}{2} X_{vv} v_{max}^2$	$Y_{S1} = Y_v \dot{v}_{max}$	$N_{S1} = N_v \dot{v}_{max}$
	$X_{C2} = +\frac{1}{2} X_{vv} v_{max}^2$	$Y_{C1} = -\left(Y_v v_{max} + \frac{3}{4} Y_{vvv} v_{max}^3\right)$	$N_{C1} = -\left(N_v v_{max} + \frac{3}{4} N_{vvv} v_{max}^3\right)$
		$Y_{C3} = +\frac{1}{4} Y_{vvv} v_{max}^3$	$N_{C3} = +\frac{1}{4} N_{vvv} v_{max}^3$
Yaw puro	$X_0 = X_* + \frac{1}{2} X_{rr} r_{max}^2$	$Y_{C1} = Y_r \dot{r}_{max}$	$N_{C1} = N_r \dot{r}_{max}$
	$X_{C2} = -\frac{1}{2} X_{rr} r_{max}^2$	$Y_{S1} = Y_r r_{max} + \frac{3}{4} Y_{rrr} r_{max}^3$	$N_{S1} = N_r r_{max} + \frac{3}{4} N_{rrr} r_{max}^3$
		$Y_{S3} = +\frac{1}{4} Y_{rrr} r_{max}^3$	$N_{S3} + \frac{1}{4} N_{rrr} r_{max}^3$
Yaw + drift	$X_0 = X_* + \frac{1}{2} X_{rr} r_{max}^2 + X_{vv} v_{max}^2$	$Y_0 = Y_v v + Y_{vvv} v^3 + \frac{1}{2} Y_{vrr} v r_{max}^2$	$N_0 = N_v v + N_{vvv} v^3 + \frac{1}{2} N_{vrr} v r_{max}^2$
	$X_{S1} = X_{vr} v r_{max}$	$Y_{S1} = Y_r r_{max} + \frac{3}{4} Y_{rrr} r_{max}^3 + Y_{rvv} r_{max} v^2$	$N_{S1} = N_r r_{max} + \frac{3}{4} N_{rrr} r_{max}^3 + N_{rvv} r_{max} v^2$
	$X_{C2} = -\frac{1}{2} X_{rr} r_{max}^2$	$Y_{S3} = -\frac{1}{4} Y_{rrr} r_{max}^3$	$N_{S3} = -\frac{1}{4} N_{rrr} r_{max}^3$
		$Y_{C2} = -\frac{1}{2} Y_{vrr} v r_{max}^2$	$N_{C2} = -\frac{1}{2} N_{vrr} v r_{max}^2$
		$Y_{C1} = Y_r \dot{r}_{max}$	$N_{C1} = N_r \dot{r}_{max}$

De posse do resultado dos ensaios dinâmicos é possível utilizar a série de Fourier na forma trigonométrica:

$$X_0, Y_0, N_0 = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt \quad (39)$$

$$X_{Cn}, Y_{Cn}, N_{Cn} = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \cos n\omega t dt \quad (40)$$

$$X_{Sn}, Y_{Sn}, N_{Sn} = \frac{2}{T} \int_0^T f(t) \sin n\omega t dt \quad (41)$$

Onde, $T = 2\pi/\omega$ e $f(t)$ a série temporal analisada (forças ou momentos). Resolvendo a série de Fourier e utilizando-se a Tabela 4, as derivadas hidrodinâmicas então podem ser determinadas.

3.2. MÉTODO NUMÉRICO

Nesta seção serão apresentados conceitos relacionados à utilização dos códigos numéricos em CFD desta dissertação.

3.2.1. Método RANS

O movimento de um escoamento incompressível pode ser descrito através das equações de conservação de massa (42) e quantidade de movimento (43):

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (42)$$

$$\frac{Du_i}{Dt} = g_i - \frac{1}{v} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (43)$$

O termo u_i é a componente de velocidade na direção i e g_i a aceleração da gravidade na direção i , v representa a viscosidade cinemática, p a pressão e σ_{ij} o tensor viscoso. Da combinação das equações (42) e (43), encontra-se a seguinte forma da equação de Navier-Stokes:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial u_i u_j}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) \quad (44)$$

As equações de Navier-Stokes são capazes de simular com uma boa precisão uma extensa gama de problemas em engenharia, incluindo escoamentos turbulentos. Entretanto é necessário resolver todos os graus de liberdade do escoamento, em uma malha super discretizada o qual se estima como sendo proporcional a $Re^{9/4}$ (numero mínimo de pontos de discretização necessário para a perfeita resolução espacial do escoamento). Esta técnica é chamada de Simulação Numérica Direta (*DNS – Direct Numerical Simulation*) e é obviamente restrita a escoamentos a baixos Reynolds considerando os atuais recursos

computacionais disponíveis, devido à alta resolução de malha exigida para a resolução completa do problema.

Uma maneira alternativa de tratar este tipo de problema é o uso do processo de decomposição de escalas de Reynolds. A decomposição descreve valores instantâneos das variáveis do movimento turbulento como uma variação aleatória em torno de um valor médio, $\phi = \bar{\phi} + \phi'$. Na decomposição a barra representa o valor médio e a aspa a flutuação em torno da média, sendo a média das flutuações igual à zero.

Substituindo os valores instantâneos nas equações (42) e (44) pelos valores médios mais suas flutuações, são encontradas então as equações RANS:

$$\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (45)$$

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \right) \quad (46)$$

Surge então nesse novo equacionamento o termo $u'_i u'_j$, conhecido como tensão de Reynolds que representa a influência das flutuações turbulentas no fluxo médio. Com o surgimento desse termo, ocorre um problema matemático, onde o número de equações torna-se inferior ao de incógnitas. Para solucionar este problema, é necessário introduzir modelos que avaliem o tensor de Reynolds.

3.2.2. Modelo de turbulência $k - \omega$ SST

O tensor de Reynolds é modelado comumente através da hipótese de Boussinesq (Pletcher, R. H *et al* (2012)). A hipótese baseia-se na analogia entre as tensões turbulentas e as viscosas do escoamento laminar, onde se assume que as tensões turbulentas são proporcionais ao gradiente de velocidades médias do escoamento. Desta maneira define-se a tensão turbulenta por:

$$-\overline{u'_i u'_j} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (47)$$

Na equação ν_t representa o coeficiente de proporcionalidade conhecido por viscosidade turbulenta. O último termo representa a pressão dinâmica dos turbilhões, sendo $k = \frac{1}{2}(\overline{u'_i u'_j})$ a energia cinética turbulenta.

O modelo $k - \omega$ SST é proposto para escoamentos com gradientes adversos de pressão e separação da camada limite, utilizando as maiores vantagens dos modelos $k - \omega$ e $k - \varepsilon$.

Nos escoamentos em que há formação de camada limite, o modelo $k - \omega$ é superior ao $k - \varepsilon$ na solução da região viscosa próxima a parede e mostra-se confiável na solução de problemas com gradiente adverso de pressão. Contudo, este modelo possui deficiências ao resolver o fluxo livre, que não ocorre no modelo $k - \varepsilon$.

O modelo SST mistura as formulações dos modelos $k - \omega$ e $k - \varepsilon$, nos quais ambos são multiplicados por uma função de mistura e somados. Essa função multiplicadora atribui valor um na extremidade interna da camada limite turbulenta (modelo $k - \omega$) e valor zero na parte externa à camada (modelo $k - \varepsilon$). Com isso, a energia cinética turbulenta k e a taxa de dissipação específica ω do modelo SST são determinadas. O equacionamento completo do modelo pode ser visto em STARCCM+ (2012)

Logo o modelo SST utiliza as vantagens encontradas em ambos os modelos, fornecendo duas equações que em conjunto com as equações RANS tornam o sistema matemático determinado.

3.2.3. Método dos volumes finitos

As equações que regem o fluxo são inviáveis de serem resolvidas analiticamente para a maioria dos problemas relacionados à engenharia. Contudo, é possível aplicar métodos numéricos que resolvam estas equações em problemas de engenharia.

Em termos gerais, a estratégia do CFD é substituir o domínio contínuo do problema por um domínio discreto usando uma malha. No domínio contínuo, cada variável de fluxo é definida em todos os pontos do domínio. No domínio discreto, cada variável de fluxo é definida apenas nos pontos da malha. A Figura 16 apresenta o exemplo das diferenças entre os domínios contínuo e discreto.

Figura 16 Diferença entre os domínios contínuo e discreto.

O método dos volumes finitos parte da forma integral das equações da conservação na qual o domínio é dividido num número finito de volumes de controle contíguos, e a equação da conservação é aplicada em cada volume de controle. No centroide de cada volume de controle localiza-se um nó computacional, no qual são calculados os valores das variáveis, sendo os valores das variáveis nas superfícies dos volumes de controle obtidos por interpolação em função dos valores nodais (centro do volume de controle). As integrais de volume e de superfície são aproximadas usando fórmulas de quadratura apropriadas. Como resultado, obtém-se uma equação algébrica para cada volume de controle, na qual aparecem os valores das variáveis no nó e nos nós vizinhos. O método dos volumes finitos pode ser aplicado a qualquer tipo de malha, por isso adapta-se a geometrias complexas. A malha define apenas as fronteiras do volume de controle e não necessita estar relacionada com um sistema de coordenadas. O método é inerentemente conservativo, contando que as integrais de superfície (que representam fluxos convectivos e difusivos) sejam as mesmas em faces partilhadas por volume de controle.

A aproximação pelo o método dos volumes finitos é talvez a de compreensão mais simples, pois todos os termos que precisam ser aproximados têm significado físico, razão pela qual é popular em problemas relacionados à engenharia.

3.2.3.1. Malhas

Os pontos onde as variáveis são calculadas são definidos pelas malhas numéricas as quais são, essencialmente, uma representação discretizada do domínio geométrico no qual o

problema irá ser resolvido. A malha divide o domínio num número finito de subdomínios (volumes de controle).

Os tipos de malhas podem ser agrupados em malhas ortogonais ou não e ainda subdivididas em malhas estruturadas ou não. Os métodos computacionais baseados em sistemas de coordenadas ortogonais apresentam diversas limitações em geometrias irregulares. As geometrias dos problemas reais são, na grande maioria, irregulares e no caso da utilização de malhas ortogonais, o mapeamento ocorre de acordo com o ilustrado Figura 17.

Figura 17 Malha ortogonal. Fonte: [FERZIGER, J. H.; PERIC, M (2002)].

Para calcular o fluxo do exemplo da Figura 17 (fluxo em torno do cilindro), utilizando malhas ortogonais, a fronteira será representada por uma aproximação e as células localizadas no interior da parte sólida do cilindro não são consideradas no cálculo. Assim existe uma dificuldade em descrever a fronteira do domínio e também são introduzidos erros inerentes a esta aproximação, não propiciando o cálculo da força exercida pela parede com elevada precisão. Outra desvantagem da utilização de sistemas de coordenadas ortogonais é o desperdício de recursos de armazenamento, pois a introdução de uma malha ortogonal fina numa região de interesse particular implica o desnecessário refinamento de outra região de interesse mínimo.

Os métodos de malhas não ortogonais foram desenvolvidos para superar as limitações referidas anteriormente e são cada vez mais utilizados. A Figura 18 mostra uma malha não ortogonal adaptada ao mesmo exemplo utilizado na Figura 17.

Figura 18 Malha não ortogonal. Fonte: [FERZIGER, J. H.; PERIC, M (2002)].

A flexibilidade geométrica oferecida por esta técnica é útil na modelagem de problemas práticos, pois todos os detalhes geométricos podem ser incorporados de uma forma precisa e as propriedades da malha podem ser controladas para captar características úteis nas regiões de interesse. As equações governantes com malhas não ortogonais são, contudo, mais complexas do que as suas malhas ortogonais equivalentes.

As malhas não ortogonais podem dividir-se em dois grupos: malhas estruturadas e malhas não estruturadas. Esta classificação está relacionada com a disposição relativa dos diferentes elementos. Nas malhas estruturadas ou regulares os elementos são dispostos em famílias de linhas, em que membros de uma determinada família não se cruzam uns com os outros e atravessam cada membro de outras famílias apenas uma vez. Isto permite que as linhas de um determinado conjunto sejam numeradas consecutivamente. A posição de qualquer ponto (ou volume de controle) da malha é numerado dentro do domínio sendo identificado de maneira única por um conjunto de dois (em 2D) ou três (em 3D) índices, por exemplo (i, j, k) . Esta é a estrutura de malha mais simples, uma vez que é logicamente equivalente a uma malha ortogonal (cartesiana). Cada ponto tem quatro vizinhos mais próximos em 2D e seis no caso 3D; um dos índices de cada um dos vizinhos do ponto P (com índices i, j, k) difere ± 1 do índice correspondente de P.

Esta conectividade entre células vizinhas simplifica a programação e a matriz do sistema de equações algébricas apresenta uma estrutura regular, que pode ser explorada desenvolvendo técnicas de resolução adequadas. De fato, existem várias metodologias eficientes para resolver apenas malhas estruturadas. A desvantagem das malhas estruturadas é que estas apenas podem ser aplicadas em domínios com geometrias de complexidade média. Outra desvantagem é que pode ser difícil a distribuição dos pontos da malha: uma concentração de células numa região da malha, por razões de precisão de cálculo implica

necessariamente menor espaçamento em outras regiões do domínio e o consequente desperdício de recursos. Esta questão é ainda mais grave em problemas 3D.

Com o objetivo de contornar algumas limitações associadas à utilização de malhas estruturadas convencionais, foi desenvolvido o conceito de malhas estruturadas por blocos. Neste tipo de malhas existem dois (ou mais) níveis de subdivisão do domínio de solução. Num nível mais grosseiro existem blocos lógicos com regiões relativamente largas do domínio; a sua estrutura pode ser irregular ou podem sobrepor-se. Em níveis mais finos (dentro de cada bloco) é criada uma malha estruturada. Neste tipo de malhas é necessário um tratamento especial nas interfaces dos blocos. Na Figura 20 é apresentada uma malha estruturada por blocos com continuidade nas interfaces que mapeia uma geometria 2D em torno de um cilindro, e cuja geometria contém três blocos.

Figura 19 Malha estruturada por blocos. Fonte: [FERZIGER, J. H.; PERIC, M (2002)].

O exemplo da Figura 20 ilustra a flexibilidade destas malhas quando comparando com as malhas estruturadas simples, pois permite o uso de malhas mais finas em regiões limites onde é necessária maior precisão de cálculo. A interface sem continuidade pode ser tratada de uma maneira totalmente conservativa. A programação deste tipo de malhas é mais complexa do que a dos casos anteriores. Programas desenvolvidos para malhas estruturadas podem ser aplicados por blocos e domínios de fluxo complexos podem ser tratados com essas malhas. É possível refinar as malhas localmente, isto é, dentro de algum bloco.

Para geometrias muito complexas, como embarcações e problemas relacionados à engenharia, o tipo mais flexível de malhas e o que consegue adaptar-se sem quaisquer limitações à fronteira do domínio de solução, é designado por malhas não estruturadas, conforme ilustrado na Figura 20.

Figura 20 Malha não estruturada.

Nessas malhas os elementos ou volumes de controle podem ter qualquer forma e não há qualquer restrição ao número de elementos vizinhos ou vértices. Na prática, malhas feitas de triângulos ou quadriláteros em 2D e tetraedros ou hexaedros em 3D são as mais frequentemente usadas. A vantagem da flexibilidade é compensada pela desvantagem da irregularidade da estrutura dos dados e aumento de complexidade e formulação.

4. METODOLOGIA DE SIMULAÇÃO

Neste capítulo é apresentada a metodologia utilizada para realização das simulações apresentadas nesta dissertação.

4.1. SIMULAÇÕES EM CFD

Nesta etapa é descrita a metodologia para simulações em CFD utilizando o código STARCCM+.

4.1.1. Importação da geometria

Como caso de referência para o trabalho o petroleiro KVLCC2 foi selecionado. No estudo das simulações foram aplicadas as mesmas características utilizadas pelo INSEAN (*Istituto Nazionale per Studi ed Esperienze di Architettura Navale*) nos ensaios de PMM realizados em 2005/2006 com um modelo de 7 m escala do navio (escala: 1:45,714) para várias profundidades. A Figura 21 apresenta o plano de linhas do caso base.

Figura 21 Plano de linhas do caso base.

As dimensões básicas pertinentes ao trabalho são fornecidas na Tabela 5, outras informações quanto a geometria do KVLCC2 podem ser encontradas no *website* do SIMMAN (<http://www.simman2008.dk>).

Tabela 5 Dimensões principais do modelo base. Fonte: [<http://www.simman2008.dk>]

	Símbolo	Navio	Modelo	Unidade
Comprimento entre perpendiculares	L_{pp}	320	7,0	m
Boca	B	58	1,269	m
Calado	T	20,8	0,455	m
Superfície molhada	S	27197	13,01	m^2

O passo inicial das simulações é a construção da superfície da embarcação em estudo, no caso o KVLCC2, de maneira que esta representação seja a mais fiel e refinada possível em comparação ao modelo real. Esta etapa é muito importante, pois todo e qualquer resultado da simulação é diretamente influenciado pela qualidade apresentada pela superfície da embarcação. Superfícies pouco refinadas podem gerar dificuldade na busca da solução adequada do problema, tornando a sua solução muitas vezes inviável.

Existe uma grande diversidade de formatos de superfícies suportados pelo STARCCM+ e também uma diversidade de *softwares* que são plausíveis de uso na modelagem da superfície em estudo. Para o tratamento da superfície da embarcação em estudo, foi utilizado o *software* Rhinoceros 3D a fim de alterar escalas, melhorar o grau de refino da superfície, entre outras alterações realizadas. A Figura 22 apresenta a representação das visualizações do modelo no Rhinoceros 3D.

Figura 22 Modelo em 3D da geometria do caso base.

4.1.2. Determinação dos limites do domínio computacional

O conjunto de simulações numéricas realizadas nesta dissertação tem teve como objetivo principal a obtenção dos esforços hidrodinâmicos atuantes na embarcação tal como presentes em ensaios físicos de PMM e arrasto oblíquo com ângulo de *drift*.

Os modelos computacionais para simulação foram construídos de maneira a representar de forma similar o comportamento da embarcação nos ensaios em tanque de reboque. Assim, efeitos devido à blocagem, profundidades e outros efeitos limitantes encontrados na execução do ensaio, fossem foram replicados durante a simulação.

Com o objetivo de se obter uma malha mais otimizada e com isso diminuir o custo computacional da simulação, algumas dimensões como comprimento do domínio e altura da parte fora da água, que não influenciam nos resultados finais da simulação foram alteradas.

Os ensaios físicos utilizados como base de comparação nesta dissertação foram conduzidos pelo instituto italiano INSEAN, no tanque de número 2 que tem como dimensões principais: 220 metros de comprimento, 9 metros de largura e 3,5 de profundidade (Figura 23).

Figura 23 Tanque N° 2 INSEAN.

Normalizando as dimensões do tanque como função do comprimento do modelo da embarcação ($L = 7\text{ m}$), o tanque tem mais $31L$ de comprimento, um pouco mais de $1,2L$ de largura e $0,5L$ de profundidade.

O domínio computacional criado possui as mesmas dimensões do tanque no que diz respeito às dimensões que influenciam diretamente os resultados, tais como a largura e profundidade. Já no comprimento, o domínio computacional foi. Assim o domínio computacional, em função do L , tem $1,2L$ de largura, $0,5L$ de profundidade e $7L$ de comprimento.

Figura 24 Domínio computacional.

Outro aspecto importante a ser considerado é a posição do casco em relação ao domínio. Como a esteira tem influência direta nos resultados faz-se necessário fornecer espaço suficiente para que a mesma se desenvolva. Como mostrado na Figura 25, o casco se encontra a $2,5L$ do limite do domínio (da entrada de velocidade).

Figura 25 Posição da superfície em relação ao domínio computacional.

4.1.3. Configurações da malha

Definido o domínio computacional, torna-se necessário estabelecer as condições que determinam a construção da malha numérica propriamente dita.

Como abordado no item 3.2.3.1, o tipo de malha que mais se enquadra na aplicação desejada é a não estruturada, pois este tipo de malha tem ótima resposta em geometrias complexas, como é o caso de uma embarcação. O código STARCCM+ já tem como configuração inicial, e recomenda o uso deste tipo de malha com elementos hexagonais.

Os modelos utilizados nas simulações estão dispostos na Figura 26 e são eles: o modelo de camada prismática, *trimmer* e *Surface Remesher*.

Figura 26 Modelos utilizados na configuração das malhas.

O gerador de malhas trimmer fornece um método robusto e eficiente na geração de uma rede de alta qualidade para os dois problemas simples e complexos de geração de malha. Ele combina uma série de atributos de geração de malha altamente desejáveis em um sistema único. O modelo trimmer utiliza um padrão que é construído a partir de elementos hexaédricos do qual ele corta ou apar a núcleo utilizando a superfície inicial de entrada. O modelo contém refinamentos que é baseado no tamanho da malha de superfície local e também de controles de refinamento locais. Os parâmetros de crescimento podem ser usados

para controlar as transições de tamanhos de células pequenas para células grandes, tanto na superfície quanto ao longe. Um tamanho máximo e/ou mínimo de células pode ser fornecido, assim como o controle dos limites de tamanho de célula superior e inferior. Um recurso adicional útil na modelagem de fluxos externos é a capacidade de refinar as células em uma região de esteira. A malha resultante é composta predominantemente de elementos hexaédricos com elementos ajustados próximos à superfície.

A fim de melhorar a qualidade global de uma superfície existente e aperfeiçoá-la para os modelos de malha de volume, o *surface remesher* pode ser utilizado para redefinir os elementos de malha da superfície. O modelo é baseado principalmente em um comprimento de aresta alvo fornecido e também pode incluir refinamento que é baseado em curvatura e proximidade da superfície. Superfícies ou limites específicos podem também ser omitidos do processo de modo a que a triangulação original a partir da malha importada pode ser preservada.

O modelo de camada prismática (*Prism Layer Mesher*) é usado para gerar células prismáticas ortogonais ao lado das superfícies ou limites. Esta camada de células é necessária para melhorar a precisão da solução de fluxo. Uma camada prismática é definida em termos de:

- Número de células ou subdivisões da camada;
- Distribuição do tamanho das camadas;

Camadas prismáticas permitem que o código resolva o fluxo próximo da parede com precisão, o que é fundamental para determinar não só as forças sobre a parede, mas também características do fluxo como a separação. Separação, por sua vez que afeta os resultados integrais como arrasto ou queda de pressão. Previsões precisas dessas características de fluxo dependem da solução dos gradientes de velocidade normais à parede

Na região próxima de um contorno sólido ocorre um decréscimo na transferência de quantidade de movimento entre as camadas do fluido, pois a turbulência é inibida, ou até suprimida, devido à diminuição da escala de comprimento dos vórtices. Isto significa que o comprimento de mistura diminui à medida que se aproxima da parede. A partir desta constatação, Prandtl faz a hipótese de que o comprimento de mistura nesta região é proporcional à distância normal à parede, conforme mostra a equação:

$$l_m = \kappa \cdot y \quad (48)$$

Onde y é a distância perpendicular à parede e κ é a constante de von Karman, igual a 0,4. A Equação (48) mostra que o tamanho característico dos vórtices cresce ao afastar-se da parede e tende para uma dimensão característica do escoamento ou para um valor limite, quando então a parede deixa de exercer qualquer influência sobre a turbulência local.

A Figura 27 mostra um exemplo de camada limite turbulenta sobre uma placa plana, onde U_∞ é a velocidade da corrente livre e δ a espessura desta camada, composta por três regiões. A primeira, aderida à parede, conhecida por subcamada laminar, onde predomina os efeitos viscosos e a segunda, denominada subcamada turbulenta, que se estende até a fronteira da camada limite, onde predomina os efeitos turbulentos. Como o perfil de velocidade é diferente em cada uma destas regiões, existe uma camada intermediária, que é necessária para o ajuste dos diferentes perfis.

Figura 27 Subcamada laminar. Fonte: [SHAMES IH. (1973)].

Subcamada viscosa da camada limite turbulenta:

Como consequência da condição de aderência, o fluido é estacionário junto à parede sólida. De acordo com a Lei da Viscosidade de Newton, a tensão de cisalhamento na superfície τ_o é expressa pela equação:

$$\tau_o = \rho \nu \frac{du}{dy} \quad (49)$$

Uma vez que esta camada é muito fina supõe-se que a tensão de cisalhamento permanece constante ao longo de toda a sua espessura. Assim, integrando-se (49) ao longo

desta espessura resulta numa equação que governa o perfil da velocidade u na subcamada viscosa, dada por:

$$u = \frac{\tau_o}{\rho\nu} y \quad (50)$$

Na obtenção desta equação linear foi considerado que a velocidade u é nula em $y = 0$ (condição de aderência). Por isso, algumas vezes, esta região é também chamada subcamada linear.

Uma importante relação no estudo da camada limite é a chamada velocidade de atrito, que é expressa por $u_* = \sqrt{\tau_o/\rho}$. Dividindo-se (50) por u_* obtém-se uma relação adimensional para a velocidade e para a distância normal à parede, da seguinte forma:

$$u^+ = \frac{u}{u_*} = \frac{\sqrt{\tau_o/\rho}}{\nu} y \quad (51)$$

Onde u^+ define a velocidade em termos adimensionais. A distância na forma adimensional é definida por:

$$y^+ = y \frac{u_*}{\nu} \quad (52)$$

A subcamada viscosa é muito fina e se estende da superfície até $y^+ = 11$ (Schlichting, H *et al* (2000)). Conclui-se nessa região que $u^+ = y^+$, mostrando a relação linear que existe entre os adimensionais.

Subcamada turbulenta da camada limite turbulenta:

Para $y^+ > 30/50$ (Schlichting, H *et al* (2000)) existe uma região onde os efeitos de inércia dominam e o escoamento é turbulento). Nesta região, a tensão de cisalhamento τ varia suavemente com a distância à parede, fazendo com que a forma do perfil de velocidade mude em relação àquele da subcamada viscosa. O perfil de velocidade para a subcamada turbulenta tem como equação:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C \quad (53)$$

Onde $\kappa = 0,4$ e $C = 5$ é uma constante de integração cujo valor é obtido experimentalmente (Schlichting, H *et al* (2000)). A Figura 28 representa o perfil das velocidades junto à parede.

Figura 28 Gráfico do perfil de velocidade. Fonte: [ANSYS, INC (2009)].

Sabendo que os códigos de CFD substituem o domínio contínuo do problema com um domínio discreto através da malha e resolve em cada volume de controle e interpola os resultados entre esses volumes, torna-se fundamental estabelecer o tamanho do primeiro elemento a partir da parede de forma que está fique contida dentro da subcamada viscosa ($y^+ \leq 11$) tornando possível a solução desta região. Contudo a espessura da subcamada diminui com o aumento do número de Reynolds e para atender a exigência do $y^+ \leq 11$ torna-se necessário uma célula muito pequena para os Reynolds altos, acarretando em uma malha com um maior volume de elementos. Assim uma estratégia muito utilizada na resolução do fluxo junto à parede é a utilização das chamadas funções de parede que ao invés de resolver o cálculo na subcamada viscosa, estabelece um valor empírico para esta região. Para o devido funcionamento dessas funções torna-se necessário garantir que $30 \leq y^+$.

A modelagem da turbulência que é utilizada e a fidelidade desejada da física do problema determinam a espessura, número de camadas e a distribuição da camada prismática. Dependendo do número de Reynolds, a camada limite requer um número maior que 10-20 células no sentido transversal ao fluxo para a resolução precisa dos perfis de fluxo de turbulência. Para resolver a subcamada viscosa (baixo y^+), mais células são necessárias. Camadas prismáticas não só fornecem densidade de malha próxima à parede, mas também

permite utilizar-se de células de alta razão de aspecto, proporcionando assim uma melhor resolução transversal à corrente sem incorrer em uma resolução excessiva na direção do fluxo.

O modo de distribuição de tamanho das camadas é uma propriedade que é utilizada para calcular a distribuição das espessuras das várias camadas de células na camada de prisma. Dentro os métodos que definem as distribuições de espessuras, foi utilizado o fator de *stretch*, que é a razão entre a espessura de uma camada de células para a espessura da camada anterior. O valor mínimo permitido é de 1,0, qualquer valor maior do que 1,0 resultam em aumento da altura da camada prismática para longe da parede (Figura 29).

Definido o fator de *stretch* o número de camadas pode ser definido. Este, em combinação com o fator de *stretch*, deve ser grande o suficiente de maneira que a camada prismática englobe a espessura da camada limite do escoamento (equação(54)).

Figura 29 Elemento da configuração da camada prismática.

A espessura da camada limite em regime turbulento pode ser obtida através da expressão (Schlichting, H *et al* (2000)):

$$\delta = \frac{0,382L_{pp}}{ReL_{pp}^{1/5}} \quad (54)$$

Estas propriedades gerais podem ser definidas globalmente e também podem ser definidas localmente em superfícies parciais, regiões, ou fronteiras, e nos controles volumétricos. Um exemplo que mostra duas camadas prismáticas próximas à superfície da parede é mostrado na Figura 30.

Figura 30 Exemplo de camada prismática. Fonte: [STARCCM+ User's Manual]

4.1.3.1. Criação dos blocos de refino nos locais de interesse

Com o objetivo de tornar a simulação mais enxuta em termos de número de elementos, e assim tamanho alocado de memória e gasto computacional durante a simulação, é possível utilizar blocos de refino nas regiões de alta complexidade geométrica ou em regiões de interesse de análise do fluxo numérico, como por exemplo, a região de esteira ou da superfície livre.

No caso estudado, foram criados três blocos de refino: um na superfície livre e outros dois no entorno do casco. A discretização da superfície livre (Figura 31) mostrou-se um processo complexo, uma vez que é necessário antever qual a altura (ao longo do eixo vertical z) na qual o fenômeno atuará, pois como a mesma se estende por todo o domínio, um erro no dimensionamento da altura pode proporcionar um aumento significativo no tamanho da malha, ou a influência da superfície livre na simulação pode não ser capturada de maneira correta no caso da dimensão estipulada não ser grande o bastante. Outra dificuldade encontrada está na diferença da ordem de grandeza dos elementos neste bloco de refino com os demais blocos. Os elementos neste bloco devem ser muito menores, comparados à geometria do casco, por exemplo, devido à escala de perturbação gerada nesta região.

Figura 31 Bloco de refino utilizado na superfície livre.

Ainda com o objetivo de obter o maior número de elementos, mas de maneira racional e que não onere de maneira desmedida o uso computacional, o bloco de refino da superfície livre tem um refino anisotrópico, diminuindo assim o tamanho dos elementos no eixo de interesse, no caso o eixo vertical z sem alterar em demasia o número de elementos nos demais eixos, como pode ser observado na Figura 31.

Como o escoamento de interesse ocorre no entorno do casco, esta região torna-se de vital importância para a simulação na busca de resultados os mais confiáveis. Assim, existe uma necessidade de tornar o refino da malha próximo da embarcação o melhor possível para capturar tais respostas. Foram criados dois blocos com os respectivos centros no mesmo eixo de coordenadas do casco, que se encontra na quilha à meia nau. O bloco de refino de maior dimensão tem um refino mais grosseiro e tem o objetivo de ser uma transição entre o refino usado no domínio e o refino usado no entorno da embarcação e na região da esteira. O refino aqui, diferente do usado na superfície livre é isotrópico, ou seja, todos os elementos têm a mesma proporção nos distintos eixos (x, y, z). A Figura 32 mostra os dois blocos de refino.

Figura 32 Blocos de refino utilizado no entorno do casco.

A Figura 33 mostra um corte transversal na embarcação, mostrando a composição dos três blocos de refino utilizados na construção das simulações.

Figura 33 Corte transversal dos blocos de refino.

Na Tabela 6 e na Figura 34 são apresentadas as dimensões dos blocos de refino bem como as relações de refino utilizadas em cada um dos blocos. Está apresentada também na Tabela 6 a porcentagem de redução dos elementos em relação ao elemento base que será formalmente apresentado no item 4.1.3.

Tabela 6 Blocos de refinamentos utilizados nas simulações

Bloco	Dimensão (função de L)			Refino (%elemento base)		
	x	y	z	x	y	z
Grosseira	2L	0,5L	0,1L	50%	50%	50%
Fina	1,3L	0,25L	0,06L	5%	5%	5%
Sup. livre	7L	2,4L	0,0015L	25%	10%	0,5%

Figura 34 Posição dos blocos de refino no plano $z=0$.

4.1.4. Definição da física das simulações

A determinação dos modelos físicos a serem usados é muito particular dentre as infinitas possibilidades de uso do código, ficando a determinação dos modelos diretamente condicionados à aplicação em específico do problema.

Os modelos físicos definem como um fenômeno físico é representado no *continuum*. Essencialmente, os modelos definem as variáveis primárias da simulação (tais como pressão, temperatura, e velocidade) e qual formulação matemática deva ser usada para gerar tal

solução. Uma combinação apropriada dos modelos é necessária para a definição completa de um *continuum* físico. Os modelos têm diferentes níveis de complexidade e funcionalidade, e tem por principal objetivo obter a solução e ajudar a apresentar as informações necessárias.

As simulações requerem uma conexão entre o que se entende do mundo material e as construções matemáticas dos modelos de equações de transporte. No mundo físico, existem conceitos como superfícies impermeáveis ou porosas, por exemplo, mas nas simulações numéricas se lida com o conceito de condições de contorno. As conexões entre o físico e o numérico são feitas durante a importação da geometria (4.1.1) ou quando uma região ou fronteira é criada a partir da simulação.

Nessa etapa são escolhidos os modelos de turbulência, o uso do método RANS, o tratamento dos cálculos na região da parede, entre outras informações pertinentes a simulação. Na Figura 35 estão os modelos usados nas análises.

Figura 35 Modelos físicos utilizados nas simulações.

4.1.4.1 Condições de contorno do domínio computacional

Tendo definido as dimensões do domínio computacional que envolve a superfície do casco importado, como descrito nos itens 4.1.1 e 4.1.2, o domínio computacional foi então dividido em seis fronteiras mais o casco propriamente dito, com cada uma dessas fronteiras tendo suas propriedades físicas distintas. A Figura 36 mostra essas fronteiras.

Figura 36 Condições de contorno do domínio computacional.

A condição de contorno chamada de entrada é definida como uma entrada (*inlet*) de velocidade e a saída como saída (*outlet*) de pressão. As paredes, o fundo e o casco foram configurados para se comportarem como parede. A parte superior (tampa) foi configurada também como *inlet* de velocidade. A configuração das paredes tem a função de aderência adicionada que é a condição física, onde um fluido em contato com uma superfície sólida possui velocidade nula em relação à superfície. Em outras palavras, a velocidade do fluido em contato com um contorno sólido é a mesma do contorno. Conceitualmente, as moléculas do fluido se prendem à superfície pela qual este escoa, ou seja, escorregamento $v \cdot n = 0$, não escorregamento $v = 0$.

A Tabela 7 mostra um resumo das condições de contorno e a representação matemática de cada uma delas.

Tabela 7 Condição de contorno e domínio computacional (posição em relação ao eixo de coordenadas do casco)

Nome	Posição (sist. coord.)	Condição	Representação matemática
Entrada	2,5L	Entrada de velocidade	$v = v_{longe}$
Saída	4,5L	Saída de pressão	$p = p_{atm}$
Tampa	0,065L e L	Entrada de velocidade	$v = v_{longe}$
Fundo	-0,5L	Impermeabilidade	$v \cdot n = 0$
Paredes	1,2L	Impermeabilidade	$v \cdot n = 0$
Casco	0	Aderência	$v = 0$

4.1.5. Definições das condições de simulação

A partir da malha e dos parâmetros físicos escolhidos e configurados que regem as simulações, as características dos ensaios devem ser fornecidas à simulação. Essas características contemplam os valores das velocidades, movimentos forçados, amplitudes ou quais querem informações relevantes que devam ser executados e resolvidos durante a simulação. Estas informações serão apresentadas no item 4.3.

4.2. REFINO DOS MODELOS

No processo do desenvolvimento das simulações é necessário verificar se os resultados obtidos são coerentes e ainda, se no processo de obtenção das respostas o custo computacional empregado na execução atende a razão entre o custo e o benefício de maneira razoável sem haver desperdício desses recursos numa simulação com refino exagerado.

A comparação dos resultados pode ser feita de várias maneiras. Inicialmente os resultados de força, mais especificamente a força friccional atuante na simulação, foi comparada com a formulação proposta pela ITTC de 1957 ($C_f = \frac{0,075}{(\log R_n - 2)^2}$) a fim de se estabelecer a coerência do resultado. A partir da constatação da coerência dos resultados, é possível comparar os resultados das forças e momentos com os resultados obtidos em ensaios físicos.

Além da comparação direta dos resultados, a análise dos resíduos das simulações tem um papel importante, pois é uma forma direta e prática de se estabelecer o quão acurado é a

solução encontrada. O resíduo é definido no código STARCCM+ pela diferença encontrada entre duas iterações consecutivas em cada uma das equações discretas envolvidas na solução da simulação. Níveis de resíduos altos é um bom indício que a simulação não está fornecendo resultados confiáveis. A Figura 37 apresenta um exemplo de resíduo de uma simulação.

Figura 37 Exemplo de resíduo da solução.

Através da comparação dos resultados obtidos nas simulações com os resultados experimentais, levando em conta os resíduos dessas respostas, é possível determinar se as simulações estão convergindo e fornecendo resultados coerentes com o esperado. Caso a solução encontrada não seja satisfatória, seja pelo fato dos resultados estarem longe do esperado ou fornecerem valores elevados de resíduo, é possível alterar algumas variáveis que determinam a geração de malha.

Por tratar-se de um problema com uma gama muito vasta de variáveis na geração da simulação, os critérios para a variação da malha tornam-se quase infinitos. Com isso, dentre as possibilidades existentes, algumas são escolhidas a fim de se obter uma base de comparação onde possa ser estabelecido um critério que permeie todas as soluções estudadas. A forma adotada está descrita no item 4.2.1.

4.2.1. Discretização da malha

Como apresentado no item 4.1.3, a geração de malha depende de várias variáveis que podem ser alteradas de diversas formas, gerando um número enorme de soluções, podendo

inclusive alterar as geometrias de forma bastante pronunciada. Dessa forma, ao se estudar o impacto da discretização da malha nos resultados, procura-se alterar fatores de malha que possam influenciar na solução, desde que se mantenha uma proporção geométrica entre as mesmas, tornando as mais similares (formato dos elementos) possíveis.

Assim, não foram alteradas as dimensões dos blocos de refino, o grau de refino dos mesmos ou qualquer outra variável que pudesse interferir na similaridade das simulações a serem comparadas. Com a finalidade de obter uma correlação entre as simulações, as mesmas foram construídas de forma a ter um elemento base e as variáveis de refino serem proporcionais a este valor base.

O valor dessa base é arbitrário ficando ao critério e bom senso do usuário. Inicialmente foi aplicado um valor base de maneira a obter uma malha mais grosseira com um menor número de elementos e posterior diminuição deste valor, aumentando assim o refinamento da malha e com isso o número de elementos que a constituem. Diversos autores, em suas publicações iniciam malhas com menos de 1 milhão de elementos e chegam a malhas com mais de 70 milhões, dependendo do caso (Eça, L. et al (2005), Simonsen, C. e Stern, F. (2003), Turnock, S.R. et al (2008)).

Na modelagem dos casos na escala dos ensaios, inicialmente foi utilizado um valor base com intuito de obter uma malha de pouco mais de 500 mil elementos, o que reflete num elemento base de 1,2m. Foram ainda criados mais seis refinamentos distintos com a premissa de estabelecer a malha que equilibrasse além da boa resposta, o baixo resíduo e o custo computacional. As malhas criadas estão apresentadas na Tabela 13.

Tabela 8 Malhas – simulações na escala do ensaio

	Elemento base(m)	Nº elementos
Malha 1	1,2	5,91E+05
Malha 2	0,9	7,93E+05
Malha 3	0,6	1,51E+06
Malha 4	0,3	6,36E+06
Malha 5	0,2	1,71E+07
Malha 6	0,15	3,58E+07
Malha 7	0,1	1,08E+08

4.3. PROBLEMAS ESTUDADOS NO TRABALHO

As simulações têm por objetivo principal obter as grandezas físicas de interesse obtidas nos ensaios de arrasto oblíquo e PMM, mais especificamente, recuperar os ensaios realizados pelo laboratório INSEAN. O trabalho foi então conduzido de forma que as simulações respeitassem a matriz de ensaios utilizada pelo INSEAN, além das simulações necessárias para estabelecimento da malha adequada.

Com a preocupação de se extrapolar a solução para o caso com escala real ainda foram escolhidos dois tipos de simulações (arrasto oblíquo e *sway* puro) para serem executadas com a escala natural da embarcação.

4.3.1. Simulações de arrasto oblíquo

Os ensaios de arrasto são uma parte importante na caracterização do comportamento de manobra. Foram realizadas 11 simulações ao todo, com ângulos de *drift* distintos e a partir delas extraídas a força na direção do eixo *y* da embarcação e também o momento em relação ao eixo *z*. A Figura 38 mostra um exemplo dos modelos simulados.

Figura 38 Arrasto oblíquo com 6° em relação ao deslocamento.

A velocidade utilizada foi à mesma em todos os casos, com um $Fn = 0,064$ que equivale à velocidade de $u = 0,533 \text{ m/s}$ e um $Re = 4 \times 10^6$ na escala utilizada. A Tabela 9 apresenta a matriz simulada.

Tabela 9 Resumo das condições simuladas – Arrasto.

F_n	Re	u (m/s)	Ângulo de <i>drift</i> (°)
0,064	4×10^6	0,533	-6
0,064	4×10^6	0,533	-4
0,064	4×10^6	0,533	-2
0,064	4×10^6	0,533	-1
0,064	4×10^6	0,533	-0,5
0,064	4×10^6	0,533	0
0,064	4×10^6	0,533	0,5
0,064	4×10^6	0,533	1
0,064	4×10^6	0,533	2
0,064	4×10^6	0,533	4
0,064	4×10^6	0,533	6

4.3.2. PMM sway e yaw

Utilizando a mesma metodologia utilizada que nas simulações de arrasto oblíquo, as simulações de puro sway, puro yaw e yaw com ângulo de drift, foram realizadas com as mesmas condições empregadas nos ensaios.

A velocidade utilizada foi à mesma em todos os casos, com um $F_n = 0,064$ que equivale a $u = 0,533$ m/s e um $Re = 4 \times 10^6$ na escala utilizada. Na Tabela 10 estão apresentadas às outras condições pertinentes as simulações.

Tabela 10 Resumo das condições simuladas – PMM.

PMM	F_n	Re	u (m/s)	Ângulo de <i>drift</i> (°)	Amplitude máxima (m)	Frequência oscilação (1/s)
Sway puro	0,064	4×10^6	0,533	0	0,114	0,06
Yaw puro	0,064	4×10^6	0,533	0	0,114	0,06
Yaw + drift	0,064	4×10^6	0,533	4	0,114	0,06

4.3.3. Arrasto e sway em escala real

Como já mencionado, com o intuito de extrapolar a utilização do código de CFD, foram conduzidas simulações adicionais às propostas pelo INSEAN na escala real da embarcação. Estas simulações compreendem as de arrasto oblíquo, nos mesmos ângulos realizados nas simulações em escala, e também o PMM de *sway* puro, aplicando-se a mesma metodologia das simulações na escala do ensaio.

A velocidade utilizada foi à mesma em todos os casos, com um $F_n = 0,064$ que equivale a $u = 3,6$ m/s e um $Re = 1,2 \times 10^9$.

A necessidade de se configurar a primeira camada com espessura muito pequena para atender os requisitos do y^+ devido ao elevado valor do número de Reynolds acarreta na geração de uma malha muito maior e com isso um gasto computacional muito mais elevado do que o encontrado nas primeiras etapas do desenvolvimento desse trabalho.

5. RESULTADOS

Nesse capítulo são apresentados os resultados das simulações conforme metodologia e matriz de simulação apresentada no item 4.3. Inicialmente são apresentados e comparados os resultados de força e momento obtidos nas simulações com os resultados experimentais encontrados na literatura e utilizados como *benchmarking*.

As simulações na escala do experimento foram realizadas utilizando os *clusters* do Tanque de Provas Numérico (TPN), que conta com processadores Intel Xeon E5-2680v2 com 2.8GHz, 25MB cachê, 8 GT/s, com 128 Gb de memória RAM DDR3 1866 MHz. Nas simulações foi utilizado um conjunto de 20 processadores em paralelo. No caso das simulações em escala real, devido ao tamanho elevado das malhas, as simulações foram conduzidas com um total de 40 processadores.

A força hidrodinâmica obtido experimentalmente foi calculada como sendo a força total medida subtraída da parcela inercial, ou seja, devido ao deslocamento imposto pelo PMM:

$$F_{hidrodinâmica} = F_{total} - F_{inercial} \quad (55)$$

Os sinais experimentais brutos foram devidamente filtrados para remoção de ruídos.

5.1. DEFINIÇÃO DO GRAU DE REFINAMENTO DAS MALHAS

Esta seção tem por objetivo apresentar a malha escolhida, o grau de refinamento utilizado, o tempo necessário para cada simulação e os resíduos encontrados.

Como apresentado no item 4.2.1, foram construídas sete malhas distintas a fim de estabelecer qual seria a utilizada durante as análises propostas. O caso utilizado nas comparações foi à simulação de arrasto oblíquo com ângulo de *drift* 6°.

Para efeito de comparação, foram utilizadas as respostas das grandezas físicas de forças e momentos, além do tempo para execução de 4000 iterações mantendo constante o número de processadores e os valores de resíduos nestas simulações. Outro fator relevante comparado foi o tempo necessário para geração das diversas malhas nos diversos refinamentos, além do tempo necessário para gravação destas simulações.

As comparações foram divididas em duas partes, sendo uma a geração das malhas e as simulações propriamente ditas. Na parte de geração das malhas foram comparados os valores de tempo de geração, tempo de gravação, espaço físico de armazenagem das malhas sem resultados da simulação, tudo em função do número de elementos. Na parte das simulações foram comparados os valores das grandezas físicas obtidas em comparação ao resultado experimental e também o resíduo encontrado nas simulações.

O tamanho dos elementos bases foi alterado de forma a encontrar uma gama de malhas que partissem de uma malha mais simples com menos de 600 mil elementos, até uma malha mais discretizada que ultrapassasse os 100 milhões de elementos. Assim, foram construídas sete simulações com elementos base que variam de 1,2 m até 0,1 m.

A Tabela 11 mostra os resultados encontrados na geração das malhas e a Tabela 12 mostra os resultados encontrados nas simulações.

Tabela 11 Resultados da comparação de geração das malhas.

Nome	Elemento base (m)	Nº elementos	Tempo de CPU (s)	Tempo gravação (s)	Espaço armazenagem (Gb)
Malha1	1,2	5,91E+05	19,3	14,44	0,09
Malha2	0,9	7,93E+05	26,84	14,46	0,1
Malha3	0,6	1,51E+06	49,21	24,122	0,191
Malha4	0,3	6,36E+06	190	96,95	0,787
Malha5	0,2	1,71E+07	519,17	276,36	2,0
Malha6	0,15	3,58E+07	1034,02	425,09	4,4
Malha7	0,1	1,08E+08	4679,87	1384,9	13,2

Tabela 12 Resultado de comparação das simulações.

Nome	Elemento base (m)	Nº elementos	Tempo de CPU (s)	Espaço armazenagem (Gb)	F _x (N)	F _y (N)	N(Nm)	C _f
Malha1	1,2	5,91E+05	1,07E+03	0,144	9,01	-12,84	-50,46	3,16E-03
Malha2	0,9	7,93E+05	1,49E+03	0,192	8,74	-12,41	-51,76	3,19E-03
Malha3	0,6	1,51E+06	2,92E+03	0,37	8,91	-12,05	-51,90	3,21E-03
Malha4	0,3	6,36E+06	1,24E+04	1,6	8,87	-11,65	-52,42	3,24E-03
Malha5	0,2	1,71E+07	3,40E+04	4	8,94	-11,77	-52,44	3,25E-03
Malha6	0,15	3,58E+07	7,40E+04	8,5	8,95	-11,74	-52,65	3,25E-03
Malha7	0,1	1,08E+08	2,26E+05	25,1	8,98	-11,72	-52,72	3,26E-03

Na Tabela 12, F_x representa a resultante de força em relação ao eixo x , F_y representa a resultante de força em relação ao eixo y , N representa o momento em torno do eixo z e C_f representa o coeficiente da força friccional.

A Figura 39, Figura 40 e Figura 41, apresentam os tempos despendidos nas diversas etapas da análise, o número de elementos e o espaço utilizado dos arquivos, respectivamente.

Figura 39 Tempo despendido na geração das malhas e na simulação.

Figura 40 Número de elemento das malhas analisadas.

Figura 41 Tamanho ocupado pelos arquivos das malhas sem resultado de simulações e com os resultados.

A partir das figuras ficam evidentes as grandes diferenças nos tempos de geração e simulação, espaços de armazenagem e número de elementos entre as malhas analisadas e comparadas. Tomando de exemplo o tempo de simulação, a Malha 7, apresenta um tempo 210 vezes maior para atingir as 4000 iterações se comparados com a Malha 1. A Figura 42 mostra esta comparação.

Figura 42 Comparação dos tempos adimensionalizados pelos tempos obtidos na Malha 1.

Normalizando todos os resultados em função dos obtidos com relação à Malha 1 (que apresenta os menores valores), temos uma comparação direta, apresentadas na Tabela 13 e Tabela 14.

Tabela 13 Resultados da geração das malhas normalizados pelos resultados da Malha 1.

Nome	Nº elementos	Tempo de CPU (s)	Tempo gravação (s)	Espaço armazenagem (Gb)
Malha2	1,3	1,4	1	1,1
Malha3	2,6	2,5	1,7	2,1
Malha4	10,8	9,8	6,7	8,7
Malha5	28,9	26,9	19,1	22,2
Malha6	60,6	53,6	29,4	48,9
Malha7	182,7	242,5	95,9	146,7

Tabela 14 Resultados das simulações normalizadas pelos resultados da Malha 1.

Nome	Nº elementos	Tempo de CPU (s)	Espaço armazenagem (Gb)
Malha2	1,3	1,4	1,3
Malha3	2,6	2,7	2,6
Malha4	10,8	11,6	11,1
Malha5	28,9	31,8	27,8
Malha6	60,6	69,2	59
Malha7	182,7	211,2	174,3

As grandes diferenças encontradas entre os diversos refinamentos, principalmente com relação aos tempos, são importantes ao estabelecer toda uma matriz de simulação. Uma baixa disponibilidade de recursos computacionais de alto desempenho e a escolha por um grau de refinamento elevado pode inviabilizar a execução das simulações.

Outro ponto importante na comparação dos graus de refinamento são os resultados encontrados nas simulações. As grandezas físicas utilizadas na comparação dos possíveis refinamentos foram o coeficiente de força friccional (C_f) que foi comparado com a formulação proposta pela ITTC de 1957 do mesmo coeficiente sobre uma placa plana de igual área molhada, a força de resistência ao avanço (F_x), a força na direção de *sway* (F_y) e o momento (N) em relação ao eixo *z*, estas grandezas foram comparadas com os resultados experimentais.

A Figura 43 apresenta os resultados do coeficiente de força friccional para cada uma das malhas, todas comparadas com o resultado do coeficiente do experimento da placa plana fornecida pela fórmula da ITTC.

Figura 43 Comparação do coeficiente de força friccional obtido nas simulações com o encontrado pela formulação proposta pela ITTC de 1957.

A Figura 44, Figura 45 e Figura 46 apresentam as três grandezas físicas comparadas com os resultados experimentais, sendo elas a força de resistência ao avanço, força de *sway* e momento em relação ao eixo *z*, respectivamente.

Figura 44 Comparação da força de resistência na direção do eixo x obtida nos ensaios com as forças obtidas nas simulações em CFD.

Figura 45 Comparação da força de resistência na direção do eixo y obtida nos ensaios com as forças obtidas nas simulações em CFD.

Figura 46 Comparação do momento em relação ao eixo z obtido nos ensaios com as forças obtidas nas simulações em CFD.

A diferença percentual encontrada nas grandezas físicas foi comparada como apresentado:

$$diferença = (R_{simulação} - R_{ensaio})/R_{ensaio} \quad (56)$$

Assim os resultados foram comparados e apresentados na Tabela 15.

Tabela 15 Resultados das simulações normalizadas pelos resultados da Malha 1.

Nome	F_x	F_y	N	C_f
Malha1	0,13%	14,06%	-5,16%	-9,90%
Malha2	-2,87%	10,24%	-2,72%	-9,04%
Malha3	-0,98%	7,04%	-2,45%	-8,47%
Malha4	-1,42%	3,49%	-1,48%	-7,61%
Malha5	-0,64%	4,55%	-1,44%	-7,33%
Malha6	-0,53%	4,29%	-1,04%	-7,33%
Malha7	-0,20%	4,11%	-0,91%	-7,04%

As diferenças encontradas na comparação das grandezas físicas foram baixas, tendo seus maiores valores nos coeficientes friccionais, uma vez que estes apresentaram valores muito baixos.

Outra comparação relevante é a comparação dos resíduos provenientes das simulações. Dentre as variáveis possíveis de serem observadas, foram escolhidos para comparação os resíduos referentes ao modelo de turbulência e aos cálculos das grandezas de

forças e momento. A Figura 47, Figura 48, Figura 49 e Figura 50 apresentam os valores obtidos normalizados para as diferentes malhas.

Figura 47 Comparação do resíduo da turbulência.

Figura 48 Comparação do resíduo de F_x .

Figura 49 Comparação do resíduo de F_y .

Figura 50 Comparação do resíduo de N .

Observando os valores dos resíduos, todos apresentaram bons valores, tendo seus valores máximos na ordem de 10^{-6} que são considerados baixos na comparação com os trabalhos utilizados como referência.

Levando em conta os valores encontrados em todos os aspectos analisados, o refino escolhido foi o apresentado pela Malha 4 que apresentou um bom desempenho na geração e simulação do modelo aliado às baixas diferenças entre os resultados simulados e ensaiados.

Definida a malha das simulações na escala do ensaio, torna-se necessário estabelecer a malha a ser utilizada nas simulações na escala real. Buscando tornar as malhas as mais

semelhantes o possível para uma futura comparação dos resultados, as simulações na escala real foram construídas com valor do elemento base proporcionais ao utilizado pelas simulações na escala do ensaio. Assim as simulações foram construídas com um elemento de 13,715 m, uma vez que a escala utilizada foi de 1: 45,71.

Na Tabela 16 estão apresentadas as características da malha encontrada na escala real.

Tabela 16 Geração das malhas na escala real do problema.

Nome	Elemento base (m)	Nº elementos	Tempo de CPU (s)	Tempo gravação (s)	Espaço armazenagem (Gb)
Malha Real	13,715	1,93E+07	719,17	376,36	3,2

5.2. ARRASTO OBLÍQUO

Após a definição do grau de refinamento das malhas, as simulações foram construídas e realizadas de maneira que pudessem representar o mesmo ângulo de *drift* apresentado pelos ensaios realizados pelo laboratório INSEAN com o modelo KVLCC2.

As 11 simulações de arrasto oblíquo foram construídas seguindo a mesma metodologia apresentada nesta dissertação, variando-se apenas o ângulo da embarcação com relação ao fluxo, ou seja, o ângulo de *drift*, como poder ser observado na Figura 51.

Figura 51 Definição do ângulo de *drift*.

Diferentemente do critério de 4000 iterações utilizado no estudo de malha, os tempos de simulações foram de 20s com um incremento de tempo de 0,002s por iteração, num total

de 10 mil iterações. As simulações demandaram aproximadamente 12 horas de uso do cluster por condição, utilizando o mesmo número de processadores da etapa anterior.

A comparação dos resultados de forças obtidas via CFD e experimentalmente estão apresentadas na Figura 52. Os resultados obtidos pelas simulações são as apresentadas por linhas contínuas enquanto os valores de referência (resultados dos ensaios) estão apresentados na forma de pontos.

Figura 52 Comparação das forças hidrodinâmicas obtidas via CFD e ensaios.

Pela observação da comparação dos resultados, fica evidente a boa aderência dos resultados encontrados nas simulações em comparação aos obtidos nos ensaios de arrasto oblíquo.

O resultado encontrado no momento N em relação ao eixo vertical z , está disposto na Figura 53 e segue o mesmo padrão apresentado da comparação das forças hidrodinâmicas, sendo a linha contínua os resultados numéricos (CFD) enquanto os resultados ensaiados apresentados por pontos. Os valores do momento N simulados e ensaiados também apresentam uma ótima aderência, como a apresentada pelas forças.

Figura 53 Comparação do momento em relação ao eixo z obtido via CFD e ensaio.

A Figura 54 apresenta níveis de resíduo normalizados encontrados em algumas das equações discretas utilizadas nas simulações, mas especificamente a com ângulo igual a 2° . Todas as simulações apresentam resíduos próximos aos encontrados neste exemplo.

Figura 54 Resíduo encontrado na simulação de arrasto com ângulo de *drift* 2° .

5.3. PMM DE SWAY, YAW E YAW COM DRIFT.

Os resultados das simulações dos ensaios dinâmicos, ensaios de PMM, são apresentados nesta secção. As simulações do PMM de *sway* puro, *yaw* puro e *yaw* com ângulo de *drift* estão apresentadas juntamente com os resultados obtidos nos ensaios já mencionados.

A matriz das simulações representam as mesmas condições utilizadas nos ensaios. Foram simuladas duas oscilações consecutivas a fim de eliminar qualquer efeito transiente possível no início da simulação. O período de uma oscilação das simulações de *sway* e *yaw* puro e *yaw* com *drift* foi 16,67 s, logo foram simulados 34s com um incremento de 0,0034s num total de 32 horas de uso do cluster por simulação, utilizando o mesmo número de processadores da etapa anterior.

5.3.1. PMM sway puro

A simulação de *sway* puro tem como característica, além do movimento longitudinal ao longo do domínio, um movimento puramente transversal, de tal forma que o eixo x do sistema de coordenadas móvel seja sempre paralelo ao eixo x do sistema de coordenadas inercial (junto ao domínio), como apresentado na Figura 55.

Figura 55 Posição da embarcação ao longo do tempo para condições de PMM *sway* puro.

As soluções das forças hidrodinâmicas obtidas na simulação estão apresentadas na Figura 56 juntamente com as forças obtidas nos ensaios. A solução numérica apresenta valores ligeiramente mais altos, mas ainda muito próximos das forças ensaiadas, principalmente na força F_x . Uma hipótese para essa diferença pode ser encontrada no tipo de instrumentação, já que foi utilizado um bloco de força capaz de medir os esforços nas três

direções (*surge*, *sway* e *yaw*). Blocos de força deste tipo costumam apresentar ordem de grandeza das forças e momento muito diferentes, assim prejudicando a resolução das grandezas. Uma alternativa para evitar este problema, seria obter o momento através da colocação de dois blocos de força que utilizassem os valores de forças para obtenção do momento, o que não foi feito no ensaio em questão. É importante se ressaltar que na grande maioria dos ensaios em condição de manobra, as forças no sentido longitudinal (F_x) não são consideradas nas análises, tendo como foco principal apenas as grandezas que influenciam na alteração da manobra, que no caso são F_y e N .

Figura 56 Comparação das forças F_x e F_y obtidas na simulação e nos ensaios.

O resultado encontrado no momento N em relação ao eixo vertical z , está apresentado na Figura 57. O momento encontrado nas simulações foi muito próximo aos do ensaio.

Figura 57 Comparação entre o momento N (eixo z) obtido na simulação e nos ensaios.

Os níveis de resíduo normalizados encontrados em algumas das equações discretas utilizadas na simulação são apresentados na Figura 58. Os resíduos encontrados apresentaram os mesmos níveis de resíduos obtidos nas simulações de arrasto oblíquo, sendo os maiores valores na ordem de 10^{-4} .

Figura 58 Resíduos obtidos na simulação *sway* puro.

5.3.2. PMM *yaw* puro

Na simulação de *yaw* puro, o movimento do corpo estudado tem como característica principal ter o sistema de coordenadas móvel sempre tangente ao movimento prescrito pelo corpo, como apresentado na Figura 59.

Figura 59 Posição da embarcação ao longo do tempo para condição de PMM *yaw* puro.

As forças hidrodinâmicas, tanto F_x quanto F_y , obtidas na simulação estão apresentadas na Figura 60. Os resultados dos ensaios também estão presentes na mesma figura. As forças obtidas através das simulações e nos ensaios se encontram muito próximas. No caso da força F_y foi verificada uma ligeira diferença no formato dos sinais. No trabalho apresentado por Miller, R. W (2008), o autor encontra uma situação similar (Figura 61). Comparando as respostas adimensionais da força na direção y em uma oscilação, fica evidente a mesma tendência em ambos os casos.

Figura 60 Comparação das forças F_x e F_y obtidas na simulação *yaw* puro e nos ensaios.

Figura 61 Diferenças na força F_y na simulação de *yaw* puro. Fonte: [Miller, R. W (2008)]

O resultado de momento N em relação ao eixo vertical z está apresentado na Figura 62. Os resultados de momento apresentaram valores muito próximos aos dos ensaios, como também já observado na simulação de *sway* puro.

Figura 62 Comparação entre o momento N obtidas na simulação *yaw* puro e no ensaio.

Os níveis de resíduo normalizados encontrados em algumas das equações discretas utilizadas na simulação são apresentados na Figura 63. Os resíduos encontrados apresentaram os mesmos níveis de resíduos obtidos nas simulações de *sway* puro, sendo os maiores valores na ordem de 10^{-4} .

Figura 63 Resíduos obtidos na simulação de *yaw* puro.

5.3.3. PMM *yaw* com *drift*

A simulação de *yaw* com *drift* é basicamente a mesma da simulação de *yaw* puro, no qual o sistema de coordenadas móvel está sempre tangente ao movimento da embarcação, com a diferença que o sistema apresenta um ângulo de *drift* constante, como apresentado na Figura 64.

Figura 64 Posição da embarcação ao longo do tempo para condição de PMM *yaw* com *drift*.

Os resultados das forças obtidos na simulação de *yaw* com ângulo de *drift* estão apresentados na Figura 65, juntamente com os resultados dos ensaios. Como observado na comparação da simulação de *yaw* puro, a força F_y apresenta um descolamento. A tendência mais uma vez é a mesma observado (Figura 66) nos resultados obtidos por Miller, R. W (2008).

Figura 65 Comparação das forças F_x e F_y obtidas na simulação *yaw* com *drift* e nos ensaio.

Figura 66 Diferenças na força F_y na simulação de *yaw* com *drift*. Fonte: [Miller, R. W (2008)]

O resultado do momento N da simulação de *yaw* com ângulo de *drift* pode ser encontrado na Figura 67. O resultado está apresentado juntamente com o resultado do ensaio. Novamente resultados satisfatórios puderam ser observados na comparação.

Figura 67 Comparação do momento N obtido na simulação *yaw* com *drift* e nos ensaios.

Os níveis de resíduo normalizados encontrados em algumas das equações discretas utilizadas na simulação são apresentados na Figura 68. Os resíduos encontrados apresentaram os mesmos níveis de resíduos obtidos nas simulações de *sway* puro, sendo os maiores valores na ordem de 10^{-4} .

Figura 68 Resíduos obtidos na simulação de *yaw* com *drift*.

5.4. OBTENÇÃO DAS DERIVADAS HIDRODINÂMICAS

São apresentadas nesta seção as derivadas hidrodinâmicas obtidas através das simulações.

5.4.1. Simulações na escala do ensaio

De posse dos resultados das simulações, mais especificamente as séries temporais das forças e momentos, é possível utilizar o método descrito na secção 3.1.3.

Inicialmente as derivadas obtidas serão em função da velocidade v , estas são encontradas ao aplicar-se o método nos resultados das simulações de arrasto oblíquo.

Como já apresentado, no estudo de um casco sem apêndices, em águas calmas com profundidade infinita e levando-se em conta pequenos movimentos, as equações que aproximam o movimento da embarcação podem ser expressas, no caso do arrasto oblíquo, por:

$$X = X_* + X_{vv}v^2 \quad (57)$$

$$Y = Y_vv + Y_{vvv}v^3 \quad (58)$$

$$N = N_vv + N_{vvv}v^3 \quad (59)$$

A Figura 69 apresenta a aplicação do método para obtenção de derivadas hidrodinâmicas descrito, no qual as forças estão na forma adimensional. Os polinômios de ajuste também são apresentados na com os resultados.

Figura 69 Forças na forma adimensional e polinômios de ajuste de curvas para obtenção das derivadas hidrodinâmicas.

Através do método os polinômios das curvas de ajuste encontrados das forças foram:

$$p_{F'_x}(v') = -0,0012 - 0,0023v'^2 \quad (60)$$

$$p_{F'_y}(v') = -0,146v'^3 - 0,0138v' \quad (61)$$

O método também foi aplicado aos resultados do momento N , obtendo-se assim a curva da Figura 70.

Figura 70 Momento na forma adimensional e polinômios de ajuste de curvas para obtenção das derivadas hidrodinâmica.

Através do método o polinômio da curva de ajuste encontrado do momento foi:

$$p_{N'}(v') = 0,0625v'^3 - 0,0102v' \quad (62)$$

Logo as derivadas hidrodinâmicas em função da velocidade v oriundas das simulações de arrasto oblíquo na escala do modelo são apresentadas na Tabela 17.

Tabela 17 Derivadas hidrodinâmicas em função da aceleração v obtidas na escala do modelo.

Derivadas Hidrodinâmicas	Ensaio	CFD	Diferença
X_*	-1,10E-03	-1,20E-03	9%
X_{vv}	-8,70E-03	-2,30E-03	-74%
Y_v	-1,40E-02	-1,38E-02	-1%
Y_{vvv}	-1,48E-01	-1,46E-01	-1%
N_v	-1,08E-02	-1,02E-02	-6%
N_{vvv}	6,71E-02	6,25E-02	-7%

As derivadas em função das acelerações, $\dot{r}$ e $\dot{v}$, e velocidades, r e v , são obtidas a partir das simulações dinâmicas.

Através da simulação de *sway* puro são obtidas as derivas em função da aceleração $\dot{v}$, sendo $Y_{\dot{v}}$ e $N_{\dot{v}}$ (equações (30), (31) e (32)). A simulação de *yaw* puro fornece as derivadas

dependentes da velocidade de yaw r e também as que estão em função da aceleração de yaw $\dot{r}$. As derivadas obtidas desse ensaio são X_{rr} , Y_r , Y_{rrr} , N_r , N_{rrr} , $Y_{\dot{r}}$ e $N_{\dot{r}}$ (equações (33), (34) e (35)). Com a simulação de yaw com *drift* é possível obter as derivadas que contêm termos cruzados nas velocidades de sway v e yaw r . Assim obtêm-se as derivadas X_{rv} , Y_{vrr} , Y_{rvv} , N_{vrr} e N_{rvv} (equações (36), (37) e (38)).

Os valores obtidos das derivadas na escala do modelo estão compilados na forma de tabelas. A Tabela 18 apresenta os valores das derivadas em função da aceleração $\dot{v}$ obtidas via CFD, comparadas com as derivadas hidrodinâmicas obtidas dos resultados dos ensaios. A Tabela 19 apresenta as derivadas em função da aceleração $\dot{r}$ e Tabela 20 as derivadas com termos cruzados das velocidades v e r .

Tabela 18 Derivadas hidrodinâmicas em função da aceleração $\dot{v}$ obtidas na escala do modelo.

Derivadas Hidrodinâmicas	Ensaio	CFD	Diferença
$Y_{\dot{v}}$	1,47E-02	1,58E-02	-7%
$N_{\dot{v}}$	1,01E-03	1,00E-03	0%

Tabela 19 Derivadas hidrodinâmicas em função da velocidade r e aceleração $\dot{r}$ obtidas na escala do modelo.

Derivadas Hidrodinâmicas	Ensaio	CFD	Diferença
X_{rr}	1,923E-03	2,095E-03	9%
Y_r	-2,93E-03	-2,45E-03	16%
Y_{rrr}	-6,24E-04	-1,62E-03	-160%
N_r	2,31E-03	2,47E-03	-7%
N_{rrr}	3,60E-03	1,71E-03	53%
$Y_{\dot{r}}$	8,39E-04	7,44E-04	11%
$N_{\dot{r}}$	1,05E-03	1,06E-03	-1%

Tabela 20 Derivadas hidrodinâmicas em função das velocidades v e r obtidas na escala do ensaio.

Derivadas Hidrodinâmicas	Ensaio	CFD	Diferença
X_{rv}	1,354E+00	1,29E+00	-5%
Y_{vrr}	2,91E-01	-6,80E-02	123%
Y_{rvv}	-6,57E+01	-6,90E+01	-5%
N_{vrr}	1,55E-01	1,96E-01	-27%
N_{rvv}	2,08E+01	3,33E+01	-60%

As diferenças observadas nas derivadas hidrodinâmicas lineares (primeira ordem, por exemplo), estão dentro do apresentado nos trabalhos de Sakamoto, N *et al* (2012), com exceção das derivadas da força F_x que apresentam uma maior diferença.

Devido ao seu comportamento não linear, as derivadas hidrodinâmicas de ordem superior (segunda e terceira ordens) apresentaram maiores diferenças quando comparadas aos valores obtidos na comparação das lineares. As diferenças estão mais uma vez dentro dos limites apresentados nos trabalhos de ITTC (2008), ITTC (2011) e Sakamoto, N *et al* (2012),

Após a obtenção das derivadas hidrodinâmicas e considerando que as análises foram realizadas numa embarcação sem a presença de propulsores, lemes ou qualquer outro apêndice, as equações (12), (13) e (14) podem ser reescritas para o caso estudado (KVLCC2) da seguinte forma:

$$X' = -0,0012 - 0,0023v^2 + 0,0021r^2 + 1,286vr \quad (63)$$

$$Y' = 0,0158\dot{v} - 0,011v - 0,146v^3 - 0,068vr^2 + 0,00074\dot{r} - 0,0024r - 0,0016r^3 - 69,04rv^2 \quad (64)$$

$$N' = 0,00105\dot{v} - 0,0118v + 0,0466v^3 + 0,196vr^2 + 0,00105\dot{r} + 0,00246r - 0,00171r^3 + 33,34rv^2 \quad (65)$$

5.5. RECONSTRUÇÃO DAS FORÇAS E MOMENTOS

Como observado nas tabelas que apresentam as derivadas hidrodinâmicas (Tabela 17 a Tabela 20), existe uma diferença entre as derivadas obtidas através das simulações e dos ensaios. Com o objetivo de se observar o impacto das diferenças encontradas nas derivadas hidrodinâmicas na caracterização da embarcação, a força Y e o momento N foram reconstruídos com a utilização das derivadas hidrodinâmicas nas condições das simulações de *sway* puro, *yaw* puro e *yaw* com ângulo de *drift*, tanto para as simulações quanto para os ensaios. Os resultados dessas reconstruções estão dispostos da Figura 71 à Figura 76.

Figura 71 Reconstrução da força Y na forma adimensional no caso de *sway* puro.

Figura 72 Reconstrução do momento N na forma adimensional no caso de *sway* puro.

Figura 73 Reconstrução da força Y na forma adimensional no caso de yaw puro.

Figura 74 Reconstrução do momento N na forma adimensional no caso de yaw puro

Figura 75 Reconstrução da força Y na forma adimensional no caso de *yaw* com *drift*.

Figura 76 Reconstrução do momento N na forma adimensional no caso de *yaw* com *drift*.

De forma geral, as diferenças encontradas nas derivadas hidrodinâmicas tem baixo impacto no resultado das reconstruções, tendo a maior influência no caso de *yaw* com *drift*. As diferenças são maiores nos resultados de *yaw* com *drift* devido à natureza do movimento no qual a associação dos movimentos de translação e rotação propagam os erros encontrados nas diversas derivadas hidrodinâmicas que compõem o caso.

5.6. SIMULAÇÕES NA ESCALA REAL

Com o intuito de extrapolar a utilização do código de CFD na obtenção das derivadas hidrodinâmicas, foram conduzidas simulações adicionais às propostas pelo INSEAN na escala real da embarcação. Estas simulações compreendem as de arrasto oblíquo, nos mesmos ângulos realizados nas simulações na escala do ensaio, e também o PMM de *sway* puro.

Como nas simulações de arrasto oblíquo na escala do ensaio, os tempos de simulações na escala real foram de 20s com um incremento de tempo de 0,002s por iteração, num total de 10 mil iterações. As simulações demandaram aproximadamente 22 horas de uso do cluster por condição, utilizando o mesmo duas vezes o numero de processadores em relação aos utilizados na escala do ensaio, num total de 40 processadores.

Na simulação de PMM de *sway* puro foram simuladas duas oscilações consecutivas a fim de eliminar qualquer efeito transiente possível no início da simulação. O período de uma oscilação, na escala real, foi de 113,4 s, logo foi simulado 227 s com um incremento de 0,0034s num total de 112 horas de uso do cluster por simulação, utilizando o mesmo número de processadores da etapa anterior.

5.6.1. Arrasto oblíquo

Utilizando os mesmos ângulos de *drift* das simulações na escala do ensaio, 11 simulações foram criadas na escala real do problema seguindo a mesma metodologia apresentada nesta dissertação, variando-se apenas o ângulo da embarcação com relação ao fluxo. Foi mantido o número de Froude de tal forma que $Fn = 0,064$, com isso a velocidade de arrasto foi $u = 3,6 \text{ m/s}$ obtendo um $Re = 1,2 \times 10^9$.

As soluções das simulações de arrasto oblíquo com ângulo de *drift* na escala real estão dispostas nas Figura 77 e Figura 78. Nestas figuras são apresentadas as forças F_x e F_y e o momento N respectivamente.

Figura 77 Forças hidrodinâmicas obtidas nas simulações em escala real.

Figura 78 Momentos obtidos nas simulações em escala real.

Os resultados numéricos na escala do ensaio na forma adimensional podem ser comparados com os resultados encontrados nas simulações na escala do ensaio (Figura 79, Figura 80 e Figura 81). As forças obtidas na simulação na escala real apresentam os adimensionais menores que os obtidos na escala do ensaio, encontrando a maior diferença em F_x . Contudo ao comparar-se o momento N , esta diferença é muito menor.

Figura 79 Comparação das forças hidrodinâmicas F_x na forma adimensional obtidas na escala do ensaio e na escala real.

Figura 80 Comparação das forças hidrodinâmicas F_y na forma adimensional obtidas na escala do ensaio e na escala real.

Figura 81 Comparação dos momentos N na forma adimensional obtidos na escala do ensaio e na escala real.

As diferenças ao compararem-se os resultados das simulações em escala real e em escala do ensaio eram esperadas pela impossibilidade de manter o número de Reynolds e número de Froude simultaneamente iguais em ambas às escalas. O uso do CFD permite alterar grandezas físicas que seriam inviáveis na realidade, como a viscosidade do fluido, de maneira que torne possível a simultaneidade de números de Reynolds e Froude numa mesma simulação. Dessa forma, foram realizadas três simulações na escala do ensaio (ângulos de *drift*, 6, 4 e 0 graus), com $Fn = 0,064$ e $u = 0,534 \text{ m/s}$ e viscosidade cinemática foi alterada para que o número de Reynolds fosse igual ao encontrado na escala real, $Re = 1,2 \times 10^9$.

As formas adimensionais das forças e momento, bem como a comparação entre os resultados com diferentes condições de números de Reynolds e Froude são apresentadas na Tabela 21.

Tabela 21 Coeficientes de força e momento obtidos nos três tipos de simulação.

	Ângulo de drift	Escala ensaio	Escala real	Escala ensaio com Re alterado	Diferença escala ensaio/real	Diferença escala real/ensaio alterado
Fx'	6°	4,48E-03	1,89E-03	1,92E-03	-58%	2%
	4°	4,45E-03	1,87E-03	1,93E-03	-58%	3%
	0°	4.39E-03	1,82E-03	1,88E-03	-58%	3%
Fy'	6°	-2,51E-02	-1,98E-02	-1,93E-02	-21%	-3%
	4°	-1,41E-02	-1,07E-02	-1,05E-02	-24%	-1%
	0°	0	0	0	0	0
N'	6°	-1,59E-02	-1,52E-02	-1,63E-02	-5%	8%
	4°	-1,05E-02	-1,02E-02	-1,07E-02	-2%	5%
	0°	0	0	0	0	0

Apesar de parecer trivial, o aumento da viscosidade cinemática, para a obtenção de $Re \geq 10^9$ sem comprometer o numero de Froude, não se mostrou tão simples, acarretando em diversos problemas na criação da simulação. A obtenção de uma malha que respeitasse características como o y^+ , por exemplo, com valores de resíduos baixos entre outros aspectos, foi bastante oneroso e em comparação à criação da malha no caso da escala real, que

apresentou resultados muito semelhantes, muito mais difíceis, sendo considerado pelo autor mais simples o uso da escala real sem alterar o fluido computacional.

Devido ao número de Reynolds mais baixo, encontrado na simulação na escala do ensaio, o ponto de descolamento da camada limite ocorre em local diferente do encontrado no caso de Reynolds maior. Com isso a esteira fica alterada como apresentado na Figura 82 à Figura 85.

Figura 82 Diferença das esteiras formadas nos respectivos Re nas simulações de arrasto com ângulo de $drift=6^\circ$.

Figura 83 Corte transversal nas esteiras formadas nos respectivos Re nas simulações de arrasto com ângulo de $drift=6^\circ$.

Figura 84 Diferença das esteiras formadas nos respectivos Re nas simulações de arrasto com ângulo de $drift=0^\circ$.

Figura 85 Corte transversal nas esteiras formadas nos respectivos Re nas simulações de arrasto com ângulo de $drift=0^\circ$.

A esteira para o caso com número de Reynolds da escala real é mais bem definida e com menor dimensão comparada com a esteira obtida para o caso com número de Reynolds mais baixo. Outra diferença observada, ligada à incompatibilidade dos números de Reynolds, está no fator de forma da embarcação. A metodologia tradicional, apresentada pela ITTC em 1978, determina que a estimativa da resistência ao avanço (F_x) parte do pressuposto que o fator de forma é constante e invariável com o número de Reynolds, de tal forma que é possível o uso dos resultados dos ensaios na obtenção dos valores na escala real. Assim o coeficiente da força pode ser obtido através do equacionamento abaixo:

$$C_{Tembarcação} = (1 + k)C_{Fembarcação} + C_W \quad (66)$$

Na equação $C_{Tembarcação}$ representa o coeficiente da resistência total ao avanço da embarcação (escala 1:1), C_W o coeficiente de resistência devido à geração de ondas (invariante com a escala), $C_{Fembarcação}$ o coeficiente de resistência friccional da placa plana e $C_{Vembarcação}$ o coeficiente de resistência viscosa. O fator de forma pode ser obtido por:

$$(1 + k) = C_{Vembarcação} / C_{Fembarcação} = C_{Vmodelo} / C_{Fmodelo} \quad (67)$$

Contudo diversos autores contestam essa ideia, como por exemplo, em Raven, H. *et al.* (2008), Cerqueira, L. *et al.* (2010), García-Gómez, (2000), Min, K, & Seon, H. K. (2010). No trabalho de Min, K, & Seon, H. K. (2010) os autores estimaram, através de diversos ensaios em escalas diferentes, condições de números de Reynolds e números de Froude, a variação do fator de forma, e chegaram à conclusão que o fator de forma varia tanto com o Re quanto com Fn . O trabalho ainda sugeriu que para Re maiores num mesmo Fn , o fator de forma apresentava valores maiores.

Aplicando a equação (67) nos casos simulados é possível obter o fator de forma para cada caso. Assim:

$$(1 + k)_{Re=1,2 \times 10^9} = 1,23 \quad (68)$$

$$(1 + k)_{Re=4 \times 10^6} = 1,20 \quad (69)$$

Os fatores de forma obtidos nas simulações acompanham a tendência apresentada nos trabalhos que refutam a ideia de sua constância independente do número de Reynolds, tendo uma variação máxima de 15% entre os valores.

Em Raven, H *et al.* (2008), os autores conduziram análises do impacto da diferença da escala nos resultados das estimativas da resistência em casos em escala real. Com isso foram obtidos além dos coeficientes de resistência, os fatores de forma dos casos estudados. A comparação dos casos em escala reduzida e real leva a diferenças nos fatores de forma oscilando entre 7% a 30%, que colocando a variação encontrada nessa dissertação dentro dos limites observados. Outra comparação feita no trabalho está apresentada na Figura 86 que compara os campos da esteira entre as escalas de ensaio e real, ilustrando a redução da largura da esteira viscosa em escala real, e um enfraquecimento da "forma de gancho" causado pelo vórtice longitudinal, como também observado nos resultados encontrados nas simulações executadas (Figura 84).

Figura 86 Diferenças no padrão da esteira gerada por um modelo em escala comparado com a escala real. Fonte: [Raven, H *et al* (2008)].

Fica evidente a existência de uma estreita relação entre o fator de forma e o número de Reynolds e que o fator de forma aumenta com o aumento do número de Reynolds. Por hipótese este aumento acontece enquanto o fluxo em torno de um casco de navio não é totalmente turbulento, tornando seu valor estável quando o fluxo torna-se completamente turbulento.

5.6.2. Simulação de sway puro

De forma similar a apresentada no item 5.3.1, a simulação de PMM de *sway* puro na escala real foi conduzida. A velocidade utilizada nesta simulação tem o número de Froude igual ($Fn = 0,064$) ao utilizado nas simulações na escala do ensaio, com $u = 3,6 \text{ m/s}$ e um $Re = 1,2 \times 10^9$. Os valores da amplitude máxima e frequência de oscilação foram alterados conforme a escala utilizada (1:45,71).

Os resultados numéricos na escala real na forma adimensional podem ser comparados com os resultados obtidos nas simulações na escala dos ensaios (Figura 87, Figura 88 e Figura 89).

De forma similar ao obtido nas simulações de arrasto oblíquo, os resultados obtidos na simulação de PMM de *sway* puro apresentam adimensionais menores que os obtidos na escala do ensaio, encontrando a maior diferença em F_x .

Figura 87 Comparação das forças hidrodinâmicas F_x na forma adimensional obtidas na escala do ensaio e na escala real, na simulação de *sway* puro.

Figura 88 Comparação das forças hidrodinâmicas F_y na forma adimensional obtidas na escala do ensaio e na escala real, na simulação de *sway* puro.

Figura 89 Comparação dos momentos N na forma adimensional obtidos na escala do ensaio e na escala real, na simulação de *sway* puro.

De posse dos resultados obtidos e empregando-se os métodos já empregados nesta dissertação é possível obter as derivadas hidrodinâmicas de cada conjunto de simulação.

As derivadas hidrodinâmicas em função da velocidade v na escala real podem ser obtidas de forma similar a utilizada na obtenção das derivadas na escala do ensaio. A comparação das derivadas na escala real e do modelo está apresentada na Tabela 22.

Tabela 22 Coeficientes obtidos nos três tipos de simulação.

Derivadas Hidrodinâmicas	Real	Ensaio	Diferença
X_*	-1,8E-03	-1,20E-03	-50%
X_{vv}	-5,8E-03	-2,30E-03	-152%
Y_v	-0,93E-02	-1,38E-02	33%
Y_{vvv}	-2,45E-01	-1,46E-01	-68%
N_v	-0,99E-2	-1,02E-02	3%
N_{vvv}	7,52E-02	6,25E-02	20%

Através da simulação de *sway* puro são obtidas as derivas em função da aceleração $\dot{v}$, sendo $Y_{\dot{v}}$ e $N_{\dot{v}}$ (equações (30), (31) e (32)). A Tabela 23 apresenta os valores das derivadas em função da aceleração $\dot{v}$ no caso real e ensaio.

Tabela 23 Derivadas hidrodinâmicas em função da aceleração $\dot{v}$ obtidas na escala do modelo.

Derivadas Hidrodinâmicas	Real	Ensaio	Diferença
$Y_{\dot{v}}$	1,27E-02	1,58E-02	-21%
$N_{\dot{v}}$	0,51E-03	1,00E-03	-49%

A partir das comparações dos resultados nota-se a grande diferença entre os resultados obtidos nas simulações na escala real e a encontrada na escala do ensaio. Como já mencionado anteriormente, estas diferenças podem estar diretamente ligadas pela impossibilidade de se manter o número de Reynolds e número de Froude simultaneamente iguais em ambas às escalas.

6. CONCLUSÃO

O trabalho realizado nesta dissertação foi conduzido de forma a sistematizar o uso de uma solução numérica baseada em CFD, que permitia simular ensaios físicos, no caso de ensaios cativos de arrasto oblíquo e PMM, e posterior validação desta solução por comparação dos resultados obtidos, principalmente de forças e momentos, com resultados obtidos através da realização de ensaios físicos encontrados na literatura. O objetivo final foi a obtenção ou estimativa das derivadas hidrodinâmicas de uma embarcação em condição de manobra de forma viável e confiável computacionalmente.

A escassez de trabalhos de CFD em casos correlatos, principalmente que executem um conjunto completo de simulações para a caracterização hidrodinâmica de uma embarcação em manobra, tornou a realização e os resultados desse trabalho pertinentes.

Dessa forma foi estabelecido um procedimento para a criação de um conjunto de simulações vasto o suficiente para encontrar um conjunto de equações capaz de caracterizar o movimento de uma embarcação em condição de manobra. Para isto foram utilizados modelos matemáticos já desenvolvidos e divulgados na literatura. Ensaios físicos em escala reduzida foram selecionados para serem simulados conforme as condições ensaiadas, tais como velocidades, acelerações, ângulos, entre outras condições.

A construção das simulações e a geração das malhas utilizadas, mesmo com o código tendo por característica um gerador de malhas robusto e de uso intuitivo, mostraram-se um desafio à parte. A solução numérica mostrou-se depende diretamente da malha utilizada, o grau de refino empregado e os fatores que influenciam em sua construção (y^+ , tamanho dos blocos de refino utilizados, entre outros). Logo, foi realizado um estudo da influência dos parâmetros de controle do modelo numérico sobre os resultados obtidos nas simulações, dando uma especial atenção na busca do grau de refino da malha a ser utilizado.

Com isso empregou-se um método denominado de refinamentos sucessivos, buscando mensurar o impacto que o refino poderia ter sobre a solução e a demanda computacional requerida para cada caso. Esta etapa mostrou-se de extrema importância, principalmente no caso de uma aplicação de um problema de engenharia, nos quais fatores computacionais como tempo de execução, tamanho alocado para as simulações e capacidade computacional requerida no caso de malhas super-refinadas desempenham papéis importantes na viabilização de uma análise.

Vale ressaltar a consideração do uso do efeito de superfície livre nas simulações, já que esta aumenta em muito o número de elementos utilizados na malha, dificulta em muito a obtenção de uma simulação que apresente resultados coerentes convergentes e com baixos resíduos em sua solução. Apesar do baixo número de Froude envolvido nas simulações, que poderia ser levado em consideração para desprezar o efeito da geração de ondas atrelado, o uso da superfície livre foi mantido com o objetivo de ser o mais fiel possível comparado com as condições encontradas na execução do ensaio. Outra justificativa para do uso encontra-se no fato de que para a imposição dos movimentos simulados ao corpo, o código só o faz na presença de superfície livre. A definição da espessura do bloco de refino utilizado para capturar os efeitos de superfície livre e o grau do refino empregado nesse bloco foram algumas das dificuldades enfrentadas na busca pela melhor malha.

De maneira geral as soluções numéricas obtidas mostraram-se muito próximas às experimentadas, demonstrando a possibilidade de aplicação dos códigos nos problemas de engenharia naval. As maiores diferenças encontradas ficaram nas forças em relação ao eixo longitudinal da embarcação, sendo que estas podem ser atribuídas à possível dificuldade da instrumentação utilizada em capturar as forças com grandezas diferentes simultaneamente com mesma precisão em dois eixos distintos, justificando uma menor precisão nas forças com menores valores.

Uma grande contribuição do trabalho foi à possibilidade de aplicação da metodologia apresentada também na escala real da embarcação. Na comparação entre os resultados das simulações na escala real e na escala do ensaio observou-se uma grande diferença entre os coeficientes das forças. Preocupado em descobrir a origem desta diferença, foi proposta uma terceira etapa de simulações que consistiu em alterar as características do fluido de maneira a obter o número de Reynolds utilizado na escala real sem alteração do número de Froude do caso em escala. Os resultados mostraram-se promissores, deixando claro que as diferenças encontradas eram basicamente devidas às diferenças nos números de Reynolds, que altera o ponto do descolamento da camada limite. Assim, o fluxo com menor número de Reynolds gera uma esteira menos definida e mais larga do que a esteira apresentada por escoamentos totalmente turbulentos, como caso da escala real.

As simulações em escala real ainda demonstraram que a suposição clássica de que o fator de forma da embarcação é constante independentemente do número de Reynolds não é verdadeira. Alguns trabalhos recentes já evidenciavam o aumento do fator de forma com o aumento do número de Reynolds até o escoamento tornar-se totalmente turbulento $Re \geq 10^9$.

Os fatores de forma encontrados nas simulações mostraram-se alinhados a essa tendência, apresentando valores maiores com o $Re \geq 10^9$.

Como resultado final deste trabalho, foi proposta a obtenção e estimativa, a partir dos resultados encontrados nas simulações, das derivadas hidrodinâmicas da embarcação em manobra. Seguindo a metodologia apresentada foram encontradas as derivadas propostas pelo modelo matemático utilizado. De forma geral as derivadas de primeira ordem encontradas nas simulações ficaram próximas das encontradas a partir dos ensaios, contudo fica nítido quão sensível o método é, uma vez que mínimas alterações acarretam em diferenças expressivas nos resultados das derivadas, principalmente nas derivadas de maior ordem e com termos cruzados.

Essa alta variação dos resultados nas derivadas está atrelado ao fato delas terem sido obtidas nesta dissertação por meio de apenas um conjunto de ensaios/simulações. (Sakamoto, N. *et al* (2012)) propõe que é a melhor forma para obter as derivadas seja adotando o uso de múltiplas corridas obtendo-se as derivadas em torno de um valor médio do conjunto de corridas.

Contudo, as diferenças encontradas estão dentro dos padrões das diferenças encontradas em trabalhos como ITTC (2008), ITTC (2011), e outros utilizados como material de referência da condução dessa dissertação.

Existem diversas perspectivas de trabalhos futuros a partir desta dissertação, destacando-se: primeiro, o estudo do impacto da utilização de apêndices da embarcação (leme, hélice) nos resultados das forças, momentos e derivadas hidrodinâmicas; segundo, estudo da variação da profundidade ao conduzir as simulações e o impacto gerado com esta variação; terceiro estudo da variação dos tipos de embarcações utilizados nas simulações; e por fim, estudos de CFD em embarcações na escala real.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] ABS 2006, Guide for vessel maneuverability.
- [2] BROGLIA, R.; MUSCARI, R.; DI MASCIO, A. Numerical simulations of the pure sway and pure yaw motion of the kvlcc-1 and 2 tankers. SIMMAN 2008. In: Workshop on Verification and Validation of Ship Manoeuvring Simulation Methods, April. 2008. p. 14-16.
- [3] Carrica, P. M., & Stern, F. (Abril de 2008). DES simulations of KVLCC1 in turn and zigzag manoeuvres with moving propeller and rudder. SIMMAN: Workshop on Verification and Validation of Ship Manoeuvring Simulation Methods , pp. F11-16.
- [4] Carrica, P. M., Ismail, F., Hyman, M., Bhushan, S., & Stern, F. (Abril de 2008). Turn and zigzag maneuvers of a surface combatant using a URANS approach with dynamic overset grids. SIMMAN: Workshop on Verification and Validation of Ship Manoeuvring Simulation Methods , pp. F17-22.
- [5] CD-Adapco. (2012). Star-CCM+ 9.02.011 User's Manual.
- [6] Clarke, D., Gedling, P. and Hine, G., "The Application of Manoeuvring Criteria in Hull Design Using Linear Theory", Trans. RINA , London, PP. 45-68, 1983
- [7] Cura Hochbaum A. (2006) "Virtual PMM tests for manoeuvring prediction". In: Proceedings of 26th symposium on naval hydrodynamics, Rome, Italy.
- [8] Cura Hochbaum, A.; VOGT, M.; GATCHELL, S. Maneuvering prediction for two tankers based on RANS simulations. In: Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods, Lyngby, Denmark. 2008.

[9] Cura-Hochbaum A. and Vogt M. (2003), "On the Prediction of Hydrodynamic Forces on a Manoeuvring Ship", MARSIM'03, Kanazawa

[10] IMO Res. MSC.137(76), "Standards for Ship Manoeuvrability", 2002

[11] ITTC MANOEUVRING COMMITTEE. Final Report and Recommendations to the 26th ITTC. 2011.

[12] Kijima, K., Tanaka, S. Furukawa, Y. and Hori, T., "On a Prediction Method of Ship Manoeuvring Characteristics", Proc. Intern. Conf. on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability, St. John's, Canada, Vol. 1, pp. 285-294, 1993.

[13] Kose, K. and Misiag, W.A., "A Systematic Procedure for Predicting Maneuvering Performance", Proc. Intern. Conf. on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability, St. John's, Canada, Vol. 1, pp. 331-340, 1993.

[14] Lee, T. I., Kyoung-Soo Ahn, and Hyoung-Suk Lee. "On an empirical prediction of hydrodynamic coefficients for modern ship hulls." Proceedings of MARSIM. Vol. 3. 2003.

[15] Menter, F.R. 1994. "Two-equation eddy-viscosity turbulence modeling for engineering applications", AIAA Journal 32(8) pp. 1598-1605.

[16] MILLER, R. W. PMM calculations for the bare and appended DTMB 5415 using the RANS solver CFDSHIP-IOWA. In: Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods, Lyngby, Denmark. 2008.

[17] Norrbin, N.H., "Theory and Observations on the Use of a Mathematical Model for Ship Manoeuvring in Deep and Confined Waters", SSPA, Gothenburg, Sweden, Publication No. 68, 1971.

[18] Sakamoto, Nobuaki, Frederick Adviser-Stern, and Pablo M. Adviser-Carrica. URANS simulations of static and dynamic maneuvering for surface combatant. University of Iowa, 2008.

[19] Strøm-Tejsen, J., and M. S. Chislett." A model testing technique and method of analysis for the prediction of steering and manoeuvring qualities of surface vessels". Danish Technical Press, 1966.

[20] TURNOCK, S. R.; PHILLIPS, A. B.; FURLONG, M. Urans simulations of static drift and dynamic manoeuvres of the KVLCC2 tanker. 2008.

[21] von Kármán, Th., "Mechanische Ähnlichkeit und Turbulenz", Nachrichten von der Gesellschaft der Wissenschaften zu Göttingen, Fachgruppe 1 (Mathematik) 5: 58–76 (also as: "Mechanical Similitude and Turbulence" (1930), Tech. Mem. NACA, no. 611, 1931

[22] Wagner Smitt, L., "Steering and Manoeuvring of Ships - Full Scale and Model Tests", European Shipbuilding, Vol. 19, No. 6, 1970, and Vol. 20, No. 1, 1971.

[23] WANG, Hua-ming; ZOU, Zao-jian; TIAN, Xi-min. Experimental and numerical researches on the viscous hydrodynamic forces acting on a kvlcc2 model in oblique motion. Journal of Shanghai Jiaotong University (Science), In: Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods, Lyngby, Denmark. 2008.

[24] WILCOX, David C. Turbulence modeling for CFD. La Canada: DCW industries, 1998.

[25] FERZIGER, J. H.; PERIC, M. Computational Methods for fluid dynamics. 3rd ed. Berlin: Springer 2002. Schlichting, Hermann, Klaus Gersten, and Klaus Gersten. Boundary-layer theory. Springer, 2000

[26] Blok, J., et al. "Computerized PMM Approach for Esso Osaka." Int. Symposium and Workshop on Force Acting on a Manoeuvring Vessel, Val de Reuil, France. 1998.

[27] Quadvlieg, F.H.H.A., A new combined seakeeping and manoeuvring basin for the third millennium maritime research" International Conference on Marine Simulation and Ship Maneuvering, MARSIM 2000

[28] Simonsen, Claus D., and Fred Stern. "Verification and validation of RANS maneuvering simulation of Esso Osaka: effects of drift and rudder angle on forces and moments." *Computers & fluids* 32.10 (2003): 1325-1356.

[29] Eça, L., M. Hoekstra, and S. Toxopeus. "Calculation of the Flow around the KVLCC2M Tanker." CFD workshop Tokyo. 2005.

[30] Guilmineau, E., et al. "RANS simulations of a US NAVY frigate with PMM motions." Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods, Lyngby, Denmark. 2008.

[31] Simonsen, C. D., and F. Stern. "RANS simulation of the flow around the KCS container ship in pure yaw." Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods, Lyngby, Denmark. 2008.

[32] ITTC 7.5-03 04 – 01 "Guideline on Use of RANS Tools for Manoeuvring Prediction", 2011

[33] Simonsen, C. D., Otzen, J. F., Klimt, C., Larsen, N. L., "Maneuvering predictions in the early design phase using CFD generated PMM data". 2012

[34] Sakamoto, Nobuaki, Pablo M. Carrica, and Frederick Stern. "URANS simulations of static and dynamic maneuvering for surface combatant: part 1.

Verification and validation for forces, moment, and hydrodynamic derivatives." *Journal of marine science and technology* 17.4 (2012): 422-445.

[35] Stern, F., Kim, H. T., Patel, V. C., & Chen, H. C. "A viscous-flow approach to the computation of propeller-hull interaction" (1988). *Journal of Ship Research*, 32(4), 246-262.

[36] Ohmori, Takuya. "Finite-volume simulation of flows about a ship in maneuvering motion." *Journal of marine science and technology* 3.2 (1998): 82-93.

[37] Kodama, Y. (1985). Computation of the Two-Dimensional Incompressible Navier-Stokes Equations for Flow Past a Circular Cylinder Using an Implicit Factored Method. *Ship Research Institute*, 22(4).

[38] Kawamura, Takafumi, Hideaki Miyata, and Kohji Mashimo. "Numerical simulation of the flow about self-propelling tanker models." *Journal of Marine Science and Technology* 2.4 (1997): 245-256.

[39] Kume, K., Hasegawa, J., Tsukada, Y., Fujisawa, J., Fukasawa, R., & Hinatsu, M. (2006). Measurements of hydrodynamic forces, surface pressure, and wake for obliquely towed tanker model and uncertainty analysis for CFD validation. *Journal of marine science and technology*, 11(2), 65-75.

[40] SHAMES IH. 1973. *Mecânica dos Fluidos - Análise de Escoamentos*. Ed. Edgard Blücher Ltda., 533 p

[41] Miller, R. W. "PMM calculations for the bare and appended DTMB 5415 using the RANS solver CFDSHIP-IOWA." *Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods*, Lyngby, Denmark. 2008.

[42] Pletcher, Richard H., John C. Tannehill, and Dale Anderson. "Computational fluid mechanics and heat transfer". CRC Press, 2012.

[43] Schlichting, Hermann, Klaus Gersten, and Klaus Gersten. Boundary-layer theory. Springer, (2000).

[44] Min, Keh-Sik, and Seon-Hyung Kang. "Study on the form factor and full-scale ship resistance prediction method." *Journal of marine science and technology* 15.2 (2010): 108-118.

[45] Raven, H., Van der Ploeg, A., Starke, A. R., & Eça, L.. "Towards a CFD-based prediction of ship performance—progress in predicting full-scale resistance and scale effects." *Int J Marit Eng, RINA Trans*, 150 (2008).

[46] International Towing Tank Conference Maneuvering Committee (2008) Final report and recommendations to the 25th ITTC. In: Proceedings of 25th international towing tank conference, Fukuoka, Japan

[47] Stern F, Agdrup K (ed) (2008) Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods, vols 1 and 2. Lyngby, Denmark

[48] Sakamoto N, Carrica PM, Stern F (2008) URANS simulations of static and dynamic maneuvering for surface combatant. In: Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods. Lyngby,

[49] Cura Hochbaum A, Vogt M, Gatchell S (2008) Maneuvering prediction for two tankers based on RANS simulations. In: Proceedings of SIMMAN 2008 workshop on verification and validation of ship maneuvering simulation methods, Lyngby, Denmark

APÊNDICE A

1. RESUMO DE MECÂNICA DOS FLUIDOS PARA CFD

Aqui são apresentados fundamentos de forma mais aprofundada a respeito da mecânica dos fluidos utilizado pelos códigos em CFD.

1.1. EQUAÇÕES DE GOVERNO

O fenômeno do escoamento dos fluidos no entorno de um corpo, pode ser descrito matematicamente pelas equações de conservação de massa e pela conservação da quantidade de movimento.

1.1.1. Conservação de massa

Uma função $\rho(x, t)$, definida em um domínio fluido arbitrário Ω_t (o movimento do fluido pode ser tomado como a transformação H_t numa região aberta e limitada Ω_0 , de modo que $\Omega_t = H_t\Omega_0$ seja a região ocupada pelas mesmas partículas de fluido no momento t) tal que, para todo t :

$$\int_{\Omega_t} \rho dV = m \quad (70)$$

A massa de fluido em movimento é representada por m e a densidade por ρ . O princípio da conservação de massa é postulado por:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Omega_t} \rho dV = 0 \quad (71)$$

Por hipótese $\Omega_t = H_t\Omega_0$, então:

$$\int_{\Omega_t} \rho dV = \int_{\Omega_0} \rho(x(a, t), t) J(a, t) dV_0 \quad (72)$$

Onde $J = \frac{\partial x_i}{\partial a_j}$ é o Jacobiano da transformação. Assim:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_t} \rho(x(a, t), t) J dV = \int_{\Omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (\rho(x(a, t), t) J) dV_0 \quad (73)$$

Da equação (73) temos que:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho(x(a, t), t)J) = J\rho(x(a, t), t) + J\frac{\partial}{\partial t}(\rho(x(a, t), t)) \quad (74)$$

Como $\frac{J}{J} = \nabla \cdot u$, a equação (73) resulta:

$$\int_{\Omega_0} J(\nabla \cdot u * \rho(x(a, t), t) + \frac{\partial}{\partial t}(\rho(x(a, t), t)))dV_0 = 0 \quad (75)$$

Colocando em função de t novamente, temos:

$$\int_{\Omega_t} \left(\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot u \right) dV = 0, \forall \Omega_t \quad (76)$$

Logo temos que:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot u = 0 \quad (77)$$

A equação (77) é válida para qualquer região arbitrária do *continuum*. Se tomado uma região fixa Ω_1 , na qual a equação (77) é válida, e pelo teorema da divergência, obtém-se:

$$\int_{\Omega_1} \frac{\partial \rho}{\partial t} dV_1 = \int_{\partial V_1} \rho u \cdot n dS_1 \quad (78)$$

No caso de fluido considerado incompressível tem se:

$$\frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (79)$$

E assim

$$\nabla \cdot u = 0 \quad (80)$$

Quando o movimento do fluido é incompressível e u constante, o movimento é dito permanente.

Além disso, uma importante consequência da incompressibilidade é que, as equações resultantes de governo necessitam de uma equação de estado a partir do qual os campos de pressão e de velocidade são automaticamente compatíveis. Assim, a fim de resolver essas equações, é necessário um método iterativo para a compatibilização dos campos de pressão e de velocidade.

1.1.1.1. Conservação da quantidade de movimento

A equação do movimento de uma partícula do fluido pode ser considerada como uma expressão relativa à taxa da variação da quantidade de movimento de uma porção do fluido

para as forças aplicadas sobre ele. Juntamente com a equação de conservação de massa, obtêm-se as chamadas equações de movimento. A equação da quantidade de movimento pode ser descrita por:

$$\int_{\Omega_t} \frac{Du}{Dt} \rho dV \quad (81)$$

As forças que atuam sobre esta porção de fluido são as forças de contato e forças de corpo. As forças de corpo que agem sobre o fluido são expressas por:

$$\int_{\Omega_t} F \rho dV \quad (82)$$

Na equação (82), F é a força de corpo por unidade de massa do fluido. As forças de contato podem ser expressas por:

$$\int_{\partial\Omega_t} \sigma(n) dS \quad (83)$$

O tensor de tensões de segunda ordem é representado por σ na equação (83) e $\sigma(n)$ é o vetor associado à direção definida por n .

A equação do movimento pode então ser expressa por:

$$\int_{\Omega_t} \frac{Du}{Dt} \rho dV = \int_{\Omega_t} F \rho dV + \int_{\partial\Omega_t} \sigma(n) dS \quad (84)$$

A equação (84) pode ser reescrita na seguinte forma:

$$\int_{\Omega_t} \frac{Du_i}{Dt} \rho dV = \int_{\Omega_t} F_i \rho dV + \int_{\Omega_t} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} dV \quad (85)$$

Isso é válido para qualquer região arbitrária do fluido, apenas se todos os pontos do fluido respeitarem a condição da equação (86).

$$\frac{Du_i}{Dt} \rho = F_i \rho + \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \quad (86)$$

Como se pode ver na equação (86), é necessário o conhecimento das forças atuantes. Considerando inicialmente as forças de corpo, geralmente a força que atua sobre o fluido é a força da gravidade, em outros casos, tais como as forças electromagnéticas, a força de corpo deve ser considerada em conformidade. Quando a força de corpo é a força da gravidade e é uniforme, a força de corpo pode ser escrita por meio de uma função de energia potencial (por unidade de massa) como descrito na equação (87):

$$\rho F = -\nabla(\rho\Psi) \quad (87)$$

A forma do tensor de tensões é outro termo desconhecido *a priori* e se faz necessário assumir algumas hipóteses. Em um fluido em repouso, apenas tensões normais são exercidas e

a pressão age igualmente em todas as direções neste caso. Para o fluido em repouso, a seguinte expressão é válida:

$$\sigma_{ij} = -\rho\delta_{ij} \quad (88)$$

Da equação, δ_{ij} é o delta de Kronecker. O tensor de tensões deve ser considerado como a soma de uma parte isotrópica $-\rho\delta_{ij}$ e uma parte não isotrópica d_{ij} . Com relação a parte não isotrópica do tensor, presume-se que o componente mais relevante é $\frac{\partial u_i}{\partial x_j}$. Ao assumir uma relação linear entre a parte não isotrópica do tensor de tensões, o gradiente velocidade e a hipótese de Stokes têm-se:

$$d_{ij} = 2\mu(S_{ij} - \frac{1}{3}S_{ij}\delta_{ii}) \quad (89)$$

Onde S_{ij} representa a parte simétrica do tensor do gradiente de velocidade e μ é a viscosidade dinâmica do fluido. Considerando o fluido como incompressível, tem-se que $\nabla \cdot u = 0$. Assim a equação de *Navier-Stokes* é escrita como se segue:

$$\rho \frac{Du}{Dt} = \rho F - \nabla p + \mu \nabla^2 u \quad (90)$$

E pode ser reescrita:

$$\rho \frac{Du_i}{Dt} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + 2 \frac{\partial \mu S_{ij}}{\partial x_j} \quad (91)$$

Desenvolvendo-se os termos, considerando a forma conservativa, chega-se:

$$\frac{\partial(\rho u_i)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u_i u_j)}{\partial x_j} = \rho F_i - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\mu \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (92)$$

Se as propriedades do fluido são uniformes a equação pode ser escrita na sua forma mais comum:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \left(\frac{\partial^2 u_i}{\partial x_i \partial x_j} \right) \quad (93)$$

1.1.2. Fluxos turbulentos

Turbulência pode ser entendida como uma instabilidade do fluxo laminar por linearização das equações de movimento (equações de *Orr-Sommerfeld*) e analisar a estabilidade do fluxo. Por exemplo, no fluxo da camada limite, a instabilidade conhecida como ondas *Tollmien-Schlichting* inicia a transição de fluxo laminar para fluxo turbulento. Também se pode demonstrar que o aparecimento da turbulência é bidimensional, apesar de

que a turbulência é um fenômeno tridimensional. Mais detalhes sobre a teoria da estabilidade, ver Schlichting and Gersten (2000).

Para fluxos viscosos, a instabilidade que leva à turbulência resulta principalmente da interação entre os termos inerciais não lineares das equações de Navier-Stokes. (segundo termo na equação (93)) e seus termos viscosos (último termo na equação (93)). Esta interação leva a movimentos de rotação ou turbilhões tridimensionais em uma ampla gama de escalas de comprimento e de tempo. Em escoamentos turbulentos, os turbilhões de grande escala (comparáveis em tamanho ao domínio do fluido) carregam a maior parte da energia e são responsáveis pelo aumento da difusividade e tensões. A transferência de energia entre os turbilhões maiores e menores é devido à *vortex-stretching*, em que um vórtice de grande comprimento de onda é esticado dentro de um vórtice de comprimento de onda mais curto até que a energia seja dissipada através de viscosidade nos comprimentos de onda mais curtos. Embora a energia seja dissipada em comprimentos de onda mais curtos, é o maior turbilhão no início da cascata de energia que determina a taxa de dissipação de energia.

1.1.2.1. Escalas de turbulência

As escalas turbulentas são distribuídas por uma vasta gama de dimensões, desde as escalas de maior comprimento, chamados escalas integrais (*Integral length scales*), que são comparáveis ao comprimento da camada limite, até as escalas menores e dissipativas.

Vale ressaltar que a existência de diferentes comprimentos de escala nos fluxos turbulentos é o que torna coerente fluxos com números de Reynolds elevados. A partir da análise dimensional, se $Re \gg 1$, os efeitos inerciais devem ser muito mais pronunciados do que os efeitos viscosos. De fato, isso é verdade, pelo menos para as grandes escalas do fluxo. No entanto, através da cascata de energia, os movimentos nas pequenas escalas, para os quais é possível definir um número Reynolds local, exibem efeitos viscosos comparáveis aos inerciais: $Re_{local} \approx 1$. Assim, a energia de um fluxo com número de Reynolds elevado é dissipada ao se ajustar as escalas menores e estas são definidas pelas grandes escalas do fluxo. Esta é à base da teoria de Kolmogorov (Tennekes e Lumley (1999)).

As ideias de Kolmogorov sugerem que os parâmetros que regem o movimento das pequenas escalas são a taxa de dissipação por unidade de massa ϵ e viscosidade cinemática ν . Assim podem-se obter as micro-escalas de Kolmogorov, ou escalas internas, por:

$$\eta = (\nu^3/\epsilon)^{1/4}, \tau = (\nu/\epsilon)^{1/2}, \nu = (\nu\epsilon)^{1/4} \quad (94)$$

Com essas escalas, pode-se obter o número de Reynolds apropriado:

$$R_{e_{local}} = \eta\nu/\nu = 1 \quad (95)$$

A argumentação por trás da teoria da Kolmogorov é que a cascata de energia é a propagação da energia em grandes escalas, até o ponto em que toda a energia deve ser dissipada, e este ponto é justamente a escala de Kolmogorov, que diz respeito à escala externa como:

$$\eta/l = R_e^{-3/4} \quad (96)$$

1.1.2.2. Equações do fluxo turbulento

Como apontado por Bradshaw (1972), pode-se afirmar que turbulência é a solução geral das equações de Navier-Stokes. Conforme comentado por Bradshaw, “... o movimento é rotacional e as variáveis dependentes u , v , w e p são funções de todas variáveis independentes x , y , z , e t . A não linearidade das equações provoca interação entre as flutuações de diferentes comprimentos de onda e direções e, como resultado, os comprimentos de onda do movimento geralmente se estendem por todo o caminho a partir de um máximo definido pela largura do fluxo, ao mínimo estabelecido pela dissipação viscosa de energia. Do ponto de vista físico, o mecanismo que propaga o movimento ao longo de um grande intervalo de comprimentos de onda é o *vortex-stretching*. A energia entra na turbulência se os elementos de vórtice são predominantemente orientados no sentido certo de ser alongados pelo gradiente da velocidade média. Naturalmente, a parte do movimento que pode interagir melhor com o fluxo médio, é a parte onde os comprimentos de onda não são muito pequenos em comparação com a largura média do fluxo, e o movimento das grandes escalas transporta a maior parte da energia e tensões de Reynolds na turbulência...”.

De acordo com essa última característica do movimento turbulento, ou seja, a interação das flutuações turbulentas de grande escala (grandes turbilhões) com o fluxo médio, é natural esperar que estes durem o tempo suficiente para o transporte de turbulência através de distâncias de até muitas vezes a largura do fluxo médio. Assim, o estado de turbulência é determinado também pelo histórico do montante do fluxo e não apenas pelo estado local. Essa é a razão de pensar em equações de transporte para descrever turbulência.

1.1.2.3. Tensor de Reynolds (Reynolds stress)

Reescrevendo as equações da conservação para um fluido incompressível, tem se:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (97)$$

$$\rho \frac{\partial (u_i)}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = - \frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial (2\mu S_{ij})}{\partial x_j} \quad (98)$$

Introduzindo o conceito de média ($\Phi(x, t)$) e flutuação ($\phi'(x, t)$) de uma determinada quantidade $\phi(x, t)$:

$$\phi(x, t) = \Phi(x, t) + \phi'(x, t) \quad (99)$$

Assim é possível reescrever as variáveis de forma correlata à equação (99):

$$u_i(x, t) = U_i(x, t) + u_i'(x, t) \quad (100)$$

$$p(x, t) = P(x, t) + p'(x, t) \quad (101)$$

Substituindo as equações (100) e (101) nas equações (97) e (98) obtêm-se as equações das médias de Reynolds do movimento:

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (102)$$

$$\rho \frac{\partial U_i}{\partial t} + \rho \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i U_j + \overline{u'_i u'_j}) = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \mu \frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (103)$$

Comparando as equações originais e das médias, nota-se inicialmente que a conservação da massa tem a velocidade média substituindo a velocidade instantânea. Isso porque a divergência da velocidade flutuante também é zero. Além disso, existe um novo termo na equação (103), $\overline{u'_i u'_j}$. Este é o tensor de tensão de Reynolds específico e representa a distribuição das flutuações das tensões devido ao movimento do fluido. Na sua forma mais comum, o tensor de tensão de Reynolds é dado por:

$$\tau_{ij} = \rho \overline{u'_i u'_j} \quad (104)$$

A decomposição do fluxo em parte média e parte turbulenta isola o efeito de flutuações do fluxo médio.

O tensor de Reynolds é simétrico e, portanto, existem seis novas incógnitas nas equações de conservação (103). Os elementos da matriz diagonal são tensões normais (pressões) e que muitas vezes contribuem pouco para o transporte da quantidade de movimento médio. Por outro lado, os elementos fora da diagonal, ou tensões de cisalhamento, são mais importantes no transporte turbulento da quantidade de movimento.

É importante ressaltar que o tensor de tensões de Reynolds resulta de uma manipulação das equações de conservação que envolve a média. Tornando-se assim uma forma mais palatável para se observar os efeitos da turbulência sobre o fluxo. No entanto, vale lembrar que a turbulência é a solução geral das equações de Navier-Stokes, como é intrínseca às respostas de velocidade e pressão.

1.1.2.4. Vorticidade e turbulência

Como afirmado por Tennekes e Lumley (1999), “todos os fluxos turbulentos são caracterizados por altos níveis de flutuação de vorticidade. Esta é a característica que distingue a turbulência de outros movimentos aleatórios do fluido, como ondas do mar e ondas de gravidade atmosféricas.”.

Vorticidade está intrinsecamente relacionada à turbulência, se observarmos que os termos das equações de Navier-Stokes relacionados à turbulência também estão associados

com o transporte e alongamento de vorticidade (Tennekes e Lumley (1999)). Como apontado, o *vortex stretching* é o processo da cascata de energia em escoamentos turbulentos. Além disso, a dissipação de energia turbulenta em calor também está relacionada às flutuações de vorticidade, mas é dependente da viscosidade molecular. A esse respeito, é interessante notar, como apontado por Bradshaw (1972), que as tensões de Reynolds são independentes da viscosidade em grandes escalas, mas não nas pequenas e dissipativas, escalas estas que recebem a energia do *vortex stretching* aleatório e, portanto involuntárias ao fluxo médio.

A equação de transporte de vorticidade pode ser derivada através da curvatura das equações Navier-Stokes (sem a média):

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} + (u \cdot \nabla) \omega = (\omega \cdot \nabla) u + \nu \nabla^2 \omega \quad (105)$$

Na equação $\frac{\partial \omega}{\partial t}$ e $(u \cdot \nabla) \omega$ representam respectivamente as acelerações locais e convectivas, $(\omega \cdot \nabla) u$ é o termo de *stretching* do vórtice e $\nu \nabla^2 \omega$ é o termo de difusão.

O termo $(\omega \cdot \nabla) u$ representa a fonte ou sorvedouro de vorticidade no fluxo e é nota-se que este termo é zero em um fluxo bidimensional, de modo a que *vortex stretching* apenas pode ocorrer em fluxos tridimensionais. Turbulência é, portanto, um fenômeno tridimensional.

1.1.2.5. Energia cinética turbulenta

A energia cinética turbulenta é um conceito central na modelagem de turbulência. Este conceito é utilizado na maior parte dos modelos RANS como uma das variáveis que deve ser determinada. A equação pode ser obtida através de um procedimento simples, mas laboriosa, como mostrado abaixo.

Colocando as equações de Navier-Stokes da seguinte forma:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (106)$$

Multiplicando-se ambos os lados da equação pelo termo de flutuação da velocidade u'_i e obtendo a média, tem-se:

$$\overline{u'_i \frac{\partial u_i}{\partial t}} + \overline{u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j)} = - \overline{\frac{u'_i}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i}} + \overline{u'_i v \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j}} \quad (107)$$

Aplicando o conceito em relação à média das correlações discutido anteriormente (item 1.1.2.4) tem-se a aceleração local da forma:

$$\overline{u'_i \frac{\partial u_i}{\partial t}} = \overline{u'_i \frac{\partial}{\partial t} (U_i + u'_i)} = \overline{u'_i \frac{\partial U_i}{\partial t}} + \overline{u'_i \frac{\partial u'_i}{\partial t}} = \overline{u'_i \frac{\partial u'_i}{\partial t}} = \overline{\frac{\partial \left(\frac{u'_i u'_i}{2} \right)}{\partial t}} = \frac{\partial k}{\partial t} \quad (108)$$

Já, o termo convectivo torna-se:

$$\overline{u'_i u'_j \frac{\partial}{\partial x_j} (U_i)} + \frac{\partial}{\partial x_j} (k U_j) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\overline{u'_i u'_i u'_j}}{2} \right) \quad (109)$$

O gradiente de pressão torna-se:

$$-\overline{\frac{u'_i}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (P + p')} = -\overline{\frac{u'_i}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (p')} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_i} (\overline{p' u'_i}) = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{p' u'_j}) \quad (110)$$

O termo difusivo local torna-se:

$$\begin{aligned} \overline{u'_i v \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} (U_i + u'_i)} &= \overline{u'_i v \frac{\partial^2}{\partial x_j \partial x_j} u'_i} = v \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\overline{u'_i \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_i)} \right) - v \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_i) \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_i) \\ &= v \frac{\partial^2 k}{\partial x_j \partial x_j} - v \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_i) \frac{\partial}{\partial x_j} (u'_i) \end{aligned} \quad (111)$$

Por fim a equação do transporte da energia cinética turbulenta pode ser escrita como:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t}}_I + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} (k U_j)}_{II} = \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j} \left(v \frac{\partial}{\partial x_j} (k) - \frac{\overline{u'_i u'_i u'_j}}{2} - \frac{\overline{p' u'_j}}{\rho} \right)}_{III} - \underbrace{\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial U_i}{\partial x_j}}_{IV} - \underbrace{v \frac{\partial u'_i u'_i}{\partial x_j \partial x_j}}_V \quad (112)$$

O termo I , da equação (112) é a taxa de variação local da energia cinética turbulenta; o termo II está relacionado com o transporte convectivo de k através da vazão média. A soma

desses dois termos resulta na derivada material de k . O termo *III* está relacionado com os efeitos difusos: o primeiro termo é o transporte molecular; o segundo (a correlação tripla) é o transporte turbulento de energia cinética turbulenta, isto é, o transporte de k promovido pela flutuação turbulenta da velocidade e o último termo é o transporte de pressão de difusão, que é um tipo turbulento de transporte resultante da correlação das flutuações de pressão e velocidade.

Finalmente, *IV* representa a dissipação de energia cinética turbulenta, que é convertido em energia interna.

Vale ressaltar que apenas a aceleração convectiva e difusão molecular são os termos exatos da equação, portanto, não necessitando de qualquer modelagem. Os outros termos estão relacionados com correlações desconhecidas *a priori*. É, portanto, necessário para modelar o tensor de Reynolds, dissipação, transporte turbulento e difusão de pressão.

1.1.2.6. Camadas limite turbulenta

A turbulência próxima aos limites sólidos é especialmente importante nas aplicações de engenharia, pois o fluxo de interesse é quase sempre o que se desenvolve ao redor de um corpo sólido. No estudo da camada limite turbulenta, o fluxo de Couette tem particular importância na medida em que os seus resultados foram generalizados para uma lei universal de parede. O fluxo de Couette é um fluxo que se desenvolve entre duas placas retas sólidas devido ao movimento de uma das placas com uma velocidade constante. Assim, um fluxo de cisalhamento puro é estabelecido com tensão de cisalhamento constante (Schlichting e Gersten (2000)), Figura 90.

Figura 90 O equilíbrio entre o cisalhamento molecular e turbulento. Fonte: [Davidson (2011)].

Portanto, a partir da equação (103) pode-se demonstrar que:

$$\tau_{total} = \mu \frac{\partial U_1}{\partial x_2} - \rho \overline{u'_1 u'_2} = \tau_{wall} = \text{constante} \quad (113)$$

O termo τ_{wall} representa a tensão de cisalhamento média próxima da parede do corpo. Pode ser mostrado que o comportamento da equação (113) é próprio de um problema de camada limite. Problemas de camada limite são descritos por equações diferenciais cujas derivadas superiores são multiplicadas por parâmetros de perturbação (no presente caso, o inverso do número de Reynolds). Da teoria da camada limite, uma camada limite é uma região estreita na qual a solução da equação diferencial muda abruptamente. Na verdade, a largura da camada limite deve aproximar de zero na medida em que a perturbação aproxima-se de zero.

Utilizando a teoria da camada limite, pode-se demonstrar que no fluxo de Couette (resultado generalizado para fluxos de parede gerais), existem duas camadas, as camadas interiores e exteriores. Evidentemente, essas duas camadas apresentam grandes diferenças em seus comprimentos, e a solução muda rapidamente caminha para o interior da camada interna.

A velocidade de fricção é descrita por:

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_{wall}}{\rho}} \quad (114)$$

Utilizando-se x e y no lugar de x_1 e x_2 e H , tal como a metade do espaçamento entre as placas do fluxo de Couette (ou, em geral, a espessura da camada limite), reescreve-se:

$$\eta = y/H, u^+ = U/u^*, Re^* = u^* H/\nu, \tau_{turb}^+, y^+ = y u^*/\nu \quad (115)$$

Substituindo os adimensionais na equação (113) obtém-se:

$$\frac{1}{Re^*} \frac{du^+}{d\eta} + \tau_{turb}^+ = 1 \quad (116)$$

Aplicando as condições de contorno apropriadas e as formulações da teoria da camada limite, obtém-se as soluções de cada camada.

1.1.2.7. Camada interna ou de Parede.

A camada interna apresenta uma espessura muito menor comparada à camada externa. Essa espessura pode ser determinada por:

$$\delta_v = \nu/u^* = H/Re^* \quad (117)$$

Por conseguinte, a espessura da camada interna deve ser muito pequena para um alto valor de número de Reynolds e tende para zero, quando o número de Reynolds tende para infinito. Assim na camada interna, a equação (116) torna se:

$$\frac{du^+}{dy^+} + \tau_{turb}^+ = 1 \quad (118)$$

Assim, usando uma aproximação de primeira ordem, obtém-se a condição para a subcamada viscosa, válida para $y^+ < 11$:

$$u^+ = y^+ \quad (119)$$

Nesta região, os efeitos viscosos são mais importantes do que os turbulentos. Além disso, a partir da parede, há a necessidade de combinar a solução da camada interna com a externa. A partir da condição correspondente tem-se:

$$u^+ = \frac{1}{\kappa} \ln y^+ + C \quad (120)$$

Esta equação é válida na interface entre a camada interna e externa, $30 < y^+ < 10^3$. Nesta equação, $C = 5.0$ para paredes lisas e $\kappa = 0.41$ é o coeficiente de Kàrman. Nessa camada sobreposta, as tensões turbulentas tornam-se mais importantes do que as viscosas. Entre a subcamada viscosa e a camada logarítmica, existe uma camada de transição, *buffer layer*, em que os efeitos viscosos e turbulentos são equilibrados.

1.1.1.1.1 Camada externa

A camada limite interna corresponde a cerca de 20% da camada limite e a camada externa o restante. Nesta região, os turbilhões que transportam as tensões de cisalhamento não são muito afetados pelas condições de contorno na parede. A camada externa é dominada por grandes turbilhões que transportam baixa quantidade de movimento e alta energia cinética turbulenta. Não há expressão confiável deduzida para a camada externa, apenas a expressão de correlação a partir das medições experimentais.

A função de parede, na modelagem do escoamento próximo da parede, não resolve a região da camada limite afetada pela viscosidade (subcamada viscosa e camada de transição (*buffer layer*)), assim não há a necessidade de uma malha computacional super-refinada na região da camada limite afetada pela viscosidade. Na solução do problema é utilizada uma formulação semiempírica que conecta as condições de contorno junto à parede com a solução ao longe, na qual o escoamento turbulento é totalmente desenvolvido. As fórmulas são obtidas a partir de experimentos com escoamentos simples (placa plana, por exemplo).

O tratamento do problema por função de parede exige um custo computacional menor e é de uso válido para escoamentos com altos números de Reynolds, nos quais as variáveis do escoamento variam mais rapidamente ao longo da região afetada pela viscosidade.

1.1.1.2. Transição

A transição de fluxo laminar para fluxo turbulento é um processo no qual uma série de eventos levam o fluxo a tornar-se totalmente turbulento. Estes eventos são essencialmente desencadeados por pequenas perturbações com comprimentos característicos e amplitudes que, como num sistema mecânico não linear, podem ser amplificadas ou atenuadas.

Em fluxos na camada limite, a instabilidade primária é conhecida como ondas Tollmien-Schlichting. Estas ondas são essencialmente bidimensionais e estão sobrepostas a um fluxo laminar, este fato caracteriza o fenômeno de indiferença do número de Reynolds (valor do número de Reynolds em que as perturbações não são mais amortecidas, mas sim propagadas e amplificadas). Este fenômeno pode ser demonstrado matematicamente pela linearização das equações de movimento (que leva às equações de Orr-Sommerfeld) e posterior análise de sua estabilidade.

A instabilidade secundária é, por outro lado, tridimensional porque ondas tridimensionais são sobrepostas sobre o fluxo à jusante. Esta instabilidade conduz à formação de estruturas Λ , após o qual os pontos de turbulência parecem dar origem a um fluxo totalmente turbulento.

Figura 91 – Esquema representando os estágios da transição da camada limite laminar para turbulenta. Fonte: [Schlichting and Gersten (2000)].

O fenômeno de transição descrito é característico de fluxos na camada limite desenvolvidos sobre uma parede sólida com uma pequena curvatura e baixos níveis de turbulência na entrada. Por isso, esta transição é mais progressiva e suave e, portanto, designada como natural. Na transição natural, vê-se o desenvolvimento dos eventos descritos, ou seja, as instabilidades bidimensionais, seguidos por tridimensionais, o aparecimento de manchas de turbulência e finalmente a turbulência completa.

Pode ocorrer que o fluxo seja mais perturbado desencadeando um processo de transição mais abrupto. Quando esta transição abrupta ocorre, os primeiros eventos são ignorados, assim, a transição leva o nome de *by-pass*. A transição *by-pass* pode ser desencadeada por grandes turbulências ao longe, produzindo transições de um fluxo laminar para um fluxo com alguns pontos de turbulência e totalmente turbulento.

A transição também é alterada pelos fluxos de separação, como os fluxos das regiões de recirculação. A previsão dos fluxos de separação é um tema, assim como a própria transição, que se encontra na fronteira do conhecimento. Existem diversos métodos de investigação em curso sobre o assunto. As abordagens a seguir são algumas das mais utilizadas hoje em dia:

- Só o tipo DNS (Direct-Numerical-Simulations) pode prever corretamente todos os tipos de transições, mas as demandas computacionais são ainda hoje inviáveis para fins industriais;
- O método LES (Large Eddy Simulations) é uma opção interessante para o DNS, mas alguns fluxos de transição não são bem calculados e os custos computacionais ainda são altos.
- Correlação empírica utiliza-se de dados experimentais, mas são dependentes do número de Reynolds. Se usado com modelos RANS, somente após certo número local de Reynolds, a modelagem da turbulência é ativada;
- Outros como LCTM são baseados em equações de transporte, formando uma estrutura nas quais as correlações empíricas podem ser utilizadas a fim de controlar as quantidades de camada limite, como a energia cinética turbulenta.

1.1.3. Equações RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes)

O marco inicial das equações RANS é a modelagem das tensões de Reynolds, $\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_1 u'_2}$. Boussinesq coloca, em analogia com o tensor de tensões derivado de fluidos newtonianos, a seguinte expressão:

$$\tau_{ij} = -\rho \overline{u'_1 u'_2} = \rho \frac{2}{3} k \delta_{ij} + \mu_T \left(\frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \quad (121)$$

Onde o termo μ_T não é mais uma propriedade do fluido, mas sim do fluxo, sendo nomeado de viscosidade dinâmica ou viscosidade turbulenta. Com esta hipótese, o tensor de Reynolds é um tensor homogêneo, já que μ_T é isotrópico e S_{ij} é simétrica. Assim, o tensor de Reynolds tem seu eixo principal alinhado com o tensor de tensões do fluxo principal. A equação (121) implica que $[\nu_T] = [\mu_T \rho] = L^2/T$. Portanto, a fim de determinar a

viscosidade turbulenta, faz-se necessário uma escala de velocidade, u , e uma escala de comprimento, l . Além disso, vê-se que a equação (121) pode ser decomposta em um tensor isotrópico e um tensor anisotrópico, a_{ij} , definido como:

$$a_{ij} = 2\nu_T\delta_{ij} \quad (122)$$

O tensor de anisotropia é importante na compreensão das limitações da hipótese de Boussinesq, uma vez que mostra que as tensões turbulentas sempre seguem as tensões de fluxo médio, o que pode não ser sempre verdadeiro no caso dos fluxos complexos. Alguns modelos apresentam diferentes expressões para o tensor de anisotropia, com relações não lineares, mas com alcance limitado.

Atualmente, o modelo de turbulência mais bem sucedido na solução das equações RANS é o $k - \omega$ SST, que é apresentado a seguir.

1.1.1.3. Modelo de turbulência $k - \omega$ SST

O modelo de turbulência $k - \omega$ SST, é constituído por duas equações, uma equação de transporte para a energia cinética turbulenta, k , e uma equação de transporte para a dissipação por unidade de energia cinética, ω . A viscosidade turbulenta é determinada por:

$$\nu_t = \frac{k/\omega}{\max(1, \Omega F_2/(a_1\omega))}, a_1 = 0.31 \quad (123)$$

Onde Ω é a vorticidade do fluxo e a função auxiliar F_2 é definida utilizando a distância da parede d como:

$$F_2 = \tanh[\max(2\frac{\sqrt{k}}{0.09d\omega}, \frac{500\nu}{d^2\omega})]^2 \quad (124)$$

A definição da viscosidade turbulenta, como dado pela equação (123) é a base do SST (*Shear Stress Transport*) e é a característica que torna este modelo diferente em comparação com o modelo fundamental de Menter e o modelo $k - \omega$ original de Wilcox, pois responde mais adequadamente para o transporte das principais tensões de cisalhamento.

Além disso, a fim de melhorar as características desejadas do modelo perto da parede (subcamada viscosa e camada logarítmica da camada limite) e na região de esteira, a função F_1 combina subcamada e camada logarítmica, e gradualmente altera-se para zero na região de esteira. Assim, o modelo é baseado na formulação $k - \omega$ de Wilcox na região próxima da parede e no modelo padrão $k\epsilon$ na região da esteira exterior e nas camadas livres de cisalhamento.

A equação para o transporte da energia cinética turbulenta, k , é dada por:

$$\rho \frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho U_j k - (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) = \tau_{ij} S_{ij} - \beta^* \rho \omega k \quad (125)$$

Da equação (125), S_{ij} é o tensor de tensões médio e τ_{ij} é o tensor de tensões turbulento. Por outro lado, a equação para o transporte da frequência turbulenta, ω , é:

$$\frac{\partial \rho \omega}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\rho U_j \omega - (\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) = \gamma \rho \Omega^2 - \beta^* \rho \omega^2 + 2(1 - F_1) \frac{\rho \sigma_{\omega 2}}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (126)$$

Como comentado, a função auxiliar F_1 , faz a transição entre o modelo original $k - \omega$ e $k - \epsilon$ ligando as zonas de cisalhamento e o fluxo ao longe:

$$F_1 = \tanh \left[\min \left[\max \left(2 \frac{\sqrt{\kappa}}{0.09 d \omega}, \frac{500 \nu}{d^2 \omega} \right), \frac{4 \rho \sigma_{\omega 2} \kappa}{C D_{k\omega} d^2} \right] \right]^4 \quad (127)$$

onde

$$C D_{k\omega} = \max \left(\frac{2 \rho \sigma_{\omega 2} \kappa}{\omega} \frac{\partial \kappa}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 1 \times 10^{-10} \right) \quad (128)$$

$$a_1 = 0.31, \beta^* = 0.09, \kappa = 0.41$$

ANEXO

Model Test Report

Hull	VLCC2
Test type	PMM
Appendages	Bare Hull
Organization	INSEAN The Italian Ship Model Basin
Year	2006
Author	Fabbri L., Benedetti L. Bouscasse B.

SUMMARY

A set of standard PMM tests were performed in the INSEAN towing tank N. 2 with a model of the VLCC 2 bare hull. The tests comprised test series for several approach speeds and water depth. The tests were done with free pitch and heave. The test programme covered static and dynamic tests (pure yaw, pure sway, yaw with drift).

MODEL GEOMETRY

Identification: INSEAN model C. 2487

Scale: 1:45.71

Hull: Model of KVLCC 2 hull:

L_m	[m]	7.00
B	[m]	1.269
T	[m]	0.455
∇	[m ³]	3.2724
S	[m ²]	-
C_D	[-]	0.810
LCB	[%Lpp]	-

(LCB positive forward of midships)

Propellers: N/A

Rudders: N/A

Bilge keels: ---

Turbulence stimulation: Turbulence stimulation was provided by studs on the bow of the hull

Comment: ---

Model photos

model KVLCC2

bulbous bow

bulbous stern

TEST CONDITIONS

Loading condition

The model was ballasted to match the nominal displacement and LCB. The moment of inertia in yaw of the model I_{zz} was determined to be able to subtract the inertia forces after the tests.

m	[kg]	3.2724
I_{zz}	[kg m ²]	10021.65
I_{yy}	[kg m ²]	n.a. ^(*)
GM_T	[m]	0.125 ^(*)

^(*) Dynamic tests in roll were not performed.

^(*) model has been ballasted to reach the desired GM_T value.

Nominal speeds and RPM:

The tests comprised series for the four approach speeds of 1.1178, 0.943, 0.707, 0.412 m/s. In each series the forward speed was varied from approach speed U_0 down to 65% of U_0 .

Test series	$h/T = 8.3$	$h/T = 3.0$	$h/T = 1.5$	$h/T = 1.2$
Nominal speed U_0 [m/s]	0.533	0.533	0.533	0.533
	1.178	1.178	1.178	1.178
	0.266	0.266	0.266	0.266
Froude number Fn [-]	0.0642	0.0642	0.0642	0.0642
	0.142	0.142	0.142	0.142
	0.0321	0.0321	0.0321	0.0321

Self-propulsion point: N/A

RPM strategy: N/A

Degrees of freedom: 3 DOF, i.e. measurements were made of longitudinal force X , transverse force Y and yaw moment N .

Set-up: Free to trim and sink, otherwise constrained.

TEST PROGRAM - Test program as performed

Water Depth $h/T=1.2$

Froude number, Fn [-]	Carriage speed, U_C [m/s]	Drift angle, β [deg.]
0.064	0.533	-8, -4, -2, 0, 2, 4*, 8
0.142	1.178	0, 2, 4, 8
0.032	0.266	90

Test program for the static tests. "*" Indicates the test, for which uncertainty analysis is conducted.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	v'_{max}	$\dot{v}'_{max}$	S_{mm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.070	0.347	0.099	0.060	0	1

Test program for the dynamic pure sway test.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	r'_{max}	$\dot{r}'_{max}$	S_{mm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.200	0.990	0.057	0.060	2.3	1
0.064	0.533	0	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	12*
0.064	0.533	0	0.600	2.970	0.170	0.060	6.9	1
0.142	1.178	0	0.400	1.970	0.114	0.132	4.6	1
0.142	1.178	0	0.600	2.955	0.173	0.132	7.0	1

Test program for the dynamic pure yaw test. “*” Indicates the test, for which uncertainty analysis is conducted.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	r'_{max}	$\dot{r}'_{max}$	S_{mm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	4	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	1

Test program for the dynamic yaw&drift test.

Water Depth $h/T=1.5$

Froude number, F_n [-]	Carriage speed, U_C [m/s]	Drift angle, β [deg.]
0.064	0.533	-8, -4, -2, 0, 2, 4, 8
0.142	1.178	0, 2, 4, 8
0.032	0.266	90

Test program for the static test.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	v'_{max}	$\dot{v}'_{max}$	S_{mm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.070	0.347	0.099	0.060	0	1

Test program for the dynamic pure sway test.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	r'_{max}	$\dot{r}'_{max}$	S_{mm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.200	0.990	0.057	0.060	2.3	1
0.064	0.533	0	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	1
0.064	0.533	0	0.600	2.970	0.170	0.060	6.9	1
0.142	1.178	0	0.400	1.970	0.114	0.132	4.6	1
0.142	1.178	0	0.600	2.955	0.173	0.132	7.0	1

Test program for the dynamic pure yaw test.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	r'_{max}	$\dot{r}'_{max}$	S_{mm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	4	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	1

Test program for the dynamic yaw and drift test.

Water Depth $h/T=3.0$

Froude number, F_n [-]	Carriage speed, U_C [m/s]	Drift angle, β [deg.]
0.064	0.533	-8, -4, -2, 0, 2, 4, 8
0.142	1.178	0, 2, 4, 8
0.032	0.266	90

Test program for the static tests.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	v'_{max}	$\dot{v}'_{max}$	S_{nm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.070	0.347	0.099	0.060	0	1

Test program for the dynamic pure sway test.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	i'_{max}	$\dot{i}'_{max}$	S_{nm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.200	0.990	0.057	0.060	2.3	1
0.064	0.533	0	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	1
0.064	0.533	0	0.600	2.970	0.170	0.060	6.9	1
0.142	1.178	0	0.400	1.970	0.114	0.132	4.6	1
0.142	1.178	0	0.600	2.955	0.173	0.132	7.0	1

Test program for the dynamic pure yaw test.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	i'_{max}	$\dot{i}'_{max}$	S_{nm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	4	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	1

Table A.3. 1 Test program for the dynamic yaw and drift test.

Water Depth $h/T=8.3$

Froude number, F_n [-]	Carriage speed, U_C [m/s]	Drift angle, β [deg.]
0.064	0.533	-8, -4, -2, 0, 2, 4*, 8
0.142	1.178	0, 2, 4, 8
0.032	0.266	90

Test program for the static tests. "*" Indicates the test, for which uncertainty analysis is conducted.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	v'_{max}	$\dot{v}'_{max}$	S_{nm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.070	0.347	0.099	0.060	0	1

Test program for the dynamic pure sway test.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	i'_{max}	$\dot{i}'_{max}$	S_{nm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	0	0.200	0.990	0.057	0.060	2.3	1
0.064	0.533	0	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	12*
0.064	0.533	0	0.600	2.970	0.170	0.060	6.9	1
0.142	1.178	0	0.400	1.970	0.114	0.132	4.6	1
0.142	1.178	0	0.600	2.955	0.173	0.132	7.0	1

Test program for the dynamic pure yaw test. "*" Indicates the test, for which uncertainty analysis is conducted.

F_n [-]	U_C [m/s]	β [deg.]	i'_{max}	$\dot{i}'_{max}$	S_{nm} [m]	f_r [Hz]	θ_{max} [deg.]	No. of repeat.
0.064	0.533	4	0.400	1.980	0.113	0.060	4.6	1

Test program for the dynamic yaw&drift test.

MEASUREMENT SYSTEM

Facility: The tests were done in the Planar Motion Mechanism set-up in INSEAN's N. 2 towing tank with dimensions 240 m x 9 m x 3.5 m.

Water depth: 3.5 m, water depth ratio $h/T = 8.0$ (deep water)

The others two water depths of $h/T = 3.0$ $h/T = 1.5$ and $h/T = 1.2$ have been achieved by means of a false bottom with dimensions of 60 m x 7.5 m

Water temperature:	19.5 deg C
Measurements:	<p>X- and Y-forces were measured by two 2-component gauges. Distance between the two Y transducers was 2783 mm symmetrically placed respect to the midship section ($L_{pp}/2$).</p> <p>Sinkage fore and sinkage aft were measured at the same locations by using wire potentiometers.</p> <p>Yaw moment has been measured by using the previous mentioned transducers for Y force times the distance between the fore and the aft transducer.</p> <p>Additionally measures: carriage speed, rudder angle, PMM motions, model motions.</p>
Sampling frequency:	133 Hz

DATA PROCESSING

Coordinate system:	The coordinate system is fixed in the model. Origin for captive motion: intersection between the water line plane and the centre line plane at amidships. The x-axis is positive in the forward direction, the y-axis is positive towards starboard side and the z-axis is positive downwards. Angles, moments and directions of rotation follow the general right hand rule.
Filtering of raw data:	<p>All raw signals have been filtered to remove measurement noise. For the static tests the filtering is done by calculating the mean values. The dynamic tests are filtered using a Fourier representation of 4th order:</p> $S_{Fourier} = a_0 + \sum_{i=1}^4 \left(a_i \cos\left(\frac{i2\pi t}{T}\right) + b_i \sin\left(\frac{i2\pi t}{T}\right) \right),$ <p>where T is the PMM period found by signal inspection.</p>
Total forces and moments:	<p>After filtering, the total forces and moments are found by combining the measured forces from each of the gauges:</p> $X_{total} = X_{meas, fore} + X_{meas, aft}$ $Y_{total} = Y_{meas, fore} + Y_{meas, aft}$ $N_{total} = l_{fore} \cdot Y_{meas, fore} - l_{aft} \cdot Y_{meas, aft}$ $K_{total} = K_{meas}$
Inertia forces:	<p>The inertial forces originating from the mass of the model and the moving part of the measurement system have been subtracted to give the pure hydrodynamic forces:</p> $F_{hydro} = F_{total} - F_{inertia}$
Motion variables:	<p>The independent variables (x_0, y_0, ψ, β, u, v, r, $\dot{u}$, $\dot{v}$, $\dot{r}$) are derived from the PMM settings and the carriage speed using the expressions defining the PMM motions.</p> <p>Heading:</p> $\psi_{PMM} = \psi_{MAX} \sin(2\pi f t + \phi) + \beta \quad [\text{rad}]$ <p>Sway velocity:</p> $v_{PMM} = \eta_{MAX} (2\pi f) \cos(2\pi f t) \quad [\text{m/s}]$

OUTPUT DATA

The resulting output files from the PMM tests contain the channels listed below.

ID	Quantity	Sampling frequency [Hz]
1	Ship speed	133
2	Sway amplitude	133
3	Yaw amplitude	133
4	X-force, forward	133
5	X-force aft	133
6	Y-force forward	133
7	Y-force aft	133
8	Sinkage, forward	133
9	Sinkage, aft	133
10	State (for static test)	133
11	View (Krypton system)	133
12	Surge (Krypton)	133
13	Sway (Krypton)	133
14	Heave (Krypton)	133
15	Roll (Krypton)	133
16	Pitch (Krypton)	133
17	Yaw (Krypton)	133

PMM Tests at water depth h4		ship	model
h4: h/Tm = 8.3	Lpp(m)	320.0	7.000
	T(m)	20.8	0.455
	U0(kn)	7.0	1.035
	U0(m/s)	3.6	0.533
scale	1:45,71		

Static Drift:

U/U0	Fn	Uc (m/s)	Drift angles β (deg)	No. Of repet.	No. Of runs
1.00	0.064	0.533	-6,-4,-2,-1,-0.5,0,0.5,1,2,4,6	1	11
1.00	0.064	0.533	4	11	11
Total					22

Pure Sway:

U/U0	Fn	Uc (m/s)	Corresp. β (deg)	v'_{max}	No. Of runs
1.00	0.064	0.533	4	0.07	1
Total					1

Pure Yaw:

U/U0	Fn	Uc (m/s)	Drift angles β (deg)	r'_{max}	No. Of runs
1.00	0.064	0.533	0	0.6	1
1.00	0.064	0.533	0	0.4	12
1.00	0.064	0.533	0	0.2	1
Total					14

Yaw&Drift:

U/U0	Fn	Uc (m/s)	Drift angles β (deg)	r'_{max}	No. Of runs
1.00	0.064	0.533	4	0.4	1
Total					1

Total number of runs for this water depth:

38