

ALEXANDRE NICOLAOS SIMOS

**MODELO HIDRODINÂMICO HEURÍSTICO PARA ANÁLISE DE
NAVIOS PETROLEIROS AMARRADOS SUJEITOS À AÇÃO DE
CORRENTEZA**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para obtenção do
título de Doutor em Engenharia.

São Paulo
2001

ALEXANDRE NICOLAOS SIMOS

**MODELO HIDRODINÂMICO HEURÍSTICO PARA ANÁLISE DE NAVIOS
PETROLEIROS AMARRADOS SUJEITOS À AÇÃO DE CORRENTEZA**

Tese apresentada à Escola Politécnica da
Universidade de São Paulo para
obtenção do título de Doutor em
Engenharia.

Área de Concentração:
Engenharia Naval

Orientador:
Prof. Dr. Celso Pupo Pesce

São Paulo
2001

Simos, Alexandre Nicolaos

Modelo hidrodinâmico heurístico para análise de navios petroleiros amarrados sujeitos à ação de correnteza. São Paulo, 2001.

287p.

Tese (Doutorado) – Escola Politécnica da Universidade de São Paulo. Departamento de Engenharia Naval.

1. Modelos hidrodinâmicos. 2. Navios petroleiros amarrados. I. Universidade de São Paulo. Escola Politécnica. Departamento de Engenharia Naval II.t

À minha irmã, Melissa,
de coração.

AGRADECIMENTOS

Gostaria de expressar minha mais profunda gratidão a todos aqueles que, direta ou indiretamente, tenham contribuído para a realização deste trabalho, em especial:

À FAPESP, pela bolsa de estudos de Doutorado concedida e por ter viabilizado estágio no exterior, o qual muito contribuiu para minha formação e para o desenvolvimento do trabalho ora apresentado.

Ao professor Aranha, cujas lições têm sido de valor inestimável, em todos os sentidos. Aranha, obrigado por compartilhar comigo sua admirável visão da Ciência e da vida.

Aos professores Michael Bernitsas e Stuart Cohen, da Universidade de Michigan, por todo o apoio recebido.

Aos engenheiros André Leite da Petrobrás e Kazuo Hirata do IPT, por disponibilizarem os resultados experimentais.

Ao meu amigo Eduardo Tannuri, a quem muito perturbei ao longo deste trabalho. Obrigado pelas contribuições.

Aos meus pais, a quem espero um dia poder retribuir ao menos uma pequena parte de tudo aquilo que fizeram e têm feito por mim.

À minha esposa Priscilla, por ter feito tudo valer a pena.

Em especial, ao meu grande amigo e orientador Celso Pesce, a quem devo, em resumo, minha curta carreira acadêmica e cuja conduta me tem servido como espelho, não apenas como engenheiro, mas sobretudo, como pessoa. Obrigado por tudo.

SUMÁRIO

Lista de Figuras	
Lista de Tabelas	
Lista de Abreviaturas	
Lista de Símbolos	
Resumo	
“Abstract”	
1	INTRODUÇÃO..... 1
2	REVISÃO DA LITERATURA..... 15
3	O MODELO HEURÍSTICO “ESTÁTICO”..... 30
3.1	DEFINIÇÕES GERAIS E EQUAÇÕES DO MOVIMENTO DO NAVIO LIVRE..... 31
3.2	INTERAÇÃO ENTRE <i>SURGE</i> E <i>SWAY</i> : PARCELAS ESTÁTICAS DE FORÇA E MOMENTO 38
3.2.1	<i>ALGUMAS CONSIDERAÇÕES GERAIS</i> 39
3.2.2	<i>O COEFICIENTE ESTÁTICO DE SURGE $C_{1c}(\mathbf{a})$</i> 48
3.2.3	<i>O COEFICIENTE ESTÁTICO DE SWAY $C_{2c}(\mathbf{a})$</i> 55
3.2.4	<i>O COEFICIENTE DE MOMENTO $C_{6c}(\mathbf{a})$</i> 62
3.3	LIMITES DE VALIDADE DO MODELO ESTÁTICO E ROBUSTEZ DA MODELAGEM 67
3.4	ESTUDO DE ESTABILIDADE ESTÁTICA DE SISTEMAS EM CONFIGURAÇÃO <i>TURRET</i> : DISCREPÂNCIAS ORIUNDAS DA APLICAÇÃO DE DIFERENTES ABORDAGENS TEÓRICAS 76
4	O MODELO HEURÍSTICO ESTENDIDO..... 101
4.1	INFLUÊNCIA DO MOVIMENTO DE <i>YAW</i> : EFEITOS DE CIRCULAÇÃO. 103
4.1.1	<i>FORÇA DE SWAY E MOMENTO DE YAW</i> 109
4.1.2	<i>FORÇA DE SURGE</i> 117
4.2	INFLUÊNCIA DO MOVIMENTO DE <i>YAW</i> : EFEITOS DE <i>CROSS-FLOW</i> . 120

4.2.1	<i>ESTIMATIVA DA DISTRIBUIÇÃO DE ARRASTO SECCIONAL $C_D(x)$</i>	123
4.3	INFLUÊNCIA DO MOVIMENTO DE YAW: AMORTECIMENTO INDUZIDO PELA GERAÇÃO DE VÓRTICES	127
4.4	SÍNTESE DO MODELO ESTENDIDO	133
4.5	VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL: ENSAIOS DE YAW-ROTATING	136
4.5.1	<i>COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PELA DITT-IPT</i>	139
4.5.2	<i>COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PELO MARIN</i>	156
4.6	ALGUNS COMENTÁRIOS ADICIONAIS	164
4.6.1	<i>INFLUÊNCIA DO COEFICIENTE $C_{6,rr}$</i>	165
4.6.2	<i>SENSIBILIDADE À VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS</i>	168
4.6.3	<i>UMA COMPARAÇÃO COM O MODELO HEURÍSTICO DE OBOKATA</i>	176
5	VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL: INSTABILIDADE DINÂMICA DE UM SISTEMA SPM DOTADO DE HAWSER-RÍGIDO	183
5.1	EFEITOS DE ESCALA, ESTABILIDADE DINÂMICA E EFEITOS DE FROUDE	188
5.2	ENSAIOS DE INSTABILIDADE DINÂMICA: CONDIÇÃO CARREGADA	199
5.3	ENSAIOS DE INSTABILIDADE DINÂMICA: CONDIÇÃO DE LASTRO	215
5.4	ALGUMAS CONSIDERAÇÕES FINAIS	230
5.4.1	<i>ANÁLISE DE SENSIBILIDADE AOS PARÂMETROS HIDRODINÂMICOS</i>	231
5.4.2	<i>EFEITOS DE “MEMÓRIA”, EFEITOS DE ESCALA E SUAS IMPLICAÇÕES</i>	240
6	CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES	246
	ANEXO A	263
	ANEXO B	267
	ANEXO C	274
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	283

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Reservatórios da Bacia de Campos.....	1
Figura 1.2 – Plataforma Semi-Submersível	2
Figura 1.3 – Plataforma TLP.....	3
Figura 1.4 – Plataforma SPAR.....	3
Figura 1.5 – FPSO P-35 (José Bonifácio).....	4
Figura 1.6 – Representação esquemática do sistema <i>Turret</i>	5
Figura 1.7 – Sistema <i>Yoke</i> empregado no FPSO II	5
Figura 3.1 – Navio livre: Sistemas coordenados e definições gerais.	32
Figura 3.2 – Visualização do escoamento no entorno de um navio da classe <i>Mariner</i> . Vista de fundo. Resultados extraídos de Newman (1966).	40
Figura 3.3 – Variação do coeficiente de arrasto C_D em função do número de Reynolds (Re) para corpos de diferentes secções (extraída de Naudascher (1991))	43
Figura 3.4 – Coeficientes de arrasto obtidos para secções retangulares com cantos de diferentes curvaturas. Experimentos conduzidos por Delaney; Sorenson (1953) (<i>figura extraída de Naudascher (1991)</i>).....	44
Figura 3.5 – Simulação numérica do escoamento no entorno da secção-mestra de um navio petroleiro. (a) Regime sub-crítico; (b) Regime transcrito ($t^*=Ut/T$). Resultados obtidos por Aarsnes (1984) (<i>figura extraída de Faltinsen (1990)</i>).....	45
Figura 3.6 – Coeficiente de resistência total do navio <i>Lucy Ashton</i> e de modelos do mesmo navio em diferentes escalas (<i>figura extraída de Newman (1977)</i>).	52
Figura 3.7 – Coeficiente de Força Longitudinal C_{1C} : Comparação entre resultados teóricos e experimentais (resultados extraídos de Leite et al. (1998)).....	53
Figura 3.8 – Distribuição de coeficiente de arrasto seccional para navio petroleiro. Resultados obtidos numericamente por Aarsnes (1984). <i>Figura extraída de</i> <i>Faltinsen (1990)</i>	58
Figura 3.9 – Coeficiente de arrasto bidimensional obtido para diferentes secções retangulares. Resultados apresentados por Hoerner (1965). <i>Figura extraída de Leite</i> <i>(1997)</i>	59
Figura 3.10 - Coeficiente de Força Lateral C_{2C} : Comparação entre resultados teóricos e experimentais (resultados extraídos de Leite et al. (1998)).	61

Figura 3.11- Coeficiente de Momento C_{6C} : Comparação entre resultados teóricos e experimentais (resultados extraídos de Leite et al. (1998)).	66
Figura 3.12 – Influência da profundidade sobre os coeficientes estáticos de força lateral (a) e momento (b) de um navio petroleiro. (h=profundidade;d=calado). Figuras extraídas de Tuji et al. (1969).	68
Figura 3.13 – Variação do fator de correção k com a profundidade. Figura extraída de Tuji et al. (1969).	69
Figura 3.14 – Coeficiente estático de momento para o navio petroleiro apresentado por Faltinsen (1990), em situação carregada (a) e de lastro (b).	70
Figura 3.15 – Comparação entre resultados experimentais e teóricos para Tanker T2 ensaiado por Obokata et al. (1981).	73
Figura 3.16 - Comparação entre resultados experimentais e teóricos para navio cargueiro Série-60 (C2) ensaiado por Obokata et al. (1981).	73
Figura 3.17 - Comparação entre resultados experimentais e teóricos para o <i>slender ship</i> (C3) ensaiado por Obokata et al. (1981).	75
Figura 3.18 – Representação esquemática do problema de bifurcação estática	77
Figura 3.19 – Comportamento qualitativo das curvas de bifurcação segundo as diferentes abordagens teóricas.	79
Figura 3.20 – Aparato experimental utilizado nos ensaios de bifurcação estática. Figura extraída de Leite (1997).	83
Figura 3.21 – Curvas de bifurcação estática teórica e experimental para o navio Vidal de Negreiros em situação carregada(a representa x_T/L). ($\bullet U / \sqrt{gB} = 0.08$ and $\diamond U / \sqrt{gB} = 0.24$) (Figura extraída de Leite et al. (1998)).	84
Figura 3.22 – Representação esquemática e visualização do aparato experimental utilizado para levantamento das curvas de bifurcação experimentais do modelo S-175.	86
Figura 3.23 – Curvas de Bifurcação Estática obtidas experimentalmente para o modelo S-175	86
Figura 3.24 – Comportamento previsto para as curvas de bifurcação experimental e teórica nas proximidades do ponto de bifurcação. Figura extraída de Simos et al. (2001).	88
Figura 3.25 – Curvas de Bifurcação Estática do modelo S-175. Comparação entre resultados teóricos (modelo heurístico s/ leme) e resultados experimentais.	90

Figura 3.26 – Variação assumida para o coeficiente de arrasto do casco $C_D(\psi)$ para pequenos ângulos de ataque.	93
Figura 3.27 – Efeito da redução do coeficiente de arrasto sobre as curvas de bifurcação estática do navio S-175 preditas pela modelagem heurística.	94
Figura 3.28 – Distribuição do coeficiente de arrasto corrigido C_{cd} ao longo do casco de modelos segmentados da classe Todd 70, sem trim. $F_r=0.15$. Resultados experimentais obtidos por Beukelman (1988). Figura extraída de Hooft (1994)...	98
Figura 4.1 – Representação esquemática da aproximação de placa plana.....	109
Figura 4.2 – Conjuntos de pontos experimentais utilizados por Clarke et al. (1982) e estimativas anteriores. Figura extraída de Clarke et al. (1982)	115
Figura 4.3 – Formato das funções de ponderação $f_1(x)$ e $f_2(x)$	125
Figura 4.4 – $C_{D,FALT}(x)$ e funções de ponderação $f_1(x)$, $f_2(x)$ e $C_D(x)$ calculados para o navio Vidal de Negreiros em situação carregada.	125
Figura 4.5 – Representação esquemática dos vórtices induzidos próximo à proa e popa pelo movimento de rotação do navio.	127
Figura 4.6 – Variação do momento de yaw medido em função da velocidade de rotação empregada nos ensaios de yaw-rotating Figuras extraídas de IPT (1998).....	129
Figura 4.7 – Representação esquemática do aparato experimental empregado em ensaios de rotação (<i>yaw-rotating tests</i>) com velocidade de avanço.....	138
Figura 4.8 – Visualização de ensaio de <i>yaw-rotating</i> conduzido na DITT/IPT e do aparato experimental. Fotografias gentilmente cedidas pela Petrobras.	140
Figura 4.9 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=1.90\text{m/s}; r=0.33^\circ/\text{s}\}$	142
Figura 4.10 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=1.90\text{m/s}; r=0.39^\circ/\text{s}\}$..	142
Figura 4.11 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=1.90\text{m/s}; r=0.48^\circ/\text{s}\}$..	143
Figura 4.12 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=1.90\text{m/s}; r=0.58^\circ/\text{s}\}$..	143
Figura 4.13 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=1.90\text{m/s}; r=0.62^\circ/\text{s}\}$..	144
Figura 4.14 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=2.37\text{m/s}; r=0.38^\circ/\text{s}\}$..	144
Figura 4.15 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=2.37\text{m/s}; r=0.48^\circ/\text{s}\}$..	145
Figura 4.16 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=2.37\text{m/s}; r=0.58^\circ/\text{s}\}$..	145
Figura 4.17 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. $\{U=2.37\text{m/s}; r=0.63^\circ/\text{s}\}$..	146
Figura 4.18 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. $\{U=2.37\text{m/s}; r=0.33^\circ/\text{s}\}$	147
Figura 4.19 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. $\{U=2.37\text{m/s}; r=0.40^\circ/\text{s}\}$	147
Figura 4.20 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. $\{U=2.37\text{m/s}; r=0.49^\circ/\text{s}\}$	148

Figura 4.21 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. {U=2.37m/s; r=0.59°/s}	148
Figura 4.22 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. {U=2.37m/s; r=0.63°/s}	149
Figura 4.23 – Navio Juruá. Condição 100%. {U=2.09m/s; r=0.55°/s}	151
Figura 4.24 – Navio Juruá. Condição 100%. {U=2.09m/s; r=0.64°/s}	151
Figura 4.25 – Navio Juruá. Condição 100%. {U=2.09m/s; r=0.70°/s}	152
Figura 4.26 – Navio Juruá. Condição 40%. {U=2.09m/s; r=0.37°/s}	153
Figura 4.27 – Navio Juruá. Condição 40%. {U=2.09m/s; r=0.43°/s}	153
Figura 4.28 – Navio Juruá. Condição 40%. {U=2.09m/s; r=0.55°/s}	154
Figura 4.29 – Navio Juruá. Condição 40%. {U=2.09m/s; r=0.66°/s}	154
Figura 4.30 – Navio Juruá. Condição 40%. {U=2.09m/s; r=0.70°/s}	155
Figura 4.31 – VLCC (MARIN). Condição 100%. {U=1.03m/s; r=0.11°/s}	158
Figura 4.32 – VLCC (MARIN). Condição 100%. {U=1.03m/s; r=0.17°/s}	158
Figura 4.33 – VLCC (MARIN). Condição 100%. {U=1.03m/s; r=0.29°/s}	159
Figura 4.34 – VLCC (MARIN). Condição 40%. {U=1.03m/s; r=0.17°/s}	160
Figura 4.35 – VLCC (MARIN). Condição 40%. {U=1.03m/s; r=0.29°/s}	160
Figura 4.36 – Contribuição de cada componente ao momento total previsto para o caso apresentado na Figura 4.11	166
Figura 4.37 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; Vidal de Negreiros 100% {U=2.37m/s;r=0.48°/s}	170
Figura 4.38 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; Vidal de Negreiros 40% {U=2.37m/s;r=0.49°/s}	170
Figura 4.39 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; navio Juruá 100% {U=2.09m/s;r=0.55°/s}	171
Figura 4.40 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; navio Juruá 40% {U=2.09m/s;r=0.43°/s}	171
Figura 4.41 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; VLCC (MARIN) 100% {U=1.03m/s;r=0.19°/s}	172
Figura 4.42 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; VLCC (MARIN) 40% {U=1.03m/s;r=0.19°/s}	172
Figura 4.43 – Força Longitudinal para o navio VLCC (MARIN). Comparação entre estimativas em escala do modelo e escala real.	175
Figura 4.44 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.	178

Figura 4.45 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.	178
Figura 4.46 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.	179
Figura 4.47 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.	179
Figura 4.48 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.	180
Figura 4.49 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.	180
Figura 5.1 – Ilustração do ensaio de reboque com hawser-rígido.....	185
Figura 5.2 – Visualização de detalhe do aparato experimental e de ensaio conduzido na DITT/IPT. Fotografias gentilmente cedidas pela Petrobras.....	186
Figura 5.3 – Curvas de estabilidade do sistema em situação carregada e de lastro	191
Figura 5.4 – Localização dos valores médios do coeficiente C_T sobre as curvas de estabilidade do sistema para quatro diferentes velocidades de avanço.....	194
Figura 5.5 – Ilustração de comportamento dinâmico estável obtido nos ensaios de <i>hawser-rígido</i>	194
Figura 5.6 – Bifurcação Estática: comportamento de $\{\gamma(t); \psi(t); F_H(t)\}$ para navio Vidal de Negreiros 40% ($U=0.5$ m/s; $L_H/L=0.287$; $x_A/L=0.20$)	198
Figura 5.7 – Variação do período de oscilação em função do coeficiente $C_F(Re)$. Vidal de Negreiros 100%, $U=0.40$ m/s.....	201
Figura 5.8 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.36; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0223\}$	203
Figura 5.9 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.36; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0220\}$	203
Figura 5.10 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.36; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0203\}$	204
Figura 5.11 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.60; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0227\}$	205
Figura 5.12 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.60; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0220\}$	205

Figura 5.13 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. { $L_H/L=0.60; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0207$ }	206
Figura 5.14 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. { $L_H/L=0.90; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0242$ }	207
Figura 5.15 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. { $L_H/L=0.90; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0220$ }	207
Figura 5.16 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. { $L_H/L=0.90; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0200$ }	208
Figura 5.17 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ). V.Negreiros 100% - $U=0.4\text{m/s}$	211
Figura 5.18 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ). V.Negreiros 100% - $U=0.5\text{m/s}$	212
Figura 5.19 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ). V.Negreiros 100% - $U=0.6\text{m/s}$	212
Figura 5.20 – Influência da correção de momento sobre os resultados teóricos em situação de lastro { $U=0.6\text{m/s}; x_A/L=0.40; L_H/L=0.36$ }	218
Figura 5.21 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.36; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0354; k_w=0.77$ }	220
Figura 5.22 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.36; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0335; k_w=0.82$ }	220
Figura 5.23 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.36; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0320; k_w=1.03$ }	221
Figura 5.24 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.60; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0354; k_w=0.77$ }	222
Figura 5.25 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.60; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0335; k_w=0.82$ }	222
Figura 5.26 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.60; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0320; k_w=1.03$ }	223
Figura 5.27 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.90; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0354; k_w=0.77$ }	224
Figura 5.28 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.90; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0335; k_w=0.82$ }	224

Figura 5.29 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%. { $L_H/L=0.90; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0320; k_w=1.03$ }	225
Figura 5.30 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ). V.Negreiros 40% - $U=0.4\text{m/s}$	227
Figura 5.31 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ). V.Negreiros 40% - $U=0.5\text{m/s}$	227
Figura 5.32 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ). V.Negreiros 40% - $U=0.6\text{m/s}$	228
Figura 5.33 – Ângulo de Aproamento: Real X Aparente	232
Figura 5.34 – Influência do emprego de diferentes aproximações empíricas para correção das componentes de asa. Caso de carregamento 100%.	236
Figura 5.35 - Influência do emprego de diferentes aproximações empíricas para correção das componentes de asa. Caso de carregamento 40%.	237
Figura 5.36 – <i>Fishtailing</i> : Escala Real X Escala do Modelo	244
Figura B.1 – Curvas de Estabilidade do navio Vidal de Negreiros em configuração SPM	273
Figura C.1 – Influência de Fr sobre a força lateral e momento. Figuras extraídas de Newman (1966)	276
Figura C.2 – Diagrama de bifurcação estática adotado para ajuste do coeficiente de correção k_w	279

LISTA DE TABELAS

Tabela 3-1 – Valores de C_Y para diferentes navios	60
Tabela 3-2 - Valores de l_p/L para diferentes navios	63
Tabela 3-3 Dados do navio VLCC apresentado por Faltinsen (1990)	69
Tabela 3-4 Dimensões principais de três cascos ensaiados por Obokata et al. (1981) (escala do modelo)	73
Tabela 3-5 –Dados do modelo S-175	85
Tabela 3-6 Valores de $C_D(\beta)/C_Y$ estimados a partir dos resultados de Hooft (1994)	99
Tabela 4-1 - Comparação entre as diferentes aproximações propostas para as derivadas hidrodinâmicas lineares.....	114
Tabela 4-2 – Comparação entre as diferentes estimativas para o navio Vidal de Negreiros (100%).....	114
Tabela 4-3 –Valores experimentais da relação $32C_{6,\pi}/C_Y$ obtidos a partir dos testes de rotação realizados no IPT.....	130
Tabela 4-4 – Valores da relação $32C_{6,\pi}/C_Y$ estimados para o navio VLCC ensaiado no MARIN.....	131
Tabela 4-5 – Valores experimentais dos coeficientes C_Y e $l_p C_Y$ (fonte: IPT(1998)) ...	141
Tabela 4-6 – Valores dos parâmetros experimentais para o navio VLCC apresentado por Wichers (1987)	157
Tabela 4-7 – Estimativa dos coeficientes de <i>cross-flow</i> para diversos navios petroleiros	169
Tabela 4-8 – Coeficiente de Resistência do navio VLCC (MARIN) em escala do modelo e escala real	175
Tabela 5-1 - Coeficiente de Resistência (C_T) experimental e coeficiente de atrito viscoso (C_F) estimado pela expressão 3.20.....	192
Tabela 5-2 Valores do ângulo de equilíbrio para diferentes velocidades de avanço. Vidal de Negreiros 40% ($L_H/L=0.287$; $x_A/L=0.20$).....	198
Tabela 5-3 – Valores de $k_w(Fr;\psi)$. Vidal de Neg. (40%).....	217
Tabela 5-4 Diferentes aproximações para as derivadas hidrodinâmicas lineares do navio Vidal de Negreiros	235

Tabela 5-5 – Valores limite dos parâmetros de frequência abaixo dos quais efeitos de memória são de importância secundária. Dados extraídos de Newman (1966)...	242
Tabela C.1 – Fator de correção k_w . Caso 40%	279
Tabela C.2 - Fator de correção k_w . Caso 100%.....	280

LISTA DE ABREVIATURAS

DICAS	<i>Differential Compliance Anchoring System</i>
DITT/IPT	Divisão de Tecnologia de Transportes – Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo
ITTC	<i>International Towing Tank Conference</i>
FPSO	<i>Floating Production Storage and Offloading System</i>
MARIN	<i>Maritime Research Institute Netherlands</i>
OCIMF	<i>Oil Companies International Maritime Forum</i>
RAO	<i>Response Amplitude Operator</i>
SPM	<i>Single-Point Mooring</i>
TLP	<i>Tension Leg Platform</i>
VLCC	<i>Very Large Crude Carrier</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

A	Razão-de-aspecto
B	Boca
C_B	Coefficiente de bloco
C_{cd}	Coefficiente de arrasto do casco normalizado por seu valor em incidência cruzada (definido por Hooft, 1994)
C_D	Coefficiente de arrasto
$C_{D(x)}$	Coefficiente de arrasto seccional do casco
$C_{D,FALT}$	Distribuição de arrasto seccional de um navio petroleiro, extraída de Faltinsen (1990)
$C_{D,w}$	Coefficiente de arrasto induzido (asa)
CG	Centro de gravidade
C_F	Coefficiente de resistência friccional
C_L	Coefficiente de sustentação (<i>lift</i>)
C_Y	Coefficiente de arrasto do casco em incidência cruzada de corrente
C_0	Coefficiente estático de força longitudinal em incidência de proa ou popa
$C_{1C}; C_{2C}; C_{6C}$	Coefficientes estáticos de força longitudinal, transversal e momento de <i>yaw</i> , respectivamente
Dwt	Tonelagem de porte bruto (<i>deadweight tonnage</i>)
F_H	Força de tração no <i>hawser</i>
$F_L; F_D$	Forças de sustentação (<i>lift</i>) e arrasto induzido (<i>drag</i>) do casco
F_r	Número de Froude
$F_X; F_Y$	Forças na direção longitudinal e transversal do casco, respectivamente
$F_{X,I}; F_{Y,I}$	Forças de origem potencial (fluido ideal) na direção longitudinal e transversal do casco, respectivamente
$F_{X,R}; F_{Y,R}$	Forças de origem rotacional (fluido real) na direção longitudinal e transversal do casco, respectivamente

$f_1(x); f_2(x)$	Funções de ponderação da distribuição de arrasto seccional do casco
g	Aceleração da gravidade
h	Profundidade (lâmina d'água)
$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$	Versores do sistema coordenado solidário ao casco
$\vec{I}, \vec{J}, \vec{K}$	Versores do sistema coordenado fixo à terra
I_z^o	Momento de inércia do navio em relação ao eixo z, solidário ao casco
k	Fator de forma do navio
k_w	Fator de correção dos efeitos de Froude
L	Comprimento do navio (entre perpendiculares)
l_p	Distância longitudinal entre o centro-de-pressão em incidência lateral de corrente e a secção-mestra
L_H	Comprimento do <i>hawser</i>
M	Massa do corpo
m_{ij}	Massa adicional adimensional
M_{ij}	Massa adicional na direção j devida ao movimento do navio na direção i
\vec{n}	Versor normal
N_z^o	Momento em torno do eixo z, tomado na secção-mestra do casco
$N_{z,I}^o$	Componente de momento de origem potencial (fluido ideal)
$N_{z,R}^o$	Componente de momento de origem rotacional (fluido real)
oxyz	Sistema coordenado cartesiano solidário ao casco
OXYZ	Sistema coordenado cartesiano fixo à terra
p_y	Componente y do vetor quantidade de movimento do fluido
$r = \dot{\psi}$	Velocidade angular de rotação do casco (velocidade de yaw)
Re	Número de Reynolds
S	Área de superfície molhada do casco
t	Tempo
t^*	Variável tempo adimensional (Aarsnes,1984)
T	Calado

$\bar{u} = u_f \bar{i} + v_f \bar{j} + r \bar{k}$	Velocidade relativa casco-fluido (plano horizontal)
U	Velocidade da correnteza
$\bar{u}_f = u_f \bar{i} + v_f \bar{j} + r \bar{k}$	Velocidade absoluta do casco no plano horizontal
x_A	Coordenada longitudinal do ponto de acoplamento do <i>hawser</i> sobre o casco
x_{CG}, y_{CG}	Coordenadas de posição do centro de gravidade (referencial solidário ao casco)
x_F	Coordenada longitudinal do ponto de aplicação da força de sustentação do casco
x_T	Coordenada longitudinal de posição do <i>turret</i>
x_{Tcr}	Posição crítica do <i>turret</i> (ponto de bifurcação estática)
$X_{HL}; Y_{HL}; N_{HL}$	Componente longitudinal, transversal e momento de asa do casco (modelo de Oltmann; Sharma, 1984))
$X_u; X_{uu}; X_{uuu}$	Derivadas hidrodinâmicas de força longitudinal (primeira, segunda e terceira ordem)
$Y_r; N_r$	Derivadas hidrodinâmicas lineares de força lateral e momento em relação à velocidade de rotação do casco (r)
$Y_{rrr}; N_{rrr}$	Derivadas hidrodinâmicas de terceira-ordem de força lateral e momento em relação à velocidade de rotação do casco (r)
$Y_v; N_v$	Derivadas hidrodinâmicas lineares de força lateral e momento em relação à velocidade relativa lateral (v)
$Y_{vvv}; N_{vvv}$	Derivadas hidrodinâmicas de terceira-ordem de força lateral e momento em relação à velocidade relativa lateral (v)
α	Ângulo de incidência de correnteza
β	Ângulo de incidência de corrente (definido por Newman, 1966)
γ	Ângulo formado pelo <i>hawser</i> com a direção de corrente
$\bar{\gamma}$	Ângulo de equilíbrio pós-crítico do <i>hawser</i>
γ^*	Ângulo de ataque efetivo (modelo de Oltmann; Sharma, 1984)
δ	Ângulo de deflexão do leme
λ	Fator de escala geométrica
ν	Viscosidade cinemática

ψ	Ângulo de aproamento do navio com relação à direção de incidência de correnteza
$\bar{\psi}$	Ângulo de aproamento pós-crítico
ρ	Densidade da água
ω	Frequência angular de oscilação
∇	Operador nabla ou volume deslocado

RESUMO

O presente trabalho propõe um novo modelo hidrodinâmico para avaliação das forças oriundas da ação de correnteza marítima uniforme sobre o casco de navios petroleiros amarrados. A modelagem é válida para qualquer ângulo de incidência de correnteza e sua aplicação é voltada, especialmente, ao estudo dinâmico de sistemas FPSO (*Floating Production Storage and Offloading systems*), muito embora seu campo de aplicação possa facilmente ser estendido a problemas correlatos em engenharia naval.

O modelo ora apresentado depende basicamente das dimensões principais do casco, necessitando de um conjunto bastante pequeno de parâmetros a serem determinados experimentalmente. Essa natureza *quase-explicita* da modelagem constitui sua principal vantagem face aos demais modelos usualmente empregados, e a mesma advém exatamente do contexto mais restrito para o qual foi formulado.

O *modelo heurístico estendido* foi elaborado com base em um modelo estático previamente desenvolvido por Leite et al. (1998). Foram incorporados os efeitos provenientes do movimento de rotação do casco, tornando o modelo aplicável ao caso geral de movimentos do navio no plano horizontal. A determinação destes efeitos foi fundamentada em uma abordagem heurística, combinando-se estimativas semi-empíricas para as forças decorrentes de diferentes padrões de escoamento fluido no entorno do casco, padrões estes associados a faixas de ângulos de incidência distintas.

As estimativas de força e momento em movimento combinado de translação e rotação do casco foram validadas a partir de resultados experimentais obtidos em ensaios de *yaw-rotating*, conduzidos com modelos de diferentes navios petroleiros, em duas condições de carregamento distintas. Posteriormente, a verificação experimental foi ampliada, analisando-se a adequação do modelo hidrodinâmico ao estudo de instabilidade dinâmica de navios atracados por intermédio de um cabo de amarração (*hawser*), fenômeno conhecido em engenharia naval como *fishtailing*.

Em paralelo ao desenvolvimento do modelo hidrodinâmico e sua validação experimental, objetivos primeiros deste trabalho, procede-se a uma revisão crítica das diferentes abordagens teóricas comumente empregadas, baseada nos principais aspectos hidrodinâmicos envolvidos em aplicações práticas de navios amarrados em sistemas *offshore*.

Assim, face à complexidade do problema em questão e dada a profusão de modelos teóricos existentes na literatura, mais do que a defesa de um ou outro método de análise, procura-se fornecer uma orientação consistente para que o projetista de sistemas oceânicos possa escolher, com maior confiança, a abordagem mais apropriada para a aplicação em questão, ciente de suas vantagens e eventuais limitações.

ABSTRACT

A new hydrodynamic model for the analysis of current forces acting on moored tanker ships is proposed. The theoretical model is valid for any angle of attack of the current and is intended, primarily, for the analysis of FPSO (Floating Production Storage and Offloading) systems, although its application may be easily extended to other correlated problems in ocean engineering.

The model depends basically on the ship main dimensions and requires few external parameters to be derived. This *quasi-explicit* nature certainly constitutes the model main advantage and it was only possible due to the more restricted context it was derived for.

The *extended heuristic model*, as it is called, was based on a previous static version presented by Leite et al. (1998). The hydrodynamic effects arising from the ship yaw motion were now incorporated, making the model able to cope with the problem of combined drift-yaw motions. Yaw velocity influence was determined by means of a heuristic combination of semi-empirical formulations of force and moment components, resultant from distinct fluid flow patterns, each one related to a different range of angles of attack.

Force predictions were validated through confrontation with yaw-rotating experimental results, obtained for different tanker models in distinct loading conditions. It was also verified experimentally that the model is capable of predicting the hydrodynamic forces involved in the unstable dynamic behavior of a single-point moored tanker, when subjected to a steady ocean current, known as *fisthailing* phenomenon.

A critical revision of the different theoretical models at hand represents a supplementary purpose of this work. This revision was performed based on the main hydrodynamic aspects involved in common offshore applications of moored tanker ships. Therefore, instead of a passionate defense of any particular theoretical procedure, the work aims to provide a consistent orientation in order to help the offshore system designer to choose, between the various hydrodynamic models, the one that is more suitable for the analysis of a specific project, confident on its advantages and aware of its eventual limitations.

1 INTRODUÇÃO

A história do emprego de óleos “minerais” pelo homem se confunde com a própria história da civilização. Sabe-se, por exemplo, que os egípcios utilizavam betume para embalsamar os mortos e que gregos e romanos dele também se serviram para fins bélicos. Hoje, a economia mundial tem no petróleo, sem dúvida, sua base energética mais significativa. Sua importância no mundo atual é tal que o controle do mesmo já foi, e ainda é, motivo de fortes pressões político-econômicas internacionais e, até mesmo, guerras .

No Brasil, a “descoberta” do petróleo remonta, oficialmente, ao ano de 1939, com o início da produção do poço DNPM-163 no município de Lobato, interior do estado da Bahia. Nestes sessenta anos de história de prospecção em solo brasileiro, uma particularidade geológica rapidamente definiu o rumo principal que levou ao panorama atualmente encontrado: os principais reservatórios brasileiros encontram-se no mar. E bem longe de nossas ensolaradas praias.

De fato, hoje, três quartos da produção nacional de petróleo são provenientes da Bacia de Campos, litoral norte do estado do Rio de Janeiro e grande parte da mesma concentra-se em regiões denominadas águas ultraprofundas (1000 a 3000 metros de profundidade).



Figura 1.1 – Reservatórios da Bacia de Campos

As duas descobertas mais recentes, os campos supergigantes de *Marlim Sul* e *Roncador*, encontram-se em profundidades médias superiores a 1000 metros. A Figura

1.1, acima, apresenta um quadro com os principais reservatórios da Bacia de Campos (dados de 1998).

A concentração de reservas em águas profundas levou a Petrobras (Petróleo Brasileiro S.A.), empresa estatal de petróleo brasileira, a capacitar-se como detentora da mais avançada tecnologia de exploração nessas condições. A empresa detém, hoje, o recorde de profundidade de exploração, operando um poço a 1853 metros no campo de Roncador.



Figura 1.2 – Plataforma Semi-Submersível

A exploração de petróleo em águas profundas demanda o emprego de unidades flutuantes de produção. Inicialmente, para produção na Bacia de Campos, foram utilizadas plataformas semi-submersíveis (S/S). Ainda hoje, plataformas S/S servem de base para a maior parte das unidades produtoras em operação na região.

A concepção deste tipo de sistema oceânico fôra originalmente voltada para o propósito de perfuração e/ou produção em águas profundas. Suas características hidrodinâmicas foram estabelecidas em projeto de forma a garantir um bom comportamento no mar. Assim, suas formas usuais são fruto da necessidade que estes sistemas pouco se movimentem sob ação de agentes ambientais, em especial, sob ação de ondas marítimas.

Nas últimas décadas, umas das áreas de atividade mais efervescentes em engenharia *offshore* consiste na busca de sistemas oceânicos cada vez mais adaptados para a produção em águas profundas, levando em conta as particularidades geográficas e ambientais de cada região produtora. Desta busca surgiram sistemas como as

plataformas TLP (*Tension Leg Platforms*) e as plataformas SPAR, de concepção ainda mais recente.

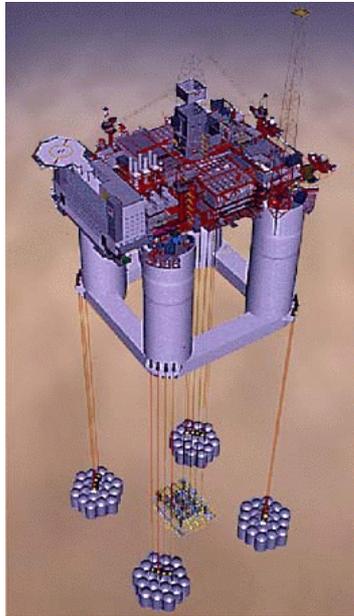


Figura 1.3 – Plataforma TLP

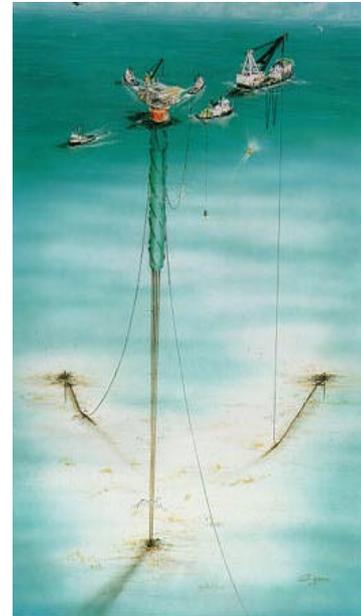


Figura 1.4 – Plataforma SPAR

Todas estas diferentes concepções de sistemas oceânicos perseguem objetivos comuns como minimizar os movimentos induzidos por ondas, diminuir o arrasto face a correntes marítimas, garantir a estabilidade do sistema e permitir uma elevada capacidade de carga (*payload*). Esforços e recursos não foram economizados para que tais objetivos fossem atingidos. Os custos envolvidos no desenvolvimento, construção e instalação de cada um destes novos sistemas atingiu, rapidamente, cifras da ordem de bilhões de dólares.

Há cerca de dez anos, no entanto, um outro tipo de concepção de sistema de produção começou a ganhar força. Na contramão das concepções hidrodinamicamente adaptadas e de altos custos iniciais, seduziu principalmente por seu forte apelo econômico. Propunha a conversão de navios petroleiros, então de abundante oferta no mercado naval, em sistemas de produção, batizados de FPSOs (*Floating Production Storage and Offloading Systems*). Às vantagens econômicas somavam-se outras de

caráter operacional como a grande capacidade de armazenamento de óleo, desejável para a produção em campos afastados da costa, e a elevada capacidade de carga no convés. Tais fatores contribuíram para que os sistemas FPSO rapidamente ganhassem adeptos e se difundissem por regiões produtoras em diversos pontos do globo.

Atualmente, após terem provado sua viabilidade operacional, a significativa redução de custos proporcionada por estes sistemas tem levado, até mesmo, à construção de novos cascos já adaptados para a produção *offshore*.

Apesar das vantagens acima apontadas, contudo, o conceito de sistema FPSO traz, também, um sério problema. Problema que, de fato, serviu de motivação para o desenvolvimento do trabalho ora apresentado.



Figura 1.5 – FPSO P-35 (José Bonifácio)

Ao contrário de sistemas cujas formas são projetadas especificamente para fins de produção *offshore* (como plataformas S/S, TLP e SPAR), os sistemas FPSO sofrem violenta ação dos agentes ambientais. O casco dos navios petroleiros que servem como base para estes sistemas são constantemente excitados por correntes marítimas, ondas e ventos. O nível de solitação dinâmica de *risers* e linhas de amarração é elevado, graças aos movimentos verticais significativos apresentados pelo sistema sob ação de ondas.

Visando-se justamente minimizar a ação dos agentes ambientais, desenvolveu-se um novo conceito de sistema de amarração, denominado sistema *Turret*, empregado na grande maioria dos FPSOs hoje em operação.

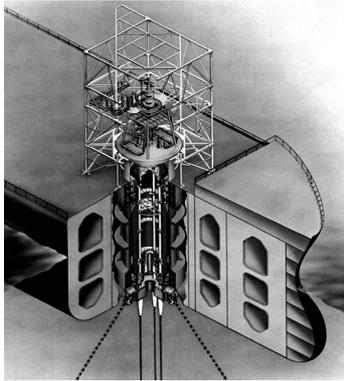


Figura 1.6 – Representação esquemática do sistema *Turret*

Este alinhamento, por sua vez, permite que os esforços sobre o sistema de amarração sejam reduzidos.

Algumas variações do sistema *turret* existem, como o sistema *Yoke*, empregado no FPSO II em operação no campo de Marlim (ver Figura 1.7). Neste tipo de amarração, o comportamento de um *turret* é reproduzido através de uma bóia externa ao navio e ligada ao mesmo através de hastes rígidas articuladas.



Figura 1.7 – Sistema *Yoke* empregado no FPSO II

Mais recentemente, um novo conceito de sistema de amarração foi proposto pela Petrobras e se encontra em fase experimental de operação. Trata-se do sistema DICAS (*Differential Compliance Anchoring System*), o qual, ao contrário do sistema *turret*, restringe a rotação do navio no plano horizontal, determinando um aproamento preferencial. Embora sofra uma excitação significativamente maior dos agentes ambientais, o sistema DICAS pode vir a representar uma alternativa de menor custo.

A tendência atual de utilização de sistemas FPSO em águas profundas tem exigido, cada vez mais, uma predição confiável dos esforços dinâmicos sobre linhas de

amarração e *risers*. Para tanto, é necessária a determinação das excursões horizontais do sistema (*offsets*) e de seus movimentos verticais sob ação de ondas. Em função de suas próprias características, o comportamento dinâmico de um sistema FPSO depende da combinação entre forças e momentos causados simultaneamente por corrente, ondas e vento. Do balanço destas forças e momentos depende o aproamento do sistema e, conseqüentemente, seus *offsets* e movimentos verticais.

A modelagem dos esforços ambientais sobre o casco de sistemas FPSO constitui, assim, um ponto fundamental para o cálculo de tensões em linhas e, portanto, para o dimensionamento das mesmas. Desta modelagem depende a própria análise de viabilidade do sistema. Face à importância adquirida recentemente pelos sistemas FPSO, o problema de determinação dos esforços de corrente, ondas e vento sobre o casco de navios, problema clássico em engenharia naval, foi revisitado.

As forças e momentos oriundos da ação de vento sobre o casco podem ser modelados de maneira razoavelmente simples. Graças à grande diferença existente entre a escala de velocidades típicas de vento e a escala de velocidades de movimento do sistema amarrado, o problema pode ser tratado de maneira quase-estática. Os lentos movimentos do sistema pouco ou nada influenciam as forças e momentos devidos à ação de vento. Dessa forma, a predição dos mesmos pode fazer uso de coeficientes estáticos de força e momento extraídos da literatura (por exemplo, os coeficientes fornecidos pela OCIMF – *Oil Companies International Marine Forum*) ou mesmo obtidos experimentalmente através de ensaios em túnel de vento.

A determinação dos esforços de ondas, tanto de primeira como de segunda-ordem, segue um procedimento padrão. O problema potencial é resolvido através de códigos numéricos baseados, usualmente, no método dos painéis. Os movimentos de primeira-ordem são estimados segundo análise linear no domínio da freqüência, com a

obtenção das funções de resposta do navio (RAO's – *Response Amplitude Operators*). A solução do problema potencial de difração (primeira-ordem) fornece os coeficientes estáticos de deriva, os quais são normalmente empregados para se estimar também as forças de deriva-lenta (segunda-ordem), com base na conhecida aproximação de Newman (ver, por exemplo, Faltinsen, 1990, p.157).

Deve-se mencionar, contudo, que no tocante à predição dos esforços de ondas, um ponto tem suscitado, ainda hoje, razoável controvérsia. Trata-se da determinação dos chamados efeitos de interação onda-corrente (*wave drift damping*, WDD). Embora seja um fenômeno de natureza complexa, uma formulação analítica bastante simples proposta por Aranha (1994) tem ganhado atenção nos últimos anos. Embora ainda não universalmente aceita, esta formulação foi validada para a análise de sistemas FPSO em configuração *turret*, apresentando excelentes resultados (ver Aranha; Martins (2000)).

Por fim, a determinação de forças e momentos devidos à ação de correnteza sobre o casco de navios constitui um problema clássico em hidrodinâmica marítima. Como observado por Newman (1966), o tratamento científico do problema de manobrabilidade e controlabilidade de navios pode ser rastreado até, pelo menos, o trabalho de Euler (1749). A partir da década de 1940, o estudo passou a ser feito de maneira mais intensiva e sistemática, impulsionado por resultados experimentais proporcionados por uma infra-estrutura razoavelmente recente de tanques de provas. Como resultado, uma vasta série de modelos matemáticos (modelos hidrodinâmicos) para a predição das forças atuantes sobre um navio em manobras foi proposta. A própria existência de diversos modelos hidrodinâmicos, propostos para o mesmo fim por diferentes autores, em diferentes épocas e seguindo abordagens consideravelmente distintas, simboliza o grau de complexidade do problema em questão.

As forças e momentos que se deseja modelar advém do escoamento tridimensional no entorno de um corpo rígido em movimento sobre a superfície de um fluido real. Graças às escalas geométricas envolvidas, este escoamento é caracterizado por elevados valores do número de Reynolds (Re). O campo de pressão atuante sobre o corpo depende fortemente de efeitos viscosos e efeitos de superfície-livre. Os pontos de separação da camada limite turbulenta sobre o corpo estão sujeitos a vários fatores como, por exemplo, o ângulo de incidência da correnteza, a velocidade da mesma, as particularidades de forma do casco e a interação hidrodinâmica entre este e seus apêndices (como leme, bolinas e propulsor) e, também, aos movimentos do navio. Este último fator é, de fato, um dos principais responsáveis pela complexidade intrínseca da modelagem. Em se tratando de sistemas amarrados (caso dos sistemas FPSO, por exemplo), as velocidades de movimento do navio e da corrente são, tipicamente, da mesma ordem de magnitude. Os movimentos do sistema alteram significativamente o campo de escoamento fluido. Ao contrário do que é feito para esforços de vento, portanto, para a estimativa de esforços de corrente o problema hidrodinâmico não pode ser “desacoplado” da dinâmica do navio, o que impossibilita a aplicação de um modelo quase-estático de forças.

Desnecessário dizer que um tratamento analítico do problema baseado nas equações fundamentais do escoamento (equações de Navier-Stokes) é absolutamente inviável. Além disso, em função dos elevados valores de número de Reynolds que caracterizam o problema, a viabilidade de solução do mesmo via abordagem numérica, através da chamada dinâmica dos fluidos computacional, parece ainda se encontrar em um futuro remoto.

A modelagem recai, assim, ainda hoje, sobre modelos hidrodinâmicos semi-empíricos. Vários exemplos destes modelos podem ser encontrados na literatura

especializada, a maioria originalmente desenvolvida para o problema de manobras. Mais recentemente, alguns modelos hidrodinâmicos passaram a ser derivados especificamente para a análise de sistemas amarrados.

Por sua pretensão usualmente generalista, ou seja, visando o estudo de manobra de cascos das mais diferentes formas, o grau de complexidade do problema naturalmente fez com que a aplicação fidedigna dos diferentes modelos dependesse fortemente de resultados experimentais. Tal aplicação exige, de maneira geral, que uma vasta série de coeficientes de força e momento sejam levantados a partir de ensaios em escala reduzida.

Seguindo Bernitsas et al. (1999), os modelos hidrodinâmicos de manobra podem ser classificados em duas escolas de modelagem distintas. A primeira baseia-se em uma abordagem eminentemente experimental. Estuda o problema tratando as manobras como sendo pequenas perturbações de um regime permanente de escoamento em torno da velocidade de avanço de projeto. Desconsiderando a influência da aceleração sobre os termos de força de origem viscosa, aborda o problema através de uma decomposição de forças e momentos em série de Taylor nas componentes relativas de velocidade. Os coeficientes destas séries, as chamadas derivadas hidrodinâmicas (DH), devem então ser determinados experimentalmente, normalmente através de ensaios em escala reduzida, podendo ser assumidos independentes da velocidade desde que as flutuações em torno da velocidade de avanço original sejam razoavelmente pequenas.

Os modelos que seguem esta primeira escola têm como precursor o já clássico modelo proposto por Abkowitz (1964). Vários modelos de manobras se basearam no mesmo, propondo algumas modificações nas expressões originais, como os modelos de Crane (1973), Eda (1974) e, mais recentemente, o modelo proposto por Takashina (1986).

A segunda escola de modelagem, por sua vez, segue uma abordagem mais teórica, buscando representar as forças e momentos de corrente através de uma combinação heurística de efeitos de asa de pequena razão-de-aspecto (Teoria de Jones) e efeitos de arrasto em escoamento transversal (princípio de *cross-flow*). Alguns exemplos de modelos que seguem esta abordagem são aqueles propostos por Faltinsen et al.(1979), Oltmann; Sharma (1984) e Obokata (1987). Consegue-se, certamente, com esta abordagem, uma menor dependência dos modelos em resultados experimentais, se comparados aos modelos de derivadas hidrodinâmicas. No entanto, vários coeficientes devem ainda ser levantados experimentalmente para sua aplicação. Para simplificar a identificação, no decorrer deste trabalho, os modelos pertencentes a esta segunda escola de modelagem serão denominados *modelos heurísticos*¹.

Leite et al. (1998) propuseram um modelo hidrodinâmico voltado especificamente para o cálculo das forças estáticas de corrente sobre o casco de sistemas FPSO. Trata-se de um modelo heurístico cujo objetivo principal consiste em estimar analiticamente os coeficientes estáticos de força e momento sobre o casco estacionário de navios petroleiros, para toda a faixa de ângulos de incidência de corrente. O modelo foi validado experimentalmente através de ensaios de modelo cativo e de bifurcação estática em configuração *turret*. A aderência obtida entre resultados teóricos e experimentais foi muito boa, em ambos os casos.

A grande vantagem deste modelo hidrodinâmico advém, justamente, de sua abrangência mais restrita. Ao focar a análise sobre sistemas FPSO e, portanto, sobre o casco de navios petroleiros amarrados, tornou-se possível estabelecer estimativas confiáveis para vários coeficientes hidrodinâmicos a partir de resultados experimentais,

¹ Uma discussão mais detalhada sobre os diversos modelos hidrodinâmicos existentes, suas vantagens e limitações, é realizada no decorrer do Capítulo 2.

alguns já existentes na literatura, outros determinados especificamente para a modelagem em questão. Eliminou-se, também, a necessidade de se modelar empiricamente as interações hidrodinâmicas entre propulsor-casco e propulsor-leme. O leme pôde ser tratado como elemento de asa fixo ao casco, sem necessidade de incorporação do efeito de deflexão do mesmo. Além das simplificações diretas possibilitadas pela configuração usual dos sistemas FPSO, a própria abordagem heurística proposta pela segunda escola de modelagem parece ser bem mais adequada ao estudo de sistemas amarrados pois, no limite de baixas velocidades, efeitos de superfície-livre podem ser seguramente ignorados. Forças e momentos não são influenciados por efeitos de geração de ondas pelo casco, efeitos estes de difícil modelagem empírica.

Tomando partido, então, de seu enfoque mais limitado, o modelo heurístico proposto por Leite et al. (1998) mostrou-se capaz de predizer de maneira bastante adequada as forças e momentos estáticos oriundos da ação de correnteza uniforme sobre o casco de navios petroleiros, dependendo, para tanto, de apenas dois coeficientes hidrodinâmicos a serem levantados experimentalmente. Tais coeficientes (a saber, os coeficientes de força e momento sob incidência cruzada de corrente) podem ser facilmente obtidos através de um único ensaio de modelo cativo, ou até mesmo estimados com razoável acurácia a partir de resultados existentes na literatura.

Embora a abordagem teórica proposta por Leite et al. (1998) em muito se assemelhe àquela já adotada por outros modelos heurísticos (em especial, os modelos propostos por Faltinsen et al. (1979) e Oltmann; Sharma (1984)), sua dependência em resultados experimentais é consideravelmente menor. Na verdade, este modelo pode ser considerado um modelo *quase-explicito*, no sentido de que depende basicamente das

dimensões principais do navio e poucos parâmetros hidrodinâmicos necessitam ser fornecidos ao mesmo para sua aplicação.

A proposta central do trabalho ora apresentado consiste na extensão do modelo estático derivado por Leite et al. (1998), incorporando-se agora os efeitos devidos ao movimento de rotação (*yaw*) do navio, e na validação experimental do modelo estendido. Busca-se, portanto, desenvolver um modelo hidrodinâmico destinado especificamente à avaliação dos esforços de correnteza sobre o casco de navios petroleiros no limite de baixas velocidades, tendo como finalidade precípua o estudo do comportamento dinâmico de sistemas FPSO. Pretende-se manter ao máximo o caráter quase-explícito da modelagem, de forma a se obter, ao final, um modelo preditivo cujo emprego demande reduzidos esforços experimentais. A confiabilidade do mesmo deve ser embasada em extensa validação experimental, a qual deve, da mesma forma, ser voltada para o caso de navios amarrados, respeitando-se o limite de baixas velocidades.

Como objetivo paralelo, embora não menos importante, procura-se, ao longo do texto, identificar e discutir as principais limitações intrínsecas às duas abordagens seguidas pelos modelos hidrodinâmicos existentes e como as mesmas podem afetar a predição teórica de problemas reais. Busca-se, ainda, estabelecer uma comparação entre o modelo proposto e outros modelos existentes na literatura, identificando-se a origem e a relevância de eventuais discrepâncias em suas estimativas.

De fato, para que o modelo seja plenamente confiável, deve-se não apenas demonstrar seus bons resultados através de experimentos em escala reduzida mas também esclarecer e discutir suas limitações e os eventuais problemas encontrados na extrapolação de seus resultados para a escala real, delineando precisamente seu campo de aplicação.

Orientado segundo os objetivos acima expostos, este trabalho encontra-se dividido em 6 capítulos. O Capítulo 2 traz uma revisão da literatura fundamental consultada para este trabalho, apontando as principais questões levantadas no que se refere à modelagem dos esforços de corrente e os principais modelos desenvolvidos para tal fim. As vantagens e limitações resultantes das duas abordagens principais seguidas por estes modelos são também apontadas, com base em trabalhos de diferentes autores, para serem discutidas em detalhes nos capítulos posteriores. Procura-se, ainda, definir o contexto no qual o modelo ora proposto se enquadra e como o mesmo se relaciona com os demais modelos hidrodinâmicos existentes.

No Capítulo 3 procede-se a uma discussão aprofundada sobre o modelo estático proposto por Leite et al. (1998), analisando-se suas premissas fundamentais, suas limitações e como os resultados oriundos do mesmo se comparam àqueles provenientes de outros modelos heurísticos e também de modelos que seguem a abordagem de derivadas hidrodinâmicas. Neste último tópico, são apresentados resultados importantes relativos às discrepâncias observadas nas curvas de bifurcação estática de um sistema *turret*, quando previstas segundo o modelo heurístico de Leite et al. (1998) ou a partir do modelo clássico de derivadas hidrodinâmicas de Abkowitz (1964)¹.

O Capítulo 4 trata da extensão do modelo estático ao problema geral, quando são considerados os três graus de liberdade do navio no plano horizontal (*surge*, *sway* e *yaw*). Definem-se os termos de força e momento advindos da interação entre os movimentos de *surge* e *yaw* (com base na Teoria de Jones) e também da interação entre *sway* e *yaw* (modelados segundo efeitos viscosos de *cross-flow*). Discutem-se as simplificações possibilitadas pela configuração do sistema amarrado e como a extensão

¹ Este trabalho foi desenvolvido pelo autor no Laboratório de Hidrodinâmica Marítima da Universidade de Michigan, Ann Arbor.

proposta se compara à abordagem adotada por outros modelos heurísticos. Limitações são detalhadamente discutidas; em especial, possíveis influências de efeitos não modelados e eventuais efeitos de escala envolvidos na transposição dos resultados para problemas em escala real. O Capítulo 4 apresenta ainda a validação experimental do modelo estendido, obtida em confronto com uma série de resultados de ensaios de *yaw-rotating* conduzidos com diferentes navios petroleiros, em duas situações de carregamento distintas.

O Capítulo 5 apresenta uma verificação experimental quanto à adequação do modelo heurístico estendido ao estudo do problema de instabilidade dinâmica de um navio petroleiro atracado em configuração SPM (*Single-Point Mooring*) por intermédio de um cabo de amarração (*hawser*). Conta-se, para tanto, com uma série de ensaios de comportamento dinâmico de um navio VLCC (*Very Large Crude Carrier*) em configuração SPM dotada de *hawser* rígido.

Ambos os ensaios foram conduzidos na Divisão de Tecnologia de Transportes do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo (DITT-IPT), contando com financiamento da Petrobras. Resultados de *yaw-rotating* obtidos com o modelo de um navio VLCC no *Maritime Research Institute Netherlands* (MARIN) e publicados por Wichers (1987) são também empregados, a título de comparação.

Por fim, o Capítulo 6 apresenta as conclusões finais e uma discussão sobre os principais resultados obtidos e quanto à relevância dos mesmos no contexto mais amplo de modelagem hidrodinâmica de sistemas amarrados. Recomendações quanto à aplicação em projeto do modelo hidrodinâmico ora proposto e sugestões para trabalhos futuros são também delineadas.

2 REVISÃO DA LITERATURA

Este capítulo pretende discutir os principais modelos hidrodinâmicos propostos na literatura e trabalhos que analisam aspectos importantes referentes ao problema de modelagem das forças de corrente sobre o casco de navios. Face ao grande número de trabalhos relevantes publicados sobre o assunto, não se tem, aqui, a pretensão de desenvolver uma síntese ampla, que catalogue e discuta de maneira extensiva as diversas contribuições pertinentes ao estudo do tema. Ao contrário, pretende-se abordar apenas aqueles que deram origem aos modelos hidrodinâmicos mais comumente empregados para a análise dinâmica de sistemas amarrados. A estes serão somados alguns outros trabalhos que, se não propõem modelos específicos, discutem problemas cruciais envolvidos na modelagem a partir de considerações teóricas e/ou experimentais. Assim, muitos trabalhos importantes relativos ao estudo de problemas específicos tratados ao longo do texto não serão aqui incluídos, sendo propriamente referenciados e discutidos no decorrer dos capítulos seguintes, quando pertinente.

De maneira geral, os modelos hidrodinâmicos abordados ao longo deste capítulo encontram-se agrupados segundo duas escolas de modelagem, seguindo-se a classificação proposta por Bernitsas et al. (1999). Dentro de cada grupo, procura-se seguir uma orientação cronológica dos trabalhos mais relevantes. Objetiva-se, assim, descrever o contexto no qual o modelo ora proposto foi desenvolvido e como o mesmo se compara aos modelos previamente existentes.

O problema de modelagem das forças hidrodinâmicas atuantes sobre o casco de embarcações em manobras constitui um tema clássico em engenharia naval. Assumindo

independência de efeitos, a representação destas forças normalmente adota uma combinação de componentes de origem potencial (componentes inerciais) e componentes de natureza viscosa¹. As componentes puramente inerciais são proporcionais às acelerações do campo de escoamento fluido e podem ser obtidas de maneira razoavelmente simples através da solução do problema potencial (fluido ideal) associado, através da qual obtém-se as chamadas massas adicionais. As demais componentes de força surgem devido à natureza viscosa do escoamento fluido real e sua determinação mais direta dependeria da solução das equações de Navier-Stokes que regem tal escoamento. Uma vez que a solução analítica exata do problema é inviável, como também o é, até o presente momento, a solução via abordagem numérica, a estimativa das componentes de força de origem viscosa depende de aproximações semi-empíricas.

O problema de representação matemática das componentes viscosas passou a ser estudado de forma mais intensa e sistemática a partir do início da década de sessenta, quando os primeiros modelos hidrodinâmicos consistentes foram propostos. De acordo com Bernitsas et al. (1999), os diferentes modelos derivados a partir de então podem ser classificados segundo duas vertentes (ou escolas de modelagem) principais, as quais serão discutidas em maiores detalhes a seguir.

A primeira escola de modelagem, assim denominada por uma mera questão de avanço cronológico, tem como marco inicial o modelo proposto por Abkowitz (1964). De maneira bastante formal e sistemática, Abkowitz aborda o problema de manobras como sendo uma pequena perturbação de um regime de escoamento permanente estabelecido pelo movimento de translação retilínea do navio com velocidade de avanço

¹ Admitindo que os termos inerciais se devam apenas ao escoamento potencial.

constante. Assume também que o acoplamento entre termos dependentes da velocidade e termos dependentes da aceleração do campo de escoamento fluido seja desprezível. Sob tais premissas, propõe a representação das forças de *surge* e *sway* e do momento de *yaw* atuantes sobre o casco através de uma expansão em série de Taylor¹, tendo como variáveis as componentes de velocidade relativa casco-fluido em *surge* (u), *sway* (v) e *yaw* (r) e também o ângulo de deflexão do leme (δ). Componentes de forças devidas à ação do propulsor são também incorporadas.

Nesta expansão, usualmente são retidos termos até terceira-ordem (termos cúbicos nas velocidades relativas), com base na correlação verificada a partir de resultados experimentais. Além disso, uma vez que as forças e o momento modelados devem ser funções ímpares nas velocidades relativas, apenas as potências ímpares são mantidas. Em sua abordagem, portanto, Abkowitz desconsidera, *a priori*, a influência de termos de natureza bi-linear (termos proporcionais a $u|u|$, $v|v|$ ou $r|r|$).

Os coeficientes estabelecidos na expansão em série de Taylor devem, então, ser determinados de forma experimental, com base em ensaios com modelos em escala reduzida ou através da aplicação de técnicas de identificação sobre resultados obtidos em testes de mar (escala real). Em ambos os casos, as medições devem ser realizadas para uma faixa de velocidades razoavelmente estreita em torno da velocidade de avanço de interesse (para o problema de manobras, usualmente a velocidade de cruzeiro do navio). Isto é necessário uma vez que os coeficientes a serem levantados não são, obviamente, independentes da velocidade.

A abordagem mostrou-se, de fato, eficiente para a predição das forças de corrente em ensaios de manobra com modelos em escala reduzida, fato comprovado por

¹ As expressões analíticas propostas por Abkowitz (1964) são ilustradas no Capítulo 3, seção 3.4.

uma série de trabalhos, precedidos pelo trabalho pioneiro de Strøm-Tejsen; Chislett (1966).

Vários outros modelos foram propostos com base no trabalho original de Abkowitz, não implicando, salvo raras exceções, em alterações significativas do mesmo. Por simplicidade, estes modelos serão denominados, deste ponto em diante, modelos de derivadas hidrodinâmicas (DH). Crane (1973) e Eda (1974), por exemplo, propuseram, após algumas modificações, o emprego do modelo para o problema de manobras envolvendo variação de rotação do propulsor (e, portanto, uma variação mais significativa de velocidades), mesmo sendo difícil considerar a manobra, neste caso, uma pequena perturbação.

A abordagem proposta por Abkowitz (1964) acarreta certas dificuldades em sua aplicação, algumas de natureza geral, outras especificamente relacionadas com sua adequação ao estudo de sistemas amarrados (problema de baixas velocidades).

Um primeiro problema de natureza geral diz respeito à dificuldade de se incorporar efeitos de escala, de fundamental importância para a extrapolação de resultados obtidos em ensaios com modelos para o problema em escala real. A dificuldade, neste caso, advém do caráter eminentemente matemático da abordagem empregada, na qual a natureza física dos diferentes efeitos do escoamento fica diluída, inacessível no interior dos diversos coeficientes oriundos da expansão em série das forças. Torna-se menos direta, por exemplo, a incorporação da influência do número de Reynolds (Re) sobre as forças longitudinais de resistência ao avanço do casco, certamente um dos efeitos de escala mais significativos.

Um outro problema diz respeito à dificuldade de medição das derivadas hidrodinâmicas de maior ordem. Estes coeficientes estão, na verdade, associados a variações bastante sutis de força e momento e, conseqüentemente, sua medição

experimental se torna uma tarefa bastante difícil. Em alguns casos, como apontado por Kijima (1996), ensaios com modelos de um mesmo navio realizados por instituições distintas fornecem resultados bastante discrepantes para tais coeficientes, diferindo não apenas em módulo mas até mesmo em sinal. Embora no estudo de problemas de manobra em altas velocidades estas imprecisões possam ser de importância secundária, pois representam variações pequenas das forças estimadas, ao estudar o problema de estabilidade estática de sistemas amarrados, Pesce; Tannuri (1997) demonstraram que tais discrepâncias podem alterar significativamente o comportamento dinâmico predito para um sistema SPM com base no modelo de Abkowitz original. A inerente imprecisão envolvida no levantamento das derivadas de ordem superior pode acarretar, dessa forma, uma certa perda de robustez do modelo quando aplicado ao caso de sistemas amarrados.

Além das questões apontadas acima, um terceiro aspecto introduz uma considerável limitação no que se refere à aplicação do modelo ao problema de sistemas amarrados, em particular, ao estudo da dinâmica de sistemas FPSO. Deve-se ressaltar que tal limitação não se restringe apenas ao modelo proposto por Abkowitz (1964), mas se estende, de maneira geral, à aplicação de todos os modelos de derivadas hidrodinâmicas originalmente voltados para o problema de manobras em altas velocidades. De um modo geral, estes modelos, por estarem interessados no estudo do problema de manobra em velocidades próximas à velocidade de cruzeiro, assumem implicitamente o fato de que a componente de velocidade transversal ao casco (induzida pelos movimentos de *sway* e *yaw*) são muito menores do que a componente longitudinal. Isto, no entanto, deixa de ser verdade para navios amarrados, os quais podem sofrer, também, a incidência de correnteza sob ângulos elevados. Nestes casos, efeitos de separação da camada limite sobre o casco se tornam mais relevantes e os

termos de arrasto oriundos desta separação, de natureza eminentemente quadrática na velocidade lateral, passam a dominar a força de *sway* e o momento de *yaw*. Por este motivo, o modelo de Abkowitz não apresenta bons resultados para ângulos maiores de incidência de corrente, fato apontado, por exemplo, no trabalho de Bernitsas et al. (1999). Além disso, a expansão em série de Taylor perde um pouco o significado, posto que as variações de velocidade envolvidas não podem ser consideradas “exatamente” pequenas perturbações.

Para contornar tais limitações, alguns autores propuseram alternativas ao ajuste cúbico originalmente sugerido por Abkowitz, de forma a incorporar os efeitos de arrasto de natureza essencialmente quadrática. Dentre tais modelos pode-se destacar aqueles propostos por Norrbin (1970), Takashina (1986), Wichers (1987) e, mais recentemente, Sphaier et al.(2000); os dois últimos voltados especificamente para a análise de navios petroleiros amarrados.

Norrbin (1970) apresenta um extenso trabalho sobre modelos matemáticos para o estudo de manobras, tanto em águas profundas como em profundidades restritas. Traz uma síntese bastante completa dos resultados então disponíveis, tanto de caráter teórico como experimental, e discute diversos aspectos hidrodinâmicos relevantes ao problema de manobras e sua modelagem. Trata tanto do cálculo das forças hidrodinâmicas inerciais como da modelagem dos efeitos viscosos, cujos aspectos são discutidos com base em uma vasta gama de resultados experimentais levantados por diversos autores. Norrbin também propõe um novo modelo hidrodinâmico para representação destas componentes de origem viscosa. Baseia-se, para tanto, na abordagem de derivadas hidrodinâmicas proposta por Abkowitz (1964) mas estabelece um ajuste quadrático de forças, em contraposição ao ajuste cúbico até então normalmente empregado. Observando que, para ângulos de ataque superiores a 10 graus, a força lateral e o

momento passam a ser dominados por efeitos viscosos de *cross-flow* e que tais efeitos tem natureza quadrática nas velocidades relativas, Norrbin propõe a representação dos mesmos por intermédio de componentes bi-lineares na velocidade. Para tanto, propõe que, ao se proceder ao ajuste de forças via expansão em série de Taylor, as velocidades e seus módulos sejam tratadas como variáveis independentes, o que conseqüentemente introduz termos de natureza quadrática. Assim, por exemplo, a componente de força de *sway* de origem viscosa é representada por $Y(v^2, v/|v|) = 1/2 Y_{vv(|v|v)} \cdot v^2 \cdot v/|v|$. Norrbin sugere, ainda, uma aproximação analítica para a derivada hidrodinâmica $Y_{vv(|v|v)}$ com base em resultados experimentais, de forma a reproduzir a força de *sway* verificada em ensaios de modelo cativo em escoamento cruzado (incidência de 90 graus). O termo quadrático de origem viscosa é então somado ao termo linear ($Y_{uv} uv$), o qual incorpora os efeitos de asa, dominantes para pequenos ângulos de incidência. A mesma abordagem é adotada com relação ao momento de *yaw*.

Norrbin propõe também expressões analíticas para estimativa das derivadas lineares (Y_{uv} , N_{uv} , Y_{ur} , N_{ur}), obtidas através de regressões matemáticas sobre uma série de dados experimentais conduzidos com cascos de diferentes formas. Tais expressões resultam função do parâmetro LT^2/∇ , onde L é o comprimento entre perpendiculares do casco, T o calado e ∇ representa o volume de deslocamento do navio.

Dessa forma, apesar de baseado na abordagem de derivadas hidrodinâmicas (e, assim, ser mais propriamente classificado como um modelo pertencente à primeira escola de modelagem), ao aproximar derivadas lineares e quadráticas com base em resultados experimentais, o modelo de Norrbin traz um conjunto de expressões analíticas para o cálculo de componentes de força lateral e momento que em muito se

assemelha àqueles propostos por modelos heurísticos, discutidos mais adiante neste capítulo.

Preocupado em representar as forças de corrente atuantes sobre um navio durante manobras de atracação em portos, Takashina (1986) procurou derivar um modelo hidrodinâmico que fosse adequado para o estudo destas situações. Ao contrário dos modelos de manobras clássicos, o modelo proposto deveria representar adequadamente situações envolvendo significativas velocidades laterais e de rotação do navio, devidas, no caso, à ação de rebocadores durante a atracação. O modelo deveria, portanto, ser capaz de prever as forças para elevados ângulos de incidência de corrente e para altas velocidades de rotação. Para tanto, Takashina utilizou um novo procedimento para levantamento das derivadas hidrodinâmicas. Este se baseou em resultados de ensaios cativos e testes de *yaw-rotating* com e sem velocidade de avanço. As derivadas hidrodinâmicas são então calculadas com base na expansão em série de Fourier no ângulo de incidência das forças e do momento de corrente levantados experimentalmente. Dessa forma, Takashina procura estabelecer um modelo de ajuste¹ de forças cujas estimativas sejam válidas para toda a faixa de ângulos de incidência de corrente (de 0 a 180 graus).

Uma abordagem semelhante à adotada por Takashina foi empregada por Wichers (1987) para o desenvolvimento de um modelo teórico voltado especificamente ao estudo da dinâmica de navios petroleiros amarrados em configuração SPM. Wichers separa as forças em componentes estáticas (velocidade de *yaw* nula) e dinâmicas e, para estimativa destas últimas, utiliza resultados experimentais obtidos através da técnica de *yaw-rotating*, empregada com o modelo de um navio VLCC para várias velocidades de

¹ O modelo de Takashina (1986) propõe que termos até quinta-ordem na velocidade lateral sejam incorporados para a representação das forças de *sway*.

rotação. Os resultados obtidos por Wichers (1987) serão acrescentados aos resultados experimentais tomados como base de comparação para o modelo estendido, derivado no Capítulo 4 deste trabalho.

Mais recentemente, Sphaier et al. (2000) propuseram um novo procedimento para a estimativa de forças sobre o casco de navios petroleiros utilizados em sistemas FPSO. Para tanto, combinam a abordagem já adotada por Takashina e Wichers (determinação das derivadas hidrodinâmicas a partir de ensaios de *yaw-rotating*) com resultados provenientes da análise de ensaios de bifurcação estática¹ de navios petroleiros, os quais fornecem termos de força e momento adicionais.

Certamente, em função de sua preocupação em estender a validade das derivadas hidrodinâmicas para toda a faixa de ângulos de incidência, os modelos propostos por Takashina (1986), Wichers (1987) e Sphaier et al. (2000) são, dentre os modelos de que seguem a abordagem de derivadas hidrodinâmicas, os mais apropriados para a modelagem hidrodinâmica de sistemas FPSO².

Os trabalhos que deram origem a modelos que podem ser classificados como pertencentes à segunda escola de modelagem não têm um marco inicial bem definido. Newman (1966) já discute alguns aspectos físicos do escoamento fluido que não são devidamente recuperados pela abordagem adotada pelos modelos de derivadas hidrodinâmicas. Newman se mostra particularmente desconfortável com o ajuste cúbico de forças adotado por Abkowitz (1964), destacando que resultados experimentais demonstravam claramente que, para um ângulo de incidência constante (***b***), a força lateral apresenta termo de natureza quadrática (bi-linear), na forma:

¹ Uma descrição deste tipo de ensaio será apresentada no Capítulo 3, seção 3.4.

² Bernitsas et al. (1999) observam que, para esta finalidade, algumas modificações devem ser introduzidas no modelo de Takashina, principalmente no que se refere ao cálculo das forças de *surge*.

$$Y = A \operatorname{sen}(2\mathbf{b}) + B \operatorname{sen}(\mathbf{b})|\operatorname{sen}(\mathbf{b})| = 2A\mathbf{b} + B\mathbf{b}|\mathbf{b}| + O(\mathbf{b}^3) \quad (2.1)$$

para um corpo esbelto com simetria transversal. Na expressão acima, A e B são constantes que dependem da geometria do casco e do número de Reynolds do escoamento. Newman destaca que as componentes de força e momento de natureza inviscida (efeitos potenciais) poderiam, de fato, ser propriamente representadas através de uma expansão em série de Taylor no ângulo de incidência, ao passo que as componentes de origem viscosa deveriam ser modeladas em sua forma quadrática (bilinear). Conclui, dessa forma, que um modelo não-linear completo deveria incorporar tanto termos de segunda como de terceira-ordem. Isto viria a ser posteriormente tentado por Norrbin (1970), conforme descrito anteriormente.

Em seu trabalho, Newman discute, ainda, uma série de outros aspectos relevantes para a modelagem hidrodinâmica do problema de manobras. Em especial, analisa a validade de se empregar uma abordagem baseada na teoria de asas de pequena razão-de-aspecto para a representação das forças e momento no caso de pequenos ângulos de ataque¹. Destaca, também, a possibilidade de se modelar as componentes de origem viscosa com base no princípio de *cross-flow*, a partir de resultados experimentais. Newman ainda tece importantes comentários quanto à influência de efeitos de superfície-livre sobre as forças estáticas (ângulo de incidência e velocidades constantes) e, também, quanto à eventual influência dos chamados efeitos de “memória” do escoamento². Estes últimos teriam como origens a variação no tempo do campo de vorticidades gerado na esteira do escoamento e do perfil ondulatório induzido na superfície pelo movimento do casco no plano horizontal.

¹ Este ponto será retomado em maiores detalhes nos capítulos 3 e 4 deste trabalho.

² A análise de Newman sobre estes dois pontos será retomada nos capítulos 3, 4 e 5 deste trabalho.

Faltinsen et al. (1979) desenvolvem um modelo heurístico de forças de corrente para o estudo do comportamento dinâmico de navios petroleiros atracados a monobóias (configuração SPM). Neste estudo são também incluídos efeitos devidos à incidência de ondas e é proposto um modelo assintótico para estimativa dos efeitos de interação onda-corrente. O modelo de forças de corrente adotado, embora não esteja explícito no texto, considera, para cálculo da força longitudinal, uma estimativa analítica para o coeficiente de fricção do casco em função do número de Reynolds ($C_F(\text{Re})$). Para cálculo da força lateral e do momento é proposta uma combinação heurística de resultados advindos da teoria de asas de pequena razão-de-aspecto, válidos para pequenos ângulos de incidência, e resultados de *cross-flow*, obtidos para incidência próxima a 90 graus¹. A força e o momento de *cross-flow* são estimados através da integração ao longo do comprimento do casco das forças de arrasto seccionais, considerando-se, para tanto, o coeficiente de arrasto bidimensional e a velocidade lateral relativos a cada secção transversal. A estimativa do momento de *yaw* incorpora, ainda, efeitos de origem potencial (momento de Munk).

Neste trabalho é discutida também a eventual relevância de efeitos de escala sobre as componentes de arrasto de separação (componentes de *cross-flow*), quando da extrapolação dos resultados para escala real. Para incorporar tais efeitos, é então proposta uma aproximação baseada em resultados experimentais de coeficiente de arrasto bidimensional (C_D) em cilindros circulares em função do número de Reynolds².

Oltmann; Sharma (1984) procuraram desenvolver um modelo heurístico apropriado para o estudo de manobras envolvendo ação combinada de leme e propulsor, incluindo aí manobras de emergência com reversão de velocidade. Necessitavam,

¹ Este mesmo princípio servirá como base para o modelo estático proposto por Leite et al. (1998).

² A importância de se considerar tais efeitos de escala será retomada no capítulo 2.

portanto, de um modelo adequado para o problema de baixas velocidades. Utilizaram, para tanto, a mesma abordagem já empregada por Faltinsen et al. (1979), separando as forças de corrente atuantes sobre o casco em componentes oriundas de efeitos potenciais, efeitos de circulação (efeitos de asa) e efeitos de arrasto de *cross-flow*. Estes últimos são também baseados na integração da distribuição de arrasto seccional ao longo do comprimento do casco. Tal distribuição é aproximada, no entanto, por um ajuste polinomial de quarta-ordem, cujos coeficientes devem ser levantados em ensaios. As componentes estáticas (na ausência de rotação do casco) de asa são estimadas com base na teoria de aerofólios, incorporando-se coeficientes de correção para a forma do casco, os quais devem ser determinados experimentalmente. O modelo incorpora também o momento de *yaw* devido à força de sustentação (*lift*), procurando estimar a posição longitudinal do ponto de aplicação da mesma. A extensão dos efeitos de asa do casco para movimentos combinados de translação e rotação do navio é realizada de maneira *ad hoc*, multiplicando-se as forças estáticas por fatores numéricos obtidos através de uma combinação linear das componentes de velocidade transversal induzidas por rotação e translação do casco. Esta abordagem será tratada em maiores detalhes mais adiante.

Para estimativa da força longitudinal, Oltmann; Sharma (1984) incorporam efeitos de resistência ao avanço devidos ao atrito viscoso casco-fluido e a efeitos de superfície-livre. Para representação dos mesmos, adotam uma curva de resistência de terceira-ordem na velocidade longitudinal, com coeficientes a serem medidos em ensaios. Empregam, também, a usual extrapolação destes coeficientes para a escala real com base na linha de correlação definida pela ITTC (*International Towing Tank Conference*) 1957, de forma a incorporar corretamente os efeitos de escala associados à variação do número de Reynolds.

Em virtude das características do problema para o qual foi formulado, o modelo proposto por Oltmann; Sharma (1984) procura ainda representar os efeitos de interação leme-casco-propulsor. Por se pretender um modelo de aplicação geral, no entanto, não sugere o uso de aproximações para os parâmetros hidrodinâmicos envolvidos, os quais devem ser necessariamente levantados através de ensaios em escala reduzida ou estimados de alguma forma. Como resultado, o modelo passa a depender do ajuste de muitos coeficientes (dezoito, desconsiderando-se parâmetros relacionados ao sistema propulsor). Além do elevado número de coeficientes, muitos são de difícil medição ou ajuste, caso do conjunto de quatro coeficientes adotados para estimativa dos efeitos de asa quando do movimento de rotação do navio. Como estimar tais coeficientes se o modelo adotado para cálculo destes efeitos é um modelo *ad hoc*, desprovido de orientação física, e sendo impossível obtê-los de maneira experimental, uma vez que as medições estariam irremediavelmente influenciadas por efeitos de separação da camada-limite e outros efeitos viscosos de geração de vorticidade?

Enquanto o modelo apresentado por Faltinsen et al (1979) apenas indica os efeitos considerados, não propondo explicitamente uma metodologia para sua adequada aplicação ao problema estudado, o modelo de Oltmann; Sharma (1984) explicita tal metodologia mas não indica como vários coeficientes envolvidos na mesma possam ser devidamente obtidos. A aplicação direta destes modelos fica, dessa forma, seriamente comprometida.

Pesce et al. (1984) propõem um modelo hidrodinâmico para o estudo da dinâmica de navios fundeados sob ação de correnteza, ondas e vento. O modelo de forças de corrente adota uma abordagem quase-estática do problema, a qual é justificada pelas baixas velocidades de movimento do navio. As forças e o momento são estimados diretamente a partir dos coeficientes estáticos levantados em ensaios de modelo-cativo,

corrigindo-se o ângulo de incidência e a velocidade de corrente em função das velocidades absolutas do casco. Embora não se trate de um modelo heurístico completo, uma vez que não propõe expressões analíticas para o cálculo das forças estáticas e, dessa forma, depende da realização de ensaios de modelo-cativo para toda a faixa de ângulos de incidência ou da aplicação de um modelo heurístico adicional para a estimativa das mesmas, a modelagem proposta por Pesce et al. (1984) aborda originalmente um efeito dissipativo importante, sequer mencionado pelos demais modelos existentes. Imaginando a influência de um amortecimento adicional devido à rotação do casco, o momento de *yaw* é corrigido por um termo que procura incorporar o efeito de geração de vorticidades no escoamento próximo aos corpos de proa e popa do navio, quando de seu movimento de rotação (fenômeno denominado, no referido trabalho, fenômeno de *tip vortex*). Este é então ser somado ao termo de momento de *cross-flow*, modelado de maneira análoga àquela adotada por Faltinsen et al. (1979). Os efeitos dissipativos introduzidos por esta geração de vorticidade podem exercer significativa influência sobre o momento de *yaw* em casos de rotação pura ou para velocidades de *yaw* mais elevadas. Apesar de não ser indicado no trabalho, o termo de amortecimento devido ao fenômeno de *tip-vortex* pode ser estimado com base em resultados experimentais de *yaw-rotating*¹.

Um outro modelos heurístico merece ser destacado. O modelo de Obokata (1987) também emprega coeficientes estáticos de força e momento advindos de ensaios de modelo cativo, ou estimados segundo algum outro modelo hidrodinâmico. Para a incorporação de efeitos não-lineares advindos do movimento de rotação do casco, contudo, adota uma abordagem *ad hoc* que parece, ao menos à primeira vista, um tanto estranha. Uma vez estabelecidas as estimativas para os coeficientes estáticos de força de

¹ Este ponto será retomado, em maiores detalhes, no Capítulo 4.

surge, *sway* e momento de *yaw* em função do ângulo de incidência de corrente, as forças e o momento quando do movimento de rotação são calculados através de um ajuste obtido da seguinte forma: Em cada secção são definidos valores do que seriam forças e momento estáticos “seccionais”, definidos pela multiplicação dos coeficientes estáticos globais (calculados com o ângulo de incidência aparente naquela secção) pelo quadrado da velocidade relativa na mesma secção. As forças e o momento “seccionais” assim obtidos são, então, integrados ao longo do comprimento do casco. Considera-se, portanto, que a interação hidrodinâmica entre os movimentos de *surge-yaw* e *sway-yaw* possa ser adequadamente descrita através de uma proporção *ad hoc* definida com base nos coeficientes estáticos globais (velocidade de *yaw* nula) e na variação do ângulo de incidência e da velocidade relativa ao longo do casco, quando do movimento de rotação do mesmo¹.

Finalmente, Leite et al. (1998) propuseram um modelo heurístico voltado especificamente para a estimativa das forças estáticas de corrente sobre o casco de sistemas FPSO. Este modelo será adotado como base para o trabalho ora proposto, através do qual se pretende estender seus limites de aplicação, incorporando os efeitos hidrodinâmicos oriundos do movimento de rotação do navio. O modelo de Leite et al. (1998) é estudado em detalhes no Capítulo 3, onde se discutem as principais hipóteses adotadas em seu desenvolvimento, bem como sua validade para o estudo de sistemas amarrados. Analisa-se, ainda, como o modelo se compara aos vários modelos heurísticos previamente elaborados e as principais vantagens proporcionadas pelo enfoque mais restrito adotado pelo mesmo.

¹ O Capítulo 4 apresenta uma discussão mais detalhada sobre a validade da proposta de Obokata.

3 O MODELO HEURÍSTICO “ESTÁTICO”

Este capítulo trata especificamente da análise do modelo proposto por Leite et al. (1998) para determinação das forças estáticas de corrente sobre cascos de navios petroleiros. A modelagem se dá no contexto de baixas velocidades e trata apenas da interação entre movimento longitudinal (*surge*) e transversal (*sway*). Dessa forma, o modelo se presta à análise de navios estacionários ou, desprezando-se a influência da aceleração sobre as forças de origem viscosa (procedimento usual na modelagem em questão), pode também ser estendido ao caso mais geral de movimento de **translação** do casco no plano horizontal. O modelo não incorpora os efeitos oriundos do movimento de rotação (*yaw*) do navio, e, por simplicidade de notação, será denominado modelo “estático”, embora, como mencionado acima, se preste a movimentos translatórios em geral.

Inicialmente será apresentado o equacionamento do problema de movimento de um navio livre no plano horizontal, contextualizando o problema através da descrição das premissas fundamentalmente adotadas, definindo as equações dinâmicas representativas do movimento e discutindo-se a usual separação de efeitos de origem potencial e viscosa na estimativa de forças de corrente. Estes pontos são objeto da seção 3.1, a seguir.

A seção 3.2 apresentará o modelo hidrodinâmico proposto por Leite et al. (1998), discutindo as hipóteses consideradas e como o mesmo se compara a outros modelos hidrodinâmicos previamente existentes na literatura.

Na seção seguinte (seção 3.3), procura-se desenvolver um estudo crítico do modelo “estático”, abordando-se aspectos quanto à sua robustez¹, analisando-se seus limites de validade e suas possíveis aplicações.

Por fim, a seção 3.4 trata de uma discrepância que se origina na aplicação de modelos que seguem abordagens distintas ao problema de bifurcação estática de um navio amarrado em configuração SPM, em particular, através de um sistema *turret*. Tal discrepância é observada no comportamento das curvas de bifurcação estática do sistema, tendo como parâmetro de controle a posição longitudinal do *turret*. Modelos de ajuste cúbico (como o modelo de Abkowitz (1964), por exemplo) e modelos de ajuste quadrático das forças (caso dos modelos heurísticos em geral) prevêm comportamentos distintos destas curvas na região próxima ao ponto de bifurcação. Ao explicitar as discrepâncias oriundas da adoção de diferentes abordagens teóricas, o problema permite um estudo mais objetivo de suas origens e eventual relevância prática.

3.1 DEFINIÇÕES GERAIS E EQUAÇÕES DO MOVIMENTO DO NAVIO LIVRE

Considera-se, doravante, o problema de movimento de um navio livre, flutuando em águas profundas e irrestritas. Como única fonte de excitação ambiental, têm-se a ação de correnteza marítima com direção bem definida, velocidade constante e perfil uniforme na profundidade.

Para descrição do movimento, são adotados dois sistemas de referência distintos, apresentados na Figura 3.1. O sistema OXYZ é um sistema inercial *fixo* à Terra. O

¹ Entende-se, aqui, por *robustez* da modelagem, a pequena sensibilidade da predição teórica face a também pequenas variações dos parâmetros envolvidos.

sistema $oxyz$ é um sistema solidário ao navio, com sua origem (o) na *secção-mestra* do casco, sobre a linha de centro. O eixo x é orientado para a proa do navio e o eixo y para bombordo¹. Ambos os sistemas são considerados destrógiros.

Como é usual na análise de problemas de manobra, considera-se, adicionalmente, que os movimentos do navio no plano vertical (*heave*, *pitch* e *roll*) pouco influenciem seus movimentos no plano horizontal (*surge*, *sway* e *yaw*). Dessa forma, os movimentos horizontais e verticais podem ser desacoplados e o problema dinâmico em questão pode ser tratado de maneira bidimensional.

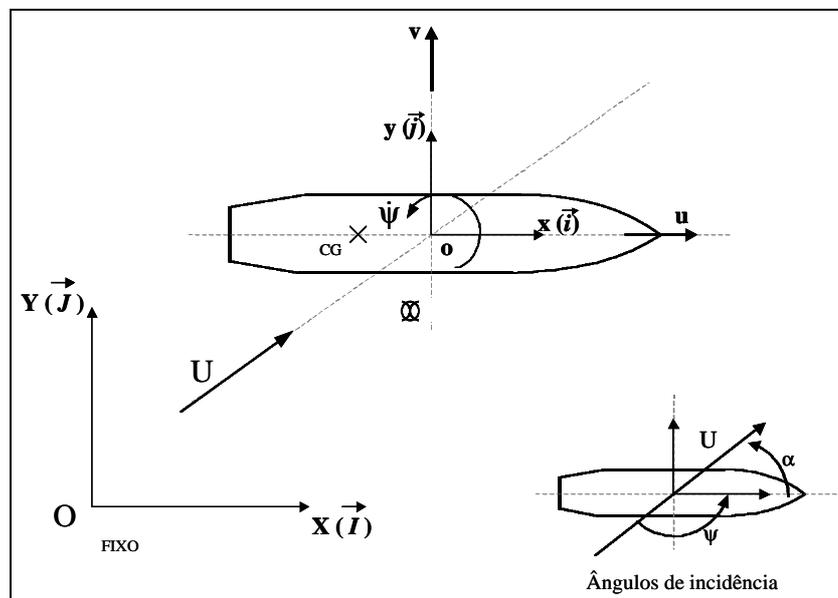


Figura 3.1 – Navio livre: Sistemas coordenados e definições gerais.

O navio tem comprimento entre perpendiculares L e boca B . Seu calado é representado por T . A posição do centro de gravidade no plano horizontal (x_{CG}, y_{CG}) é assumida sobre a linha de centro do navio ($y_{CG}=0$).

Sobre o casco incide uma correnteza marítima uniforme com velocidade U , cuja direção de incidência forma um *ângulo de ataque* α com o eixo x . Este ângulo é

¹ Não se segue aqui o padrão sugerido pela ITTC, o qual adota um sistema destrógiro com eixos horizontais orientados para a proa e para estibordo. A representação ora adotada segue aquela empregada por Leite et al. (1998), com a finalidade de tornar mais direta a comparação com este trabalho.

definido da maneira usualmente adotada em estudos de manobra, com $\alpha=180^\circ$ representando incidência de proa. Muitas vezes, no entanto, será mais interessante trabalhar com o *ângulo de aproamento* ψ , definido por:

$$\psi = \pi - \alpha \quad (3.1)$$

Como o campo de velocidades definido pela corrente marítima é constante no tempo, a velocidade do corpo flutuante ($\vec{U}(t)$) pode ser representada, sem perda de generalidade, *em relação ao meio fluido*. O vetor velocidade relativa representado no sistema coordenado local (oxyz) é dado, então, por:

$$\vec{U}(t) = u(t)\vec{i} + v(t)\vec{j} \quad (3.2)$$

Se $(u_f(t); v_f(t))$ representarem, respectivamente, as componentes de velocidade do corpo flutuante em relação aos eixos globais (X,Y), tem-se as seguintes relações cinemáticas:

$$\begin{aligned} u(t) &= u_f(t) + U \cos(\psi) \\ v(t) &= v_f(t) - U \sin(\psi) \\ r(t) &= \dot{\psi}(t) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Sendo M a massa do navio e I_Z^o seu momento de inércia em relação ao eixo vertical que passa pelo pólo o (secção-mestra), é trivial demonstrar que, sob as premissas adotadas até então, as equações do movimento do navio no plano horizontal podem ser expressas na forma:

$$\begin{aligned} M(\dot{u} - vr - r^2 x_{CG}) &= F_X(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r; \dot{r}) \\ M(\dot{v} + ur + r x_{CG}) &= F_Y(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r; \dot{r}) \\ I_Z^o \dot{r} + M(\dot{v} + ur) x_{CG} &= N_Z^o(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r; \dot{r}) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Nas expressões acima, F_X e F_Y representam, respectivamente, as forças aplicadas pelo escoamento fluido sobre o casco na direção longitudinal (*surge*) e transversal

(sway). N_z^o representa o momento atuante sobre o casco calculado *em relação à origem do sistema coordenado local*, localizado sobre a secção-mestra do navio. Deve-se observar que, uma vez que o movimento do corpo se dá em águas profundas e irrestritas, as componentes de força e momento de origem fluida não dependem da posição do navio com relação ao sistema global. Dependem apenas do campo de velocidades e acelerações relativas do escoamento fluido sobre o casco.

Dada a impossibilidade de se determinar de maneira direta as forças de origem fluida atuantes sobre o casco, isto é, com base nas equações constitutivas do escoamento real em questão, várias hipóteses são usualmente adotadas de forma a permitir uma estimativa semi-empírica das mesmas. O primeiro passo nesse sentido corresponde a uma usual separação de efeitos do escoamento; as forças são decompostas, assim, em componentes de origem potencial e componentes de origem viscosa:

$$\begin{aligned} F_X(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= F_{X,I}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) + F_{X,R}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) \\ F_Y(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= F_{Y,I}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) + F_{Y,R}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) \\ N_Z^o(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= N_{Z,I}^o(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) + N_{Z,R}^o(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) \end{aligned} \quad (3.5)$$

onde o sub-escrito I denota as componentes de força e momento de origem potencial (fluido ideal), enquanto o sub-escrito R denota as componentes de origem viscosa (fluido rotacional).

As *forças de origem potencial* são determinadas a partir do escoamento fluido irrotacional (escoamento ideal). Para tanto, considera-se, normalmente, que as velocidades de movimento do corpo são suficientemente baixas de maneira que efeitos de geração de ondas na superfície-livre possam ser ignorados. Esta premissa é, de fato, bastante razoável para a análise do problema de navios amarrados. Sob tal hipótese, o efeito produzido pela superfície-livre estacionária pode ser representado mediante a reflexão da porção submersa do casco com relação ao plano horizontal definido por esta

mesma superfície (ver, por exemplo, Newman, 1977, p.297). O problema recai, assim, no problema de um duplo-corpo se movendo através de um fluido ideal sem fronteiras. Como resultado da solução do problema potencial associado, as forças oriundas do escoamento ideal resultam funções estritamente lineares das acelerações do fluido, cujos coeficientes estão associados às chamadas massas adicionais do corpo $\{M_{ij}; i,j=1(surge),2(sway),6(yaw)\}$. A matriz de massa adicional do corpo é uma matriz simétrica e, portanto, $M_{ij}=M_{ji}$.

Norrbin (1970) e Newman (1977), entre outros, demonstram que as forças de origem potencial associadas ao movimento arbitrário do navio no plano horizontal resultam, sob as premissas até então adotadas:

$$\begin{aligned} F_{X,I}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= -M_{11}\dot{u} + M_{22}vr + M_{26}r^2 - M_{12}(\dot{v} - ur) - M_{16}\dot{r} \\ F_{Y,I}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= -M_{22}\dot{v} - M_{11}ur - M_{26}\dot{r} - M_{12}(\dot{u} + vr) - M_{16}r^2 \\ N_{Z,I}^o(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= -M_{66}\dot{r} + (M_{11} - M_{22})uv - M_{26}(\dot{v} + ur) - M_{12}(u^2 + v^2) - M_{16}(\dot{r} - vr) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Sendo o navio simétrico em relação ao plano vertical definido por sua linha de centro, tem-se, ainda, $M_{12}=M_{16}=0$. Dessa forma, as expressões (3.6) se reduzem a:

$$\begin{aligned} F_{X,I}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= -M_{11}\dot{u} + M_{22}vr + M_{26}r^2 \\ F_{Y,I}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= -M_{22}\dot{v} - M_{11}ur - M_{26}\dot{r} \\ N_{Z,I}^o(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r, \dot{r}) &= -M_{66}\dot{r} + (M_{11} - M_{22})uv - M_{26}(\dot{v} + ur) \end{aligned} \quad (3.7)$$

O termo de momento $(M_{11}-M_{22})uv$ em (3.7) é usualmente denominado momento de *Munk*. Percebe-se facilmente em (3.7) que o momento de *Munk* será o único termo de origem potencial presente em ensaios de modelo-cativo ($r=0; \dot{u} = \dot{v} = 0$).

As componentes potenciais em (3.7) podem ser agrupadas aos termos inerciais das equações de *Euler* (3.4), representativas do movimento do corpo rígido, as quais podem então ser reescritas na forma¹:

$$\begin{aligned}
 (M + M_{11})\ddot{u} - (M + M_{22})v\dot{r} - (Mx_{CG} + M_{26})r^2 &= F_{X,R}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r; \dot{r}) \\
 (M + M_{22})\dot{v} + (M + M_{11})ur + (Mx_{CG} + M_{26})\dot{r} &= F_{Y,R}(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r; \dot{r}) \\
 (I_Z^o + M_{66})\dot{r} + (Mx_{CG} + M_{26})(\dot{v} + ur) &= N_{Z,R}^o(u; \dot{u}; v; \dot{v}; r; \dot{r}) + (M_{11} - M_{22})uv
 \end{aligned} \tag{3.8}$$

O principal problema envolvido na modelagem das forças exercidas pelo escoamento no entorno do casco reside na determinação apropriada das *componentes de origem viscosa*. O objetivo comum dos inúmeros modelos hidrodinâmicos de manobras existentes na literatura, independentemente de sua abordagem teórica, consiste na elaboração de relações semi-empíricas adequadas para a representação das componentes $\{F_{X,R}; F_{Y,R}; N_{Z,R}\}$. Para tanto, uma primeira hipótese universalmente adotada pelos diversos modelos considera que estas componentes sejam pouco influenciadas pela aceleração do corpo. Esta premissa não é, contudo, incorporada de forma puramente *ad hoc*, encontrando respaldo em resultados experimentais (ver, por exemplo, Aranha et al. (1999)).

Uma vez desprezada a influência da aceleração, as forças de natureza viscosa resultam funções exclusivas do campo de velocidades do escoamento. Tem-se, então, finalmente:

$$\begin{aligned}
 (M + M_{11})\ddot{u} - (M + M_{22})v\dot{r} - (Mx_{CG} + M_{26})r^2 &= F_{X,R}(u; v; r) \\
 (M + M_{22})\dot{v} + (M + M_{11})ur + (Mx_{CG} + M_{26})\dot{r} &= F_{Y,R}(u; v; r) \\
 (I_Z^o + M_{66})\dot{r} + (Mx_{CG} + M_{26})(\dot{v} + ur) &= N_{Z,R}^o(u; v; r) + (M_{11} - M_{22})uv
 \end{aligned} \tag{3.9}$$

¹ O momento de *Munk* em (3.8) foi mantido do lado direito da equação de movimento em *yaw* pois o modelo proposto por Leite et al. (1998) o incluirá em sua estimativa de momento.

O objetivo fundamental deste trabalho consiste, então, em se desenvolver estimativas confiáveis para as componentes rotacionais em (3.9) e validá-las experimentalmente. Ao contrário da grande maioria dos modelos de manobra existentes na literatura, os quais se pretendem aplicáveis às mais diferentes classes de navios, o modelo ora proposto terá seu desenvolvimento voltado especificamente para a análise de sistemas FPSO, ou seja, ao problema de navios petroleiros amarrados sujeitos à ação de correnteza marítima. Como simplificação inicial, isto permite desconsiderar efeitos de deflexão do leme e de interação hidrodinâmica propulsor-casco e propulsor-leme, normalmente incorporadas nos modelos de manobras. Posteriormente, procurar-se-á tirar vantagem deste enfoque mais restrito ao se estabelecer estimativas analíticas para a maior parte dos coeficientes hidrodinâmicos envolvidos, a partir de considerações teóricas e/ou resultados experimentais obtidos para a classe de navios de interesse. Dessa forma, pretende-se estabelecer um modelo que seja o mais *explícito* possível, no sentido de depender de poucos parâmetros “externos” a serem fornecidos para sua aplicação.

As componentes de força de origem rotacional em (3.9) podem ser escritas, sem perda de generalidade, na forma:

$$\begin{aligned}
 F_{X,R}(u; v; r) &= F_{X,R}(u; v; 0) + \Delta F_{X,R}(u; v; r); \quad \Delta F_{X,R}(u; v; r)|_{r=0} = 0 \\
 F_{Y,R}(u; v; r) &= F_{Y,R}(u; v; 0) + \Delta F_{Y,R}(u; v; r); \quad \Delta F_{Y,R}(u; v; r)|_{r=0} = 0 \\
 N_{Z,R}^o(u; v; r) &= N_{Z,R}^o(u; v; 0) + \Delta N_{Z,R}^o(u; v; r); \quad \Delta N_{Z,R}^o(u; v; r)|_{r=0} = 0
 \end{aligned} \tag{3.10}$$

Leite et al. (1998) propuseram estimativas analíticas para os termos de força $\{F_{X,R}(u,v,0); F_{Y,R}(u,v,0)\}$ e momento $N_{Z,R}^o(u,v,0)$, esta última já incorporando a parcela relativa ao momento de *Munk* (ver seção 3.2.4). Uma vez que, por construção, estas parcelas independem da aceleração do corpo, ao se impedir a rotação do casco ($r=0$) recaímos no problema de determinação das forças sobre o casco de um navio

estacionário, sujeito à ação de correnteza marítima uniforme incidindo em um ângulo de ataque constante. Por esta razão, as parcelas de força e momento $\{F_{X,R}(u,v,0); F_{Y,R}(u,v,0); N_{Z,R}^o(u,v,0)\}$ serão doravante denominadas parcelas *estáticas*.

O restante deste capítulo é destinado ao estudo do modelo estático proposto por Leite et al. (1998), o qual constitui, portanto, a base para o modelo hidrodinâmico ora proposto. As principais hipóteses adotadas pelo mesmo serão discutidas e algumas modificações no modelo original serão propostas, à luz de resultados experimentais. Questões quanto à robustez do modelo serão estudadas e seus limites de validade analisados. Procura-se, ainda, avaliar como o modelo se compara a outros previamente existentes na literatura, especialmente modelos heurísticos voltados para o problema de manobras em baixas velocidades, e discutir algumas discrepâncias que se apresentam no estudo de bifurcação estática de um sistema FPSO em configuração *turret*, caso os resultados sejam confrontados com aqueles oriundos de modelos de ajuste cúbico como, por exemplo, o modelo de Abkowitz (1964).

O capítulo 4, por sua vez, tratará da extensão do modelo estático, incorporando-se os termos de força e momento oriundos do movimento de rotação do casco $\{\Delta F_{X,R}(u;v;r); \Delta F_{Y,R}(u;v;r); \Delta N_{Z,R}^o(u;v;r)\}$ e de sua necessária validação experimental.

3.2 INTERAÇÃO ENTRE *SURGE* E *SWAY*: PARCELAS ESTÁTICAS DE FORÇA E MOMENTO

Todo os modelos hidrodinâmicos pertencentes àquela que convencionamos chamar segunda escola de modelagem, incluindo aí o modelo estático proposto por

Leite et al. (1998), seguem uma mesma abordagem fundamental; a força lateral e o momento de *yaw* sobre o casco são estimados a partir de uma combinação heurística de efeitos de asa de pequena razão-de-aspecto e efeitos de arrasto em escoamento cruzado (*cross-flow*). Antes de analisar mais propriamente o modelo estático em questão, cabe, portanto, discorrer um pouco sobre esta abordagem geral, descrevendo sua origem e discutindo sua validade.

3.2.1 ALGUMAS CONSIDERAÇÕES GERAIS

Mencionou-se, anteriormente, que o desenvolvimento dos modelos hidrodinâmicos heurísticos foi motivado, principalmente, por uma limitação dos modelos de manobras baseados na abordagem clássica de derivadas hidrodinâmicas. Tal limitação se expressava de maneira mais direta na análise de manobras em baixas velocidades ou no estudo de navios amarrados. Nestes casos, além de a variação relativa da velocidade de avanço ser significativa, a velocidade lateral é comparável à velocidade longitudinal do escoamento, o que equivale a dizer que os ângulos de incidência de correnteza sobre o casco podem assumir valores próximos a 90 graus. Fere-se, portanto, a hipótese fundamental sobre a qual se baseia a abordagem clássica de derivadas hidrodinâmicas, a hipótese de que as manobras corresponderiam a pequenas perturbações do escoamento permanente sob velocidade de avanço uniforme. Face a este problema, esforços foram voltados para uma nova abordagem, procurando identificar e quantificar os principais fenômenos físicos observados no escoamento em torno do casco, em função do ângulo de incidência de corrente.

Da simples observação do escoamento no entorno de um casco estacionário, duas faixas de ângulos de incidência imediatamente se destacam por resultarem em padrões de escoamento bastante distintos.

A primeira corresponde à faixa de pequenos ângulos de ataque, ou seja, $\alpha \cong 180^\circ$ (incidência de proa) ou $\alpha \cong 0^\circ$ (incidência de popa). Quando o escoamento é praticamente paralelo ao casco, as linhas de corrente tendem a acompanhar sua geometria, praticamente inexistindo efeitos de separação da camada-limite, a não ser de caráter restrito (confinadas a pequenas regiões do casco). Este fato foi observado experimentalmente por Newman (1966), ao analisar o escoamento no entorno do casco de um navio da classe *Mariner* sob diversos ângulos de ataque. Newman apresenta resultados de visualização do escoamento obtidos em um canal de água circulante para diferentes valores do ângulo de incidência, correspondentes a ângulos de aproamento $\{\psi = \pm 0^\circ; \pm 3^\circ; \pm 10^\circ\}$. A velocidade de corrente empregada corresponde a 20 nós em escala real. O casco foi ensaiado com leme e bolinas mas o propulsor foi retirado. A Figura 3.2 ilustra os resultados obtidos (incidência de boreste).

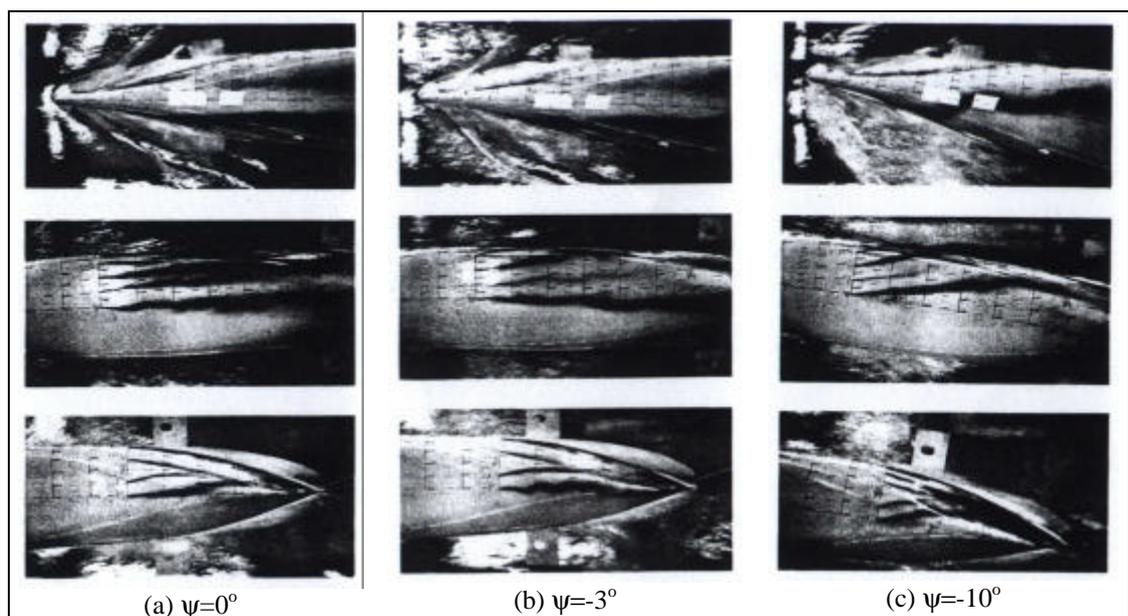


Figura 3.2 – Visualização do escoamento no entorno de um navio da classe *Mariner*. Vista de fundo. Resultados extraídos de Newman (1966).

Com base nos resultados ilustrados acima, Newman conclui que, para a forma de casco ensaiada, não há efeitos de separação de larga escala para ângulos de aproamento inferiores a $\psi = \pm 10^\circ$. Conseqüentemente, Newman observa, um modelo teórico baseado na teoria de asas de pequena razão-de-aspecto (Teoria de Jones) deve fornecer uma descrição adequada do escoamento para a faixa de ângulos $-10^\circ \leq \psi \leq 10^\circ$.

Para ângulos maiores, no entanto, efeitos de separação inicialmente confinados à região de popa passam a se tornar mais pronunciados, com os pontos de separação da camada-limite caminhando no sentido do corpo-paralelo-médio do casco. É razoável imaginar que comportamento similar seja observado para incidência de popa, o que nos leva a concluir que, para uma faixa de ângulos de incidência correspondente, grosso modo, a $10^\circ \leq \psi \leq 170^\circ$, efeitos de separação não possam ser ignorados e devam, de alguma forma, ser incorporados pelo modelo teórico.

Newman (1966) chega a indicar um caminho para a consideração destes efeitos ao observar que resultados experimentais para corpos de revolução demonstravam que, apesar dos complexos padrões de escoamento verificados para ângulos de incidência elevados, a força lateral resultante poderia, de forma bastante simples, ser representada por:

$$Y(\alpha) = (a_0 \cos(\alpha) + C_D |\sin(\alpha)|) \sin(\alpha) \quad (3.11)$$

onde o coeficiente a_0 , dominante para pequenos ângulos, está associado aos efeitos de asa do casco, enquanto uma parcela de natureza quadrática (bi-linear) na velocidade lateral (lembrar que $v = U \sin(\alpha)$, quando α é constante) domina a força para ângulos de ataque maiores. Assim, os efeitos de separação poderiam ser representados a partir do coeficiente de arrasto do casco para incidência cruzada (lateral) do escoamento (C_D), o que constitui, na verdade, o chamado princípio de *cross-flow*. Newman observa que, na

prática, ambos os coeficientes deveriam ser medidos experimentalmente. Abandona a idéia, contudo, em parte por estar mais interessado no problema de pequenos ângulos de incidência (estudo de manobras em velocidade de cruzeiro) mas, também, por julgar que o coeficiente de arrasto C_D seria fortemente influenciado pelo número de Reynolds (Re) do escoamento, o que impediria uma correta extrapolação dos resultados experimentais para a escala real.

Face à sua importância, cabe aqui um breve parêntese para que sejam tecidas algumas considerações sobre os efeitos de escala mencionados por Newman. A validade do princípio de *cross-flow*, verificada experimentalmente para corpos de revolução, indica que os efeitos globais de separação da camada-limite possam ser adequadamente incorporados através de uma decomposição do perfil de velocidades do escoamento incidente. Dessa forma, considerar-se que o coeficiente de arrasto do casco seja invariante com o ângulo de incidência, adotando-se o valor de C_D obtido para incidência lateral ($\alpha = \pm 90^\circ$). Segundo este princípio, portanto, a única fonte de variação da força de arrasto oriunda dos efeitos de separação do escoamento advém da variação da componente lateral de velocidade com o ângulo de incidência (para escoamento estacionário, $v = U \sin(\alpha)$). Sendo esta aproximação adequada, o que parece ser confirmado experimentalmente para corpos de certos formatos, a questão da dependência do coeficiente de arrasto com relação ao número de Reynolds do escoamento pode ser discutida em um contexto bidimensional, com base em resultados experimentais obtidos na análise do escoamento no entorno de diferentes secções do casco.

É bem conhecida a influência do número de Reynolds sobre o coeficiente de arrasto de cilindros circulares. De um modo geral, o aumento de Re retarda a ocorrência de separação da camada-limite sobre o cilindro, deslocando os pontos de separação para

jusante. Para valores de Re mais elevados, isso provoca uma redução do coeficiente de arrasto (C_D) do cilindro circular por reduzir a largura da esteira rotacional que se forma à jusante do corpo. A transição para turbulência, no caso de cilindros circulares, provoca uma queda drástica do coeficiente C_D pois a camada-limite turbulenta “resiste” por mais tempo ao gradiente de pressão adverso na superfície do cilindro, postergando a separação. A transição para turbulência é então responsável pela chamada *crise do arrasto* em cilindros circulares, marcada por uma abrupta redução do coeficiente de arrasto. Este fato é ilustrado pela Figura 3.3, a qual apresenta a variação do coeficiente de arrasto para o escoamento bidimensional no entorno de diferentes secções em função do número de Reynolds.

Através da Figura 3.3 pode-se observar, ainda, a invariância do coeficiente de arrasto de uma placa plana sob incidência lateral com o número de Reynolds. Isto se deve ao fato de as bordas da placa fixarem os pontos de separação, fazendo com que a zona de baixa pressão à jusante do corpo praticamente não se altere com Re .

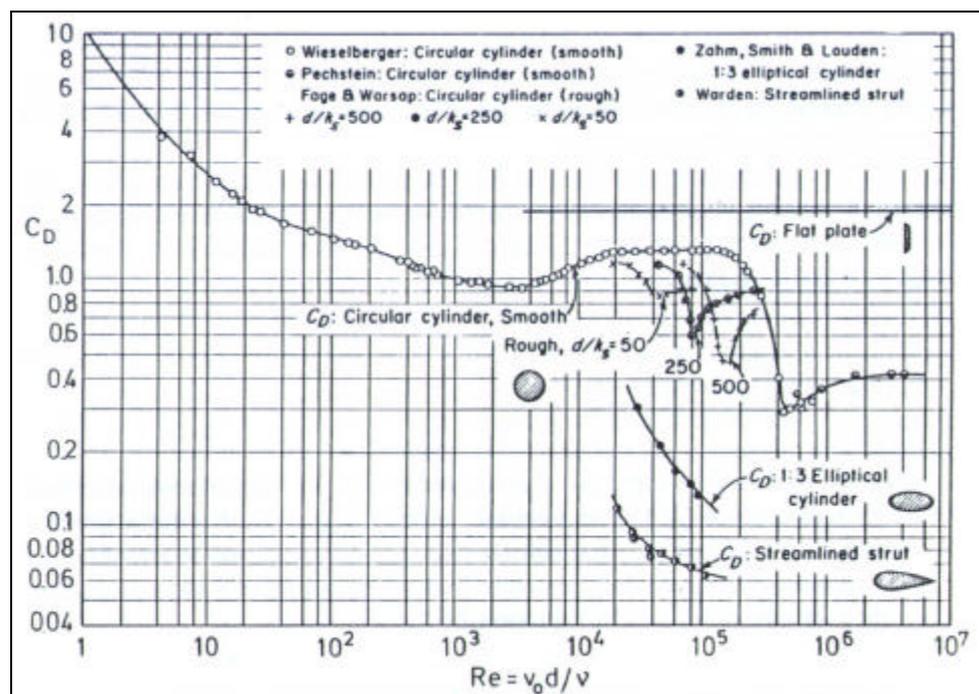


Figura 3.3 – Variação do coeficiente de arrasto C_D em função do número de Reynolds (Re) para corpos de diferentes secções (extraída de Naudascher (1991))

O mesmo tipo de comportamento é verificado para secções retangulares com cantos vivos. As quinas do corpo fixam os pontos de separação fazendo com que a variação de largura da esteira e, conseqüentemente, do arrasto de forma seja menos pronunciada com Re . Esta invariância, no entanto, não mais se verifica se os cantos da secção forem arredondados. Neste caso, volta-se a observar uma abrupta redução de C_D com a transição da camada-limite. Isto ocorre pois, como mencionado anteriormente, a camada-limite laminar se separa com mais facilidade, o que faz com que, para baixos valores de Re , a separação ocorra já na “primeira” quina (à montante) do corpo. Em regime turbulento, no entanto, a camada-limite pode superar a variação de pressão na primeira quina sem haver descolamento, o qual ocorrerá, então, apenas na “segunda” quina (à jusante) do corpo. Mais uma vez, portanto, devido à variação da esteira, o arrasto de forma em regime turbulento sofre uma redução significativa face aos valores obtidos em regime laminar. Este fato pode ser ilustrado pelos resultados experimentais obtidos por Delaney; Sorenson (1953), ao analisar secções retangulares com cantos de diferentes curvaturas. A Figura 3.4 apresenta alguns destes resultados.

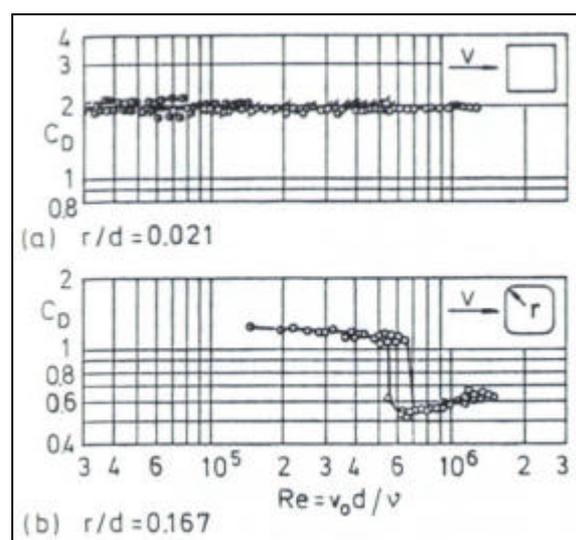


Figura 3.4 – Coeficientes de arrasto obtidos para secções retangulares com cantos de diferentes curvaturas. Experimentos conduzidos por Delaney; Sorenson (1953) (figura extraída de Naudascher (1991)).

As secções transversais de um navio petroleiro, especialmente em seu corpo-paralelo médio, correspondem a secções retangulares com cantos (bojos) suavizados por pequenos raios de curvatura. A Figura 3.5 apresenta resultados numéricos obtidos por Aarsnes (1984) para a secção-mestra de um navio petroleiro (t^* é a variável de tempo adimensionalizada):

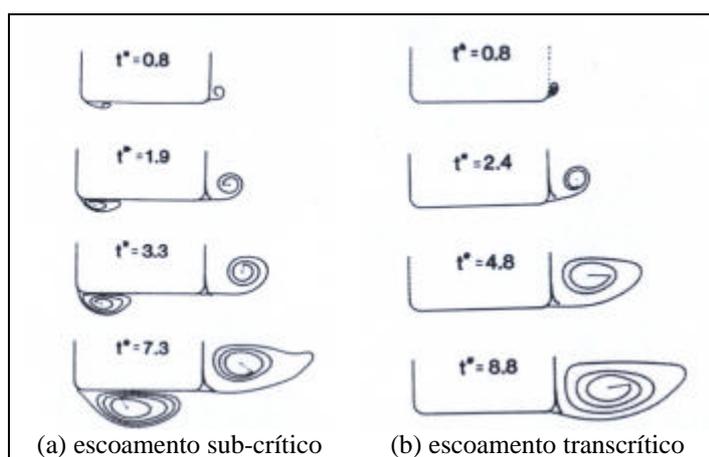


Figura 3.5 – Simulação numérica do escoamento no entorno da secção-mestra de um navio petroleiro. (a) Regime sub-crítico; (b) Regime transcrito ($t^*=Ux/T$). Resultados obtidos por Aarsnes (1984) (figura extraída de Faltinsen (1990)).

O caso (a) corresponde a escoamento em regime sub-crítico (laminar), havendo separação da camada-limite sobre ambos os bojos da secção. No caso (b), o regime de escoamento é transcrito e a aderência da camada-limite se sustenta por mais tempo, havendo descolamento apenas sobre o bojo mais à jusante. Faltinsen (1990) observa que o coeficiente de arrasto C_D em regime transcrito será, grosso modo, metade daquele observado para o caso laminar (como indicam, por exemplo, os resultados apresentados na Figura 3.4).

A observação feita por Newman (1966) quanto a efeitos de escala na estimativa de C_D tem, portanto, fundamento. Acreditamos, contudo, que isto não inviabilize a aplicação do princípio de *cross-flow* à modelagem teórica de forças de corrente. O coeficiente de arrasto em regime transcrito pode ser estimado, por exemplo, através de métodos numéricos, como aquele empregado por Aarsnes (1984). O cálculo dos

coeficientes de arrasto seccional permite uma boa estimativa não apenas para a força lateral mas também para o momento de *yaw*, oriundo da assimetria entre os corpos de vante e de ré do casco. Mesmo para o procedimento mais usual, através do qual os coeficientes de força e momento em incidência lateral são estimados a partir de ensaios em escala reduzida, alguns cuidados podem ser tomados de forma a se induzir a necessária turbulência da camada-limite sobre o casco. Isto pode ser garantido, por exemplo, através do emprego de fitas de areia posicionadas longitudinalmente sobre o casco.

Um outro fator costuma contribuir para reduzir os efeitos de escala sobre o arrasto de forma: a existência de bolinas. As bolinas fixam os pontos de separação da camada-limite, aproximando o coeficiente de arrasto em regime transcrito daquele observado em escoamento laminar. Resultados experimentais obtidos para navios dotados de bolinas estarão menos sujeitos, desta forma, a efeitos de escala do coeficiente de arrasto. Contudo, como as bolinas são normalmente centradas a meio-navio, não avançando sobre os corpos de proa e popa, seu efeito não se faz sentir da mesma maneira sobre o coeficiente de momento. A presença de bolinas não elimina, portanto, a necessidade dos cuidados experimentais supra-citados.

Uma vez tomados estes cuidados, as imprecisões oriundas destes efeitos de escala não devem comprometer o grau de acuidade da modelagem, face às demais incertezas e aproximações envolvidas na mesma, não constituindo, assim, motivo para que se descarte o emprego do princípio de *cross-flow*.

De fato, a combinação heurística de efeitos de asa e de *cross-flow* passou, na verdade, a ser empregada de forma usual pelos modelos teóricos que se seguiram. Norrbin (1970), propõe a seguinte aproximação para a força lateral normalizada: $Y(u, v) = Y_{uv} - 1/2 \cdot C_D \cdot L^2 T / \nabla \cdot |v|v$, onde Y_{uv} é a derivada hidrodinâmica

linear associada aos efeitos de asa do escoamento e ∇ representa o volume de deslocamento do navio.

Norrbin justifica a superposição de termos obviamente correspondentes a padrões distintos de escoamento com base nos bons resultados obtidos ao se comparar os resultados teóricos com aqueles oriundos de ensaios de modelo-cativo, fato já destacado por Newman (1966) para corpos de revolução. Norrbin, no entanto, despreza a influência do arrasto de forma sobre o momento de *yaw* decorrente do movimento de *sway* do navio (representado pela derivada hidrodinâmica N_{vv}).

Faltinsen et al. (1979) e Oltmann; Sharma (1984) também empregam uma combinação heurística de efeitos de asa e *cross-flow*. Esta combinação de efeitos constitui, sem dúvida, uma base teórica comum para os diversos modelos heurísticos existentes. A diferenciação entre eles se dá, principalmente, na forma como cada efeito é modelado, na eventual estimativa analítica de coeficientes (como os coeficientes de arrasto, por exemplo) e na incorporação dos efeitos de rotação do casco, especialmente no que se refere à sua influência sobre as componentes de asa através da interação entre os movimentos de *surge* e *yaw*.¹

O restante deste capítulo será dedicado a uma análise crítica do modelo proposto por Leite et al. (1998), o qual servirá como base para o modelo estendido apresentado no Capítulo 4, discutindo-se as hipóteses adotadas, as aproximações mais relevantes e como as mesmas afetam os limites de validade do modelo.

Seguindo-se a notação empregada por Leite et al. (1998), para um corpo que se move com velocidade $\vec{u}_i + \vec{v}_j$ relativamente ao meio fluido, as componentes estáticas de força e momento podem ser normalizadas na forma:

¹ Este ponto será retomado em maiores detalhes no Capítulo 4.

$$\begin{aligned}
F_{x,R}(u; v; 0) &= \frac{1}{2} \rho U^2 L T C_{1c}(\alpha) \\
F_{y,R}(u; v; 0) &= \frac{1}{2} \rho U^2 L T C_{2c}(\alpha) \\
N_{z,R}^o(u; v; 0) &= \frac{1}{2} \rho U^2 L^2 T C_{6c}(\alpha)
\end{aligned} \tag{3.12}$$

onde a velocidade de corrente U e o ângulo de incidência α se relacionam diretamente com as componentes de velocidade relativa do casco (u, v) através das relações:

$$\begin{aligned}
U &= \sqrt{u^2 + v^2} \\
\alpha &= \pi + \arctan(v / u)
\end{aligned} \tag{3.13}$$

Analisa-se, a seguir, as expressões analíticas propostas para o conjunto de coeficientes estáticos $\{C_{1c}(\alpha); C_{2c}(\alpha); C_{6c}(\alpha)\}$.

3.2.2 O COEFICIENTE ESTÁTICO DE SURGE $C_{1c}(\alpha)$

A expressão proposta por Leite et al. (1998) para o coeficiente estático de força longitudinal $C_{1c}(\alpha)$ é dada por:

$$C_{1c}(\alpha) = C_0 \cos \alpha + \frac{1}{8} \frac{\pi T}{L} (\cos 3\alpha - \cos \alpha) \tag{3.14}$$

O coeficiente C_0 compreende efeitos de resistência ao avanço do casco (viscosa e de forma), enquanto o segundo termo em 3.14 representa efeitos de asa de pequena razão-de-aspecto, generalizados, de maneira heurística, para toda a faixa de ângulos α .

O termo de asa é obtido, em linhas gerais, da seguinte forma: A teoria de asa de pequena razão-de-aspecto pode ser aplicada para representar as forças no limite de pequenos ângulos de ataque, quando efeitos de separação da camada-limite não são pronunciados. Desprezando-se efeitos de superfície-livre, considera-se o duplo-casco

como um elemento de asa de razão-de-aspecto $A=2T/L \ll 1$. A força longitudinal resultante sobre este elemento, a qual chamaremos $C_{1c}^w(\alpha)$, é, então, obtida pela projeção da força de sustentação (*lift*) e arrasto (*drag*) na direção paralela ao casco. Dessa forma, temos:

$$C_{1c}^w(\alpha) = C_{D,w} \cos \alpha - C_L \sin \alpha \quad (3.15)$$

onde C_L e $C_{D,w}$ representam, respectivamente, o coeficiente de sustentação e de arrasto induzido do elemento de asa considerado.

A este termo deve, então, ser somado o termo de atrito viscoso, resultando, assim:

$$C_{1c}(\alpha) = [C_0 + C_{D,w}] \cos \alpha - C_L \sin \alpha \quad (3.16)$$

Para estimativa dos coeficientes C_L e $C_{D,w}$, Leite et al. (1998) consideram o duplo-casco como sendo uma asa plana retangular de razão-de-aspecto $A=2T/L$. Pela Teoria de Jones (ver Jones (1946)), tem-se:

$$\begin{aligned} C_L &= \frac{\pi A}{2} \sin \alpha = \frac{\pi T}{L} \sin \alpha \\ C_{D,w} &= \frac{C_L^2}{\pi A} = \frac{\pi T}{2L} \sin^2 \alpha \end{aligned} \quad (3.17)$$

Obviamente, a aproximação dada por 3.16 e 3.17 é válida apenas para pequenos ângulos de ataque ($\alpha \cong 180^\circ$ ou $\alpha \cong 0^\circ$). Para ângulos maiores, efeitos de separação passarão a ser dominantes, levando ao fenômeno de “*stall*” da asa, com perda de sustentação.

Poder-se-ia tentar representar a influência destes efeitos de separação mediante a consideração de um certo ângulo de *stall* da asa representativa do duplo-casco. Este procedimento é, por exemplo, seguido por Obokata et al. (1981). Obviamente, no entanto, este ângulo dependerá fortemente das formas do casco e seus valores serão

diferentes para incidência de proa e popa. A determinação de valores apropriados deve se basear em ajustes com resultados experimentais obtidos para cada forma de casco.

Em virtude das dificuldades envolvidas na representação dos efeitos de asa para ângulos de incidência elevados, Leite et al. (1998) seguiram uma abordagem distinta, a qual se baseia em argumentos de simetria para estabelecer uma expressão analítica que recupere, ao menos qualitativamente, o comportamento do coeficiente $C_{1C}(\alpha)$ em toda a faixa de ângulos de incidência. Considerando-se que o casco apresente simetria não apenas em relação ao eixo x mas também com respeito ao eixo y , a força longitudinal deve satisfazer as relações $C_{1C}(\alpha) = C_{1C}(-\alpha)$ e $C_{1C}(\alpha) = -C_{1C}(\pi-\alpha)$ e, assim, pode ser expandida em série de Fourier na forma:

$$\begin{aligned} C_{1C}(\alpha) &= a_1 \cos(\alpha) + a_3 \cos 3\alpha \\ a_1 + a_3 &= 1 \end{aligned} \quad (3.18)$$

Expandindo-se 3.18 em série de potências até termos da ordem α^2 e comparando-se com 3.16, os seguintes valores para os coeficientes a_1 e a_3 são obtidos (para C_L e $C_{D,W}$ dados por 3.17):

$$\begin{aligned} a_1 &= 1 - \frac{1}{C_0} \frac{\pi T}{8L} \\ a_3 &= \frac{1}{C_0} \frac{\pi T}{8L} \end{aligned} \quad (3.19)$$

os quais, substituídos em (3.18), fornecem a expressão final (3.14).

Por fim, Leite et al. (1998) propõem uma aproximação analítica para o coeficiente resistência C_0 e obtém, dessa forma, um coeficiente de força longitudinal explícito, ou seja, dependente apenas das dimensões principais do navio. Tal aproximação é baseada na linha de fricção sugerida pela ITTC 1957, corrigida por um

fator de forma k segundo o método de Prohaska para número de Froude próximo de zero (ver van Manem; van Oossanen (1988)):

$$C_0 \cong \frac{0.075}{(\log_{10} Re - 2)^2} \frac{S}{TL} (1 + k) \quad (3.20)$$

Leite et al. (1998) sugerem que seja adotado para o fator de forma o valor $k=0.25$. Este valor foi estimado com base na curva de resistência obtida experimentalmente para o modelo de um navio *methane carrier* (ver van Manem; van Oossanen (1988), p.57). Obviamente, outras aproximações podem ser sugeridas, em função do casco em estudo. Em sua dissertação de mestrado, por exemplo, Leite (1997) se baseia em resultados experimentais obtidos para um petroleiro de 200 mil Dwt e estima um valor $k=0.39$.

De qualquer forma, independentemente da aproximação adotada, o ponto a ser aqui destacado é que a aproximação dada por 3.20 representa de maneira bastante apropriada a variação do coeficiente de resistência C_0 com o número de Reynolds, fato já bem estabelecido no que se refere ao estudo de resistência ao avanço. Sua validade pode ser comprovada, por exemplo, através dos já clássicos experimentos realizados com o navio *Lucy Ashton* em 1951, ilustrados na Figura 3.6, a seguir.

Nesta figura, as predições de coeficiente de resistência ao avanço do navio, empregando a expressão (3.20) para estimativa do coeficiente de resistência viscosa, são comparadas aos resultados experimentais obtidos com modelos de diferentes tamanhos e também com medições em escala real, para diferentes velocidades de avanço.

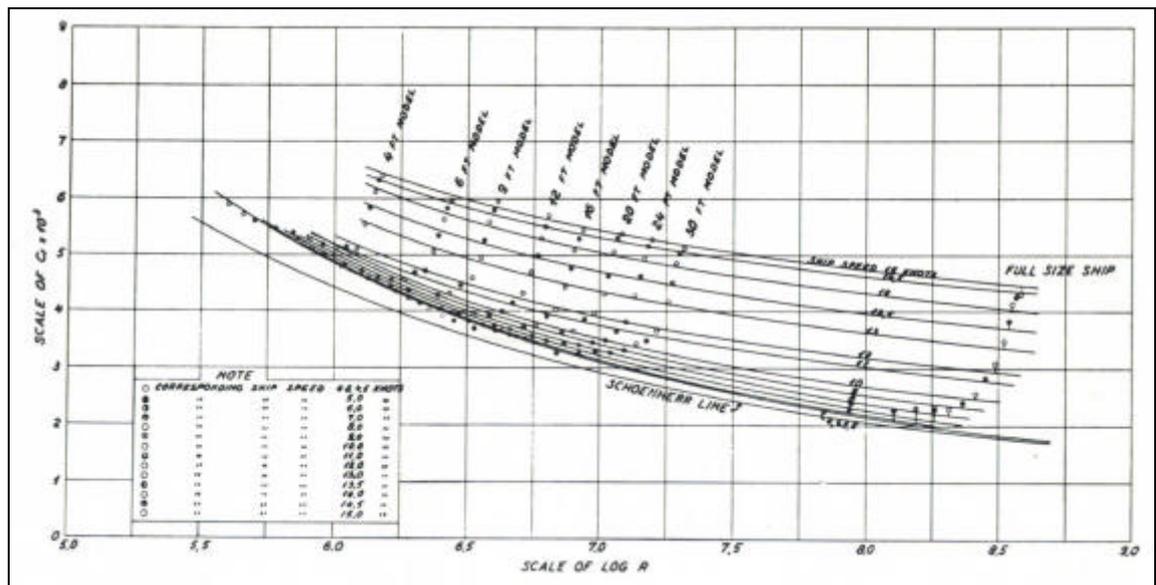


Figura 3.6 – Coeficiente de resistência total do navio *Lucy Ashton* e de modelos do mesmo navio em diferentes escalas (figura extraída de Newman (1977)).

Assim, através de uma abordagem empírica, pode-se modelar de maneira razoavelmente simples e robusta este importante efeito de escala. Como, na ausência de efeitos de separação pronunciados, os coeficientes C_L e $C_{D,w}$ independem do número de Reynolds, o emprego de 3.14 com a aproximação dada por 3.20 fornece uma expressão analítica para a força longitudinal válida, ao menos para pequenos ângulos de incidência, tanto na escala do modelo como em escala real.¹

É importante ressaltar que o emprego de modelos de derivadas hidrodinâmicas para o estudo de problemas em escala real também deve considerar a dependência da força longitudinal no número de Reynolds. Isto pode ser feito, por exemplo, utilizando-se a expressão (3.20) para estimativa da derivada de segunda-ordem de força longitudinal (normalmente representada por X_{uu}). Percebe-se, no entanto, que a consideração do efeito de escala deve ser feita, neste caso, de maneira indireta.

¹ Deve-se, no entanto, lembrar que a linha de fricção sugerida pela ITTC 1957 é válida apenas para camada-limite turbulenta. Para comparação com resultados obtidos em tanques de prova deve-se, portanto, garantir que esta condição seja observada.

Como será discutido no Capítulo 5, a correta consideração dos efeitos de escala sobre a força longitudinal é de importância fundamental para o estudo de instabilidade dinâmica de sistemas amarrados em configuração SPM, quando atracados por intermédio de um cabo de amarração (*hawser*).

Tendo em vista que o modelo estático ora discutido servirá como base para o modelo estendido e no intuito de ilustrar a validade do mesmo, alguns resultados originalmente apresentados por Leite et al. (1998) serão aqui reproduzidos. A Figura 3.7 apresenta a comparação entre resultados teóricos e resultados experimentais obtidos em ensaios de modelo cativo para dois navios petroleiros distintos. O caso (a) se refere ao navio *Vidal de Negreiros* em situação de calado carregado (100%), enquanto os casos (b) e (c) ilustram os resultados obtidos para o navio *PP Moraes* em situação de calado carregado (100%) e leve (40%), respectivamente¹. As características principais destes e dos demais navios ensaiados para fins de validação do modelo hidrodinâmico são apresentadas no Anexo A deste trabalho. As curvas teóricas apresentadas na Figura 3.7 foram obtidas com o emprego das expressões 3.14 e 3.20 com $k=0.25$.

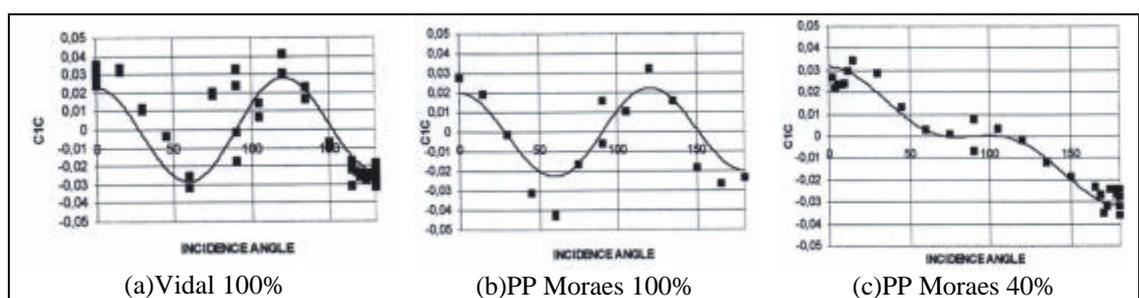


Figura 3.7 – Coeficiente de Força Longitudinal C_{1C} : Comparação entre resultados teóricos e experimentais (resultados extraídos de Leite et al. (1998)).

Embora haja uma razoável dispersão dos resultados experimentais devido à pequena magnitude das forças medidas, especialmente para ângulos de incidência

¹ Leite et al. (1998) não apresentam resultados para o navio Vidal de Negreiros em calado-leve (40%).

próximos a 90° , a análise dos resultados acima demonstra que o modelo teórico é capaz de reproduzir, em linhas gerais, o comportamento qualitativo de $C_{1C}(\alpha)$. É interessante observar a significativa mudança de comportamento da força longitudinal para as situações carregada (b) e leve (c), a qual é capturada adequadamente pelo modelo teórico.

Para ângulos de ataque maiores, não se pode garantir uma estimativa muito boa, ao menos em termos quantitativos, face às dificuldades inerentes à representação da força longitudinal, bem como em virtude da grande dispersão dos resultados experimentais. Deve-se lembrar que o modelo proposto por Leite et al. (1998) adota para os efeitos de asa uma aproximação baseada em uma placa plana retangular, desprezando, assim, a influência das formas do casco.

Mesmo para pequenos ângulos de incidência a predição é difícil. Neste caso, a aproximação de C_0 dada por 3.20 depende da estimativa do fator de forma k , o qual deve variar significativamente com as formas do casco. Além disso, o modelo adotado assume que os valores de C_0 serão idênticos para incidência de proa ($\alpha \cong 180^\circ$) e de popa ($\alpha \cong 0^\circ$), o que não se verifica na realidade em virtude da assimetria do casco e da presença do leme. De fato, caso seja possível a realização de ensaios de resistência ao avanço, pode-se medir também o valor de C_0 para incidência de popa ($\alpha = 0^\circ$). Dessa forma, o modelo passaria a assumir dois valores distintos de C_0 , um para incidência de proa, outro para incidência de popa. Deve-se observar, no entanto, que a medição experimental de tais coeficientes é prejudicada pelas baixas velocidades de avanço, o que implica em forças bastante pequenas. Esta é a razão da também razoável dispersão de resultados para $\alpha \cong 180^\circ$ e $\alpha \cong 0^\circ$ observada na Figura 3.7.

Com base em todos os aspectos acima discutidos, pode-se concluir, na verdade, que a estimativa de força longitudinal é pouco robusta. Face às dificuldades encontradas para sua modelagem, diferentes abordagens foram seguidas pelos diversos modelos heurísticos existentes. Todas, no entanto, padecem da ausência de um modelo semi-empírico geral que permita incorporar de forma apropriada os diversos fatores que influenciam a força longitudinal sobre o casco. Como resultado, o grau de aderência obtido com estes outros modelos é muito próximo daquele ilustrado pela Figura 3.7 (ver, por exemplo, Obokata et al. (1981)). Assim, o máximo que se pode esperar dos diversos modelos analíticos, independentemente da abordagem empregada, é fornecer estimativas confiáveis para pequenos ângulos de ataque, incorporando de forma apropriada efeitos de escala importantes, e reproduzir qualitativamente o comportamento da força longitudinal para ângulos de ataque maiores.

3.2.3 O COEFICIENTE ESTÁTICO DE SWAY $C_{2C}(\alpha)$

O modelo proposto por Leite et al. (1998) fornece a seguinte estimativa para o coeficiente de força lateral $C_{2C}(\alpha)$:

$$C_{2C}(\alpha) = \left(C_Y - \frac{\pi T}{2L} \right) \text{sen } \alpha |\text{sen } \alpha| + \frac{\pi T}{2L} \text{sen}^3 \alpha + \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \text{sen } \alpha |\cos \alpha| \quad (3.21)$$

Na expressão acima, C_Y representa o coeficiente de arrasto do casco em incidência cruzada, ou seja, $C_Y = C_{2C}(\pi/2)$. Assim, o primeiro termo em 3.21 representa o efeito do arrasto de forma devido à separação da camada-limite sobre o casco, segundo o princípio de *cross-flow*. Os demais termos são provenientes dos efeitos de asa do casco, representando a projeção das forças de arrasto induzido e de sustentação na

direção transversal (eixo y). A componente de sustentação (terceiro termo) é corrigida segundo resultados experimentais obtidos por Clarke et al. (1982), a fim de incorporar a influência da geometria do casco. Apresenta-se, a seguir, uma discussão mais detalhada sobre as aproximações envolvidas na determinação de cada componente de 3.21.

Como observado por Newman (1966) e Norrbin (1970), entre outros, resultados experimentais demonstram que a força de arrasto sobre um corpo de revolução estacionário é proporcional ao quadrado da velocidade transversal do escoamento e, exceto para ângulos de incidência muito pequenos ($\alpha \cong 0^\circ$ ou $\alpha \cong 180^\circ$), pode ser representada por:

$$F_Y(\alpha) \cong F_Y(\pi/2) \operatorname{sen} \alpha |\operatorname{sen} \alpha| \quad (3.22)$$

A expressão 3.22 descreve o chamado *princípio de cross-flow* e, seguindo a normalização dada em 3.12, tem-se:

$$C_{2c}(\alpha) \cong C_Y \operatorname{sen} \alpha |\operatorname{sen} \alpha| \quad (3.23)$$

Para pequenos ângulos de incidência, quando efeitos de separação não são pronunciados, a força lateral deve ser dominada pelas componentes de circulação do escoamento (efeitos de asa). Assim, para $\alpha \cong 0^\circ$ ou $\alpha \cong 180^\circ$, deve-se ter:

$$C_{2c}(\alpha) \cong C_L |\cos \alpha| + C_{D,w} \operatorname{sen} \alpha \quad (3.24)$$

onde o módulo foi adotado para garantir o correto sentido da componente de sustentação para toda a faixa de α .

Seguindo a aproximação de placa plana já adotada para a estimativa de C_{1c} (ver seção 3.2.2), os coeficientes de sustentação C_L e arrasto induzido $C_{D,w}$ são dados por 3.17 e, assim, a expressão 3.24 resulta:

$$C_{2c}(\alpha) \cong \frac{\pi T}{L} \operatorname{sen} \alpha |\cos \alpha| + \frac{\pi T}{2L} \operatorname{sen}^3 \alpha \quad (3.25)$$

O modelo hidrodinâmico proposto por Leite et al. (1998) simplesmente combina as expressões 3.23 (válida para $\alpha \cong 90^\circ$) e 3.25 (válida para $\alpha \cong 0^\circ$ ou $\alpha \cong 180^\circ$) na forma:

$$C_{2c}(\alpha) = \left(C_Y - \frac{\pi\Gamma}{2L} \right) \text{sen } \alpha |\text{sen } \alpha| + \frac{\pi\Gamma}{2L} \text{sen}^3 \alpha + \frac{\pi\Gamma}{L} \text{sen } \alpha |\cos \alpha| \quad (3.26)$$

onde o termo $-\frac{\pi\Gamma}{2L} \text{sen } \alpha |\text{sen } \alpha|$ foi introduzido de forma a garantir que 3.23 seja satisfeita para $\alpha=90^\circ$. Deve-se observar que, para $\alpha \cong 0^\circ$ ou $\alpha \cong 180^\circ$, a força lateral é dominada pelo termo de sustentação $[O(\alpha)]$ sendo pouco influenciada pelo fator de correção incorporado $[O(\alpha^2)]$.

Com o intuito de considerar a influência da geometria do casco sobre a força lateral para pequenos ângulos de incidência, Leite et al. (1998) adotam resultados experimentais obtidos por Clarke et al. (1982). Em seu trabalho, Clarke et al. propõem estimativas analíticas para as derivadas hidrodinâmicas lineares de força lateral e momento $\{Y_v; N_v; Y_r; N_r\}$, obtidas através de uma extensiva análise estatística de resultados experimentais levantados para diferentes navios. Clarke et al. realizam regressões matemáticas tomando, como base de dados, resultados experimentais obtidos para classes de navios bastante distintas, incluindo petroleiros, *container ships*, navios da classe *Mariner*, entre outros.

Clarke et al. (1982) propõem a seguinte expressão para a derivada linear Y_v :

$$Y_v \cong -\frac{1}{2} \rho \pi T^2 U^2 \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \quad (\alpha \cong 180^\circ) \quad (3.27)$$

Seguindo a normalização proposta por Leite et al. (1998)

$Y_v = \frac{1}{2} \rho L T U^2 \left(\frac{\partial C_{2c}(v)}{\partial v} \right)$ e para o caso estacionário (modelo cativo) $v = -U \text{sen } \alpha$. Dessa

forma, 3.27 implica em:

$$C_{2c}(\alpha) \cong \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \text{sen } \alpha; (\alpha \cong 180^\circ) \quad (3.28)$$

Novamente sob a hipótese de simetria em relação ao eixo y , Leite et al. (1998) consideram que o resultado dado por 3.18 represente uma boa aproximação também para $\alpha \cong 0^\circ$, o que leva à forma final de $C_{2c}(\alpha)$ dada por 3.21.

A expressão 3.21 fornece, portanto, uma estimativa analítica para a força de *sway* atuante sobre o casco para uma dada incidência de corrente. O coeficiente C_Y deve ser obtido experimentalmente através de um ensaio de modelo cativo com $\alpha = \pm 90^\circ$. Para tanto, como discutido na seção anterior (3.2.1), devem-se tomar os cuidados necessários para que a camada-limite seja efetivamente turbulenta, de forma a minimizar os efeitos de escala quando da extrapolação dos resultados para escala real. Na impossibilidade de se realizar tal ensaio em escala reduzida, pode-se recorrer a estimativas numéricas (como aquelas realizadas por Aarsnes (1984)), com base na teoria de faixas ou, ainda, adotar-se valores obtidos para navios semelhantes. A Figura 3.8, extraída de Faltinsen (1990) mostra a distribuição de arrasto seccional obtida por Aarsnes para um navio petroleiro de 130000 Dwt com $B/2T=1.69$ em situação carregada:

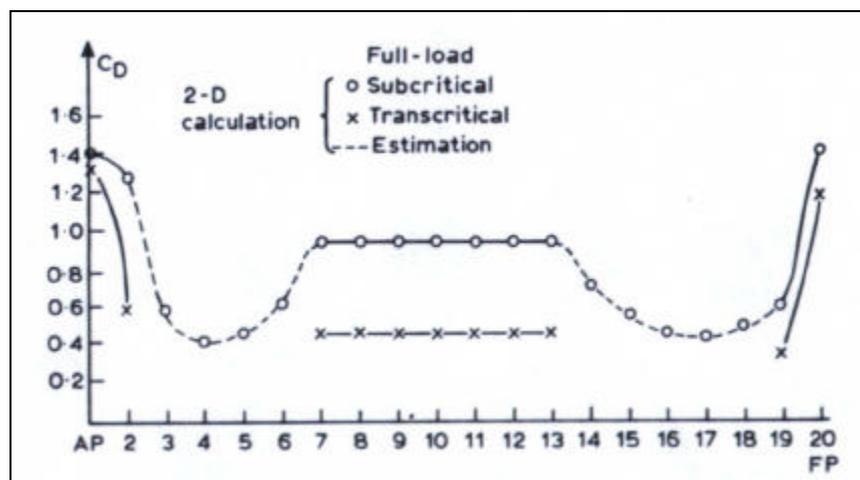


Figura 3.8 – Distribuição de coeficiente de arrasto seccional para navio petroleiro. Resultados obtidos numericamente por Aarsnes (1984). Figura extraída de Faltinsen (1990).

Leite et al. (1998) propõem aproximar o coeficiente C_Y a partir de resultados experimentais apresentados por Hoerner (1965) para secções retangulares com cantos arredondados. Tais resultados são ilustrados pela Figura 3.9, extraída de Leite (1997).

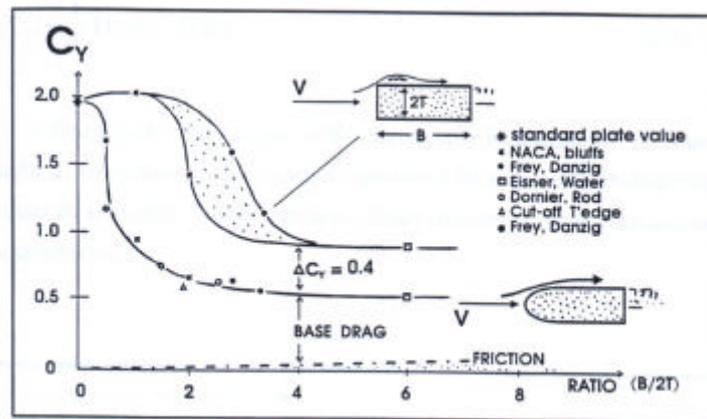


Figura 3.9 – Coeficiente de arrasto bidimensional obtido para diferentes secções retangulares. Resultados apresentados por Hoerner (1965). Figura extraída de Leite (1997).

Notando que o valor do coeficiente C_Y deve ser reduzido por efeitos de tridimensionalidade do escoamento, Leite et al. (1998) sugerem que a curva inferior seja adotada, para, de certa forma, compensar tais efeitos.

Esta aproximação, no entanto, é relativamente grosseira, podendo introduzir erros consideráveis e deve, se possível, ser evitada. Deve-se lembrar, por exemplo, a questão dos efeitos de escala, uma vez que os resultados para uma secção arredondada (como aquela considerada) dependerão fortemente do número de Reynolds do escoamento. Na verdade, estes efeitos de escala podem ser responsáveis por uma aparente incoerência nos resultados experimentais do coeficiente C_Y obtidos para dois navios semelhantes, incoerência esta já apontada por Leite et al. (1998) e discutida a seguir.

A Tabela 3-1, abaixo, apresenta os valores de C_Y medidos experimentalmente para três navios distintos e suas respectivas estimativas obtidas através da curva inferior

apresentada na Figura 3.9. Os valores experimentais de C_Y para os navios Vidal de Negreiros e PP. Moraes foram obtidos através de ensaios de modelo cativo realizados pela DITT/IPT, enquanto os resultados para o navio VLCC-1 foram extraídos de Wichers (1988).

Tabela 3-1 – Valores de C_Y para diferentes navios

NAVIO	B/2T	$(C_Y)_{EXP}$	$(C_Y)_{HOER}$
VLCC-1 (100%)	1.25	0.60	0.84
VLCC-1 (40%)	3.11	0.50	0.60
V. NEGREIROS (100%)	1.26	0.84	0.85
PP.MORAES (100%)	1.02	1.00	0.90
PP. MORAES (40%)	2.55	0.50	0.60

Segundo Leite et al. (1998), a diferença entre os valores experimentais de C_Y obtidos para os navios Vidal de Negreiros ($C_Y=0.84$) e VLCC-1 ($C_Y=0.60$) é difícil de ser explicada, uma vez que os dois cascos são praticamente idênticos. Especulam que “a única possível explicação é que para $B/2T @ 1.25$ o coeficiente de arrasto muda rapidamente com $B/2T$,...,sugerindo que nesta faixa de $B/2T$ o valor de C_Y pode ser fortemente influenciado por outras pequenas diferenças, como o raio de curvatura do bojo, por exemplo”.

Na verdade, no entanto, esta não seria a única possível explicação para a discrepância verificada. Parece-nos muito mais provável que tal discrepância esteja associada aos efeitos de escala acima discutidos. Nos ensaios dos navios Vidal de Negreiros e PP.Moraes nenhum dispositivo foi empregado para induzir a turbulência na camada-limite quando da incidência lateral de corrente¹. Whichers (1988), por outro lado, pode ter empregado excitadores de turbulência, o que poderia explicar a discrepância nos resultados. Outra possível razão seria a presença ou não de bolinas, as

quais, como discutido anteriormente, fixam os pontos de separação da camada-limite, alterando o arrasto de forma.

A Figura 3.10 apresenta a comparação entre resultados teóricos e experimentais de força lateral para os navios Vidal de Negreiros e PP.Moraes, ensaiados por Leite et al. (1998). Os resultados teóricos foram obtidos de acordo com a expressão 3.21, utilizando-se os valores experimentais de C_Y apresentados na Tabela 3-1.

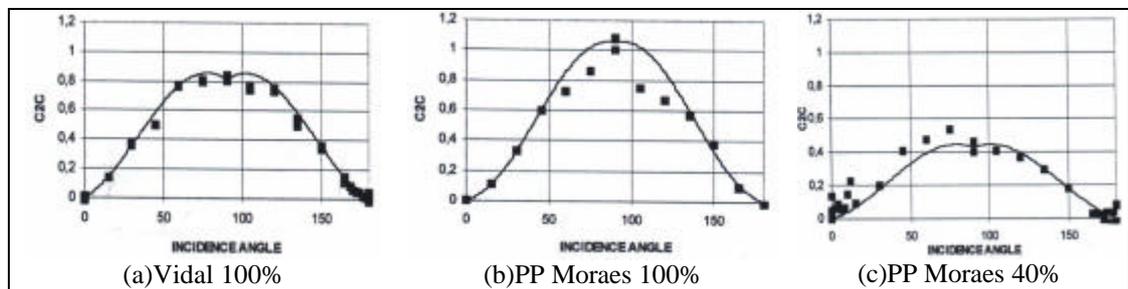


Figura 3.10 - Coeficiente de Força Lateral C_{2C} : Comparação entre resultados teóricos e experimentais (resultados extraídos de Leite et al. (1998)).

Os resultados acima demonstram que o modelo teórico é capaz de reproduzir de forma adequada a força lateral para toda a faixa de ângulos de incidência, tanto qualitativa como quantitativamente. Exceto por alguma discrepância observada para o navio PP.Moraes em condição carregada (caso (b)), a aderência entre resultados teóricos e experimentais é muito boa, inclusive para ângulos de ataque menores, quando efeitos de asa se tornam preponderantes. Isto indica que a correção obtida a partir dos resultados de Clarke et al. (1982) é, de fato, adequada para a classe de navios petroleiros ensaiada. Uma boa aderência é também verificada para o navio VLCC-1 (ver Leite et al. (1998)), desde que sejam utilizados os valores de C_Y medidos experimentalmente.

¹ O único mecanismo indutor de turbulência são pinos localizados sobre o corpo de vante, o qual é não é efetivo para incidência lateral.

Na verdade, ao contrário do que ocorre para o coeficiente de força longitudinal C_{1C} , o princípio de *cross-flow* garante um embasamento semi-empírico bastante confiável para as estimativas de força lateral e momento de *yaw* (discutido na seção subsequente) em incidência lateral de corrente, o que garante a robustez de suas modelagens. Sendo o princípio de *cross-flow* base comum dos diversos modelos heurísticos existentes, as estimativas de força de *sway* e momento de *yaw* serão pouco susceptíveis à versão do modelo teórico empregado, ao menos para o caso de velocidade de rotação nula ($r=0$).

3.2.4 O COEFICIENTE DE MOMENTO $C_{6C}(\alpha)$

O coeficiente estático de momento de *yaw* $C_{6C}(\alpha)$ será estimado por:

$$C_{6C}(\alpha) = -\frac{l_p}{L} C_Y \sin \alpha |\sin \alpha| - \frac{\pi T}{L} \sin \alpha \cos \alpha - \left(\frac{1 + |\cos \alpha|}{2} \right)^2 \frac{\pi T}{L} \left(\frac{1}{2} - 2.4 \frac{T}{L} \right) \sin \alpha |\cos \alpha| \quad (3.29)$$

O primeiro termo em 3.29 representa o momento de *cross-flow*, assumindo-se que o centro de pressão do casco em incidência cruzada se situa a uma distância l_p à ré da secção-mestra. Deve-se observar que, originalmente, o termo de momento de *cross-flow* proposto por Leite et al. (1998) é dado $-\frac{l_p}{L} \left(C_Y - \frac{\pi T}{2L} \right) \sin \alpha |\sin \alpha|$. Embora o fator $\pi T/2L$ seja usualmente pequeno comparado a C_Y , o mesmo foi incorporado apenas como fator de correção da força lateral para $\alpha=90^\circ$, necessário uma vez que o termo de arrasto induzido de asa não decai propriamente para incidência cruzada (ver seção 3.2.4). Assim, para uma maior coerência da modelagem, tal fator não deve ser levado para o termo de momento, embora, na prática, sua presença não tenha influência significativa sobre os resultados.

O braço de momento l_p , ou, mais propriamente, o coeficiente de momento em incidência cruzada ($l_p C_Y$) deve ser medido em ensaio de modelo cativo ou obtido através de resultados numéricos bidimensionais mediante aplicação da teoria de faixas (*strip theory*). Conforme discutido anteriormente, a influência de efeitos de escala pode ser crítica na estimativa deste coeficiente, em parte pelas formas mais arredondadas das secções transversais de proa e popa, em parte pelo fato de, mesmo sendo o navio dotado de bolinas, estas bolinas não avançarem sobre os corpos de proa e de popa. A exemplo do que foi discutido na seção anterior para o coeficiente de força C_Y , estes efeitos podem ser responsáveis por uma discrepância de quase 100% nos valores de (l_p/L) levantados experimentalmente para os navios VLCC-1 e Vidal de Negreiros, conforme resultados apresentados por Leite et al. (1998) e reproduzidos na Tabela 3-2:

Tabela 3-2 - Valores de l_p/L para diferentes navios

NAVIO	$(l_p/L)_{EXP}$
VLCC-1 (100%)	3.0%
VLCC-1 (40%)	4.8%
V. NEGREIROS (100%)	5.9%
PP.MORAES (100%)	1.4%
PP. MORAES (40%)	8.6%

O segundo termo em 3.29 representa o momento de *Munk* do casco. Conforme ressaltado anteriormente, o momento de *Munk* é o único termo de origem potencial presente no caso estacionário (modelo-cativo). Este momento pode ser escrito em função das massas adicionais de *surge* e *sway* do casco (ver expressão 3.8), na forma $(M_{11}-M_{22})uv$. No entanto, para formas usuais de casco $M_{11} \ll M_{22}$ e a massa adicional M_{22} pode ser aproximada pela massa adicional de um prisma elíptico sem incorrer em erros significativos (ver, por exemplo, Leite (1997)). Assim, $M_{22} \cong 1/2\rho\pi T^2 L$ o que, seguindo a adimensionalização representada pelas expressões 3.12, leva ao momento de *Munk* dado pelo segundo termo em 3.29. Para fins de aplicação em simulações

numéricas no domínio do tempo, no entanto, uma vez que as massas adicionais devem ser conhecidas para a representação das forças inerciais, poder-se-ia até mesmo desconsiderar esta aproximação e substituir o segundo termo de 3.29 por sua expressão original $(M_{11}-M_{22})uv$.

Por fim, o terceiro termo em 3.29 representa os momentos introduzidos pela força de sustentação do casco e pela presença do leme, os quais, juntamente com o momento de *Munk*, dominam o momento total para pequenos ângulos ($\alpha \cong 0^\circ$ ou $\alpha \cong 180^\circ$). De maneira análoga ao que foi feito para a força lateral, o termo incorpora resultados experimentais de Clarke et al. (1982), agora para a derivada linear de momento N_v , de forma a introduzir uma correção que leve em consideração a influência da geometria do casco. Segundo Clarke et al. (1982):

$$N_v \cong -\frac{1}{2}\rho\pi T^2 LU^2 \left(\frac{1}{2} + 2.4 \frac{T}{L} \right) \quad (\alpha \cong 180^\circ) \quad (3.30)$$

e, portanto, seguindo-se os fatores de adimensionalização dados por 3.12, chega-se a:

$$C_{oc}(\alpha) \cong \frac{\pi T}{L} \left(\frac{1}{2} + 2.4 \frac{T}{L} \right) \text{sen } \alpha; \quad (\alpha \cong 180^\circ) \quad (3.31)$$

O resultado acima incorpora efeitos de sustentação do casco (asa de razão-de-aspecto $A=2T/L$) e do leme. Para $\alpha \cong 180^\circ$ (incidência de proa), o termo de momento dado por 3.31 atua no sentido de reduzir o momento de *Munk* do casco. A boa aderência com resultados experimentais para pequenos ângulos de ataque (a qual será discutida mais adiante, ainda nesta seção) demonstra que o efeito deste termo deve realmente se dar no sentido de reduzir o momento de *Munk*, tanto para incidência de proa como de popa. Isto, na verdade, indica que o efeito do leme se sobressai aos efeitos de asa do casco para pequenos ângulos de ataque. De fato, o ponto de aplicação da força de sustentação do casco para $\alpha \cong 180^\circ$ deve se situar próximo à proa do navio (na hipótese

de asa plana retangular, este ponto se localiza sobre o bordo de ataque e, portanto, em $x=L/2$). O momento gerado por efeitos de circulação do casco deve atuar, portanto, no sentido de aumentar o ângulo de ataque e, dessa forma, deve se somar ao momento de *Munk* como efeito *desestabilizador*. Como os resultados experimentais demonstram que o momento total é efetivamente reduzido pelos efeitos de asa, isso indica que o momento *estabilizador* (*desestabilizador*) proporcionado pelo leme (cujo ponto de aplicação da força de sustentação se situa próximo a $x=-L/2$) em incidência de proa (popa) supera os efeitos de circulação do escoamento no entorno do casco.

Para se chegar à expressão final 3.29, Leite et al. estendem o resultado dado em 3.31 através da aplicação de uma função de transição que introduz dois efeitos: anular o termo de asa 3.31 quando $\alpha \cong 90^\circ$ (efeito garantido pelo fator $|\cos\alpha|$ que multiplica o terceiro termo em 3.29) e alterar os efeitos de asa quando $\alpha \cong 0^\circ$, uma vez que, para incidência de popa, tanto o efeito do casco como o efeito do leme devem atuar no sentido de desestabilizar o sistema. Para tanto, é introduzido o “fator de transição” $[(1+|\cos\alpha|)/2]^2$, chegando-se, por fim, ao terceiro termo em 3.29¹.

Obviamente, na dedução de 3.29 adotou-se mais uma vez a hipótese de que os efeitos de sustentação do casco e do leme sejam iguais para incidência de proa e popa, desprezando-se, assim, a assimetria de ambos os elementos de asa. A despeito de seu caráter heurístico, as hipóteses simplificadoras adotadas mostraram-se, de fato, bastante adequadas, o que pode ser comprovado pelos boa aderência com resultados experimentais levantados por Leite et al. (1998).

¹ Uma dedução detalhada das passagens algébricas que levam 3.31 ao terceiro termo em 3.29 é apresentada por Leite (1997).

A Figura 3.11 ilustra alguns destes resultados, apresentando o coeficiente de momento C_{6C} obtido em ensaios de modelo cativo para o navio Vidal de Negreiros em condição carregada (100%) e para o navio PP.Moraes para duas situações de carregamento (100% e 40%). Os resultados teóricos foram obtidos por intermédio da expressão 3.29, utilizando-se os valores de l_p/L apresentados na Tabela 3-2.

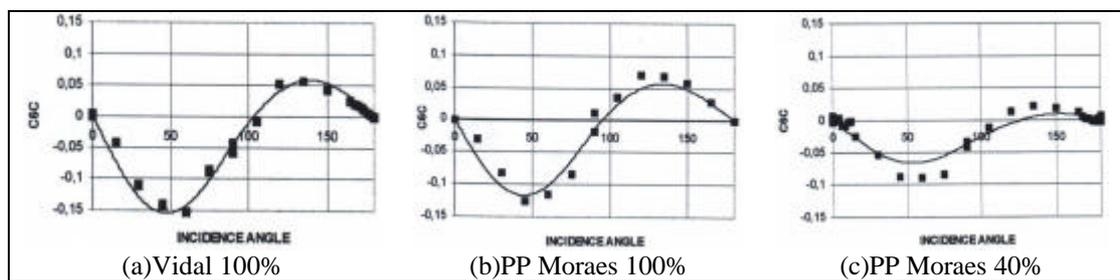


Figura 3.11- Coeficiente de Momento C_{6C} : Comparação entre resultados teóricos e experimentais (resultados extraídos de Leite et al. (1998)).

Os resultados acima demonstram haver, de modo geral, uma aderência muito boa entre a predição teórica e os resultados experimentais, tanto para incidência de proa como de popa. A boa concordância verificada para pequenos ângulos de ataque indica que a correção dos efeitos de asa do casco e do leme segundo resultados apresentados por Clarke et al. (1982) é, de fato, adequada, e também que as hipóteses de simetria dos elementos de asa não comprometem os resultados para incidência de popa. Além dos exemplos apresentados acima, uma aderência muito boa foi também observada para o navio VLCC-1 (ver Leite et al. (1998)).

3.3 LIMITES DE VALIDADE DO MODELO ESTÁTICO E ROBUSTEZ DA MODELAGEM

O modelo heurístico apresentado neste capítulo foi originalmente proposto por Leite et al. (1998) como um modelo para predição das forças hidrodinâmicas provenientes da ação de correnteza marítima sobre o casco estacionário de navios petroleiros. Cabe, aqui, discutir de forma mais detalhada os limites de validade deste modelo, uma vez que os mesmos definirão, também, o campo de aplicação do modelo estendido, a ser apresentado no Capítulo 4.

A primeira restrição diz respeito, obviamente, ao **limite de velocidades**. Na dedução do modelo, efeitos de superfície-livre são ignorados e, portanto, o mesmo só é válido no contexto de baixas velocidades. Leite et al. (1998) demonstram através de ensaios de bifurcação de sistemas FPSO em configuração *turret* que o modelo apresenta bons resultados até, pelo menos, um número de Froude lateral (baseado na boca) $Fr = U/\sqrt{gB} = 0.10$, o que, para as dimensões típicas dos navios petroleiros analisados ($B \approx 50\text{m}$), corresponde aproximadamente a uma velocidade de corrente $U \approx 2.2$ m/s. Levando-se em consideração que, para a região da Bacia de Campos, as velocidades de corrente centenárias se situam na faixa de 2.0 m/s, está coberta grande parte das aplicações práticas de sistemas oceânicos amarrados, ao menos em território nacional.

Uma segunda limitação a ser avaliada diz respeito à **lâmina d'água**. O modelo heurístico foi desenvolvido para o contexto de águas profundas e volume fluido ilimitado. Norrbin (1970) apresenta uma coletânea de resultados experimentais que demonstram que as forças atuantes sobre o casco, de um modo geral, aumentam em

águas restritas. Os resultados indicam haver um aumento não apenas nos termos de asa do casco (pequenos ângulos de ataque)¹ como, também, um forte acréscimo do arrasto de forma em *cross-flow*. Pode-se atestar este fato, por exemplo, através dos resultados experimentais apresentados por Tuji et al. (1969) para o coeficiente de força lateral e momento de *yaw* de um navio petroleiro em várias relações de profundidade h/T . O navio ensaiado apresenta relação $L/B=6.52$, $B/T=2.56$ (em situação carregada) e coeficiente de bloco $C_B=0.81$. Os resultados de ensaio em modelo cativo são apresentados na Figura 3.12.

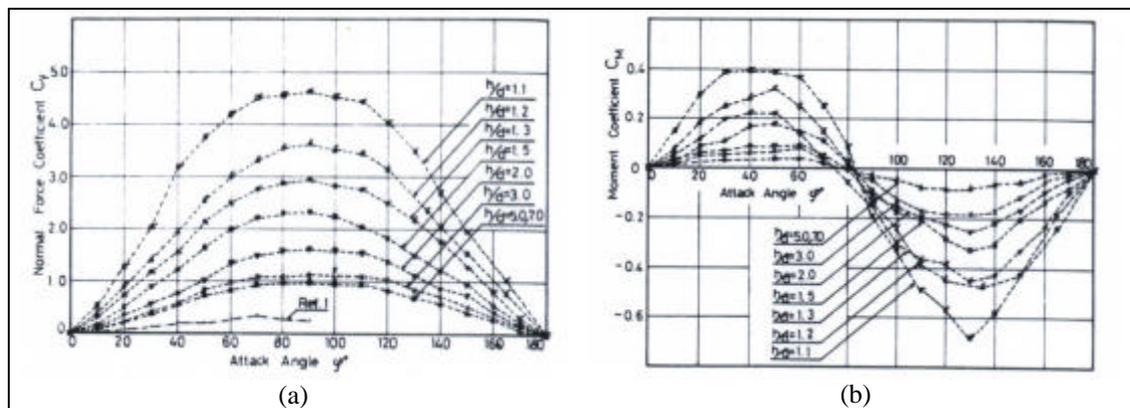


Figura 3.12 – Influência da profundidade sobre os coeficientes estáticos de força lateral (a) e momento (b) de um navio petroleiro. (h =profundidade; d =calado). Figuras extraídas de Tuji et al. (1969)

Com base nos resultados de força lateral, Tuji et al. (1969) determinaram um fator de correção para o coeficiente de arrasto em *cross-flow* (na notação de Tuji et al. $k=C_{Y_h}/C_{Y_\infty}$), cuja variação com a profundidade é apresentada na Figura 3.13 (j representa o ângulo de ataque de corrente, em graus e d representa o calado).

¹ Norrbin (1970) observa, também, que a influência da profundidade sobre as derivadas hidrodinâmicas rotacionais (Y_r, N_r) é ainda mais intensa do que a verificada para as derivadas (Y_v, N_v) e altamente não-linear com a velocidade de rotação (r).

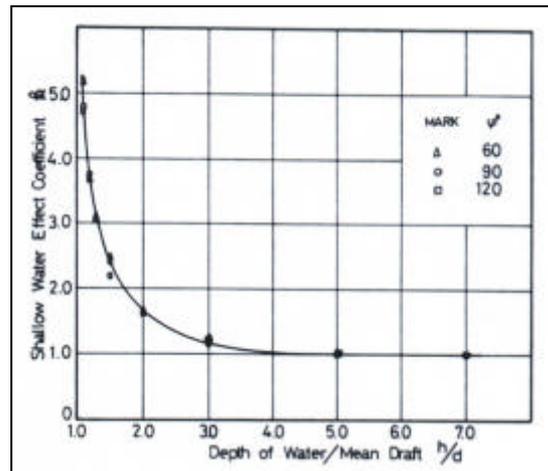


Figura 3.13 – Variação do fator de correção k com a profundidade. Figura extraída de Tuji et al. (1969).

Os resultados da Figura 3.13 demonstram que os efeitos de superfície sobre a força lateral e o momento podem ser ignoradas para valores de $h/T > 4.0$ e, assim, este valor pode ser adotado como um limite seguro para a aplicação do modelo heurístico proposto por Leite et al. (1998).

Um terceiro fator a ser analisado se refere à existência de **trim**. Leite (1997) discute a adequação do modelo face a situações de trim pela popa, mediante comparação com resultados experimentais publicados por Faltinsen (1990) para um navio petroleiro. As dimensões principais do navio, ensaiado no Marintek, são apresentados na Tabela 3-3. Em situação de calado leve o navio apresenta trim pela popa.

Tabela 3-3 Dados do navio VLCC apresentado por Faltinsen (1990)

VLCC (MARINTEK)	LASTRO	CARREGADO
L (m)	285.60	285.60
B (m)	46.71	46.71
T à vante (m)	4.84	13.82
T à ré (m)	7.04	13.82
T médio (m)	5.94	13.82
Deslocamento (ton)	61754	154980

Leite (1997) apresenta uma comparação entre resultados teóricos obtidos através do modelo heurístico e resultados experimentais de força lateral e momento publicados por Faltinsen (1990). A aderência obtida para a situação carregada é muito boa, tanto para força lateral como para momento. Para a situação de lastro, Leite conclui que, apesar do trim apresentado pelo navio, a força lateral é bem recuperada. O momento, contudo, seria fortemente influenciado pela variação longitudinal do calado e resultados teóricos e experimentais apresentam grande discrepância, especialmente para incidência de popa. No entanto, a conclusão de Leite (1997) foi um pouco prejudicada por um erro de leitura do momento apresentado por Faltinsen (1990) em situação de lastro (ver Leite (1997), Fig.2.24). Os valores corretos de momento para situação carregada e de lastro são apresentados na Figura 3.14, abaixo. Para a situação de lastro, o modelo heurístico foi aplicado com o valor de calado médio do navio $T=5.94\text{m}$.

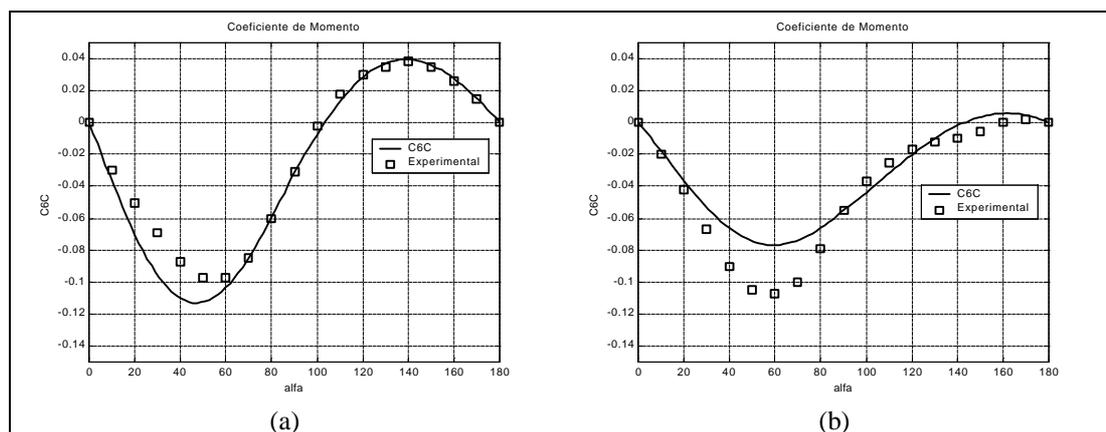


Figura 3.14 – Coeficiente estático de momento para o navio petroleiro apresentado por Faltinsen (1990), em situação carregada (a) e de lastro (b).

Realmente, há uma variação do coeficiente de momento em virtude da existência de trim, mas a mesma não é tão drástica como aquela apresentada por Leite (1997). Os

resultados apresentados na Figura 3.14 apontam haver, na situação de lastro, um erro relativo máximo da ordem de 30% (para $\alpha \cong 60^\circ$).

Uma certa discrepância em situações de trim já era, na verdade, esperada. Uma das hipóteses básicas do modelo heurístico proposto por Leite et al. (1998) consiste na consideração de simetria dos corpos de vante e de ré para a estimativa das forças de asa do casco: o mesmo fator correção de forma, obtido a partir de Clarke et al. (1982), é aplicado tanto para incidência de proa como de popa. Certamente, devido ao trim da embarcação, a assimetria entre corpos de vante e de ré se torna mais pronunciada, comprometendo a validade desta hipótese. Um outro fator que pode contribuir para um aumento das discrepâncias em situação de trim pela popa é a maior imersão do leme, como observado por Leite (1997). Mesmo sem trim, a influência do leme sobre o momento de *yaw* do navio já é mais pronunciada em situação de lastro, ainda que o mesmo se encontre parcialmente emerso (normalmente a relação entre as superfícies molhadas do leme e do casco aumenta para a situação de lastro). Esta influência será ainda maior com a imersão provocada pelo trim. Efeitos de separação do escoamento sobre o leme (*stall*) bem como de interação casco-leme terão maior efeito sobre o momento total e, logicamente, tal efeito será diferente para corrente incidindo de proa ou de popa.

De qualquer forma, embora haja, certamente, uma perda de aderência do modelo teórico, a presença de trim não parece inviabilizar a aplicação do mesmo, ao menos em um estudo inicial. Obviamente, em situações de trim mais pronunciado ou em casos práticos nos quais pequenas variações de força e/ou momento possam influenciar significativamente os resultados (caso, por exemplo, do estudo de *fishtailing* de sistemas SPM), a possível aplicação do modelo teórico quando da existência de trim deve ser analisada de forma mais criteriosa.

Por fim, cabe discutir como o modelo teórico proposto por Leite et al. (1998) se comporta face a variações de **forma do casco**. De fato, o modelo em questão foi originalmente apresentado como um modelo válido para avaliação dos coeficientes estáticos de força e momento sobre o casco de navios petroleiros. No entanto, uma breve análise das hipóteses e aproximações adotadas em sua dedução demonstra que não há nada que, em princípio, inviabilize sua utilização para outras formas usuais de casco.

Realmente, o único ponto da modelagem mais sujeito a variações da geometria do casco diz respeito à incorporação dos fatores de correção deduzidos a partir das aproximações propostas por Clarke et al. (1982) (ver seções 3.2.3 e 3.2.4). Como discutido em seções anteriores, tais correções tem por objetivo incorporar a influência das formas do casco sobre as forças de asa, dominantes para pequenos ângulos de ataque. Todavia, já foi também discutido o fato de Clarke et al. terem utilizado, para suas aproximações estatísticas, dados experimentais provenientes de diversos autores, obtidos para uma vasta gama de cascos distintos. Em meio a esta miscelânea de dados encontram-se navios petroleiros, cargueiros, *container ships* e outros. Portanto, nem mesmo a inclusão destes fatores de correção exclui, *a priori*, a possibilidade de se utilizar o modelo para diferentes formas de cascos, além de petroleiros.

Tendo em vista esta possível generalidade, o modelo teórico foi confrontado com resultados experimentais obtidos em ensaio de modelo cativo de diferentes formas de casco, resultados estes apresentados por Obokata et al. (1981). A tabela abaixo apresenta as dimensões principais de três destes cascos. O primeiro corresponde a um navio petroleiro (*tanker* T2) de formas semelhantes ao navio VLCC Vidal de Negreiros, ensaiado por Leite et al. (1998). Há também um navio cargueiro Série-60 (C2) e um

navio de formas mais afiladas (*slender ship* C3). Todos os cascos foram ensaiados em situação carregada.

Tabela 3-4 Dimensões principais de três cascos ensaiados por Obokata et al. (1981) (escala do modelo)

	TANKER (T2)	CARGO SERIES-60 (C2)	SLENDER MODEL (C3)
L (m)	3.683	3.000	3.000
B (m)	0.577	0.429	0.300
T (m)	0.205	0.171	0.180
C_B	0.849	0.700	0.580

A Figura 3.15 e a Figura 3.16, a seguir, apresentam a comparação entre os resultados experimentais obtidos por Obokata et al. (1981) e o modelo heurístico estático, respectivamente para o navio petroleiro (T2) e o casco Série-60 (C2). Os coeficientes C_Y e l_p foram extraídos diretamente dos resultados experimentais de força lateral e momento para incidência $\alpha=90^\circ$. Para estimativa de C_F , utilizou-se, também, o valor de força longitudinal medido para $\alpha=180^\circ$.

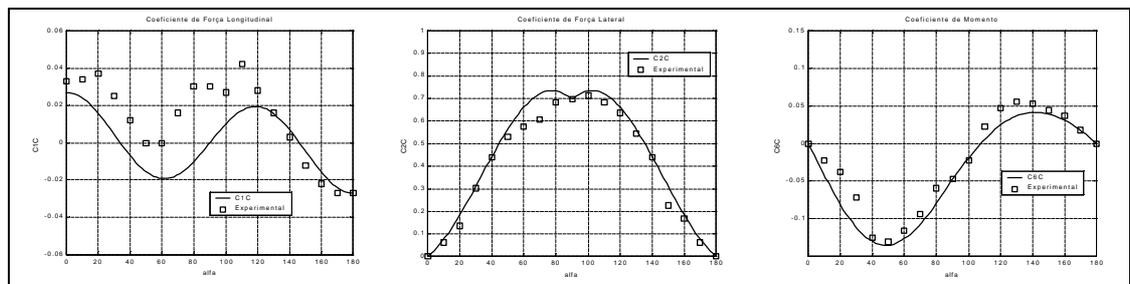


Figura 3.15 – Comparação entre resultados experimentais e teóricos para Tanker T2 ensaiado por Obokata et al. (1981).

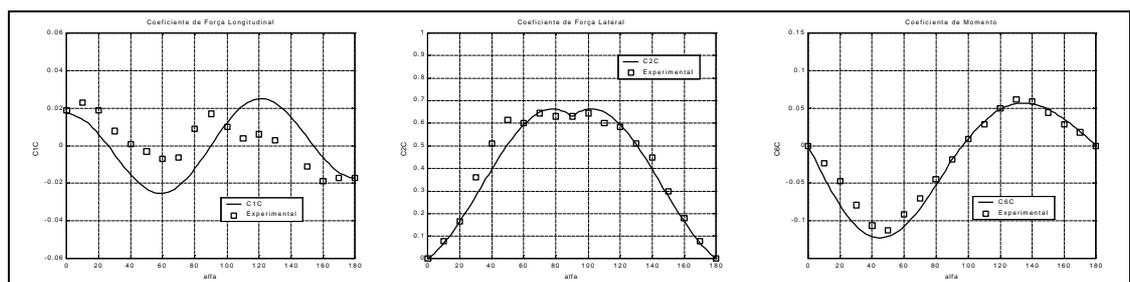


Figura 3.16 - Comparação entre resultados experimentais e teóricos para navio cargueiro Série-60 (C2) ensaiado por Obokata et al. (1981).

Como esperado, os resultados da Figura 3.15 demonstram que a aderência entre resultados experimentais e teóricos para o navio petroleiro é, de maneira geral, bastante boa. De fato, o grau de aderência é muito similares àquele observado para os navios petroleiros ensaiados por Leite et al. (1998). Mais importante, no entanto, é verificar que a comparação com o navio cargueiro Série-60 (Figura 3.16) apresenta resultados igualmente satisfatórios. A força lateral e o momento são muito bem reproduzidos pelo modelo teórico. Os resultados de força longitudinal parecem indicar, inclusive, menores discrepâncias para o navio cargueiro (C2) para ângulos de ataque maiores, embora devam ser lembradas as usuais imprecisões experimentais envolvidas na medição desta força.

Os resultados acima, obtidos com cascos de formas razoavelmente distintas, atestam a robustez do modelo teórico, indicando que pequenas variações de geometria do casco não introduzem efeitos capazes de inviabilizar as premissas e aproximações envolvidas na modelagem das forças e momento.

Deve-se observar ainda que, embora as formas de casco do navio cargueiro sejam mais afiladas ($C_B=0.70$), os bons resultados de força lateral e momento para pequenos ângulos de ataque indicam que os coeficientes estimados a partir dos resultados de Clarke et al. (1982) permanecem apropriados.

Certamente, todavia, há limitações quanto às formas de casco e as mesmas se tornam evidentes no estudo do navio de formas mais afiladas (*slender ship* C3) ensaiado por Obokata et al. (1981). A Figura 3.17. apresenta a comparação entre resultados experimentais e teóricos para este casco.

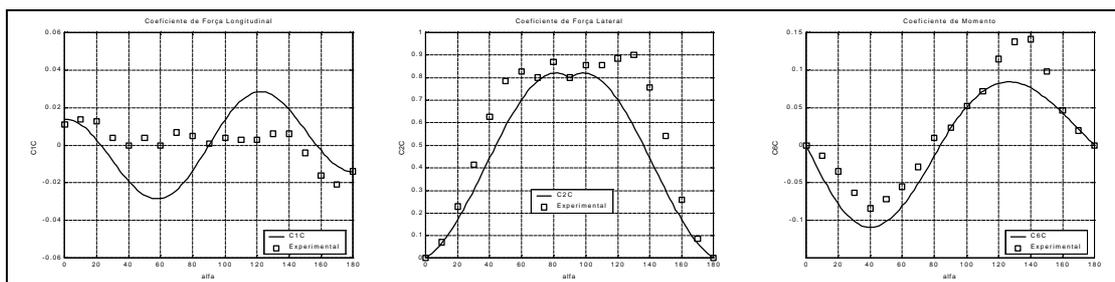


Figura 3.17 - Comparação entre resultados experimentais e teóricos para o *slender ship* (C3) ensaiado por Obokata et al. (1981).

Há, de fato, sensíveis discrepâncias não apenas para o coeficiente de força longitudinal, mas também para força lateral e momento. Esperava-se, efetivamente, que, por mais abrangentes que as aproximações estatísticas de Clarke et al. (1982) pudessem ser, suas aproximações perdessem a validade para certos formatos de casco. No entanto, os resultados da Figura 3.17 não confirmam tal expectativa. Ao contrário, as discrepâncias entre teoria e experimentos no caso do navio C3 se mostraram relevantes para ângulos de incidência próximos a 90° , quando os resultados de força e momento são dominados por efeitos de separação da camada-limite sobre o casco. Isto parece demonstrar que a aplicação direta do princípio de *cross-flow* não seja adequada para cascos muito afilados, como é o caso do navio C3 ($C_B=0.58$). De fato, os resultados de força lateral e momento indicam que os efeitos de arrasto de forma não são satisfatoriamente capturados pela simples decomposição do perfil de velocidades do escoamento incidente, parecendo haver uma sensível variação do coeficiente de arrasto do casco (C_D) com o ângulo de incidência. Este fato será abordado de maneira mais aprofundada na seção 3.4, ao final deste capítulo, quando da análise dos efeitos da geometria do casco sobre as curvas de bifurcação estática de um sistema FPSO em configuração *turret*.

Em resumo, dos resultados acima pode-se concluir que, embora o modelo heurístico estático de Leite et al. (1998) tenha sido originalmente proposto para navios

petroleiros, certamente o caso de maior interesse para aplicações *offshore*, o mesmo é capaz de reproduzir adequadamente as forças inclusive para formas de casco razoavelmente diferentes daquelas de navios petroleiros. Consideramos, todavia, que o principal ponto a ser aqui destacado é a robustez garantida à modelagem uma vez que pequenas variações nas formas do casco, em especial com relação a seu coeficiente de bloco, não invalidam as predições teóricas.

De certa forma, face ao caráter eminentemente heurístico da modelagem, é até mesmo surpreendente que um modelo analítico dependente de tão poucos parâmetros externos apresente tal desempenho.

3.4 ESTUDO DE ESTABILIDADE ESTÁTICA DE SISTEMAS EM CONFIGURAÇÃO *TURRET*: DISCREPÂNCIAS ORIUNDAS DA APLICAÇÃO DE DIFERENTES ABORDAGENS TEÓRICAS

Para encerrar a análise do modelo heurístico estático, serão discutidas algumas discrepâncias que se originam em duas diferentes abordagens conceituais seguidas pelos modelos hidrodinâmicos existentes na literatura. Mais especificamente, discrepâncias que tem por origem os diferentes ajustes propostos para as forças atuantes sobre o casco: o ajuste *cúbico*, originalmente proposto por Abkowitz (1964) e seguido por muitos modelos de derivadas hidrodinâmicas e o ajuste incluindo termos *quadráticos*, o qual caracteriza os modelos hidrodinâmicos heurísticos. As diferentes abordagens levam a um comportamento qualitativo distinto das curvas de bifurcação estática de sistemas em configuração *turret*, fato que será discutido a seguir. Antes, porém, deve-se esclarecer a motivação para o estudo relatado nesta seção. Não se pretende aqui

promover uma comparação quantitativa entre os diferentes modelos hidrodinâmicos, mesmo porque tal comparação já foi alvo de vários trabalhos (ver, por exemplo, Simos et al. (1998) e Matsuura (2000)). Pretende-se, sim, discutir, à luz de resultados experimentais, os motivos que levam aos diferentes comportamentos qualitativos e como os mesmos podem afetar a validade das predições teóricas no estudo de problemas reais. Neste sentido, o estudo de estabilidade estática de sistemas em configuração *turret* é extremamente interessante por explicitar de forma bastante clara as discrepâncias decorrentes da aplicação das diferentes abordagens teóricas, as quais normalmente ficam imperceptíveis quando da análise direta das forças (por exemplo, através de ensaios de modelo-cativo ou ensaios de *yaw-rotating*).

As discrepâncias acima mencionadas dizem respeito, especificamente, ao comportamento qualitativo das curvas de bifurcação estática de um sistema *turret*. Estas, por sua vez, descrevem o ângulo de equilíbrio assumido pelo sistema em função da posição longitudinal do ponto de *turret*. A Figura 3.18 ilustra o problema em questão.

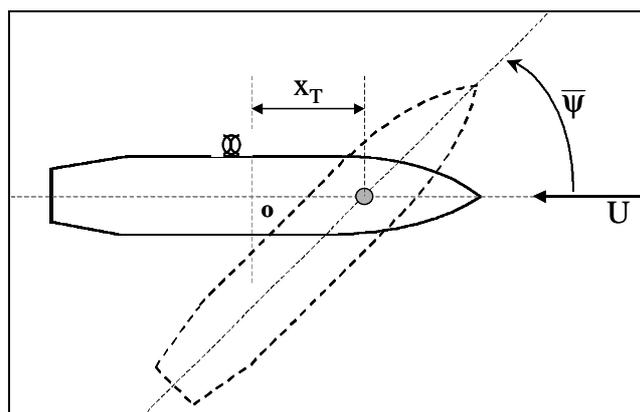


Figura 3.18 – Representação esquemática do problema de bifurcação estática

O problema de bifurcação estática se caracteriza da seguinte forma: Para um dado navio, caso o *turret* seja posicionado em um ponto suficientemente próximo à

proa, a posição de equilíbrio trivial ($\bar{\psi} = 0$) é normalmente estável e o sistema tende a permanecer alinhado com a direção de correnteza incidente. Se, no entanto, o ponto de *turret* for deslocado no sentido da secção-mestra do navio (reduzindo-se a distância x_T), existe uma posição crítica (x_{Tcr}) na qual o sistema perde a estabilidade estática. Isto significa que, para $x_T < x_{Tcr}$, a posição de equilíbrio trivial resulta instável e o sistema tenderá para uma nova posição de equilíbrio bifurcada ($\bar{\psi} \neq 0$). Obviamente, se o casco for simétrico em relação à sua linha de centro, para cada posição x_T na região instável haverá sempre duas possíveis posições de equilíbrio equivalentes, as quais podemos denotar por $\pm \bar{\psi}$.

Com base em um modelo hidrodinâmico de forças de corrente, pode-se facilmente determinar uma estimativa teórica para as curvas de bifurcação estática do sistema, as quais representam, em suma, a função $\bar{\psi}(x_T)$. O diagrama de bifurcação resultante apresenta, de maneira geral, um comportamento clássico de bifurcação em *pitchfork*. Todavia, dependendo da abordagem seguida pelo modelo teórico, ou mais especificamente, da presença ou não de termos de natureza quadrática, o comportamento qualitativo das curvas de bifurcação para valores de x_T próximos a x_{Tcr} resulta diferente. A Figura 3.19, a seguir, ilustra esta diferença de comportamento. Nela estão ilustradas as formas usuais de curvas de bifurcação estática obtidas de acordo com um modelo de ajuste cúbico (modelo de Abkowitz (1964), por exemplo) e através de um modelo com termos quadráticos de força e momento (caso, por exemplo, dos modelos heurísticos).

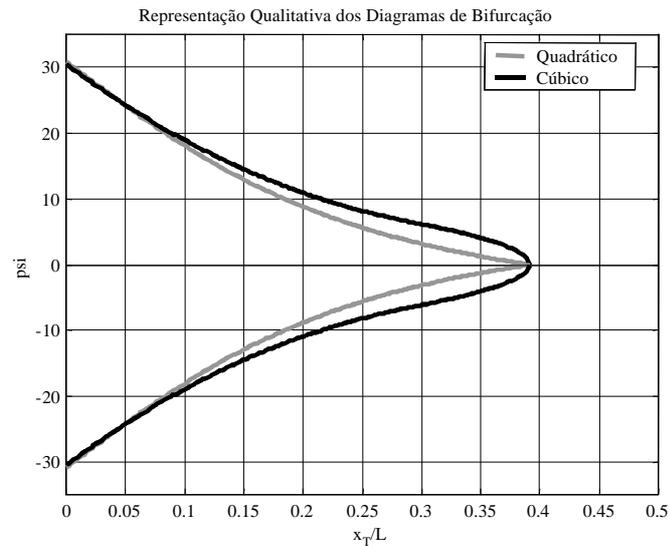


Figura 3.19 – Comportamento qualitativo das curvas de bifurcação segundo as diferentes abordagens teóricas.

Na verdade, as discrepâncias ilustradas acima decorrem do fato de os modelos de ajuste quadrático preverem um comportamento praticamente linear da curva de bifurcação na região próxima ao ponto de bifurcação, enquanto, segundo modelos de ajuste cúbico, a variação de $\bar{\psi}(x_T)$ deve se dar aproximadamente com a raiz quadrada de x_T . Como resultado, as curvas de bifurcação previstas por modelos heurísticos, como o de Leite et al. (1998), por exemplo, se caracterizam por uma variação suave do ângulo de bifurcação nas vizinhanças do ponto de bifurcação e não apresentam pontos de inflexão. Já as curvas de bifurcação resultantes da análise segundo modelos de ajuste cúbico apresentam uma variação abrupta de ângulo nas vizinhanças de x_{Tcr} (na verdade, o ângulo formado pelas curvas no ponto de bifurcação é 90°) e pontos de inflexão.

Obviamente, a estabilidade ou não do sistema depende do balanço entre o momento de *yaw* do casco e o momento restaurador proporcionado pela força lateral. Assim, o momento resultante sobre o sistema é dado pelo balanço das componentes estáticas de força e momento ($N_{RES} = N_{Z,R}^o - x_T \cdot F_{Y,R}$). Se, para uma dada posição do

turret, o momento resultante for positivo (negativo), a posição de equilíbrio trivial resultará instável (estável).

Leite et al. (1998) realizam uma análise de estabilidade estática do sistema e demonstram que, nas vizinhanças do ponto de bifurcação, o ângulo de equilíbrio bifurcado previsto pelo modelo heurístico pode ser aproximado por:

$$\bar{\psi} \cong \pm \left(1 + 0.40 \frac{C_B B}{T} \right) \frac{x_{Tcr} - x_T}{B(x_T)}; \quad (0 \leq x_{Tcr} - x_T \ll 1) \quad (3.32)$$

onde:

$$B(x_T) = \left(\frac{LC_Y}{\pi \Gamma} - \frac{1}{2} \right) (x_T + l_p / L) \quad (3.33)$$

É interessante observar que, embora nas proximidades do ponto de bifurcação (região $0 \leq x_{Tcr} - x_T \ll 1$), os valores de $\bar{\psi}$ sejam pequenos e, conseqüentemente, a força e o momento sejam dominados por efeitos de asa (do casco e do leme), o comportamento da função $\bar{\psi}(x_T)$ depende fortemente dos coeficientes de *cross-flow*, os quais são estimados para incidência de 90° . De fato, é fácil verificar que o termo $B(x_T)$ dado em 3.33 representa simplesmente o momento resultante sobre o sistema em configuração *turret* para incidência lateral de corrente. As implicações deste fato sobre a robustez dos resultados teóricos de bifurcação estática serão discutidas mais adiante, nesta mesma seção.

Por outro lado, seguindo-se a abordagem de derivadas hidrodinâmicas proposta por Abkowitz (1964), as forças estáticas ($r=0$) sobre o casco serão estimadas através da seguinte expansão em série de Taylor, retendo-se termos até terceira-ordem (expressões escritas já considerando-se a simetria do casco em relação a sua linha de centro):

$$\begin{aligned}
X(u, v, r) &= X_u u + \frac{1}{2} X_{uu} u^2 + \frac{1}{6} X_{uuu} u^3 \\
Y(u, v, r) &= Y_v v + \frac{1}{6} Y_{vvv} v^3 \\
N(u, v, r) &= N_v v + \frac{1}{6} N_{vvv} v^3
\end{aligned} \tag{3.34}$$

A análise de estabilidade estática do sistema sujeito às forças dadas por 3.34 levam à seguinte relação para o ângulo de equilíbrio bifurcado (ver Papoulias; Bernitsas (1988)):

$$\text{sen } \bar{\Psi} = \sqrt{-6 \frac{N_v - x_T \cdot Y_v}{N_{vvv} - x_T \cdot Y_{vvv}}} \tag{3.35}$$

Para a região próxima ao ponto de bifurcação (pequenos ângulos), tem-se $\text{sen } \bar{\Psi} \cong \bar{\Psi}$ e, portanto:

$$\bar{\Psi} \cong \sqrt{-6 \frac{N_v - x_T \cdot Y_v}{N_{vvv} - x_T \cdot Y_{vvv}}}; \quad (0 \leq x_{Tcr} - x_T \ll 1) \tag{3.36}$$

Uma análise direta das expressões (3.32) e (3.36) permite extrair algumas conclusões importantes quanto à robustez da estimativa de ângulo de equilíbrio nas vizinhanças do ponto de bifurcação. Na verdade, pode-se afirmar que nenhum dos dois modelos teóricos fornece estimativas robustas para o ângulo de equilíbrio nesta região. Por um lado, a estimativa do modelo heurístico depende fortemente dos valores de arrasto de forma medidos a 90° e a expressão 3.33 é resultado direto da aplicação do princípio de *cross-flow*. A validade deste princípio, no entanto, é restrita a ângulos de incidência próximos a 90° e o balanço de momento definido pela expressão 3.33 não encontra respaldo experimental para ângulos pequenos, quando os efeitos de separação são praticamente irrelevantes. Por outro lado, a abordagem de derivadas hidrodinâmicas com ajuste cúbico de forças leva a uma estimativa de ângulo de bifurcação que depende

das derivadas lineares e cúbicas de força lateral e momento. Por sua própria definição, estas derivadas devem ser medidas de forma a promover o ajuste de forças e momento em pequenos ângulos (limite em que $v/u \ll 1$). Dessa forma, a estimativa proposta pela abordagem de Abkowitz parece, ao menos em teoria, mais razoável para pequenos ângulos de ataque. Todavia, um fator de ordem prática compromete significativamente a robustez da estimativa dada por 3.36. A mesma depende inversamente do balanço de momentos ($N_{vv} - x_T \cdot Y_{vv}$) e, portanto, da diferença entre dois coeficientes associados a momentos e forças bastante pequenos e de difícil medição experimental. De fato, Kijima. (1996) demonstra haver uma grande discrepância nas derivadas de força e momento de terceira-ordem de um mesmo navio, quando medidas em diferentes instituições. A derivada de momento N_{vv} chega a variar não apenas em módulo mas inclusive em sinal. Assim, embora a estimativa proveniente da modelagem de derivadas hidrodinâmicas tenha uma melhor fundamentação teórica para pequenos ângulos de bifurcação, sua robustez é comprometida pelas imprecisões naturalmente envolvidas nas medições experimentais dos coeficientes de força e momento de ordem superior.

Cabe aqui mencionar, no entanto, que a modelagem heurística fornece, ao menos, estimativas confiáveis para ângulos de incidência maiores (e, portanto, para valores maiores de $x_{Tcr} - x_T$). Nesse caso, os efeitos de separação da camada limite passam a ser dominantes e o princípio de *cross-flow* tem sua validade fundamentada em resultados experimentais. O mesmo não se pode dizer, contudo, quanto às estimativas oriundas do modelo de ajuste cúbico de Abkowitz (1964), pois o mesmo tem sua validade limitada, por definição, ao problema de pequenos ângulos de ataque.

As aproximações envolvidas nas duas abordagens teóricas acima discutidas levam às diferentes estimativas descritas pelas expressões (3.32) e (3.36) e,

conseqüentemente, ao diferente comportamento qualitativo das curvas de bifurcação estática na região próxima ao ponto crítico, fato ilustrado na Figura 3.19. O restante desta seção será dedicado a um estudo da origem e da relevância prática de tal discrepância com base em resultados experimentais obtidos para diferentes formas de casco.

Leite et al. (1998) levantaram curvas de bifurcação experimentais para os navios petroleiros Vidal de Negreiros e PP Moraes. Para tanto, utilizou-se um aparato experimental segundo o qual o modelo foi rebocado por intermédio de uma barra rígida vertical conectada ao casco através de uma articulação, simulando, assim, a ação de um sistema *turret* com linhas de amarração de rigidez infinita. O modelo apresentava, portanto, um único grau de liberdade no plano horizontal, o movimento de *yaw*. A Figura 3.20 ilustra o aparato experimental acima mencionado.

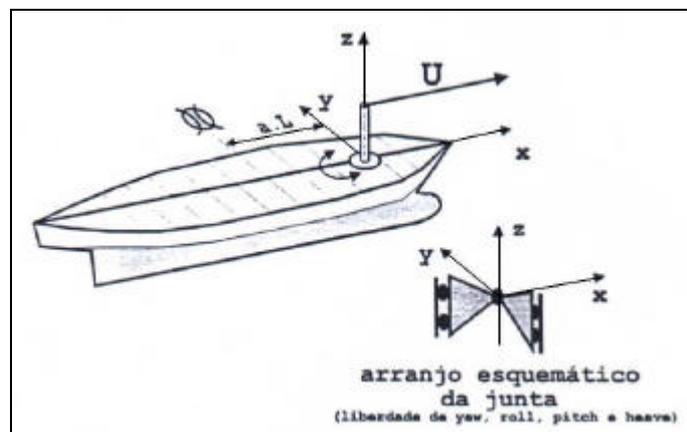


Figura 3.20 – Aparato experimental utilizado nos ensaios de bifurcação estática. Figura extraída de Leite (1997).

A Figura 3.21 apresenta os resultados obtidos por Leite et al. (1998) para o navio Vidal de Negreiros em situação carregada, para duas velocidades de corrente distintas.

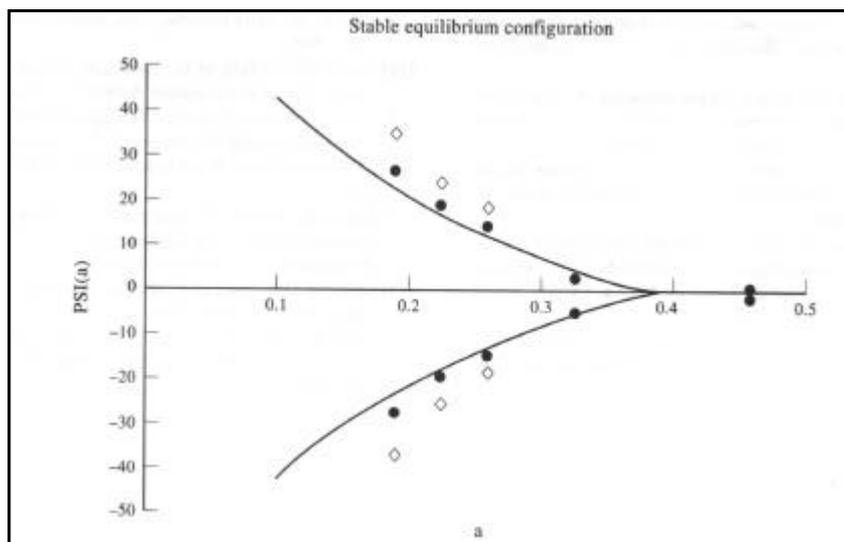


Figura 3.21 – Curvas de bifurcação estática teórica e experimental para o navio Vidal de Negreiros em situação carregada (α representa x_T/L). (• $U / \sqrt{gB} = 0.08$ and ◊ $U / \sqrt{gB} = 0.24$) (Figura extraída de Leite et al. (1998))

Os resultados obtidos para velocidade mais baixa ($U / \sqrt{gB} = 0.08$; livres de efeitos de geração de ondas pelo casco) demonstram que o modelo teórico é capaz de reproduzir de maneira adequada os ângulos de bifurcação para diferentes posições do *turret*. Resultados semelhantes foram obtidos para o navio PP Moraes em situação carregada e de lastro (ver Leite et al. (1998)). Com isso, os objetivos de validação do modelo estático foram mais uma vez alcançados. No entanto, deve-se observar que as curvas experimentais levantadas por Leite et al. (1998) não apresentam discretização suficiente, especialmente na região próxima ao ponto de bifurcação, para permitir a avaliação do comportamento qualitativo da curva nas vizinhanças de x_{Tcr} . Certamente, havendo apenas dois pontos em toda a faixa $0.25 < x_T/L < 0.4$, mais de um ajuste é possível, podendo-se seguir, em princípio, qualquer um dos dois comportamentos ilustrados na Figura 3.19.

A fim de se avaliar de maneira mais precisa o comportamento qualitativo das curvas de bifurcação estática na região próxima ao ponto crítico, ensaios adicionais foram realizados. Os testes foram conduzidos no tanque de provas do Laboratório de

Hidrodinâmica Marítima (*MHL*) da Universidade de Michigan e serão descritos a seguir.

Antes, porém, deve-se notar que embora os resultados apresentados por Leite et al. (1998) não permitam identificar com clareza o comportamento na região de interesse, eles certamente mostram a tendência geral das curvas de bifurcação estática para navios petroleiros. Assim, decidiu-se aproveitar os novos ensaios para inferir também a influência das formas do casco sobre as curvas de bifurcação. Utilizou-se, para tanto, o modelo de um *container ship* (modelo S-175), cujas características principais são apresentadas na Tabela 3-5.

Tabela 3-5 –Dados do modelo S-175

MODELO	S175
L (m)	3.50
B (m)	0.51
T (m)	0.19
C_B	0.57
escala	1:50

Trata-se, portanto, de um navio de formas bastante afiladas. Além disso, o modelo foi ensaiado desprovido de leme.

Para que fosse possível determinar o comportamento qualitativo da curva na região próxima ao ponto de bifurcação com a precisão necessária, desenvolveu-se um aparato experimental que permitia a variação contínua da posição do *turret* (x_T). O aparato, ilustrado na Figura 3.22, consistia em duas barras rígidas graduadas montadas longitudinalmente sobre o modelo, paralelamente à sua linha de centro. Sobre tais barras corria um mecanismo articulado dotado de potenciômetro, o qual era acoplado a uma barra vertical. Esta, por sua vez, acoplava-se rigidamente ao carro de reboque. A exemplo do mecanismo utilizado por Leite et al. (1998), o aparato permitia, como único grau de liberdade no plano horizontal, o movimento de *yaw* do casco, mas mantinha

livres os movimentos no plano vertical (*heave*, *pitch* e *roll*) de forma a não introduzir esforços assimétricos sobre o casco.

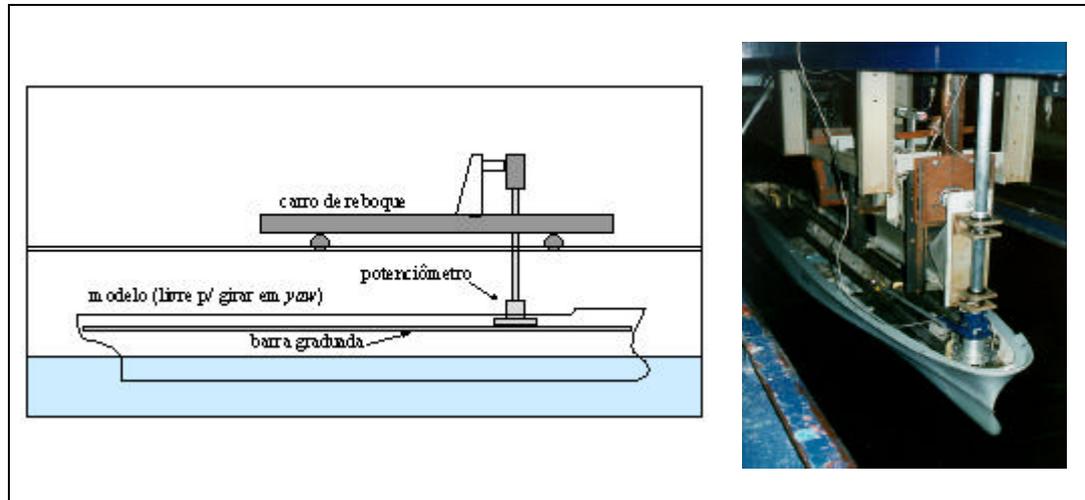


Figura 3.22 – Representação esquemática e visualização do aparato experimental utilizado para levantamento das curvas de bifurcação experimentais do modelo S-175.

As curvas de bifurcação estática levantadas para o modelo S-175 são apresentadas na Figura 3.23, abaixo. Para cada posição do *turret* foram efetuadas duas corridas, aplicando-se ângulos iniciais positivos e negativos, de forma a se estabelecer os dois ramos do diagrama de bifurcação estática. Os resultados obtidos atestaram não haver assimetria pronunciada.

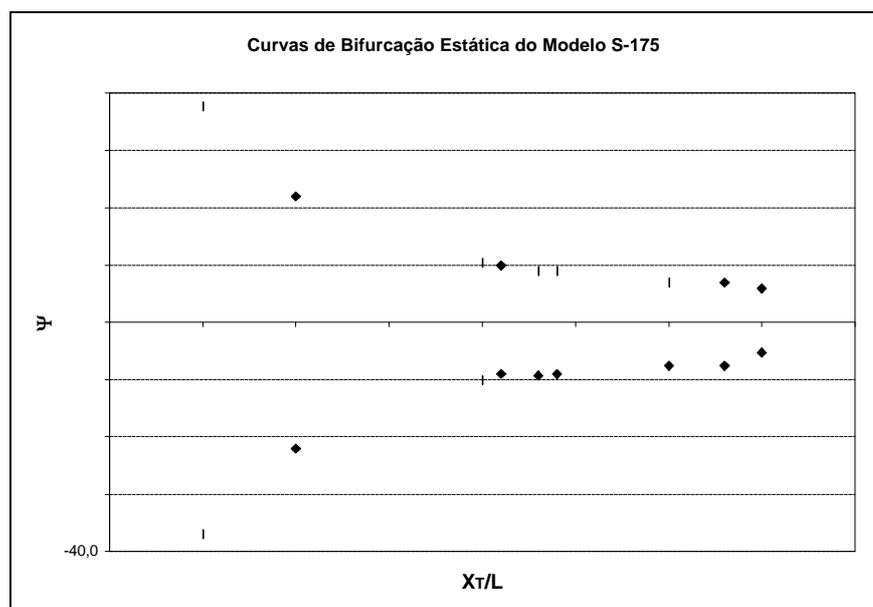


Figura 3.23 – Curvas de Bifurcação Estática obtidas experimentalmente para o modelo S-175

A análise dos resultados experimentais apresentados na Figura 3.23 necessita, inicialmente, de algumas ponderações. O aparato experimental permitia que o *turret* fosse posicionado até uma distância limite correspondente a $x_T/L=0.45$, mas o ponto de bifurcação do modelo S-175 mostrou-se estar ainda mais à vante. A instabilidade do modelo foi acentuada pela ausência do leme. Na verdade, de acordo com o modelo heurístico estático, o ponto de bifurcação pode ser estimado pela seguinte relação (ver Leite et al. (1998)):

$$\frac{x_{Tcr}}{L} = \frac{\frac{1}{2} + 2.4 \frac{T}{L}}{1 + 0.40 C_B \frac{B}{T}} \quad (3.37)$$

Para o modelo S-175, esta estimativa resulta em $x_{Tcr}/L=0.39$. Tal estimativa, no entanto, subestima a distância do ponto de bifurcação uma vez que o modelo foi ensaiado sem o leme, o que reduz sua estabilidade direcional.

Deve-se ressaltar, todavia, que o aparato empregado permitiu a medição dos ângulos de equilíbrio até uma posição bastante próxima do ponto de bifurcação. Na verdade, apesar da limitação física imposta pelo aparato, medições do ângulo para posições mais próximas de x_{Tcr} passariam a ser inviáveis por motivos diferentes. Nessa região, a instabilidade se torna muito “fraca” e, conseqüentemente, efeitos dinâmicos transitórios passam a ser muito longos, inviabilizando medições precisas do ângulo de equilíbrio por limitações de comprimento do tanque¹ e, também, por influência de estímulos externos, como, por exemplo, vibração do carro de reboque e efeitos de vento.

Além disso, para ângulos de equilíbrio muito pequenos, efeitos de assimetria do casco e/ou da montagem experimental, certamente presentes mesmo que pouco pronunciados, passam a influenciar as medições, afastando os resultados experimentais

da teoria. Este ponto merece uma discussão um pouco mais detalhada e, para isto, aproveitamos a observação feita pelo Prof. M.M. Bernitsas, apresentada em Simos et al. (2001): Na verdade, o efeito das pequenas assimetrias do casco e/ou da montagem devem fazer com que a curva de bifurcação experimental não apresente, na região próxima ao ponto crítico, a forma de um *pitchfork* tradicional, mas sim aquela de uma bifurcação sela-nó (ver Papoulias; Bernitsas (1988)). Como resultado, à medida em que se aproxima de x_{Tcr} , uma das curvas experimentais deve terminar abruptamente, enquanto a outra deve tender assintoticamente a zero. Este comportamento é ilustrado, qualitativamente, pela Figura 3.24.

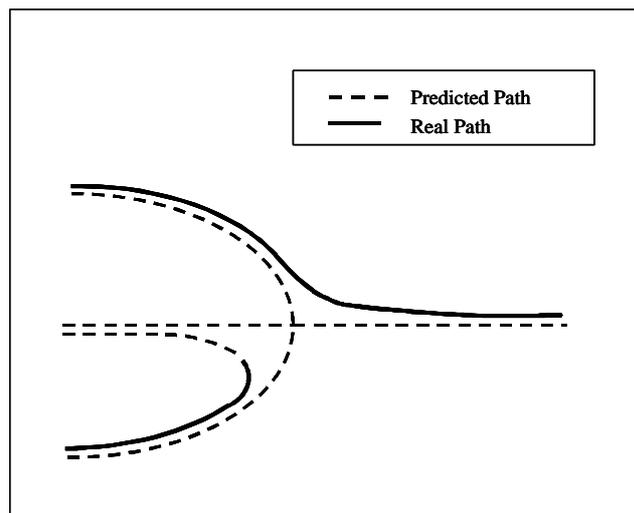


Figura 3.24 – Comportamento previsto para as curvas de bifurcação experimental e teórica nas proximidades do ponto de bifurcação. Figura extraída de Simos et al. (2001).

Retomando-se a análise da Figura 3.23 e levando-se em consideração as dificuldades acima mencionadas, os resultados experimentais indicam realmente haver pontos de inflexão por volta de $x_T/L=0.35$. Além disso, o ângulo de equilíbrio permanece praticamente constante em toda a faixa $0.35 < x_T/L < 0.42$. Este tipo de comportamento, sem dúvida, se aproxima mais do comportamento previsto pelos

¹ O tanque de reboque do MHL tem comprimento útil de 150m.

modelos de ajuste cúbico. Como mencionado anteriormente, o modelo heurístico não prevê a existência de pontos de inflexão e implica em uma variação quase linear da curva de bifurcação nas proximidades do ponto crítico.

Os resultados experimentais não permitem, porém, que seja inferido o ângulo inicial formado pelas curvas (90° , segundo os modelos de ajuste cúbico), devido aos problemas discutidos anteriormente.

Os resultados obtidos demonstram, também, que o comportamento qualitativo das curvas de bifurcação estática do modelo S-175 é razoavelmente diferente daquele observado para navios petroleiros (ver Figura 3.21). De fato, embora a discretização dos resultados da Figura 3.21 não seja suficiente para que se possa estabelecer considerações mais precisas, os resultados não indicam a presença de um “patamar” de ângulos constantes, como aquele apresentado pelo modelo do *container ship* S-175. Esta diferença de comportamento ratifica a já esperada influência das formas do casco sobre as curvas de bifurcação estática do sistema.

A Figura 3.25, a seguir, apresenta uma comparação entre os resultados experimentais obtidos com o modelo S-175 e a predição teórica do modelo heurístico¹. Deve-se ressaltar que, uma vez que o modelo heurístico incorpora implicitamente os efeitos do leme, necessitou-se efetuar uma correção nos termos de força e momento a fim de representar de forma apropriada o comportamento do modelo *sem leme*. Para tanto, foram subtraídos os efeitos de sustentação e arrasto do leme do navio, estimados conforme modelo sugerido por Oltmann; Sharma (1984).

¹ Infelizmente, uma comparação quantitativa das curvas de bifurcação com modelos de ajuste cúbico não foi possível pois as derivadas hidrodinâmicas do modelo não estavam disponíveis.

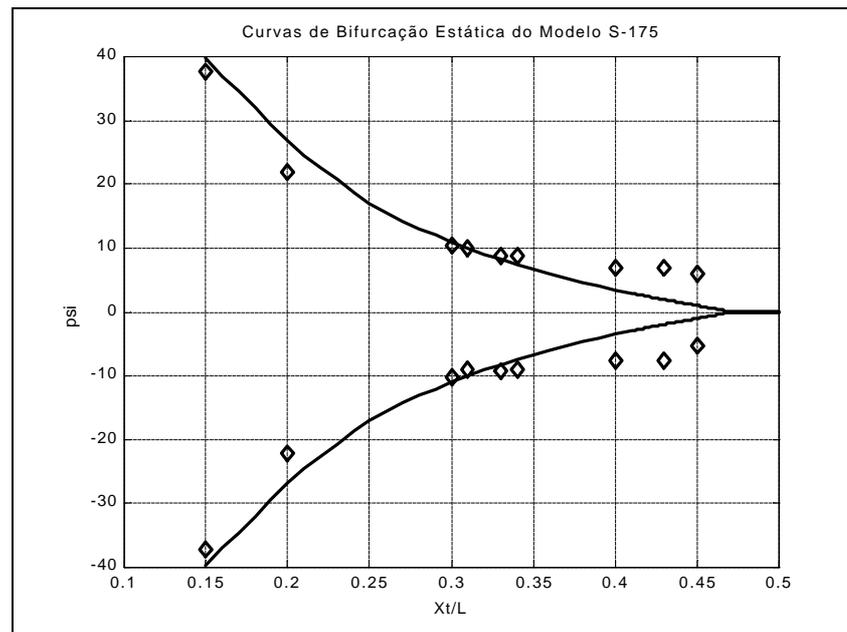


Figura 3.25 – Curvas de Bifurcação Estática do modelo S-175. Comparação entre resultados teóricos (modelo heurístico s/ leme) e resultados experimentais.

Como esperado, o modelo heurístico, apesar de recuperar os ângulos de equilíbrio de forma bastante adequada para $x_T/L < 0.35$, não reproduz adequadamente a variação das curvas de bifurcação estática do modelo S-175 nas proximidades do ponto de bifurcação. Há, claramente, uma aderência mais pobre se comparada àquela observada por Leite et al. (1998) para navios petroleiros.

O restante desta seção será, então, dedicado a uma análise mais detalhada das possíveis causas que levam às discrepâncias acima e de sua eventual relevância para o estudo de problemas práticos de sistemas amarrados.

Como mencionado anteriormente, a estimativa de ângulos de bifurcação fornecida pelo modelo heurístico nas vizinhanças do ponto crítico depende fortemente dos coeficientes de *cross-flow*, especialmente do coeficiente de força lateral C_Y (ver equações 3.32 e 3.33). O princípio de *cross-flow*, no entanto, tem sua validade restrita à região de ângulos de incidência “pós-*stall*”, ou seja, quando o escoamento passa a ser

dominado por efeitos de separação da camada-limite sobre o casco. A extensão do princípio para a região de ângulos menores, quando os efeitos de *cross-flow* são superpostos aos efeitos de asa implica, como observa Norrbin (1970), em uma superposição de regimes de escoamento de natureza claramente distintas, cujo emprego pode ser justificado, contudo, face à boa aderência com resultados experimentais. No entanto, é obviamente estranho imaginar que os efeitos de *cross-flow* se mantenham inalterados para pequenos ângulos (quando não há efeitos de separação pronunciados), podendo ser reproduzidos adequadamente com os mesmos coeficientes de arrasto ($C_{Y;P}$) medidos para incidência de 90° . Obviamente, a justificativa apontada por Norrbin advém do fato que o decaimento dos termos de *cross-flow*, proporcionado pela decomposição do perfil de velocidades do escoamento (variação com $v|v|$), é forte o suficiente para não influenciar de maneira significativa as estimativas de força e momento para pequenos ângulos de ataque, quando os mesmos são dominados por efeitos de circulação e efeitos potenciais.

Mantida a usual projeção do escoamento na direção perpendicular ao casco para estimativa dos efeitos de *cross-flow*, parece razoável imaginar, no entanto, que o decaimento da força de arrasto seja mais pronunciado do que aquele proporcionado pela simples variação da velocidade lateral v , uma vez que os efeitos de arrasto devem também ser reduzidos à medida em que os efeitos de separação da camada-limite se esvaem. Em outras palavras, parece razoável imaginar que, à medida em que o ângulo de ataque diminui (no limite de ângulos pequenos ou “*pré-stall*”), os efeitos oriundos da separação da camada-limite diminuam mais rapidamente do que o previsto pela aplicação direta do princípio de *cross-flow* (proporcionalmente a $v|v|$). Traduzindo-se este efeito para o modelo matemático que combina termos de asa e *cross-flow*, isto implicaria, por exemplo, em se assumir uma variação do coeficiente de arrasto de *cross-*

flow para pequenos ângulos de ataque, ao invés de se adotar como constante o valor observado em incidência de 90° (C_Y). Na prática, isso representaria um relaxamento do princípio de *cross-flow* para pequenos ângulos.

Poder-se-ia considerar, por exemplo, um modelo para as componentes de *cross-flow* de força lateral e momento em função de um coeficiente de arrasto de separação que depende do ângulo de incidência da corrente ($C_D(\psi)$). Em termos adimensionais, a componente de força lateral resultaria, portanto:

$$C_{2c}^{CF}(\psi) \equiv C_D(\psi) \sin \psi |\sin \psi| \quad (3.38)$$

onde o índice CF indica tratar-se unicamente da componente de *cross-flow*.

Obviamente $C_D(\pm 90^\circ) = C_Y$. De fato, como o decaimento proporcionado pelo princípio de *cross-flow* ($C_D = C_Y$ constante) parece se ajustar muito bem para boa parte das formas usuais de casco (ver seção 3.3), o modelo poderia assumir, por exemplo, que o coeficiente de arrasto C_D se mantivesse constante para toda a faixa de ângulos na qual os efeitos de separação dominam forças e momentos, grosso modo, na faixa $20^\circ < \psi < 160^\circ$. Para ângulos de ataque menores, considerar-se-ia uma redução do coeficiente C_D com o ângulo de incidência.

Tomando-se como assíntota o valor de C_Y medido para o modelo S-175 ($C_Y = 0.85$), o modelo poderia adotar, por exemplo, a variação do coeficiente $C_D(\psi)$ apresentada na Figura 3.26.

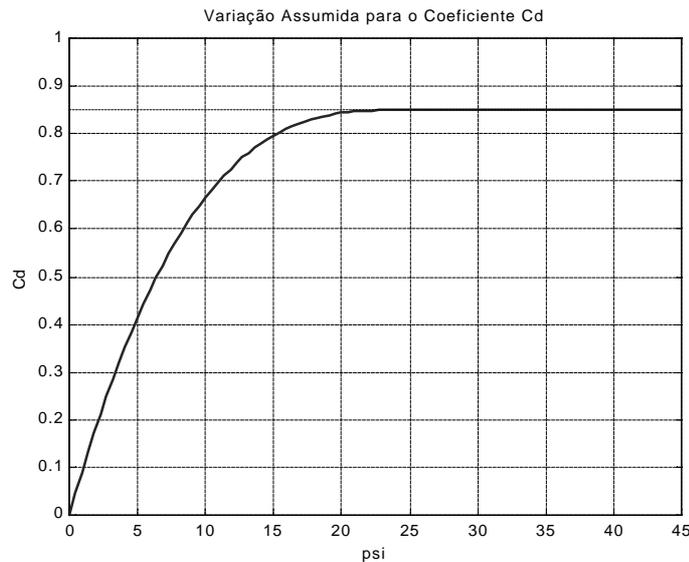


Figura 3.26 – Variação assumida para o coeficiente de arrasto do casco $C_D(\psi)$ para pequenos ângulos de ataque.

Obviamente, a variação de C_D para pequenos ângulos apresentada acima foi assumida de maneira puramente *ad hoc*. Na verdade, esta variação deve depender fortemente das formas do navio e não necessariamente deve ser suave, mesmo porque a separação da camada-limite normalmente se dá de forma abrupta. A mesma parece ser razoável, no entanto, para uma análise puramente qualitativa.

Para ilustrar os efeitos que a assumida redução do coeficiente de arrasto exerceria sobre as curvas de bifurcação estática previstas pela modelagem heurística, os resultados experimentais para o navio S-175 foram comparados com aqueles oriundos de um modelo heurístico “modificado”. Neste, o coeficiente C_Y presente nos termos de força lateral e momento (equações 3.21 e 3.29, respectivamente), foram substituídos por um coeficiente de arrasto $C_D(\psi)$, cuja variação com o ângulo de ataque é dada pela Figura 3.26.

O modelo assim modificado, portanto, recupera os resultados obtidos pelo modelo heurístico original ($C_D=C_Y$, constante) para ângulos de aproamento superiores a

20°. Os resultados obtidos com esta nova abordagem são apresentados na Figura 3.27, a seguir.

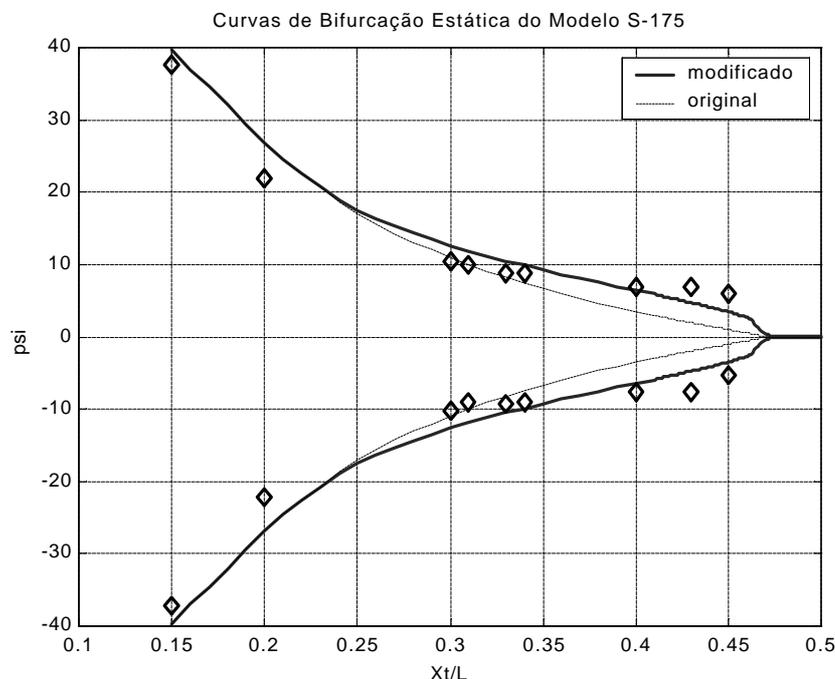


Figura 3.27 – Efeito da redução do coeficiente de arrasto sobre as curvas de bifurcação estática do navio S-175 preditas pela modelagem heurística.

Pode-se perceber claramente que a redução do coeficiente de arrasto para ângulos de ataque menores melhora a aderência entre os resultados teóricos e experimentais, para o caso do navio S-175. Deve-se ressaltar que, em função da variação do coeficiente de arrasto com o ângulo de aproamento, o problema de bifurcação estática não mais pode ser tratado de forma fechada. Assim, os resultados teóricos apresentados na Figura 3.27 foram obtidos através de sucessivas simulações numéricas, o que explica a dificuldade em se definir exatamente o ponto de bifurcação.

De um modo geral, os resultados teóricos obtidos com o modelo heurístico “modificado” se aproximam mais dos resultados experimentais, tanto qualitativa como quantitativamente. A redução do coeficiente C_D implica em uma variação mais pronunciada dos ângulos de equilíbrio nas vizinhanças do ponto de bifurcação e as

curvas de bifurcação passam a apresentar pontos de inflexão, antes inexistentes. Em resumo, o diagrama de bifurcação se aproxima mais de um *pitchfork* clássico, como previsto por modelos de ajuste cúbico de forças.

Deve-se ressaltar, no entanto, que esta mudança de comportamento poderia ter sido facilmente predita por uma análise simples dos termos de força do modelo modificado. De fato, para pequenos ângulos de ataque, a componente estática de *cross-flow* (ver equação 3.38) resulta aproximadamente $C_D(\psi)\psi|\psi|$ e a variação assumida para o coeficiente de arrasto, no entorno de $\psi=0$, pode ser bem aproximada por uma função linear, ou seja, $C_D(\psi)\cong c\psi$ (c constante). Como consequência, as forças de arrasto de *cross-flow* em pequenos ângulos de ataque, originalmente representadas por uma função quadrática do mesmo, passam a ser reproduzidas através de um termo cúbico, aproximando a abordagem heurística daquela adotada pelo modelo de derivadas hidrodinâmicas de Abkowitz (1964). Para ângulos maiores, o coeficiente de arrasto assumido tende assintoticamente a um valor constante (igual a C_Y) e, assim, os resultados recuperam aqueles preditos segundo a modelagem heurística original.

Para concluir este estudo, algumas considerações devem ser tecidas quanto à relevância prática dos efeitos e correções acima discutidos. Inicialmente, deve-se notar que as curvas de bifurcação estática levantadas para diferentes navios demonstram haver uma forte influência das formas de casco sobre seu comportamento. Os resultados obtidos por Leite et al. (1998) para navios petroleiros, ilustrados através da Figura 3.21, não acusam a existência de patamares de ângulo constante e pontos de inflexão nas curvas de bifurcação e os resultados teóricos se ajustam muito bem aos pontos experimentais para todas as posições de *turret* ensaiadas. De fato, para navios petroleiros, o ajuste das curvas de bifurcação estática obtido com o modelo quadrático de forças é melhor do que aquele proporcionado por modelos de ajuste cúbico, fato já

destacado por Simos et al. (1998) e Sphaier et al. (2000). Isto parece indicar que a modelagem das forças de arrasto de forma segundo o princípio de *cross-flow* é, de certa forma, mais robusta para o caso de navios petroleiros do que para navios afilados, caso do *container ship* ensaiado. É interessante observar que este fato é também coerente com a análise realizada na seção 3.3. Nesta, em comparação com os resultados apresentados por Obokata et al. (1981) para diferentes cascos, verificou-se que a predição oriunda do modelo heurístico apresentava aderência muito boa para um navio petroleiro e para um navio cargueiro série-60, ambos cascos de formas rombudas, mas a mesma se tornava muito pobre quando da comparação com os resultados experimentais de um *slender ship*, navio de formas mais afiladas. Mencionou-se, inclusive, que a perda de aderência advinha não tanto dos termos de asa associados às aproximações propostas por Clarke et al. (1982), mas sim da aplicação direta do princípio de *cross-flow*, face às discrepâncias apresentadas para ângulos de ataque próximos a 90° . Observando-se que o modelo S-175 em muito se assemelha ao modelo C3 (*slender ship*) ensaiado por Obokata, as conclusões oriundas do estudo de bifurcação estática parecem, na verdade, ratificar o fato já observado através das medições de força e momento. O que antes se observou para ângulos de incidência elevados, agora se explicita também no limite de pequenos ângulos, graças à influência dos termos de *cross-flow* sobre o comportamento das curvas de bifurcação teóricas nas vizinhanças do ponto de bifurcação: o ajuste de forças e momentos proporcionado pela aplicação direta do princípio de *cross-flow* não se mostra adequado para navios de formas afiladas (baixo coeficiente de bloco).

Para o tratamento de cascos rombudos, como petroleiros e cargueiros, por exemplo, a boa aderência verificada em ensaios de modelo cativo se repete na análise de bifurcação estática. Isto indica que, sob a óptica do modelo heurístico modificado, a

variação do coeficiente de arrasto (C_D) de navios petroleiros deve ser menos acentuada do que aquela assumida para o navio S-175. Assim, excluindo-se a análise de cascos afilados, a correção *ad hoc* do coeficiente de arrasto para pequenos ângulos não se mostra, a princípio, necessária.

Além disso, deve-se ressaltar que as discrepâncias observadas nas curvas de bifurcação são provenientes de variações muito pequenas de força e momento, cujos efeitos são amplificados pelo fenômeno de instabilidade. Para a análise dinâmica de sistemas amarrados, tais variações, em geral, serão de importância secundária.

Por fim, embora a assumida redução do coeficiente de arrasto C_D para pequenos ângulos de ataque tenha efetivamente contribuído para melhorar a aderência com os resultados experimentais do modelo S-175 e os argumentos utilizados para justificar tal redução estejam razoavelmente fundamentados em aspectos físicos do escoamento (redução dos efeitos de separação da camada-limite sobre o casco), seria interessante obter alguma comprovação experimental do fato. Infelizmente, apenas um trabalho sobre o tema foi encontrado na literatura, o qual se deve a Hooft (1994). Preocupado com a variação dos termos não-lineares de força lateral em manobras bruscas de navios (*tight turns*), Hooft procura estabelecer a distribuição de coeficiente de arrasto de *cross-flow* ao longo do navio em função do ângulo de ataque de corrente. Para tanto, se baseia em resultados experimentais obtidos por Beukelman (1988) em ensaios cativos com modelos segmentados de vários cascos da classe Todd 70. Hooft assume que, para pequenos ângulos, a força lateral sobre o casco estacionário ($r=0$) possa ser estimada na forma $(Y(v)=Y_{uv}uv+Y_{vv}v|v|)$. Para estimar a contribuição de *cross-flow* (não-linear), Hooft ajusta o coeficiente bi-linear de força (derivada hidrodinâmica Y_{uv}) com base em resultados obtidos para ângulos pequenos (até 8°) e considera que tal coeficiente permaneça praticamente invariante até ângulos de ataque por volta de 20° (quando

efeitos de separação se tornam mais pronunciados). O termo quadrático pode, então, ser estimado com base na força lateral medida nos ensaios de modelo cativo. Através deste procedimento, Hooft estima a distribuição de arrasto seccional para cada segmento do casco, em diferentes ângulos de ataque. Os resultados obtidos são ilustrados na Figura 3.28, para três modelos da classe Todd 70, cada qual dividido em sete segmentos. Nos gráficos estão expressos os valores de coeficiente de arrasto normalizados pelo valor obtido em ensaio de modelo cativo para incidência cruzada de corrente, ou seja, na notação de Hooft, $C_{cd}=C_d(\beta\neq 90^\circ)/C_d(\beta=90^\circ)$. Assim, para incidência lateral de corrente, tem-se uma distribuição unitária do coeficiente C_{cd} ao longo do casco.

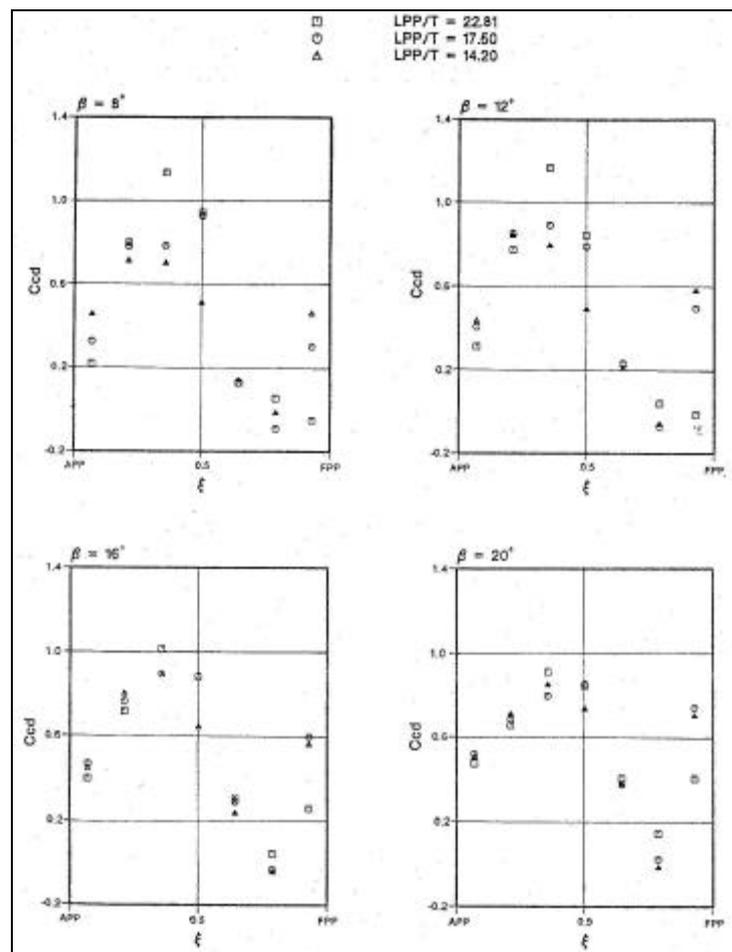


Figura 3.28 – Distribuição do coeficiente de arrasto corrigido C_{cd} ao longo do casco de modelos segmentados da classe Todd 70, sem trim. $F_r=0.15$. Resultados experimentais obtidos por Beukelman (1988). Figura extraída de Hooft (1994).

É fácil perceber, analisando-se os resultados da Figura 3.28, que há uma forte redução do coeficiente de arrasto das seções de proa e popa do navio e que tal redução se torna mais pronunciada à medida em que o ângulo de ataque diminui. A partir dos resultados acima, pode-se estimar a redução do coeficiente de arrasto do casco com o ângulo de ataque pois $(\int_{APP}^{FPP} C_{cd}(\xi)|_{\beta} d\xi = C_D(\beta)/C_Y)$. Utilizando-se os resultados obtidos para o casco com relação $L_{pp}/T=17.50$, chega-se aos valores apresentados na Tabela 3-6, abaixo.

Tabela 3-6 Valores de $C_D(\beta)/C_Y$ estimados a partir dos resultados de Hooft (1994)

β	20°	16°	12°	8°
$C_D(\beta)/C_Y$	0.496	0.489	0.456	0.408

Os resultados demonstram realmente haver uma forte redução do coeficiente de arrasto do casco, o qual já se mostra pronunciado para ângulos de ataque por volta de 20° e tende a aumentar conforme o escoamento se torna mais paralelo ao casco.

Apesar de coerentes com a argumentação teórica empregada para justificar a variação do coeficiente de arrasto com o ângulo de ataque, os resultados da Tabela 3-6 devem, contudo, ser analisados com algumas ressalvas. Além do fato de os efeitos estudados dependerem fortemente das formas de casco ensaiadas, os resultados experimentais analisados por Hooft (1994) foram obtidos para velocidades de avanço bastante altas ($Fr = U/\sqrt{gL} = 0.15$). Dessa forma, os resultados experimentais estão, certamente, influenciados por efeitos de superfície-livre. As distribuições obtidas para o coeficiente de arrasto carregam, inevitavelmente, efeitos de geração de ondas pelo casco, os quais também dependem do ângulo de ataque. Em sua análise, Hooft observa, inclusive, que os valores de C_{cd} mais elevados obtidos para o primeiro segmento do casco (ver Figura 3.28) são devidos à onda formada na proa do navio. Assim, embora

confirmem a tendência esperada, os resultados apresentados por Hooft (1994) não se aplicam diretamente aos casos estudados neste trabalho, quando efeitos de superfície-livre são ignorados (limite de baixas velocidades).

4 O MODELO HEURÍSTICO ESTENDIDO

O Capítulo 3 apresentou, em linhas gerais, a modelagem heurística proposta por Leite et al. (1998) com o intuito de derivar um modelo hidrodinâmico quase-explícito, isto é, dependente de poucos parâmetros externos, capaz de reproduzir as forças oriundas da ação de correnteza sobre cascos estacionários de navios petroleiros. Como vimos, a combinação heurística entre efeitos de circulação do escoamento (pequenos ângulos de ataque) e efeitos de arrasto de separação ou *cross-flow* (incidência lateral) se mostrou bastante adequada, não apenas para navios petroleiros, mas também para outras formas de casco usuais.

O objetivo deste capítulo é, adotando-se o mesmo embasamento teórico, estender tal modelo hidrodinâmico, incluindo os efeitos de rotação (*yaw*) do casco e, dessa forma, estabelecer um modelo teórico aplicável a movimentos arbitrários do casco no plano horizontal. A extensão do modelo será norteada com o intuito de se manter a característica quase-explícita do modelo estático, sem dúvida sua maior contribuição face aos demais modelos heurísticos existentes na literatura. Assim, procurar-se-á, sempre que possível, estabelecer aproximações semi-empíricas para as componentes de força e momento baseadas em resultados experimentais existentes na literatura, evitando-se, assim, ampliar o número de medições experimentais necessárias à aplicação do modelo.

Com base nas equações de movimento do navio livre (equações 3.9) e na usual separação das forças generalizadas de origem fluida (equações 3.10), a almejada

extensão do modelo hidrodinâmico consiste em se estabelecer estimativas para as componentes de força e momento $\{ \Delta F_{X,R}(u;v;r); \Delta F_{Y,R}(u;v;r); \Delta N_{Z,R}^{\circ}(u;v;r) \}$.

Obviamente, o movimento de rotação do navio modificará tanto os efeitos de asa-curta do casco, os quais servem como base para a modelagem das forças estáticas na região pré-*stall* (pequenos ângulos de ataque), como os efeitos oriundos da separação da camada-limite sobre o casco (efeitos de *cross-flow*). Assim, procura-se, no decorrer deste capítulo, avaliar os efeitos da velocidade de rotação do casco sobre as forças e os momentos originados por estes dois efeitos físicos do escoamento, cuja combinação caracteriza a própria essência da modelagem heurística. Além disso, deve-se avaliar a eventual existência de novos fenômenos decorrentes do movimento de rotação e procurar quantificá-los. A seção 4.1 analisa os efeitos do movimento de *yaw* para pequenos ângulos de ataque. Utilizando, novamente, os conceitos da Teoria de Jones para asas de pequena razão-de-aspecto e um enfoque de teoria de faixas (*strip theory*), procura-se estimar a influência da velocidade de rotação (r) sobre as forças e o momento oriundos dos efeitos de circulação. A seção seguinte (seção 4.2), por sua vez, emprega mais uma vez a abordagem de teoria de faixas a fim de se estender a aplicação do princípio de *cross-flow* para o caso de movimento geral do casco e, com isso, estimar a influência da velocidade de rotação sobre os efeitos viscosos de separação da camada-limite. Em seguida (seção 4.3), são estimados os efeitos resultantes da geração de vórtices no escoamento próximo à região de proa e popa do navio, quando de seu movimento de rotação. Este fenômeno é eminentemente tridimensional, não sendo contabilizado através das abordagens acima descritas. Por fim, os resultados obtidos nestas três seções são combinados, dando origem ao modelo hidrodinâmico que convencionaremos chamar doravante *modelo heurístico estendido* (seção 4.4).

A validade da extensão proposta seria certamente questionável, no entanto, sem a necessária confrontação experimental. A seção 4.5 trata, portanto, da verificação experimental do modelo heurístico estendido, com base em resultados obtidos em ensaios de *yaw-rotating*. O conjunto de resultados experimentais que serviu como base para tal verificação conta com resultados obtidos na DITT/IPT, com modelos do navio VLCC *Vidal de Negreiros* e do petroleiro *Juruá* (ver IPT (1998)) e, adicionalmente, com resultados apresentados por Wichers (1987), obtidos através de ensaios de *yaw-rotating* realizados no MARIN, também para o modelo de um navio VLCC.

A confrontação experimental será ainda complementada no Capítulo 5, quando da aplicação do modelo heurístico estendido à análise do problema de instabilidade dinâmica de sistemas SPM, fenômeno conhecido usualmente por *fishtailing*.

Por fim, a seção 4.6 discute, com base na comparação entre resultados teóricos e experimentais, importantes aspectos referentes à extensão do modelo hidrodinâmico, analisando questões de sensibilidade do mesmo à variação dos parâmetros envolvidos e, ainda, como o procedimento utilizado para a incorporação do movimento de *yaw* afeta os limites de validade já discutidos para o modelo estático.

4.1 INFLUÊNCIA DO MOVIMENTO DE YAW: EFEITOS DE CIRCULAÇÃO

Iniciaremos a extensão do modelo através da estimativa dos efeitos causados pelo movimento de rotação do casco no caso de pequenos ângulos de ataque, ou seja, nas chamadas regiões “*pré-stall*” ($\alpha \approx 0^\circ$ ou $\alpha \approx 180^\circ$). Nesse caso, os efeitos de separação são assumidos pequenos (confinados a pequenas regiões do casco). Esta seção se destina a quantificar os efeitos causados pela interação entre os movimentos de *surge* e

yaw ou, em outras palavras, os efeitos causados pelo movimento de rotação sobre os termos de circulação do escoamento (sustentação e arrasto induzido) no entorno do casco.

A determinação destes efeitos é, sem dúvida, o ponto de maior divergência entre os modelos heurísticos existentes na literatura. Cabe aqui, portanto, uma discussão um pouco mais detalhada sobre as diferentes abordagens propostas para a sua representação.

Faltinsen et al. (1979), por exemplo, simplesmente ignoram os efeitos de rotação sobre as parcelas de circulação ao propor um modelo teórico para a análise do problema de *fishtailing* em sistemas SPM sob ação de correnteza, ondas e vento. Efeitos de rotação do casco são considerados apenas para os termos de *cross-flow*, através de um procedimento que será discutido na seção subsequente (seção 4.2).

Oltmann; Sharma (1984) propõem a seguinte abordagem: Para um movimento combinado de *surge* e *yaw* ($u \neq 0, v = 0, r \neq 0$), as forças de sustentação (*lift*; F_L) e arrasto (*drag*; F_D) são estimadas por:

$$\begin{aligned} F_L(u, 0, r) &= c' L T \frac{\rho}{2} (u^2 + [krL / 2 \cdot \text{sinal}(u)]^2) \cos \gamma^* \sin \gamma^* \\ F_D(u, 0, r) &= d' F_L \cos \gamma^* \sin \gamma^* \\ x_F &= -\frac{e'}{c'} L \cdot \text{sinal}(u) \end{aligned} \quad (4.1)$$

onde x_F representa a distância longitudinal do ponto de aplicação da força de sustentação (no caso, medida a partir do centro de gravidade do navio). Os coeficientes $\{c'; d'; e'; k\}$ devem ser determinados experimentalmente para cada casco e γ^* representa

um ângulo de ataque efetivo dado por $\gamma^* = \arctan\left(\frac{krL / 2 \cdot \text{sinal}(u)}{u}\right)$.

As forças de *surge* e *sway* e o momento de *yaw* decorrentes dos efeitos de circulação do casco em movimento combinado de *surge* e *yaw* resultam, então:

$$\begin{aligned} X_{HL}(u,0,r) &= F_L \operatorname{sen} \gamma^* - F_D \operatorname{cos} \gamma^* \\ Y_{HL}(u,0,r) &= F_L \operatorname{cos} \gamma^* - F_D \operatorname{sen} \gamma^* \\ N_{HL}(u,0,r) &= -\frac{e'}{c'} L Y_{HL} \operatorname{sinal}(u) \end{aligned} \quad (4.2)$$

onde o sub-índice HL denota os termos devidos exclusivamente aos efeitos de asa do casco (*hull-lift*).

Os efeitos de sustentação em um movimento combinado *surge-sway* ($u \neq 0, v \neq 0, r = 0$), por sua vez, são estimados segundo expressões análogas às dadas em (4.1) e (4.2), substituindo-se o termo $(krL/2 \operatorname{sinal}(u))$ por $(-v)$ e os coeficientes $\{c'; d'; e'\}$ por um novo conjunto de coeficientes $\{c, d, e\}$, os quais devem, da mesma forma, ser determinados experimentalmente.

Finalmente, para representação de um movimento geral, Oltmann; Sharma (1984) propõem que se adote uma combinação linear entre as forças estimadas para $(r=0)$ e $(r \neq 0)$, ponderadas, de maneira heurística, pelas velocidades transversais e assegurando-se que os casos-limite (*surge-yaw* e *surge-sway*) sejam recuperados. Como resultado, as expressões finais de força e momento resultam:

$$\begin{aligned}
X_{HL}(u, v, r) &= \frac{\rho}{2} LT \frac{u(c'krL/2sinal(u) - cv)}{\sqrt{u^2 + (krL/2sinal(u) - v)^2}} \times \\
&\quad \left\{ (krL/2sinal(u) - v) - \frac{u^2 (d'krL/2sinal(u) - dv)}{u^2 + (krL/2sinal(u) - v)^2} \right\} \\
Y_{HL}(u, v, r) &= \frac{\rho}{2} LT \frac{u(c'krL/2sinal(u) - cv)}{\sqrt{u^2 + (krL/2sinal(u) - v)^2}} \times \\
&\quad \left\{ 1 + \frac{(d'krL/2sinal(u) - dv)(krL/2sinal(u) - v)}{u^2 + (krL/2sinal(u) - v)^2} \right\} \\
N_{HL}(u, v, r) &= \frac{\rho}{2} LT \frac{u|u|(e'krL/2sinal(u) - ev)}{\sqrt{u^2 + (krL/2sinal(u) - v)^2}} \times \\
&\quad \left\{ 1 + \frac{(d'krL/2sinal(u) - dv)(krL/2sinal(u) - v)}{u^2 + (krL/2sinal(u) - v)^2} \right\}
\end{aligned} \tag{4.3}$$

O procedimento proposto por Oltmann; Sharma (1984) não deixa de ser interessante. Por um lado, assume uma certa variação aproximada para as forças de arrasto e sustentação em função do ângulo de ataque (expressões 4.1), de forma a contornar os valores exagerados de força e momento que resultariam da extensão direta dos efeitos válidos para pequenos ângulos, sem se considerar o fenômeno de *stall*. Este procedimento é, de fato, muito semelhante àquele aplicado por Leite et al. (1998) para estimativa da componente estática de *surge* (ver seção 3.2.2). Por outro lado, a separação entre efeitos causados por movimentos combinados de *surge-yaw* e *surge-sway* encontra respaldo teórico para pequenos ângulos (quando os efeitos viscosos oriundos da separação da camada-limite são de importância secundária), uma vez que, neste limite, o problema de circulação pode ser tratado de forma potencial.

O principal problema da abordagem proposta por Oltmann; Sharma (1984), no entanto, se refere à sua forte dependência em resultados experimentais. Realmente, para que as expressões (4.3) possam ser aplicadas, um conjunto de sete coeficientes deve ser ajustado com base em diferentes ensaios em escala reduzida $\{c, d, e, c', d', e', k\}$, o que

requer um razoável esforço experimental. Como mencionado anteriormente, no Capítulo 2, esta dependência até pode ser justificada pela absoluta generalidade do modelo proposto, o qual se destina à análise de manobras em baixa velocidade de qualquer tipo de casco. Em nosso caso, dado o enfoque obviamente mais restrito, acreditamos ser possível adotar uma abordagem que, se por um lado se assemelha àquela proposta por Oltmann; Sharma (1984) no que tange a sua orientação teórica, por outro procura tomar partido de resultados experimentais existentes na literatura, com o objetivo de se reduzir a necessidade de ensaios adicionais.

Uma abordagem totalmente distinta foi proposta por Obokata (1987) ao derivar, de maneira *ad hoc*, estimativas para as forças e momentos oriundas do movimento de rotação do navio a partir da integração ao longo do casco de coeficientes estáticos “seccionais” de força e momento. Assim, dada a velocidade relativa e o ângulo de ataque efetivo em cada secção transversal do casco:

$$\begin{aligned} U(x) &= \sqrt{u^2 + (v + r \cdot x)^2} \\ \alpha(x) &= \pi + \arctan\left(\frac{v + r \cdot x}{u}\right) \end{aligned} \quad (4.4)$$

as forças e o momento total atuantes sobre o casco em um movimento plano qualquer são estimadas por:

$$\begin{aligned} F_{X,R} &= \frac{1}{2} \rho T \int_{-L/2}^{L/2} U^2(x) \cdot C_{1c}(\alpha(x)) dx; \\ F_{Y,R} &= \frac{1}{2} \rho T \int_{-L/2}^{L/2} U^2(x) \cdot C_{2c}(\alpha(x)) dx; \\ N_{Z,R} &= \frac{1}{2} \rho T L^2 U^2(0) \cdot C_{6c}(\alpha(0)) + \frac{1}{2} \rho T \int_{-L/2}^{L/2} x [U^2(x) \cdot C_{2c}(\alpha(x)) - U^2(0) \cdot C_{2c}(\alpha(0))] dx; \end{aligned} \quad (4.5)$$

Os coeficientes estáticos de força podem ser obtidos em ensaios de modelo cativo ou estimados, por exemplo, através do modelo heurístico de Leite et al. (1998).

Na verdade, o modelo descrito acima é válido para toda a faixa de ângulos de incidência e não apenas para o limite de pequenos ângulos de ataque, do qual trata esta seção. Ao contrário do modelo proposto por Oltmann; Sharma (1984), o modelo sugerido por Obokata (1987) permite uma estimativa dos efeitos de rotação do casco sem a necessidade de resultados experimentais adicionais (uma vez conhecidos os coeficientes estáticos). No entanto, a abordagem seguida por Obokata, embora engenhosa, carece de uma fundamentação teórica mais sólida e sua validade depende de confrontação com resultados experimentais. Por se tratar de uma proposta bastante simples, a seção 4.6 apresentará uma breve análise do modelo proposto por Obokata (1987), a partir de resultados experimentais obtidos em ensaios de *yaw-rotating*.

Com base no acima exposto, é fácil perceber que não há um consenso entre os diversos modelos heurísticos quanto à estimativa dos efeitos oriundos do movimento de rotação do casco, especialmente para a chamada região “*pré-stall*”. A seguir, procuraremos desenvolver uma avaliação destes efeitos respeitando a orientação principal segundo a qual o modelo heurístico estático foi desenvolvido. Assim, pretende-se fundamentar as estimativas com base em aspectos físicos do escoamento, no caso, com base na teoria de asas de pequena razão-de-aspecto, aproximando-se, desta forma, da abordagem seguida por Oltmann; Sharma (1984). Por outro lado, procurar-se-á manter ao máximo a característica *quase-explicita* da modelagem, tomando partido, sempre que possível, de resultados experimentais existentes na literatura, de forma a estabelecer aproximações analíticas para as correções que devem ser feitas sobre o molde inicial, definido pela teoria de asas. Seguindo-se tal orientação, a próxima seção trata da determinação da extensão para a força de *sway* ($\Delta F_{Y,R}$) e momento de *yaw*

($\Delta N_{z,R}^{\circ}$), para as quais se pode aproveitar a vasta gama de resultados experimentais existentes na literatura visando a estimativa de derivadas hidrodinâmicas de manobras (no caso, o interesse recai sobre as derivadas Y_r e N_r). Em seguida (seção 4.1.2), procura-se estabelecer uma estimativa teórica para os efeitos de rotação sobre a força de *surge*, com base em resultados clássicos da Teoria de Jones.

4.1.1 FORÇA DE SWAYE E MOMENTO DE YAW

Retomemos, inicialmente, as hipóteses sobre as quais foram fundamentadas as componentes estáticas de força de asa. Sob a hipótese de baixas velocidades, o duplo-casco é aproximado por uma placa plana de razão-de-aspecto $A=2T/L \ll 1$, imersa em fluido sem fronteiras, como ilustrado na Figura 4.1.

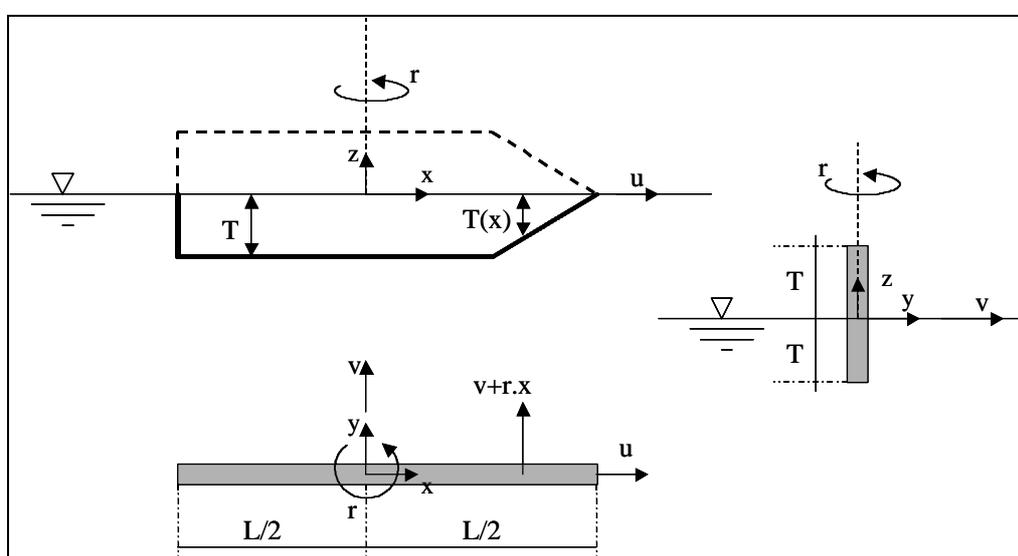


Figura 4.1 – Representação esquemática da aproximação de placa plana

A analogia com a teoria de asas de pequena razão-de-aspecto (ver Jones (1946)) para a estimativa dos efeitos de circulação do escoamento sobre o casco de navios já foi discutida por diversos autores (ver, por exemplo, Norrbin (1970)). O texto a seguir

apresenta, de maneira sucinta, os resultados advindos da aplicação direta desta teoria e discute a validade das aproximações assim obtidas.

A premissa básica da Teoria de Jones consiste na observação de que, graças à significativa discrepância entre as escalas geométricas envolvidas ($A \ll 1$), pode-se considerar que parte importante do escoamento ocorra em um plano vertical ortogonal à direção definida pela velocidade de avanço. Seja, então, Π um plano fixo no espaço, perpendicular ao eixo longitudinal do corpo e coincidindo com a secção transversal x do casco em um dado instante de tempo t . Se $p_y(t)$ designar a componente y da quantidade de movimento do fluido contido em Π neste mesmo instante, pode-se escrever:

$$p_y(t) = m_{22}(x) \cdot (v + r \cdot x) \quad (4.6)$$

onde $m_{22}(x)$ representa a massa adicional relativa à secção transversal x do casco.

Assumindo-se v e r constantes, a força seccional aplicada pelo fluido sobre o corpo na secção x é, portanto, dada por:

$$f_y(x) = -\frac{dp_y}{dt} = \frac{dm_{22}}{dx} \cdot u(v + r \cdot x) + m_{22}(x) \cdot ur \quad (4.7)$$

Assim, as resultantes de força e momento atuantes sobre o casco podem ser expressas na forma:

$$\begin{aligned} F_Y^{AC}(u, v, r) &= \int_{-L/2}^{L/2} \left[\frac{dm_{22}}{dx} \cdot u(v + r \cdot x) + m_{22}(x) \cdot ur \right] dx \\ N_Z^{AC}(u, v, r) &= \int_{-L/2}^{L/2} x \left[\frac{dm_{22}}{dx} \cdot u(v + r \cdot x) + m_{22}(x) \cdot ur \right] dx \end{aligned} \quad (4.8)$$

onde o sobre-escrito AC indica tratar-se exclusivamente dos termos obtidos a partir da analogia de asa-curta.

Se $T(x)$ for o calado da placa plana na secção x , a massa adicional seccional em *sway* é dada por $m_{22}(x) = 1/2 \rho \pi T(x)$ (o fator $1/2$ já incorpora o fato de a massa adicional ser metade daquela estimada para o duplo-casco) e é usual, na analogia empregada,

considerar-se a secção de proa terminando em “ponta” (ver Figura 4.1), portanto $m_{22}(L/2)=0$. Sob a hipótese de placa plana e calado constante, a força e o momento dados por (4.8) resultam, então¹:

$$\begin{aligned} F_Y^{AC}(u, v, r) &= -\frac{1}{2}\rho\pi T^2 \cdot uv + \frac{1}{4}\rho\pi T^2 L \cdot ur \\ N_Z^{AC}(u, v, r) &= -\frac{1}{4}\rho\pi T^2 L \cdot uv - \frac{1}{8}\rho\pi T^2 L^2 \cdot ur - M_{22}uv \end{aligned} \quad (4.9)$$

Nas expressões acima, as componentes proporcionais a uv correspondem a termos já incorporados no modelo estático. Em particular, lembrando que $M_{11}=0$ para uma placa plana, o termo de momento $M_{22}uv$ representa o próprio *momento de Munk*.

Assim, através da aplicação direta da Teoria de Jones e sob a aproximação de placa plana retangular, decorrem as seguintes estimativas de força de *sway* e momento de *yaw* oriundos do movimento de rotação do casco²:

$$\begin{aligned} \Delta F_{Y,R}^{AC}(u, 0, r) &= \frac{1}{4}\rho\pi T^2 L \cdot ur \\ \Delta N_{Z,R}^{AC}(u, 0, r) &= -\frac{1}{8}\rho\pi T^2 L^2 \cdot |u|r \end{aligned} \quad (4.10)$$

Obviamente, embora possam estabelecer um comportamento qualitativo adequado para as forças de corrente sob pequenos ângulos de ataque, as expressões acima não fornecem predições quantitativas acuradas para a força e o momento atuantes sobre cascos de navios reais, fato já verificado, entre outros, por Norrbin (1970) e Clarke et al. (1982). Correções relativas às formas reais do casco e efeitos proporcionados pelo leme devem ser, de alguma forma, incorporadas. Com este intuito,

¹ Na dedução das equações 4.9 assume-se $M_{26} = \int_{-L/2}^{L/2} x \cdot m_{22}(x) dx = 0$ (placa plana de calado constante).

² É fácil verificar que, para uma placa plana com calado constante, o termo de força lateral proporcional a ur deve ter o sinal de u mas o momento deve variar com $|u|$. Para tanto, é suficiente adotar um argumento de simetria, analisando-se o problema através de um sistema de coordenadas alternativo $x'=-x$; $y'=-y$ quando a placa se desloca com velocidade $u'=-u$; $r'=r$.

Clarke (1976) analisou a possibilidade de se trabalhar diretamente com as expressões (4.8), empregando, ao invés da aproximação de placa plana, os valores de massa adicional seccional $m_{22}(x)$ calculadas para secções reais do casco. Concluiu, no entanto, que tal abordagem não levava a predições adequadas devido a efeitos de separação da camada-limite na região de popa. Estudou também a hipótese de se “truncar” a integração em um certo ponto à vante da popa, procurando, dessa forma, representar os efeitos oriundos desta separação. Verificou, contudo, que o ponto de truncamento deveria ser diferente para cada uma das derivadas hidrodinâmicas lineares $\{Y_v; N_v; Y_r; N_r\}$.

Em resumo, um modelo puramente teórico dificilmente seria capaz de representar de maneira apropriada as correções necessárias às estimativas de força e momento dadas pelas expressões (4.9). Face a tal dificuldade, vários autores voltaram-se para o desenvolvimento de modelos semi-empíricos, procurando estabelecer estimativas confiáveis para as derivadas hidrodinâmicas lineares a partir de resultados experimentais. Mesmo assim, um novo problema se fez presente: As estimativas empíricas propostas por diferentes autores, com base em diferentes conjuntos de ensaios, apresentavam discrepâncias significativas, especialmente no que se refere aos termos de rotação $\{Y_r; N_r\}$. Este fato, contudo, não deveria trazer nenhuma surpresa, tendo em vista que, além das usuais variações introduzidas pelo emprego de diferentes aparatos experimentais, cada autor se baseou em um conjunto distinto de cascos, englobando navios dos mais diferentes formatos, uma vez que o objetivo era gerar aproximações analíticas as mais abrangentes possíveis.

Procurando, de certa forma, minimizar este problema, Clarke et al. (1982) estabeleceram estimativas “médias”, combinando em sua análise estatística diversos conjuntos de resultados experimentais, utilizados, previamente, por diferentes autores.

A exemplo do procedimento adotado por Leite et al. (1998) para a estimativa das forças de asa do modelo estático (ver seções 3.2.3 e 3.2.4), as aproximações analíticas propostas por Clarke et al. (1982) serão adotadas para corrigir as expressões (4.10), incorporando a influência das formas do casco e da presença do leme. Cabe aqui, dessa forma, uma análise um pouco mais detalhada quanto à validade destas estimativas.

Considerando-se apenas as derivadas hidrodinâmicas lineares, a força de *sway* e o momento de *yaw* em pequenos ângulos de ataque ($\alpha \cong 180^\circ$) podem ser escritos na forma (seguindo-se a adimensionalização proposta por Clarke et al. (1982)):

$$\begin{aligned} \frac{F_y(u, v, r)}{1/2 \rho u^2 L^2} &= Y'_v \cdot v' + Y'_r \cdot r' \\ \frac{N_z(u, v, r)}{1/2 \rho u^2 L^3} &= N'_v \cdot v' + N'_r \cdot r' \end{aligned} \quad (4.11)$$

onde $v' = v/u$ e $r' = rL/u$.

Excluindo-se os efeitos potenciais (*momento de Munk*) e adotando-se os fatores de adimensionalização acima, é fácil verificar que a aproximação baseada na teoria de asas de pequena razão-de-aspecto (expressões 4.9) fornece as seguintes estimativas para as derivadas hidrodinâmicas lineares normalizadas:

$$\begin{aligned} Y'_v &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \cdot (1) \\ Y'_r &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \cdot \left(-\frac{1}{2} \right) \\ N'_v &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{2} \right) \\ N'_r &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \cdot \left(\frac{1}{4} \right) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Clarke et al. (1982) apresentam várias aproximações semi-empíricas, propostas por diferentes autores, visando obter expressões mais confiáveis para as derivadas

apresentadas em (4.11). A Tabela 4-1, abaixo, compara os resultados obtidos mediante aplicação direta da Teoria de Jones (expressões 4.12) com as estimativas sugeridas por Wagner Smith (1971), Norrbin (1970) e Inoue et al. (1981), com base em diferentes conjuntos de experimentos.

Tabela 4-1 - Comparação entre as diferentes aproximações propostas para as derivadas hidrodinâmicas lineares

	$-Y'_v/\pi(T/L)^2$	$-Y'_r/\pi(T/L)^2$	$-N'_v/\pi(T/L)^2$	$-N'_r/\pi(T/L)^2$
Teoria de Jones	1.00	-0.50	0.50	0.25
Wagner Smith	1.59	-0.32	0.62	0.21
Norrbin	$1.69 + 0.08 \frac{C_B}{\pi} \cdot \frac{B}{T}$	$-0.645 + 0.38 \frac{C_B}{\pi} \cdot \frac{B}{T}$	$0.64 - 0.04 \frac{C_B}{\pi} \cdot \frac{B}{T}$	$0.47 - 0.18 \frac{C_B}{\pi} \cdot \frac{B}{T}$
Inoue et al.	$1.0 + \frac{1.4}{\pi} C_B \frac{B}{T}$	-0.50	$\frac{2.0}{\pi}$	$\frac{1.04}{\pi} + \frac{4.0}{\pi} \frac{T}{L}$

Para que seja possível uma comparação quantitativa entre as diversas propostas acima apresentadas, a Tabela 4-2 apresenta os valores estimados para as derivadas hidrodinâmicas lineares do navio Vidal de Negreiros (cujos dados são apresentados no Anexo A) em situação carregada.

Tabela 4-2 – Comparação entre as diferentes estimativas para o navio Vidal de Negreiros (100%)

	$-Y'_v/\pi(T/L)^2$	$-Y'_r/\pi(T/L)^2$	$-N'_v/\pi(T/L)^2$	$-N'_r/\pi(T/L)^2$
Jones	1.00	-0.50	0.50	0.25
Wagner Smith	1.59	-0.32	0.62	0.21
Norrbin	1.74	-0.39	0.61	0.35
Inoue et al.	1.93	-0.50	0.64	0.42

A comparação entre os valores calculados segundo as três diferentes estimativas semi-empíricas demonstra haver, como observado por Clarke et al. (1982), sensíveis discrepâncias. As diferenças, no entanto, são bem mais significativas com relação às derivadas rotacionais ($Y_r; N_r$). A derivada N_r , em particular, chega a apresentar uma

variação de 100% entre os valores estimados segundo Wagner Smith e Inoue et al. Este fato é evidenciado mais propriamente na Figura 4.2, a seguir, extraída de Clarke et al. (1982). Nela são apresentados os conjuntos de pontos experimentais utilizados por Clarke et al. para sua análise estatística, bem como as estimativas apresentadas na Tabela 4-1. Pode-se perceber, claramente, uma dispersão muito maior dos pontos experimentais relativos às derivadas Y_r e N_r .

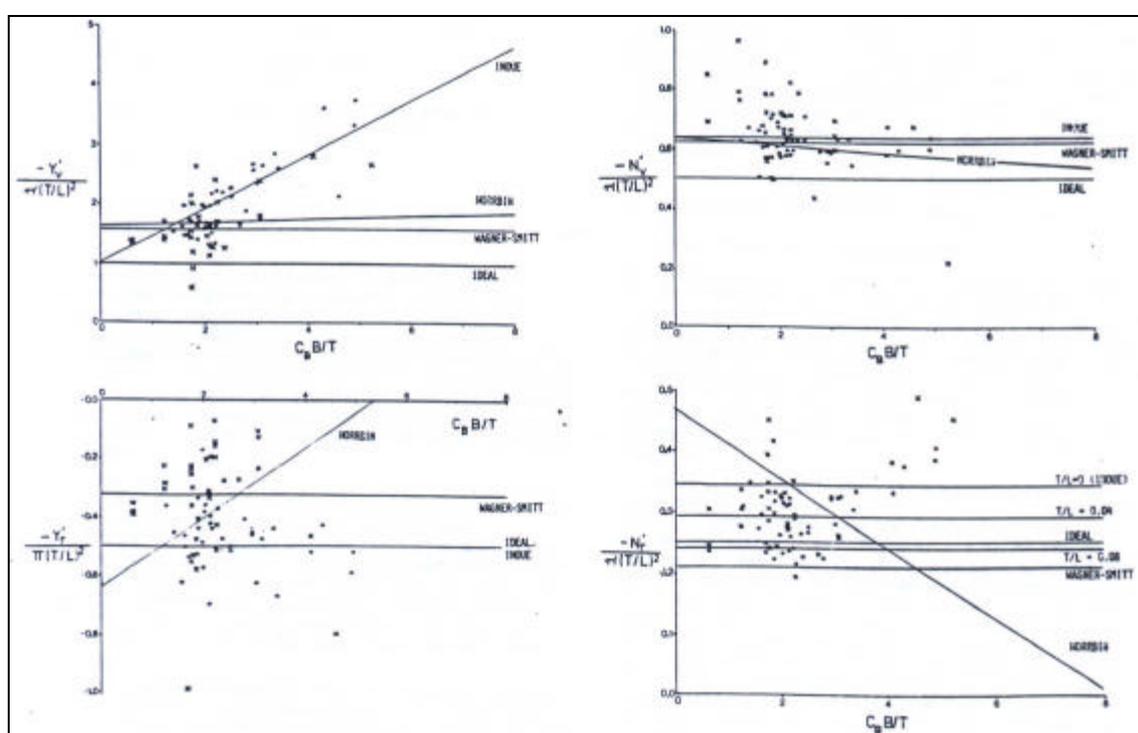


Figura 4.2 – Conjuntos de pontos experimentais utilizados por Clarke et al. (1982) e estimativas anteriores. Figura extraída de Clarke et al. (1982)

Mediante regressões matemáticas baseadas nos pontos experimentais acima apresentados, os quais incluem ensaios com navios de diferentes formas (petroleiros, *container ships*, navios da classe *Mariner*, etc...), coletados a partir dos trabalhos de diversos autores, Clarke et al. (1982) propõem as seguintes expressões analíticas para o conjunto de derivadas hidrodinâmicas lineares $\{Y'_v; N'_v; Y'_r; N'_r\}$:

$$\begin{aligned}
Y'_v &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \left[1 + 0.40 C_B \frac{B}{T} \right] \\
Y'_r &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \left[-\frac{1}{2} + 2.2 \frac{B}{L} - 0.080 \frac{B}{T} \right] \\
N'_v &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \left[\frac{1}{2} + 2.4 \frac{T}{L} \right] \\
N'_r &= -\pi \left(\frac{T}{L} \right)^2 \left[\frac{1}{4} - 0.56 \frac{B}{L} + 0.039 \frac{B}{T} \right]
\end{aligned} \tag{4.13}$$

As expressões propostas para as derivadas Y_v e N_v foram empregadas por Leite et al. (1998) para estimar as componentes de asa de força de *sway* e momento de *yaw*, conforme apresentado nas seções 3.2.3 e 3.2.4, respectivamente.

Da mesma forma, utilizaremos as expressões sugeridas em (4.13) para as derivadas lineares Y_r e N_r para corrigir os termos de força de *sway* e momento de *yaw* oriundos do movimento de rotação do casco (equação 4.10). Assim, após considerar propriamente os fatores de adimensionalização, chegamos às seguintes expressões de força lateral e momento, válidos no limite de pequenos ângulos de ataque:

$$\begin{aligned}
\Delta F_{Y,R}^{AC}(u,0,r) &= \frac{1}{4} \rho \pi T^2 L \left(1 - 4.4 \frac{B}{L} + 0.160 \frac{B}{T} \right) |u| r + M_{11} |u| r \\
\Delta N_{Z,R}^{AC}(u,0,r) &= -\frac{1}{8} \rho \pi T^2 L^2 \left(1 + 0.16 \frac{B}{T} - 2.2 \frac{B}{L} \right) |u| |r| + M_{26} |u| r
\end{aligned} \tag{4.14}$$

Nas expressões acima os termos inerciais foram descontados por já terem sido considerados nas equações dinâmicas (3.8).

Alguns comentários finais quanto às estimativas dadas por (4.14) se fazem necessárias. As expressões para Y_v e N_v dadas em (4.13) foram incorporadas ao modelo estático e, apesar de os resultados experimentais utilizados por Clarke et al. (1982) apresentarem uma certa dispersão (principalmente para a derivada de momento N_v), as estimativas se mostraram bastante confiáveis. Isto pôde ser confirmado através dos

ensaios de modelo-cativo realizados por Leite et al. (1998) para diferentes navios petroleiros e também pela boa aderência com os resultados apresentados por Obokata et al. (1981) para diferentes formas de casco (ver seção 3.3). Todavia, os pontos experimentais apresentados na Figura 4.2 demonstram haver, como mencionado anteriormente, uma dispersão muito mais significativa com respeito às derivadas lineares de rotação Y_r e N_r . De fato, qualquer regressão matemática sobre os pontos experimentais relativos a estes dois coeficientes nos parece resultar pouco robusta e isto pode afetar negativamente as previsões teóricas de força lateral e momento para pequenos ângulos de ataque, especialmente em casos nos quais as velocidades de rotação sejam mais significativas. Uma primeira verificação experimental quanto à validade destas estimativas será realizada mediante comparação com resultados experimentais obtidos através de ensaios de *yaw-rotating* para dois diferentes navios petroleiros, apresentada mais adiante, na seção 4.5. Um teste adicional, este, a nosso ver, mais rigoroso, diz respeito à aplicação do modelo teórico ao problema de instabilidade dinâmica de sistemas SPM, tema do Capítulo 5 deste trabalho. Neste caso, será demonstrado que a boa aderência com resultados experimentais depende fundamentalmente das estimativas de força lateral e momento para pequenos ângulos de ataque. A adequação das estimativas dadas por (4.14) voltará, portanto, a ser discutida mais adiante.

4.1.2 FORÇA DE SURGE

Para finalizar o estudo da influência exercida pelo movimento de rotação do casco sobre os efeitos de circulação do escoamento, falta ainda estabelecer uma aproximação para a força longitudinal. Infelizmente, dada a pequena influência que

estes termos exercem sobre o problema de manobras, não foram encontradas na literatura estimativas semi-empíricas para a força de *surge*, como aquelas apresentadas na seção anterior para força lateral e momento. A dedução do termo $\Delta F_{x,R}$ será, então, fundamentada exclusivamente sobre os resultados teóricos obtidos mediante analogia com a teoria de asas de pequena razão-de-aspecto.

Para tanto, alguns resultados da Teoria de Jones serão aqui retomados. Com base na analogia proposta na seção anterior (placa-plana com razão de aspecto $A=2T/L$) vale, para $u \gg (v; rL/2)$, ou seja, no limite de pequenos ângulos de ataque efetivo, a seguinte expressão para o coeficiente de sustentação (ver Jones (1946)):

$$C_L = \frac{F_Y^{AC}}{1/2 \rho u^2 L T} = \frac{\pi A}{2} \alpha_a \quad (4.15)$$

$$\alpha_a \cong -\frac{v}{u} + \frac{rL}{2u}$$

A relação (4.15) é clássica na Teoria de Jones, assim como a expressão para o coeficiente de arrasto induzido:

$$C_D = \frac{C_L^2}{\pi A} \cong \frac{\pi T}{2L} \left(-\frac{v}{u} + \frac{rL}{2u} \right)^2 \quad (4.16)$$

Expandindo-se (4.16) e lembrando que $M_{22}=1/2\rho\pi T^2L$ para uma placa plana com calado constante, a força longitudinal pode então ser expressa na forma:

$$F_x^{AC} = -\frac{1}{2} \rho u^2 L T C_D = -\left(\frac{1}{4} \rho \pi T^2 \cdot v^2 + \frac{1}{4} \rho \pi T^2 L \cdot vr + \frac{1}{16} \rho \pi T^2 L^2 \cdot r^2 \right) + M_{22} \cdot vr \quad (4.17)$$

Como o termo de inércia $M_{22} \cdot vr$ já está presente no lado esquerdo das equações dinâmicas (3.8) e a parcela proporcional a v^2 já se encontra incorporada no modelo estático, a remoção destas componentes leva a:

$$\Delta F_{x,R}^{AC}(u, v, r) = -\frac{1}{4}\rho\pi T^2 L \cdot vr - \frac{1}{16}\rho\pi T^2 L^2 \cdot r^2; \quad u \gg (v; rL/2) \quad (4.18)$$

válida para o limite de pequenos ângulos de ataque.

Na verdade, porém, apesar de a validade da estimativa teórica definida por (4.18) estar limitada ao contexto de pequenos ângulos de ataque, na ausência de um modelo teórico ou empírico que permita estabelecer uma extensão da mesma para ângulos de ataque maiores, assumiremos, de maneira heurística, que a aplicação da expressão (4.18) possa ser estendida para valores arbitrários de seus argumentos.

No entanto, uma última correção deve ainda ser feita em (4.18), a fim de se manter o caráter dissipativo da parcela de força proporcional a r^2 . Pode-se demonstrar facilmente, através de um argumento de simetria, que para uma placa plana esta parcela deve ser uma função ímpar da velocidade u . Assim, observando que para valores fixos de $(v;r)$, a função $\cos[\text{atan}(-v/u+rL/2u)]$ tem o sinal de u , propõe-se a seguinte expressão representativa da influência da velocidade de *yaw* sobre a força longitudinal:

$$\alpha_a = a \tan\left(-\frac{v}{u} + \frac{rL}{2u}\right) \quad (4.19)$$

$$\Delta F_{x,R}^{AC}(u, v, r) = -\frac{1}{4}\rho\pi T^2 L \cdot vr - \frac{1}{16}\rho\pi T^2 L^2 \cos \alpha_a \cdot r^2$$

assumida válida para valores arbitrários do ângulo de ataque α_a .

Obviamente, não se espera que a expressão (4.19) forneça estimativas acuradas para a região pós-*stall*, especialmente em termos quantitativos. De fato, o emprego da aproximação de placa plana para pequenos ângulos de ataque encontra algum suporte experimental, ao menos no que se refere aos termos estáticos (proporcionais a v^2), na boa aderência obtida em comparação com os resultados de modelo cativo levantados por Leite et al. (1998) (ver seção 3.2.2). Para a região pós-*stall*, no entanto, quando os efeitos de separação da camada-limite passam a ser preponderantes, esta boa aderência

não mais se mantém. Espera-se que o mesmo tipo de comportamento seja observado no que se refere à expressão (4.19) e que a mesma consiga, ao menos, reproduzir de maneira adequada o comportamento qualitativo da força longitudinal ao longo de toda a faixa de ângulos de incidência.

Cabe aqui lembrar, todavia, que a carência de modelos teóricos ou semi-empíricos que permitam estimar de forma confiável a força longitudinal para valores elevados do ângulo de ataque representa, como já discutido anteriormente, um “ponto fraco” comum a todos os modelos hidrodinâmicos. Se, por um lado, os modelos baseados na abordagem clássica de derivadas hidrodinâmicas proposta por Abkowitz (1964) têm, por definição, sua validade restrita ao contexto de pequenos ângulos de ataque, por outro, os modelos heurísticos não encontram para a força de *surge* um princípio semi-empírico confiável para estender sua estimativa à região pós-*stall* (o que, para a força de *sway* e o momento de *yaw*, é proporcionado pelo princípio de *cross-flow*, conforme será discutido a seguir).

4.2 INFLUÊNCIA DO MOVIMENTO DE YAW: EFEITOS DE *CROSS-FLOW*

Esta seção visa estabelecer uma estimativa para representação da influência do movimento de rotação do navio sobre os efeitos viscosos oriundos da separação da camada-limite sobre o casco. Para tanto, será empregada uma abordagem já clássica no que diz respeito à escola heurística de modelagem, baseada em uma extensão do *princípio de cross-flow* para o caso de movimento arbitrário do casco no plano horizontal. Tal extensão, por sua vez, se baseia na teoria de corpo esbelto para propor o cálculo da força lateral e do momento de *yaw* oriundos dos efeitos de separação através de um enfoque de teoria de faixas (*strip theory*).

Sob este enfoque, os efeitos de arrasto decorrentes da separação da camada-limite (ou efeitos de *cross-flow*) são estimados através da integração das forças de arrasto seccionais ao longo do casco, na forma:

$$\begin{aligned} F_{Y,R}^{CF}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x) T(x) (v + r.x) |v + r.x| dx \\ N_{Z,R}^{CF}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho \int_{-L/2}^{L/2} x.C_D(x) T(x) (v + r.x) |v + r.x| dx \end{aligned} \quad (4.20)$$

onde o sobre-escrito CF indica tratar-se das parcelas de força lateral e momento de *cross-flow*.

Normalmente, utiliza-se uma aproximação de calado constante, razoável para situações usuais a menos de casos em que haja trim pronunciado. Assim, (4.20) pode ser simplificada na forma:

$$\begin{aligned} F_{Y,R}^{CF}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho T \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x) (v + r.x) |v + r.x| dx \\ N_{Z,R}^{CF}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho T \int_{-L/2}^{L/2} x.C_D(x) (v + r.x) |v + r.x| dx \end{aligned} \quad (4.21)$$

De fato, as expressões (4.21) são empregadas pela maioria dos modelos hidrodinâmicos heurísticos, como, por exemplo, os modelos propostos por Faltinsen et al. (1979) e Oltmann; Sharma (1984). Pode-se dizer, na verdade, que ela constitui a própria essência da modelagem heurística. É através da aplicação desta extensão do princípio de *cross-flow* que os modelos heurísticos procuram suprimir as limitações da abordagem clássica de derivadas hidrodinâmicas, estabelecendo estimativas de forças que sejam válidas para toda a faixa de ângulos de incidência ($0^\circ \leq \alpha \leq 180^\circ$).

No que se refere às parcelas de força e momento de *cross-flow*, a distinção entre os diversos modelos heurísticos se resume a particularidades quanto à estimativa da distribuição de arrasto seccional do casco $C_D(x)$, ponto que será discutido mais adiante.

Antes, porém, vamos trabalhar um pouco mais as expressões (4.21), de forma a permitir a separação dos efeitos resultantes do movimento de rotação do casco daqueles já incorporados no modelo estático. De fato, (4.21) pode ser reescrita na forma:

$$\begin{aligned} F_{Y,R}^{CF}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho T \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x) \cdot \text{sinal}(v + r \cdot x) (v + r \cdot x)^2 dx \\ N_{Z,R}^{CF}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho T \int_{-L/2}^{L/2} x \cdot C_D(x) \cdot \text{sinal}(v + r \cdot x) (v + r \cdot x)^2 dx \end{aligned} \quad (4.22)$$

Definindo-se, então, os seguintes coeficientes adimensionais (ver Simos et al. (1998)):

$$I_j(v, r) = \frac{1}{L^{j+1}} \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x) \cdot \text{sinal}(v + r \cdot x) \cdot x^j \cdot dx; \quad j = 0, 1, 2, 3 \quad (4.23)$$

obtem-se:

$$\begin{aligned} F_{Y,R}^{CF}(u, v, r) &= -\frac{1}{2} \rho T L I_0(v, r) \cdot v^2 - \rho T L^2 I_1(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2} \rho T L^3 I_2(v, r) r^2 \\ N_{Z,R}^{CF}(u, v, r) &= -\frac{1}{2} \rho T L^2 I_1(v, r) \cdot v^2 - \rho T L^3 I_2(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2} \rho T L^4 I_3(v, r) r^2 \end{aligned} \quad (4.24)$$

Deve-se observar, no entanto, que o modelo estático descrito no Capítulo 3 já incorpora efeitos de *cross-flow* na força lateral e momento para o caso $r=0$ (estimados a partir dos coeficientes C_Y e $I_p C_Y$, respectivamente). Assim, para a separação dos efeitos oriundos exclusivamente do movimento de rotação do casco, as componentes estáticas de *cross-flow* ($r=0$) devem ser descontadas de 4.24, o que leva às seguintes expressões para $\Delta F_{Y,R}^{CF}(u, v, r)$ e $\Delta N_{Z,R}^{CF}(u, v, r)$:

$$\begin{aligned} \Delta F_{Y,R}^{CF}(u, v, r) &= -\frac{1}{2} \rho T L [I_0(v, r) - I_0(v, 0)] v^2 - \rho T L^2 I_1(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2} \rho T L^3 I_2(v, r) r^2 \\ \Delta N_{Z,R}^{CF}(u, v, r) &= -\frac{1}{2} \rho T L^2 [I_1(v, r) - I_1(v, 0)] v^2 - \rho T L^3 I_2(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2} \rho T L^4 I_3(v, r) r^2 \end{aligned} \quad (4.25)$$

onde:

$$I_0(v,0) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x).dx$$

$$I_1(v,0) = \frac{1}{L^2} \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x).x.dx$$
(4.26)

Contudo, para que as expressões (4.25) possam ser aplicadas, é ainda necessário estabelecer uma estimativa para a distribuição de arrasto seccional do casco $C_D(x)$. As expressões (4.26) serão utilizadas, na próxima seção, para determinar uma estimativa da distribuição de arrasto seccional $C_D(x)$ que seja compatível com os parâmetros experimentais de força lateral (C_Y) e momento ($I_p C_Y$) medidos em ensaios de modelo cativo.

4.2.1 ESTIMATIVA DA DISTRIBUIÇÃO DE ARRASTO SECCIONAL $C_D(x)$

O emprego do princípio de *cross-flow* representado pela equação (4.20) requer uma estimativa do coeficiente de arrasto de cada secção transversal do casco. Para tanto, algumas sugestões podem ser encontradas na literatura. Faltinsen et al. (1979), ao elaborar um modelo heurístico para estudo do problema de *fishtailing* de sistemas SPM, propõem que os coeficientes $C_D(x)$ sejam estimados a partir dos coeficientes de arrasto de cilindros circulares infinitamente longos, cujas áreas seccionais sejam iguais à soma da área da secção transversal do navio na coordenada (x) e de sua imagem com relação à superfície-livre. Posteriormente, com o avanço da dinâmica dos fluidos computacional, Faltinsen (1990) sugere que os coeficientes de arrasto sejam determinados a partir de simulações numéricas realizadas com as formas reais de cada secção do casco, considerando-se o número de Reynolds apropriado, e apresenta, como exemplo, as simulações realizadas por Aarsnes (1984) para o casco de um navio petroleiro (as mesmas já foram discutidas na seção 3.2.3). Oltmann; Sharma (1984)

adotam um procedimento distinto, baseado em resultados experimentais obtidos em ensaios de modelo cativo com incidência lateral de corrente ($\alpha=\pm 90^\circ$). Para tanto, adotam uma aproximação polinomial para a função $\{C_D(x); -L/2 \leq x \leq L/2\}$, com quatro coeficientes a serem estimados a partir das medições experimentais.

Uma vez que a aplicação do modelo heurístico ora desenvolvido pressupõe a medição experimental dos coeficientes de força e momento ($C_Y, I_p C_Y$) de *cross-flow* (ou, ao menos, sua estimativa), utilizaremos um procedimento similar ao proposto por Oltmann; Sharma (1984). No entanto, adotaremos uma aproximação inicial para a função $\{C_D(x); -L/2 \leq x \leq L/2\}$ de forma a necessitar apenas dos dois coeficientes experimentais C_Y e $I_p C_Y$ e, assim, manter o caráter quase-explicito do modelo estático de Leite et al. (1998). Este procedimento será relatado a seguir.

Utilizaremos como base para estimativa da função $C_D(x)$, a distribuição de arrasto de um navio petroleiro levantada a partir das simulações numéricas de Aarsnes (1984) e apresentada por Faltinsen (1990) (ver Figura 3.8), já corrigida mediante um coeficiente de redução (ver Faltinsen, 1990, p.197), de forma a incorporar alguns efeitos de tridimensionalidade do escoamento. Tal função será denominada $C_{D,FALT}(x)$. Para compatibilizar esta função com os valores medidos de C_Y e $I_p C_Y$, empregaremos duas *funções de ponderação* $f_1(x)$ e $f_2(x)$, de maneira que:

$$C_D(x) = C_{D,FALT}(x).f_1(x).f_2(x) \quad (4.27)$$

e:

$$I_0(v,0) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x).dx = C_Y \quad (4.28)$$

$$I_1(v,0) = \frac{1}{L^2} \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x).x.dx = I_p C_Y$$

As funções de ponderação, por sua vez, são assumidas com o seguinte formato (estima-se $\Delta L=0.15L$):

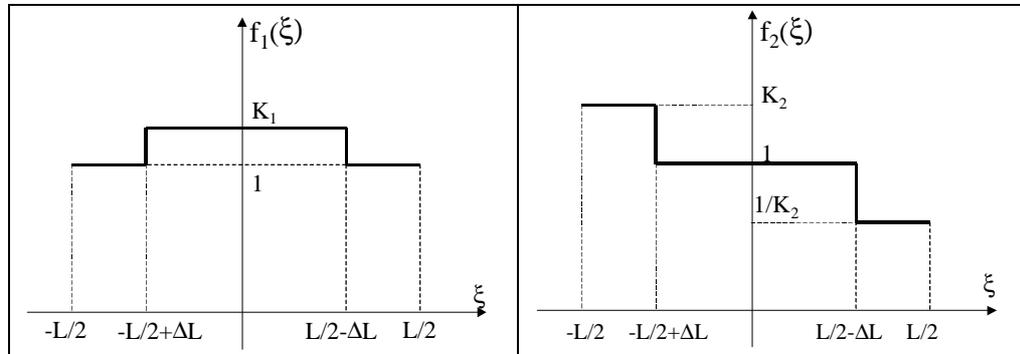


Figura 4.3 – Formato das funções de ponderação $f_1(x)$ e $f_2(x)$

Assim, uma vez determinados os valores dos parâmetros C_Y e $l_p C_Y$, as constantes K_1 e K_2 são calculadas através das expressões (4.28), definindo, assim, as funções de ponderação $f_1(x)$ e $f_2(x)$ e, finalmente, de acordo com (4.27), a distribuição de arrasto $C_D(x)$ procurada.

A título de ilustração, a Figura 4.4, abaixo, apresenta a função adotada como base ($C_{D,FALT}(x)$) e a distribuição corrigida $C_D(x)$ para o caso do navio Vidal de Negreiros em situação carregada $\{C_Y=0.85; l_p/L=0.059\}$. São apresentadas, também, as funções de ponderação obtidas para este caso.

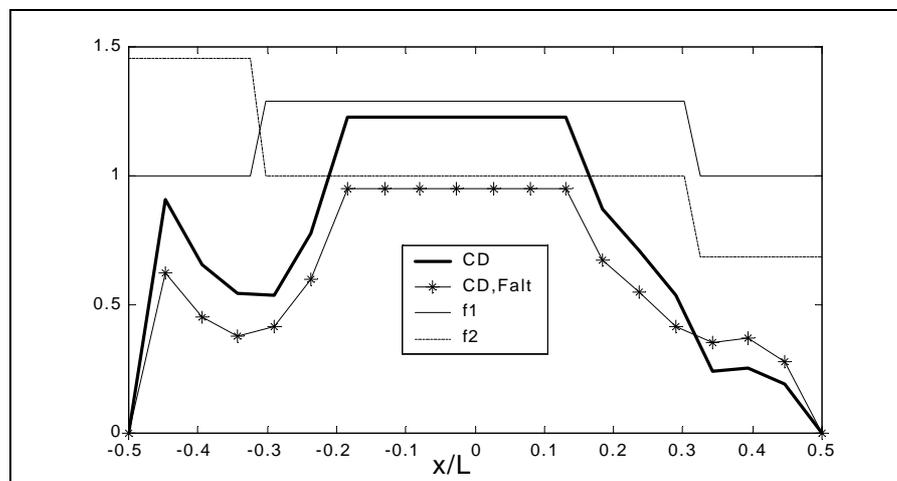


Figura 4.4 – $C_{D,FALT}(x)$ e funções de ponderação $f_1(x)$, $f_2(x)$ e $C_D(x)$ calculados para o navio Vidal de Negreiros em situação carregada.

Mediante as compatibilizações de força e momento definidas por (4.27) e (4.28), as parcelas de *cross-flow* oriundas do movimento de rotação do casco, dadas por (4.25), podem ser reescritas em função dos parâmetros $(C_Y, l_p C_Y)^1$, em sua forma final:

$$\begin{aligned}\Delta F_{Y,R}^{CF}(u, v, r) &= -\frac{1}{2}\rho TL [I_0(v, r) \cdot v^2 - C_Y \cdot v|v|] - \rho TL^2 I_1(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2}\rho TL^3 I_2(v, r) r^2 \\ \Delta N_{Z,R}^{CF}(u, v, r) &= -\frac{1}{2}\rho TL^2 [I_1(v, r) \cdot v^2 + l_p C_Y \cdot v|v|] - \rho TL^3 I_2(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2}\rho TL^4 I_3(v, r) r^2\end{aligned}\quad (4.29)$$

Deve-se observar que as expressões (4.29) se anulam para $r=0$, quando os efeitos de *cross-flow* passam a ser representados exclusivamente pelas parcelas de força lateral e momento definidas pelo modelo heurístico estático. Quando o casco apresenta velocidade de rotação não nula, os termos entre colchetes nas expressões (4.29) devem ser vistos como uma correção dos coeficientes de força lateral e momento de *cross-flow* em virtude da possível inversão de sinal da velocidade relativa transversal ao longo do casco. De fato, para baixas velocidades de rotação $(r.L/2 \leq v)^2$, permanecem válidas as igualdades $I_0(v, r) = C_Y$ e $I_1(v, r) = l_p C_Y$. O mesmo não mais será verdade, no entanto, se a velocidade de rotação for suficientemente alta $(r.L/2 > v)$ a ponto de inverter o sentido da velocidade relativa em secções transversais dos corpos de proa e popa do navio.

No caso de navios amarrados, as velocidades de rotação são relativamente baixas. Assim, caso esta inversão de sinal venha a ocorrer, ela deve ficar restrita a pequenas regiões próximas à proa ou à popa do navio. Os efeitos de tal inversão, portanto, devem ser, em geral, pouco significativos para a força lateral (redução do

¹ Tomando-se cuidado para que as componentes estáticas tenham seus sinais corretamente considerados (ver expressões 3.21 e 3.29).

² Isto equivale a dizer, na terminologia usual da dinâmica do corpo rígido, para situações em que o centro instantâneo de rotação do casco situa-se fora do navio.

coeficiente de arrasto total) mas podem ser relevantes para o momento, uma vez que os mesmos acentuam a assimetria do escoamento com relação à secção-mestra do casco.

4.3 INFLUÊNCIA DO MOVIMENTO DE YAW: AMORTECIMENTO INDUZIDO PELA GERAÇÃO DE VÓRTICES

Por fim, para concluir a extensão do modelo hidrodinâmico incorporando a influência do movimento de *yaw* do casco, um efeito adicional será considerado. Trata-se da geração de vórtices no escoamento próximo às regiões de proa e popa do navio, quando de seu movimento de rotação.

É interessante notar que a maioria (ou, pode-se até mesmo dizer, a quase totalidade) dos modelos heurísticos existentes na literatura não faz menção ao amortecimento que certamente será induzido por tal geração de vórtices, fenômeno ilustrado na Figura 4.5, a seguir. A única exceção encontrada foi o modelo proposto por Pesce et al. (1984), o qual considera a existência deste efeito e procura representar sua influência sobre o momento de *yaw* resultante sobre o casco.

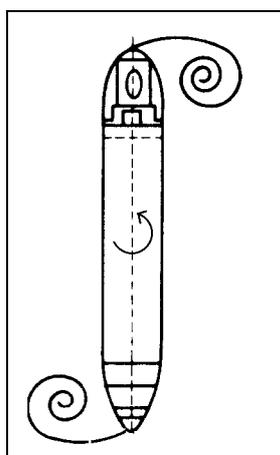


Figura 4.5 –Representação esquemática dos vórtices induzidos próximo à proa e popa pelo movimento de rotação do navio.

A influência deste efeito será tanto maior quanto maior a relação de velocidades rL/v . Portanto, pode ser significativa, por exemplo, no estudo de manobras de navios em baixa velocidade, problema estudado por Oltmann; Sharma (1984) e cujo modelo, no entanto, não incorpora tais efeitos.

Como a alteração do escoamento deve ficar restrita às regiões próximas à proa e à popa e como as intensidades dos vórtices contra-rotativos deve ser semelhante, parece razoável desprezar sua influência sobre os termos de força. De fato, os efeitos deste fenômeno devem ser sentidos de forma mais significativa sobre o momento de *yaw*, pois o mesmo tende, mais uma vez, a intensificar a assimetria do escoamento com relação à secção-mestra do navio.

Para se estabelecer um modelo capaz de prever de maneira adequada os efeitos oriundos deste fenômeno sobre o momento de *yaw*, deve-se observar, inicialmente, que o mesmo será fortemente influenciado pelas formas do casco, especialmente em sua região de proa e popa e pela presença e proporções geométricas do leme.

Pesce et al. (1984) procuraram estabelecer uma estimativa baseada no coeficiente de arrasto medido em uma placa plana vertical, cruzando a superfície-livre e com relação $T/L \gg 1$ (calado “infinito”). Tal aproximação foi avaliada comparando-se o momento previsto com aquele oriundo de ensaios de *yaw-rotating* puro (sem velocidade de avanço) com modelos do navio Juruá e Vidal de Negreiros, ensaios previamente realizados pelo IPT (ver IPT (1998)). Verificou-se, no entanto, que tal estimativa acabava por superestimar fortemente os efeitos decorrentes da geração de vórtices.

Procuraremos, então, desenvolver um modelo semi-empírico baseado nos próprios resultados experimentais acima mencionados. Em um movimento de rotação pura do casco ($u=0;v=0$), a dependência entre o momento de *yaw* e a velocidade de rotação pode ser representada na forma:

$$N_{Z,R}(0,0,r) = -\frac{1}{2}\rho TL^4 \cdot C_{6,r} \cdot r|r| \quad (4.30)$$

Os testes de rotação realizados no IPT incluíram os modelos do navio petroleiro Juruá e do VLCC Vidal de Negreiros, tanto em situação carregada (100%), como em condição de calado-leve (40%). A Figura 4.6, a seguir, apresenta a variação do momento de *yaw* (em módulo) medido em cada navio em função do quadrado da velocidade de rotação empregada nos ensaios (gráficos extraídos de IPT (1998)).

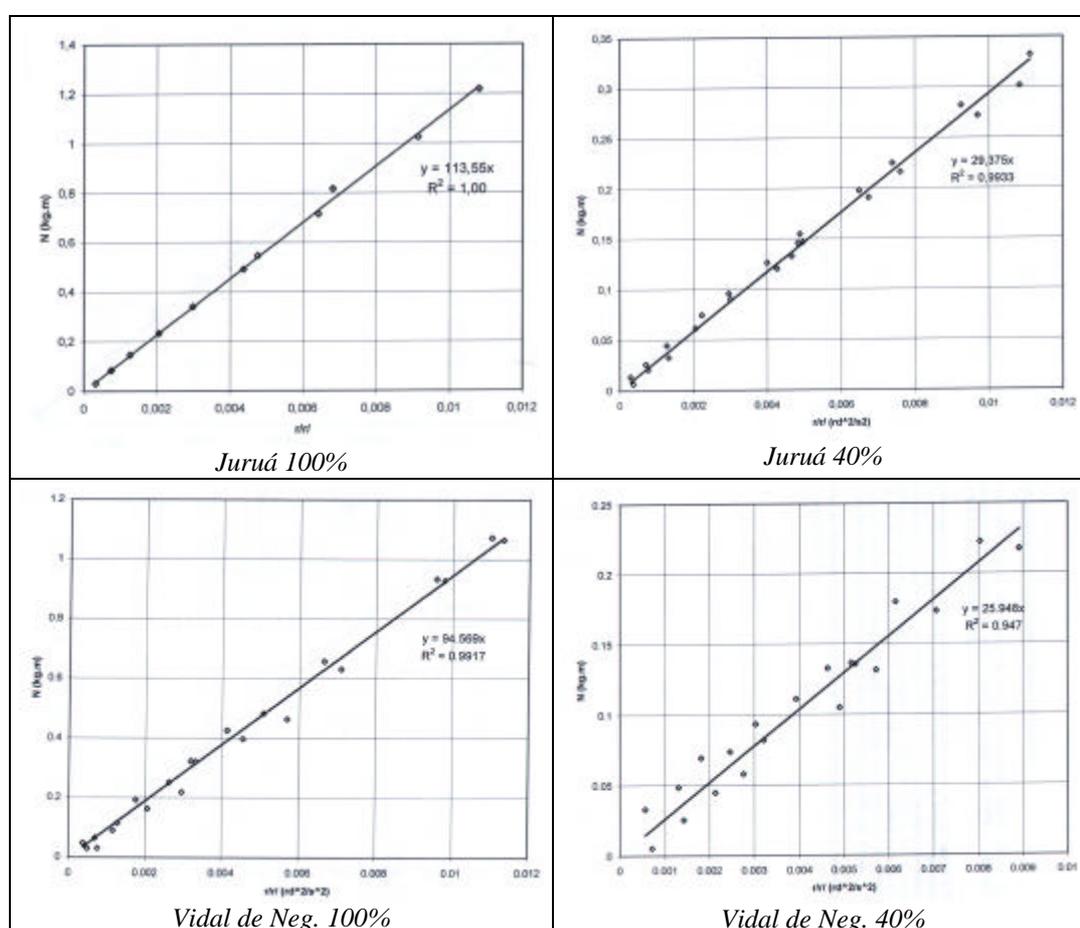


Figura 4.6 – Variação do momento de yaw medido em função da velocidade de rotação empregada nos ensaios de yaw-rotating Figuras extraídas de IPT (1998).

Os resultados experimentais da Figura 4.6 demonstram haver, de fato, uma variação estritamente linear do momento de *yaw* com o quadrado da velocidade de rotação e, dessa forma, sustentam a validade da representação proposta pela expressão (4.30). Por outro lado, parece razoável assumir que o coeficiente de momento $C_{6,r}$ seja

proporcional ao coeficiente de arrasto do casco em incidência lateral (C_Y). Esta observação se baseia no fato de que ambos os coeficientes devem depender igualmente das particularidades de separação da camada-limite do escoamento nas regiões de proa e popa do navio (argumento já utilizado por Pesce et al. (1984)).

De fato, esta expectativa parece ser, de certa forma, ratificada pelos resultados experimentais. A Tabela 4-3 apresenta, para cada modelo ensaiado, nas duas diferentes condições de carregamento, algumas relações geométricas que caracterizam as formas de cada casco¹, os valores experimentais do coeficiente de arrasto C_Y e os valores obtidos para a relação $32C_{6,rr}/C_Y$, estes últimos levantados a partir dos resultados da Figura 4.6. Os resultados experimentais indicam que a relação $32C_{6,rr}/C_Y=2.0$ é aproximadamente satisfeita para todos os casos ensaiados, com erro relativo máximo da ordem de 15%.

Tabela 4-3 – Valores experimentais da relação $32C_{6,rr}/C_Y$ obtidos a partir dos testes de rotação realizados no IPT.

NAVIO	%T	C_B	B/L	B/2T	C_Y	$32C_{6,rr}/C_Y$
JURUÁ	100%	0.82	0.17	1.37	0.68	2.38
JURUÁ	40%	0.77	0.17	3.44	0.59	1.84
V. NEGR.	100%	0.83	0.17	1.26	0.86	1.82
V. NEGR.	40%	0.77	0.17	3.16	0.52	2.03
						~2.0

Antes de assumir tal relação como válida, no entanto, cabem aqui algumas considerações quanto à eventual influência de efeitos de escala sobre os resultados acima. Uma vez que os resultados acima serão incorporados diretamente ao modelo teórico, deve-se assegurar que a relação $C_{6,rr} \cong C_Y/16$, verificada nos ensaios em escala do modelo, seja válida também para o problema em escala real. Certamente, a exemplo

¹ Os dados completos de cada navio ensaiado são apresentados no Anexo A.

do que foi discutido quanto à estimativa experimental dos coeficientes C_Y e $I_p C_Y$ (ver seções 3.2.3 e 3.2.4), a variação do número de Reynolds envolvida na extrapolação para escala real pode exercer uma significativa influência sobre o fenômeno de geração de vórtices representado na Figura 4.5. De fato, é razoável admitir que a intensidade dos vórtices gerados dependerá fortemente do número de Reynolds do escoamento. Tal dependência deve ser levada em conta na realização dos ensaios em escala reduzida. Os modelos utilizados no IPT apresentam excitadores de turbulência (pinos) dispostos verticalmente em balizas próximas à proa e à popa. Tal disposição não deve garantir uma razoável representação da turbulência da camada-limite nos testes de rotação realizados para estimativa do coeficiente $C_{6,rr}$. Conforme mencionado na seção 3.2.3, este pode inclusive ser o motivo das discrepâncias observadas nos valores dos coeficientes de força e momento em incidência lateral medidos no IPT para o navio Vidal de Negreiros em comparação com aqueles levantados no MARIN para um navio VLCC praticamente idêntico.

Com base nas considerações acima e admitindo-se que o coeficiente C_Y medido para os navios Juruá e Vidal de Negreiros possam estar, de certa forma, superestimados para o problema em escala real, realizamos a seguinte verificação adicional: A Tabela 4-4, abaixo, apresenta os valores da relação $32C_{6,rr}/C_Y$ calculada para o navio VLCC ensaiado pelo MARIN com os valores de $C_{6,rr}$ estimados a partir dos testes de rotação realizados no IPT para o navio Vidal de Negreiros (Figura 4.6).

Tabela 4-4 – Valores da relação $32C_{6,rr}/C_Y$ estimados para o navio VLCC ensaiado no MARIN.

NAVIO	%T	C_B	B/L	B/2T	C_Y	$32C_{6,rr}/C_Y$
VLCC-MARIN.	100%	0.85	0.15	1.25	0.68	2.30
VLCC-MARIN.	40%	0.80	0.15	3.12	0.49	2.15

Os resultados acima indicam que a variação obtida com a redução do coeficiente C_Y mantém a estimativa $32C_{6,rr}/C_Y = 2.0$ dentro da mesma faixa de erro verificada com os resultados da Tabela 4-3. Dessa forma, assumiremos que a validade de tal aproximação possa ser estendida também para a escala real, sem, com isso, incorrer em erros significativos. Seria interessante, no entanto, que se analisasse em ensaios futuros a influência do nível de turbulência da camada limite sobre a relação $C_{6,rr}/C_Y$.

Assim, incorporando-se a aproximação $32C_{6,rr}/C_Y = 2.0$ em (4.30), chegamos à seguinte expressão para a o momento de *yaw* em rotação pura ($u=0, v=0$):

$$N_{z,R}(0,0,r) = -\frac{1}{32}\rho TL^4 \cdot C_Y \cdot r|r| \quad (4.31)$$

Deve-se ressaltar, por fim, que o termo de momento acima incorpora não apenas os efeitos de geração de vorticidade, mas também os efeitos de *cross-flow* já considerados na equação (4.29). Para obter uma estimativa do momento induzido exclusivamente pelos efeitos de geração de vórtices devemos, portanto, descontar de (4.31) a componente de momento de *cross-flow* em rotação pura, a qual, de acordo com a equação (4.29), é dada por:

$$\Delta N_{z,R}^{CF}(0,0,r) = -\frac{1}{2}\rho TL^4 I_3(0,r)r^2 \quad (4.32)$$

Assim, o termo de momento procurado resulta:

$$\Delta N_{z,R}^{GV}(0,0,r) = -\frac{1}{2}\rho TL^4 \left[\frac{C_Y}{16} \cdot r|r| - I_3(0,r) \cdot r^2 \right] \quad (4.33)$$

onde o sobre-escrito GV indica tratar-se de uma estimativa da componente de momento oriunda exclusivamente da geração de vórtices no escoamento próximo à proa e à popa, quando do movimento de rotação do navio.

4.4 SÍNTESE DO MODELO ESTENDIDO

O *modelo heurístico estendido* ora proposto combina as expressões “estáticas” de força de corrente (ou seja, aquelas oriundas da interação entre os movimentos de *surge* e *sway* do navio), previamente elaboradas por Leite et al. (1998) e discutidas no Capítulo 3, com as expressões que definem a influência do movimento de *yaw* do casco sobre forças e momento, desenvolvidas ao longo das três seções anteriores. Mediante tal combinação, têm-se as seguintes expressões para as forças generalizadas (ver expressão 3.10):

$$\begin{aligned} F_{X,R}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho L T C_{1C}(\alpha) U^2 + \Delta F_{X,R}(u, v, r) \\ F_{Y,R}(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho L T C_{2C}(\alpha) U^2 + \Delta F_{Y,R}(u, v, r) \\ N_{Z,R}^o(u, v, r) &= \frac{1}{2} \rho L^2 T C_{6C}(\alpha) U^2 + \Delta N_{Z,R}^o(u, v, r) \end{aligned} \quad (4.34)$$

onde:

$$\begin{aligned} U^2 &= \sqrt{u^2 + v^2} \\ \alpha &= \pi + a \tan\left(\frac{v}{u}\right) \end{aligned} \quad (4.35)$$

e os coeficientes estáticos $\{C_{1C}(\alpha); C_{2C}(\alpha); C_{6C}(\alpha)\}$ são calculados de acordo com as expressões (3.14), (3.21) e (3.29), respectivamente.

Associando-se os efeitos do movimento de rotação sobre as forças decorrentes do fenômeno de circulação do escoamento no entorno do casco (efeitos de asa; ver seção 4.1) àqueles oriundos de sua influência sobre os efeitos de arrasto devidos à separação da camada-limite do escoamento (fenômeno de *cross-flow*; ver seção 4.2) e, por fim, ao momento procedente da geração de vórtices no escoamento próximo às regiões de proa e popa do navio (ver seção 4.3), pode-se escrever:

$$\Delta F_{X,R}(u, v, r) = \Delta F_{X,R}^{AC}(u, v, r)$$

$$\Delta F_{Y,R}(u, v, r) = \Delta F_{Y,R}^{AC}(u, 0, r) + \Delta F_{Y,R}^{CF}(0, v, r) \quad (4.36)$$

$$\Delta N_{Z,R}^o(u, v, r) = \Delta N_{Z,R}^{AC}(u, 0, r) + \Delta N_{Z,R}^{CF}(0, v, r) + \Delta N_{Z,R}^{GV}(0, 0, r)$$

Com $\Delta F_{X,R}^{AC}(u, v, r)$ definida pela expressão (4.19), $\{ \Delta F_{Y,R}^{AC}(u, 0, r); \Delta N_{Z,R}^{AC}(u, 0, r) \}$ definidas por (4.14), $\{ \Delta F_{Y,R}^{CF}(0, v, r); \Delta N_{Z,R}^{CF}(0, v, r) \}$ dadas por (4.29) e $\{ \Delta N_{Z,R}^{GV}(0, 0, r) \}$ definida por (4.33), as expressões (4.36) resultam:

$$\begin{aligned} \Delta F_{X,R}(u, v, r) &= -\frac{1}{4}\rho\pi T^2 L \cdot vr - \frac{1}{16}\rho\pi T^2 L^2 \cos \alpha_a \cdot r^2 \\ \Delta F_{Y,R}(u, v, r) &= \frac{1}{4}\rho\pi T^2 L \left(1 - 4.4 \frac{B}{L} + 0.160 \frac{B}{T} \right) ur + M_{11} ur - \\ &\quad - \frac{1}{2}\rho TL [I_0(v, r) \cdot v^2 - C_Y \cdot v|v|] - \rho TL^2 I_1(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2}\rho TL^3 I_2(v, r) r^2 \\ \Delta N_{Z,R}^o(u, v, r) &= -\frac{1}{8}\rho\pi T^2 L^2 \left(1 + 0.16 \frac{B}{T} - 2.2 \frac{B}{L} \right) |u|r + M_{26} ur - \\ &\quad - \frac{1}{2}\rho TL^2 [I_1(v, r) \cdot v^2 + I_p C_Y \cdot v|v|] - \rho TL^3 I_2(v, r) \cdot vr - \frac{1}{2}\rho TL^4 I_3(v, r) r^2 - \\ &\quad - \frac{1}{2}\rho TL^4 \left[\frac{C_Y}{16} \cdot r|r| - I_3(0, r) \cdot r^2 \right] \end{aligned} \quad (4.37)$$

onde:

$$\alpha_a = a \tan \left(-\frac{v}{u} + \frac{rL}{2u} \right) \quad (4.38)$$

$$I_j(v, r) = \frac{1}{L^{j+1}} \int_{-L/2}^{L/2} C_D(x) \cdot \text{sinal}(v + r \cdot x) \cdot x^j \cdot dx; \quad j = 0, 1, 2, 3$$

e a distribuição de arrasto seccional do casco $C_D(x)$ é definida segundo o procedimento descrito na seção 4.2.1.

As expressões (4.37) e (4.38) sintetizam a expansão proposta para o modelo estático desenvolvido por Leite et al. (1998), incorporando os efeitos decorrentes do movimento de *yaw* do navio.

Deve-se observar que a aplicação do modelo estendido, definido pelas expressões (4.34) a (4.38), depende apenas da determinação (ou estimativa) do coeficiente de resistência friccional (C_F) e dos coeficientes de força e momento em incidência lateral ($C_Y; l_p C_Y$), dependência esta já definida pelo modelo estático proposto por Leite et al. (1998). A extensão do modelo, ou seja, a inclusão dos termos de força e momento oriundos do movimento de *yaw* do navio (expressões (4.37) e (4.38)), foi realizada de forma a não introduzir nenhum novo parâmetro externo; mantendo-se, assim, a característica *quase-explicita* do modelo inicial. Isto foi conseguido, em grande parte, mediante a utilização de resultados empíricos previamente existentes na literatura (os resultados de Clarke et al. (1982), empregados para a estimativa dos termos de asa e os resultados apresentados por Faltinsen (1990), incorporados à dedução dos termos de *cross-flow*) e através de estimativas baseadas em resultados provenientes dos testes de rotação realizados no IPT.

Obviamente, a exemplo do procedimento seguido na modelagem das forças estáticas, a associação de efeitos definida pela expressão (4.36) traz consigo uma superposição heurística de componentes de forças e momentos provenientes de campos de escoamento claramente distintos. A validade desta combinação só pode ser inferida propriamente mediante confronto com resultados experimentais. Para tanto, as predições teóricas de força e momento oriundas da aplicação do modelo heurístico estendido serão comparadas, inicialmente, aos valores de força e momento medidos em ensaios de *yaw-rotating* realizados por duas diferentes instituições (IPT e MARIN). Esta

validação experimental é objeto da seção 4.5, a seguir. Posteriormente, no Capítulo 5, a verificação experimental será estendida mediante comparação com resultados experimentais referentes a instabilidades dinâmicas (*fishtailing*) de um sistema em configuração SPM.

4.5 VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL: ENSAIOS DE YAW-ROTATING

As forças hidrodinâmicas provenientes da ação da correnteza sobre o casco, avaliadas segundo o modelo heurístico estendido apresentado na seção 4.4, serão diretamente comparadas aos resultados experimentais de força e momento provenientes de dois conjuntos distintos de ensaios de rotação com velocidade de avanço (*yaw-rotating tests*). O primeiro, realizado pela *Divisão de Tecnologia de Transportes do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo* (DITT-IPT) no ano de 1998 (ver IPT(1998)), ensaios estes encomendados pela Petrobrás e posteriormente disponibilizados para fins de validação do modelo teórico ora apresentado. Nestes ensaios foram medidas a força lateral e o momento de *yaw* atuantes sobre o casco de modelos dos navios petroleiros *Vidal de Negreiros* e *Juruá* (dados completos dos navios apresentados no Anexo A). Não foi medida, no entanto, a força longitudinal. O segundo conjunto de ensaios adotado para fins de comparação foi apresentado por Wichers (1987) e envolve ensaios de *yaw-rotating* realizados no *Maritime Research Institute Netherlands* (MARIN) com modelo de um navio VLCC¹ de dimensões muito semelhantes às do navio *Vidal de Negreiros* (dados completos do navio VLCC ensaiado

¹ Este mesmo navio foi utilizado por Leite et al. (1998) para fins de comparação do modelo estático e alguns resultados de modelo-cativo realizados com o mesmo já foram apresentados no Capítulo 3.

pelo MARIN no Anexo A). Neste conjunto de ensaios foram medidas tanto a força lateral como a força longitudinal e o momento de *yaw*.

Os resultados obtidos mediante confronto direto das predições teóricas de força e momento com os resultados experimentais serão apresentados nas duas seções subseqüentes; a primeira (seção 4.5.1), relata a comparação com os resultados obtidos pela DITT-IPT, enquanto a segunda (seção 4.5.2) apresenta a confrontação com os resultados provenientes do MARIN.

Antes, porém, alguns aspectos gerais dos ensaios de *yaw-rotating* devem ser discutidos. Vários tipos de ensaios costumam ser empregados para o levantamento das forças de corrente atuantes sobre o casco de modelos, em movimento combinado de rotação e translação. Dentre eles, pode-se citar os ensaios realizados através de mecanismo de movimentos planos (*planar motion mechanism*, PMM) e ensaios de *braço-rotativo* (*rotating-arm tests*). Estes tipos de mecanismos são empregados, por exemplo, para levantar as derivadas hidrodinâmicas do casco ou para testar sua manobrabilidade. Um outro procedimento experimental para medição de forças de corrente, também usualmente empregado, diz respeito aos ensaios de rotação com velocidade de avanço, ou *yaw-rotating tests*. O mecanismo utilizado neste tipo de ensaio não é tão completo quanto os mecanismos de movimentos planos (PMM), uma vez que não permite combinar movimentos de translação em duas direções ortogonais (movimento de avanço e movimento lateral) mas, por outro lado, não apresenta as limitações de ângulo normalmente impostas pelo PMM. Através de um eixo vertical acoplado ao casco, imprime-se um movimento de rotação (*yaw*) ao modelo, o qual pode, simultaneamente, ser rebocado ao longo do tanque de provas, combinando-se o movimento de avanço do mecanismo com o movimento de rotação imposto ao casco. O aparato experimental é ilustrado na Figura 4.7, a seguir.

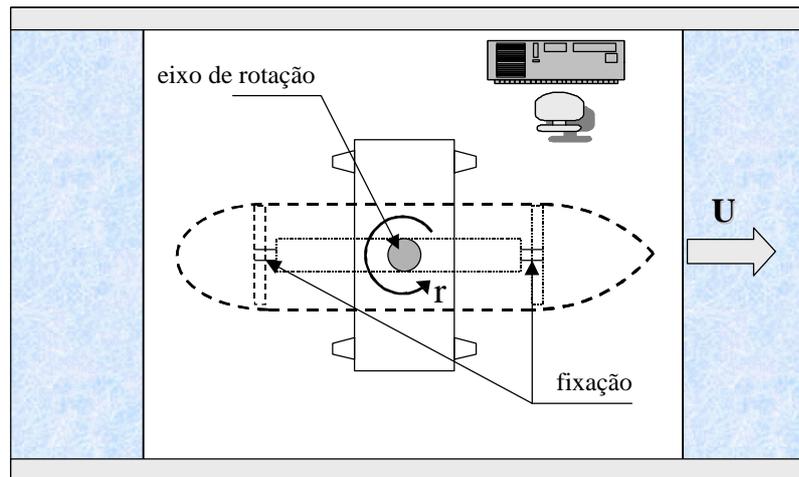


Figura 4.7 – Representação esquemática do aparato experimental empregado em ensaios de rotação (*yaw-rotating tests*) com velocidade de avanço.

Todos os ensaios a serem apresentados nesta seção foram realizados com velocidade de avanço do carro (U) e velocidade de rotação do casco (r) constantes. Nesta situação, as componentes de velocidade relativa do escoamento medidas na secção-mestra podem ser escritas como:

$$\begin{aligned} u(t) &= U \cdot \cos \psi(t) \\ v(t) &= -U \cdot \sin \psi(t) \\ r &= \dot{\psi}(t) \end{aligned} \quad (4.39)$$

Utilizando (4.39) nas equações dinâmicas (3.9) e introduzindo-se as forças de vínculo necessárias para manter o movimento $\{F_X; F_Y; N_Z^o\}^1$, tem-se²:

$$\begin{aligned} F_X(\psi; U, r) &= -(M_{11} - M_{22})Ur \sin \psi - (Mx_{CG} + M_{26})r^2 - F_{X,R}(u; v; r) \\ F_Y(\psi; U, r) &= -(M_{22} - M_{11})Ur \cos \psi - F_{Y,R}(u; v; r) \\ N_Z^o(\psi; U; r) &= -N_{Z,R}^o(u; v; r) \end{aligned} \quad (4.40)$$

¹ N_Z^o representa o momento conferido pelo mecanismo sobre o casco tendo como pólo a origem do sistema coordenado solidário ao navio (ver Figura 3.1), localizado sobre a secção-mestra do navio.

² Deve-se observar que o termo de momento de Munk presente na equação (3.9) já se encontra incorporado no termo de momento de corrente $N_{Z,R}^o$ calculado segundo o modelo heurístico estendido.

As forças decorrentes da ação do escoamento fluido sobre o casco $\{F_{X,R}; F_{Y,R}; N_{Z,R}^o\}$ serão estimadas segundo as equações (4.34) a (4.38) e comparadas diretamente com os resultados experimentais. Assim, as duas próximas seções apresentam uma comparação entre as forças $\{F_X; F_Y; N_Z^o\}$ estimadas teoricamente mediante o emprego do modelo heurístico estendido apresentado na seção anterior e as forças efetivamente medidas nos ensaios de *yaw-rotating* realizados pelo IPT e pelo MARIN, respectivamente.

4.5.1 COMPARAÇÃO COM OS RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PELA DITT-IPT

O conjunto de ensaios de *yaw-rotating* realizados pelo IPT (IPT (1998)) compreende testes com modelos dos navios petroleiros Vidal de Negreiros e Juruá, cujos dados são apresentados no Anexo A deste trabalho. Os modelos foram ensaiados tanto em situação carregada (100%) como em situação de lastro (40%). Foram empregadas duas velocidades de avanço distintas $\{U=0.20; 0.25 \text{ m/s}\}$, combinadas com velocidades de rotação cobrindo a faixa $\{3.1^\circ/\text{s} \leq r \leq 6.0^\circ/\text{s}\}$. Para o navio Vidal de Negreiros, cujo fator de escala do modelo corresponde a $\lambda=90$, isto corresponde, em escala real, a velocidades de avanço $\{U=1.90; 2.37 \text{ m/s}\}$ e velocidades de rotação na faixa $\{0.33^\circ/\text{s} \leq r \leq 0.63^\circ/\text{s}\}$. Já para o navio Juruá (fator de escala $\lambda=70$), tem-se $\{U=1.67; 2.10 \text{ m/s}\}$ e $\{0.37^\circ/\text{s} \leq r \leq 0.72^\circ/\text{s}\}$ ¹.

¹ Os dados experimentais que nos foram disponibilizados contem os resultados com $U=0.20\text{m/s}$ apenas para o navio Vidal de Negreiros em situação carregada. Para o mesmo navio em situação leve e para o navio Juruá em situação carregada e leve dispúnhamos apenas dos resultados com $U=0.25\text{m/s}$.

Pensando-se, agora, no caso de sistemas amarrados, pode-se perceber que as velocidades de avanço ensaiadas correspondem a velocidades de corrente bastante elevadas, tipicamente valores centenários observados na Bacia de Campos. As velocidades de rotação também atingem valores elevados, superiores àqueles que devem ser normalmente observados em situações reais (de fato, a velocidade de rotação máxima ensaiada para o navio Juruá implica em um giro completo do sistema em apenas 8 minutos).

A Figura 4.8, abaixo, apresenta uma visualização dos ensaios de *yaw-rotating* conduzidos no tanque de provas do IPT e uma vista do aparato experimental empregado, descrito anteriormente.



Figura 4.8 – Visualização de ensaio de *yaw-rotating* conduzido na DITT/IPT e do aparato experimental. Fotografias gentilmente cedidas pela Petrobras.

As Figuras 4.9 a 4.17 apresentam a comparação entre os resultados experimentais e teóricos de força lateral e momento de *yaw* para o navio Vidal de Negreiros em situação carregada. A comparação para o mesmo navio, agora em situação de lastro, é ilustrada através das Figuras 4.18 a 4.22. Em seguida, são apresentados os resultados para o navio Juruá em situação carregada (Figuras 4.23 a 4.25) e de lastro (Figura 4.26 a 4.30).

Como o conjunto de ensaios relatados em IPT (1998) incluía também novos ensaios de modelo cativo para os dois navios, os resultados teóricos foram gerados com o emprego dos valores experimentais dos coeficientes de força e momento de *cross-flow* $\{C_Y; I_p C_Y\}$ apresentados no referido trabalho e sumarizados na Tabela 4-5, abaixo¹:

Tabela 4-5 – Valores experimentais dos coeficientes C_Y e $I_p C_Y$ (fonte: IPT(1998))

NAVIO	CONDIÇÃO	C_Y	$I_p C_Y$
Vidal de Neg.	100%	0.86	0.044
Vidal de Neg.	40%	0.52	0.052
Juruá	100%	0.68	0.048
Juruá	40%	0.59	0.028

Todos os resultados de força de *sway* e momento de *yaw* são apresentados na escala do modelo. As velocidades ($v;r$) apresentadas na legenda de cada figura correspondem aos valores em escala real.

Como mencionado anteriormente, os ensaios realizados pelo IPT não previam a medição de força longitudinal.

¹ Deve-se observar que o conjunto de ensaios de modelo cativo com o navio Vidal de Negreiros em condição carregada previamente realizado por Leite et al. (1998) resultou em valores razoavelmente diferentes para os coeficientes experimentais $\{C_Y=0.84; I_p C_Y=0.059\}$.

NAVIO VIDAL DE NEGREIROS - CONDIÇÃO 100%

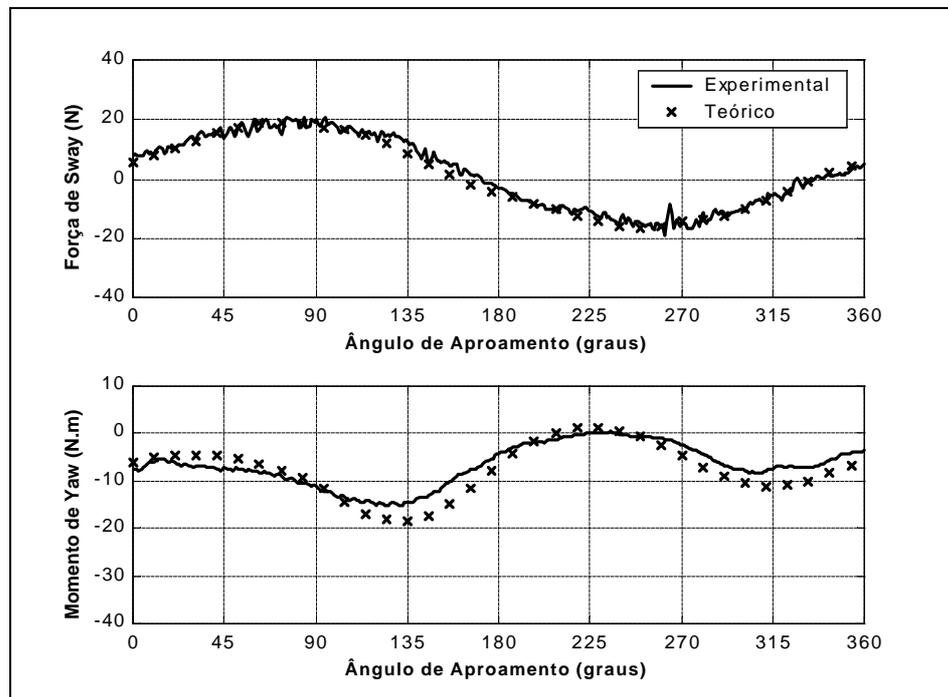


Figura 4.9 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=1.90\text{m/s}$; $r=0.33^\circ/\text{s}$ }

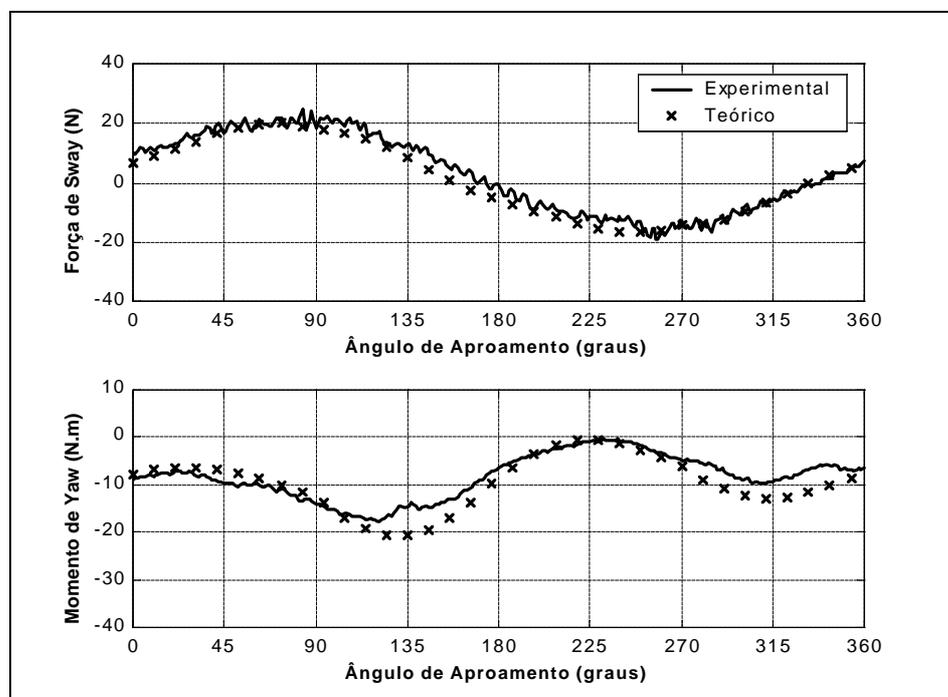


Figura 4.10 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=1.90\text{m/s}$; $r=0.39^\circ/\text{s}$ }

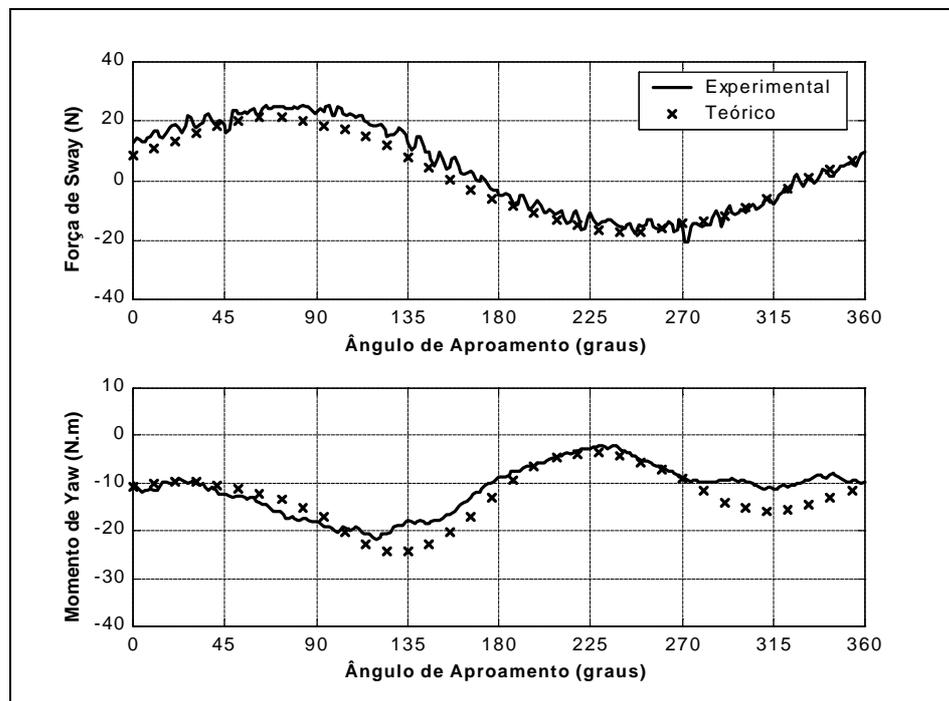


Figura 4.11 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=1.90\text{m/s}$; $r=0.48^\circ/\text{s}$ }

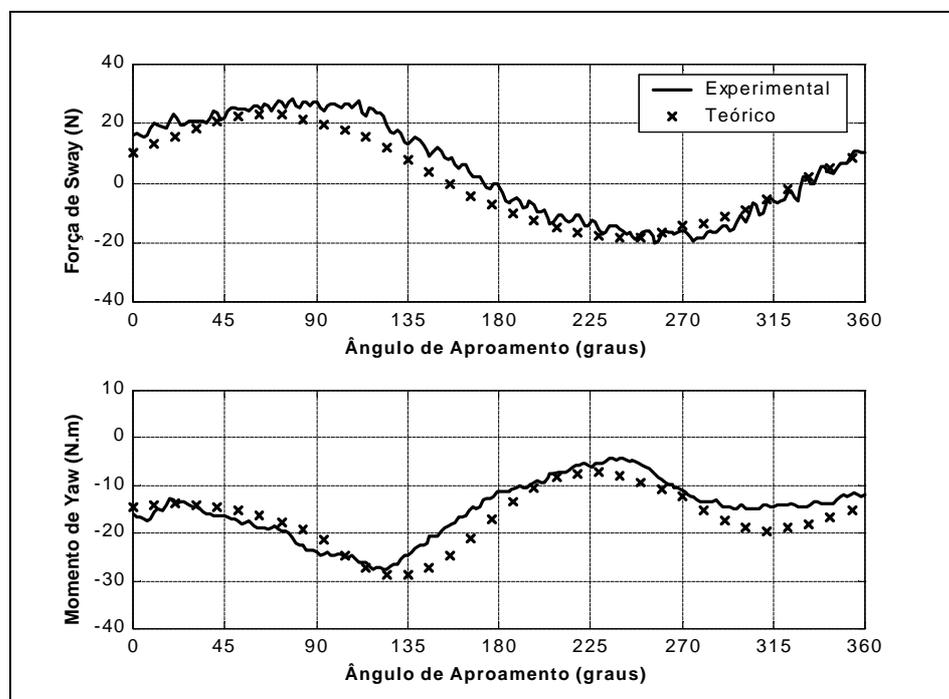


Figura 4.12 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=1.90\text{m/s}$; $r=0.58^\circ/\text{s}$ }

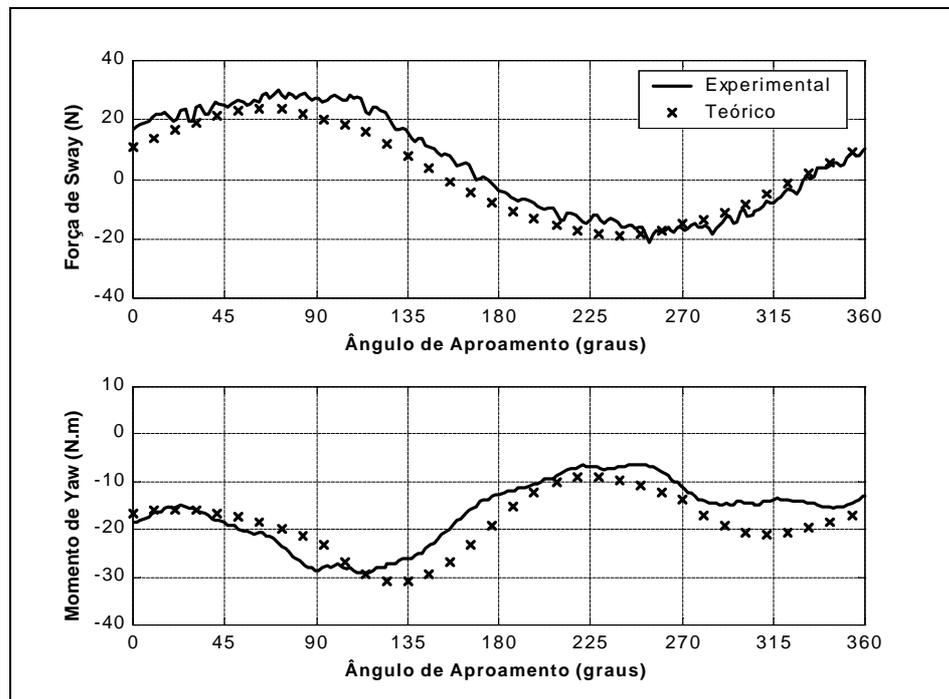


Figura 4.13 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=1.90\text{m/s}$; $r=0.62^\circ/\text{s}$ }

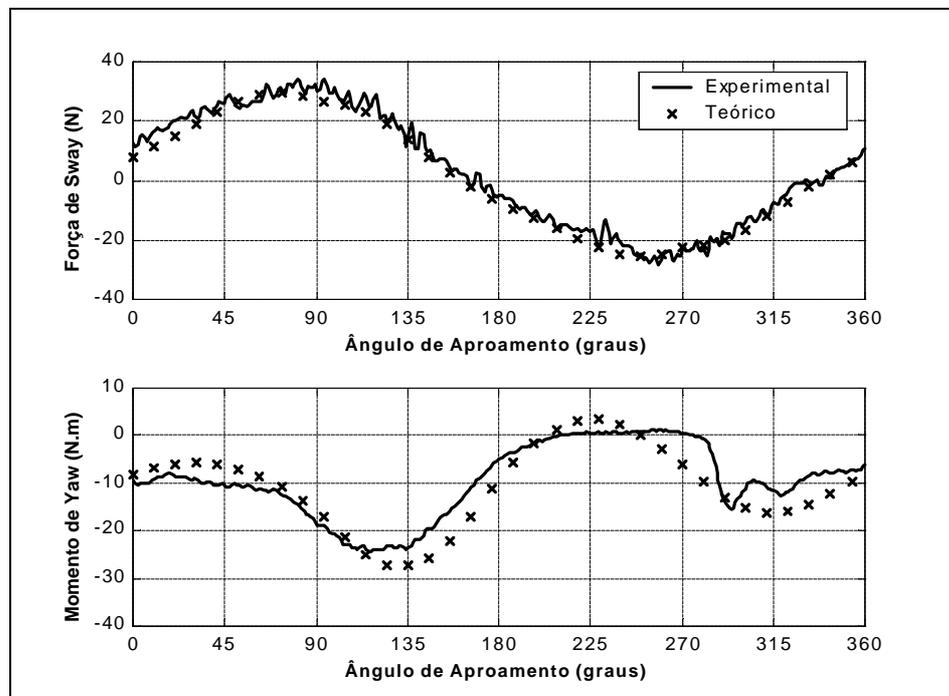


Figura 4.14 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.38^\circ/\text{s}$ }

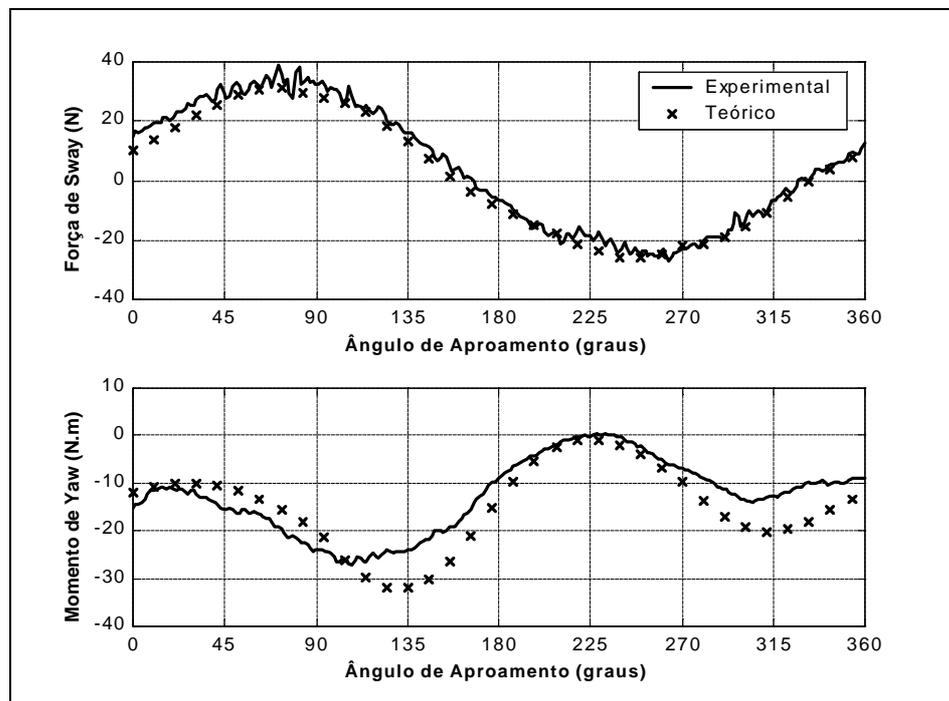


Figura 4.15 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.48^\circ/\text{s}$ }

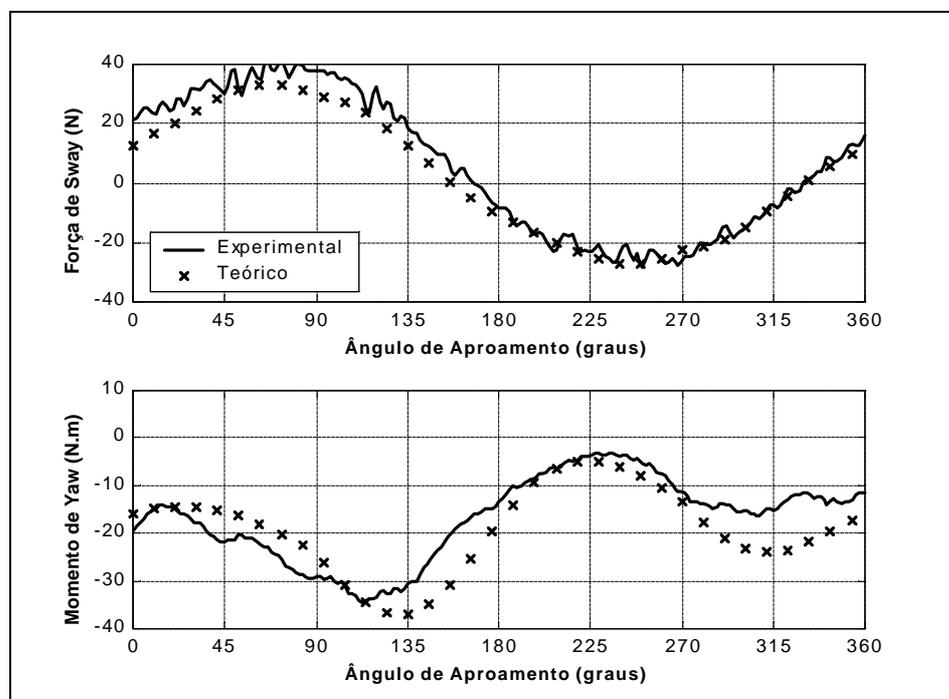


Figura 4.16 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.58^\circ/\text{s}$ }

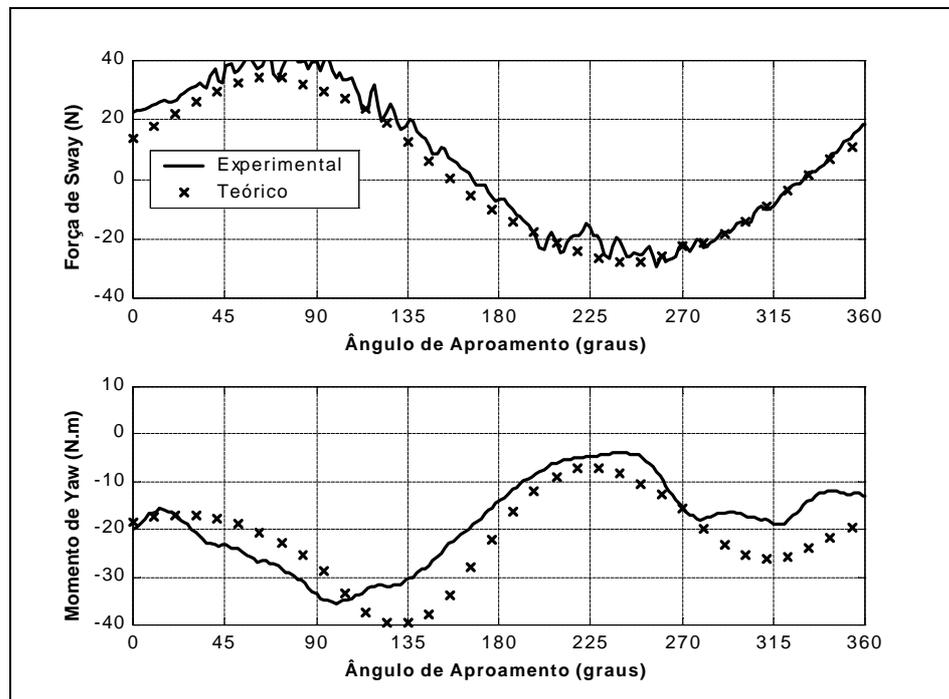
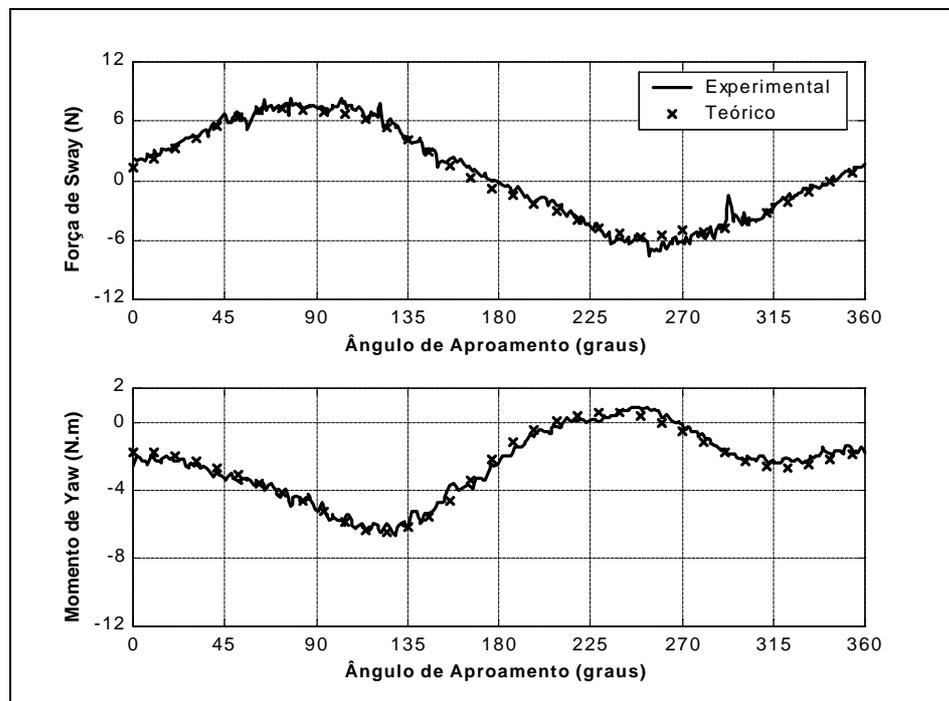
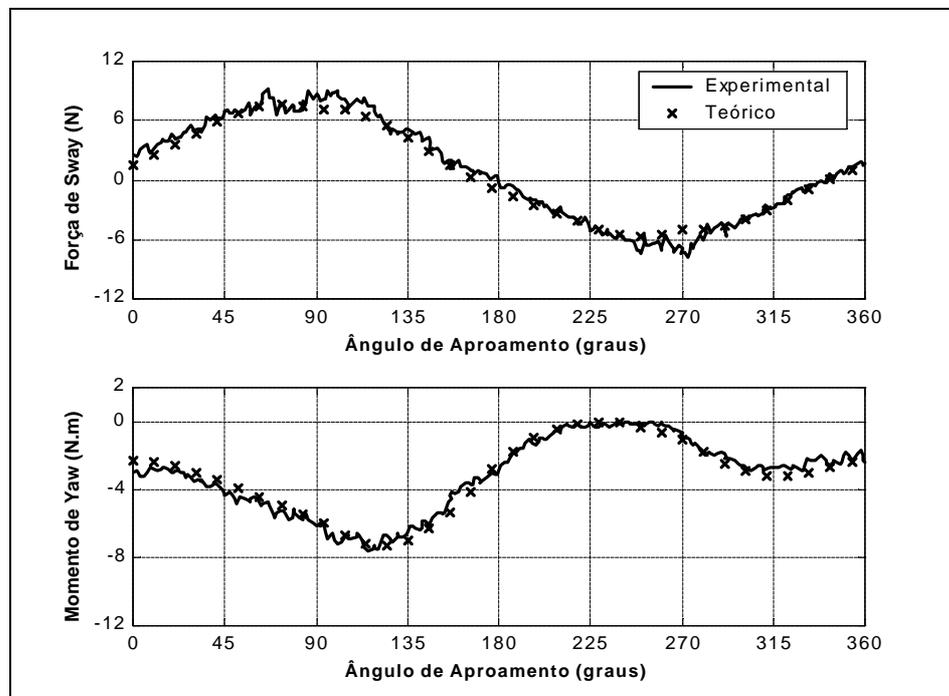


Figura 4.17 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 100%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.63^\circ/\text{s}$ }

NAVIO VIDAL DE NEGREIROS – CONDIÇÃO DE LASTRO (40%)

Figura 4.18 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.33^\circ/\text{s}$ }Figura 4.19 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.40^\circ/\text{s}$ }

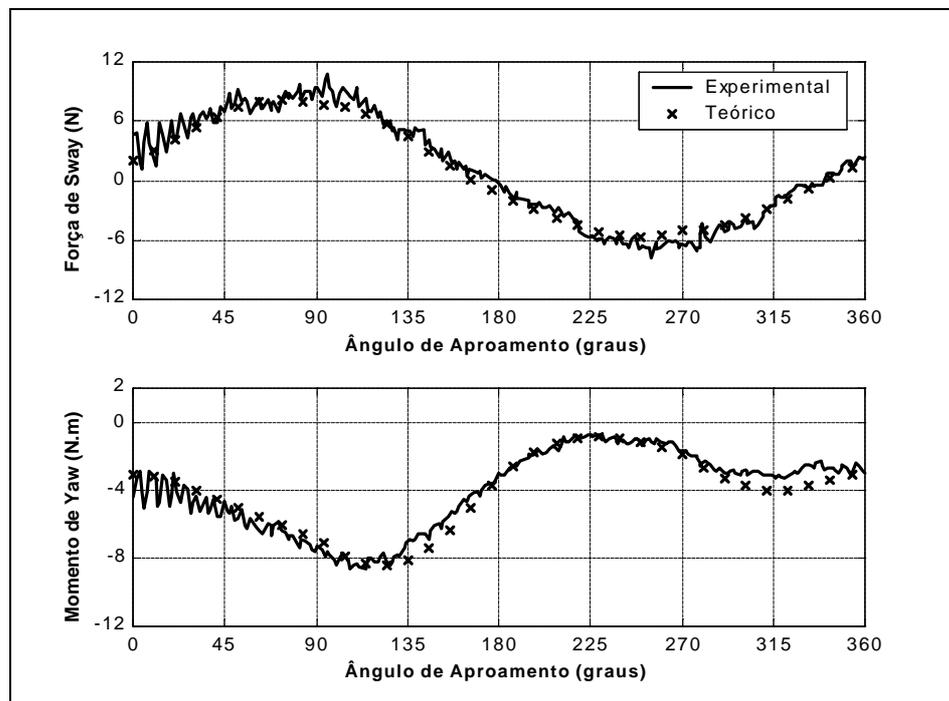


Figura 4.20 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.49^\circ/\text{s}$ }

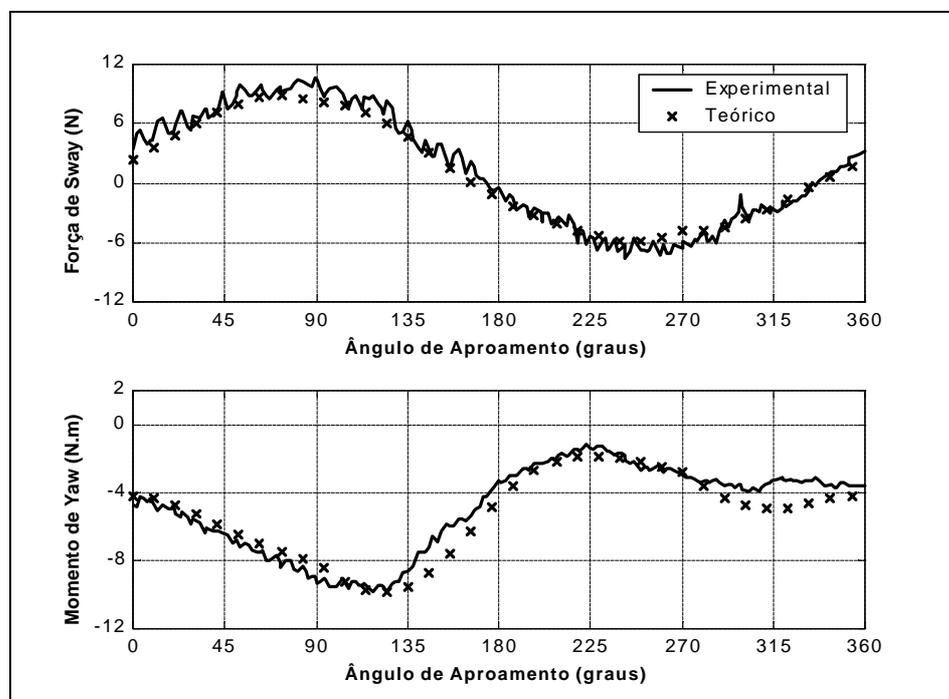


Figura 4.21 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.59^\circ/\text{s}$ }

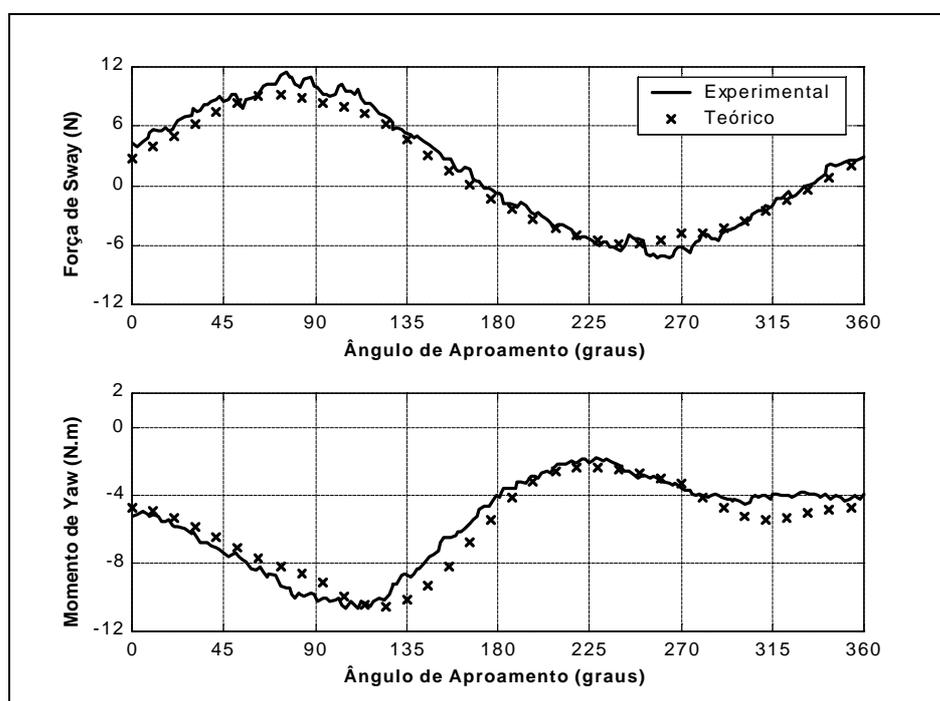


Figura 4.22 – Navio Vidal de Negreiros. Condição 40%. { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.63^{\circ}/\text{s}$ }

Os resultados obtidos para o navio VLCC Vidal de Negreiros mostram, em geral, uma boa aderência entre as predições teóricas e os valores experimentais de força lateral e momento, tanto em situação carregada (Figuras 4.9 a 4.17), como na condição de calado leve (Figuras 4.18 a 4.22). A boa concordância foi observada para ambas as velocidades de avanço empregadas no caso 100% e persiste, inclusive, para velocidades de rotação bastante elevadas, da ordem de $0.6^{\circ}/\text{s}$ (ver, por exemplo, Figuras 4.12 e 4.21).

Nota-se, como esperado, um certo aumento das discrepâncias à medida em que se caminha para as velocidades de rotação mais elevadas, especialmente no que se refere ao momento de *yaw*, fato constatado tanto para a situação carregada como para a situação de lastro. Tais discrepâncias podem estar associadas até mesmo a efeitos de superfície-livre incipientes, dadas as elevadas velocidades de rotação empregadas. No

entanto, há evidências de que as mesmas estejam, ao menos em parte, associadas à influência de efeitos viscosos de esteira do escoamento. Na verdade, desprezando-se efeitos transitórios, os resultados experimentais em 0° e 360° deveriam ser coincidentes. Uma boa concordância entre estes pontos é, de fato, observada para as velocidades de rotação mais baixas, mas as diferenças aumentam significativamente com a velocidade de rotação (ver Figuras 4.13 e 4.16). Este comportamento, observado também para a situação de lastro, embora em menor intensidade, reforça a hipótese de que os resultados experimentais em velocidades de rotação mais elevadas estejam, especialmente no último quarto de ciclo, influenciados por efeitos transitórios associados à esteira rotacional que se forma à jusante do corpo. Isto explica, também, a menor concordância verificada, de maneira geral, para a faixa de ângulos próxima a 360° , se comparada àquela observada para a correspondente faixa no entorno de 0° .

NAVIO JURUÁ – CONDIÇÃO CARREGADA (100%)

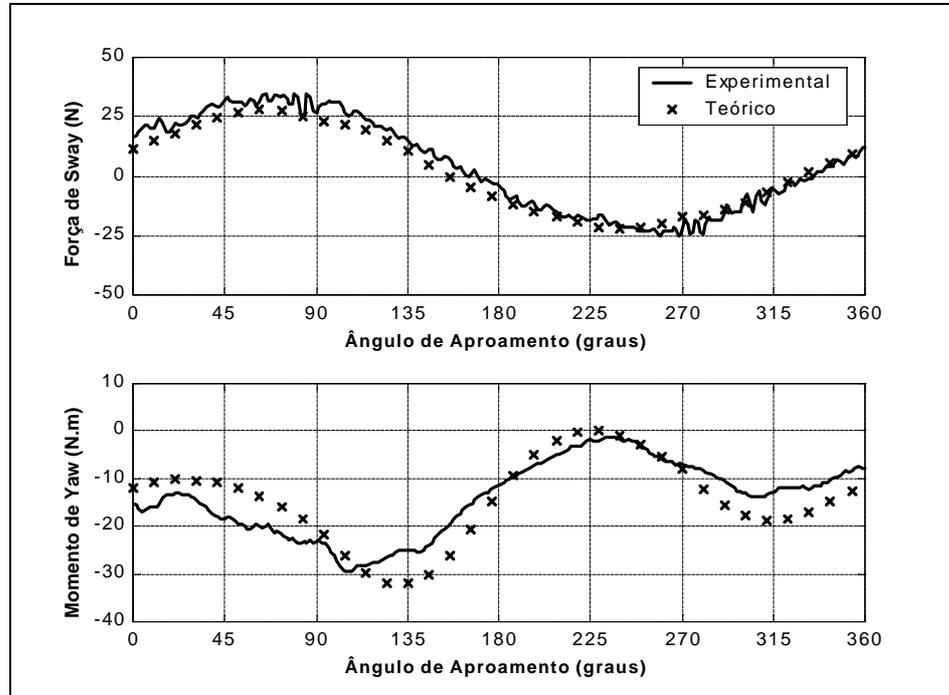


Figura 4.23 – Navio Juruá. Condição 100%. { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.55^\circ/\text{s}$ }

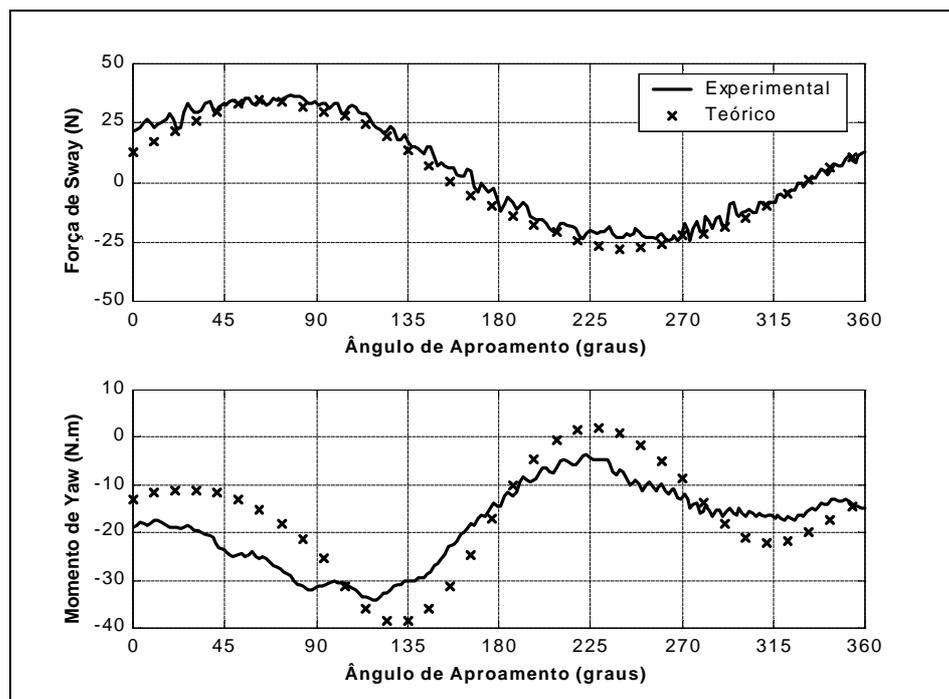


Figura 4.24 – Navio Juruá. Condição 100%. { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.64^\circ/\text{s}$ }

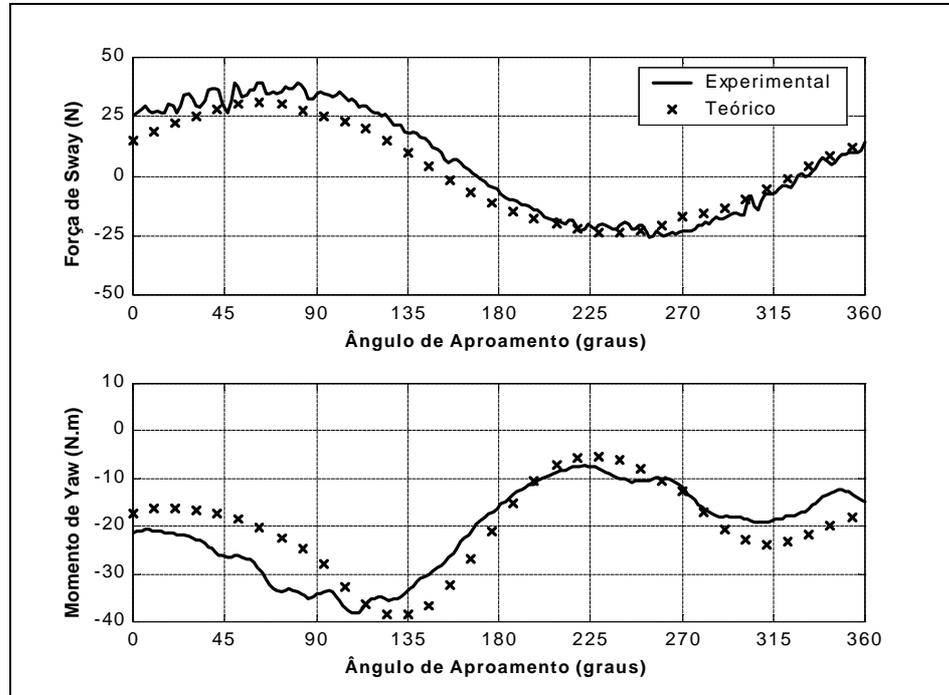


Figura 4.25 – Navio Juruá. Condição 100%. { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.70^\circ/\text{s}$ }

NAVIO JURUÁ – CONDIÇÃO DE LASTRO (40%)

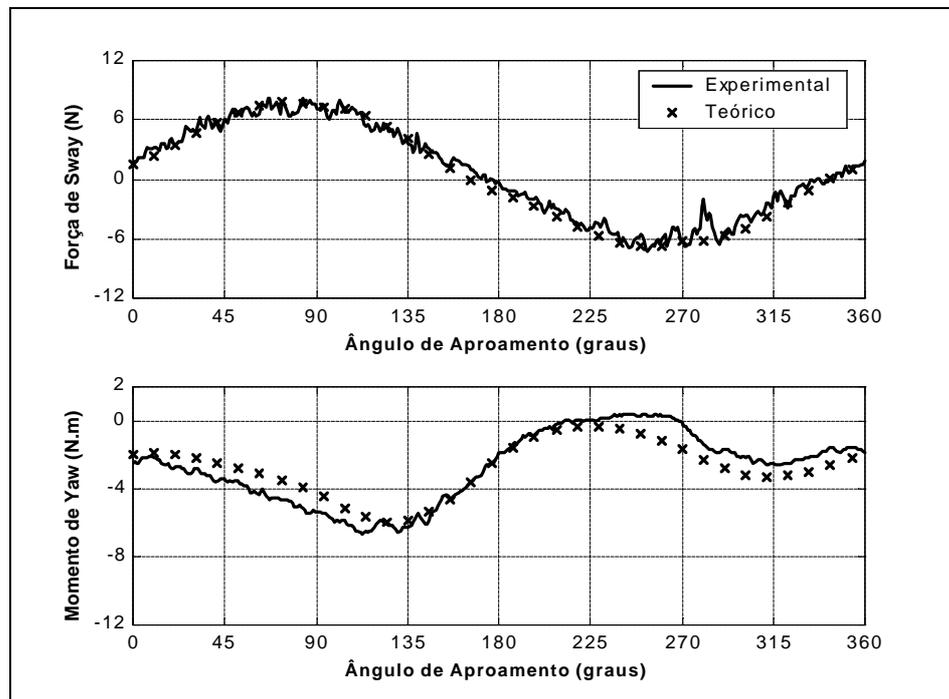


Figura 4.26 – Navio Juruá. Condição 40%. {U=2.09m/s; r=0.37°/s}

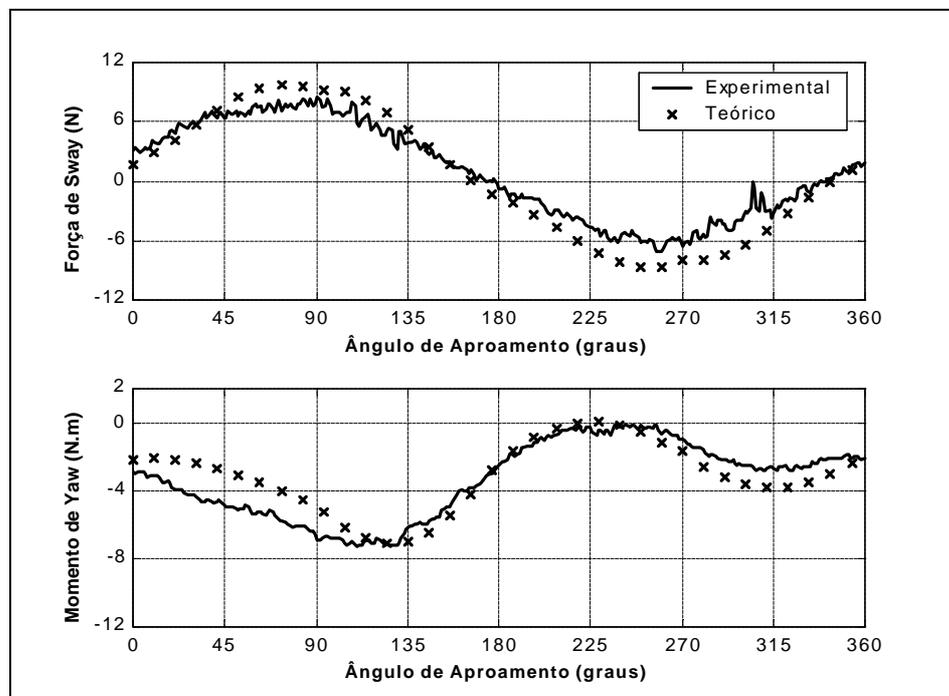


Figura 4.27 – Navio Juruá. Condição 40%. {U=2.09m/s; r=0.43°/s}

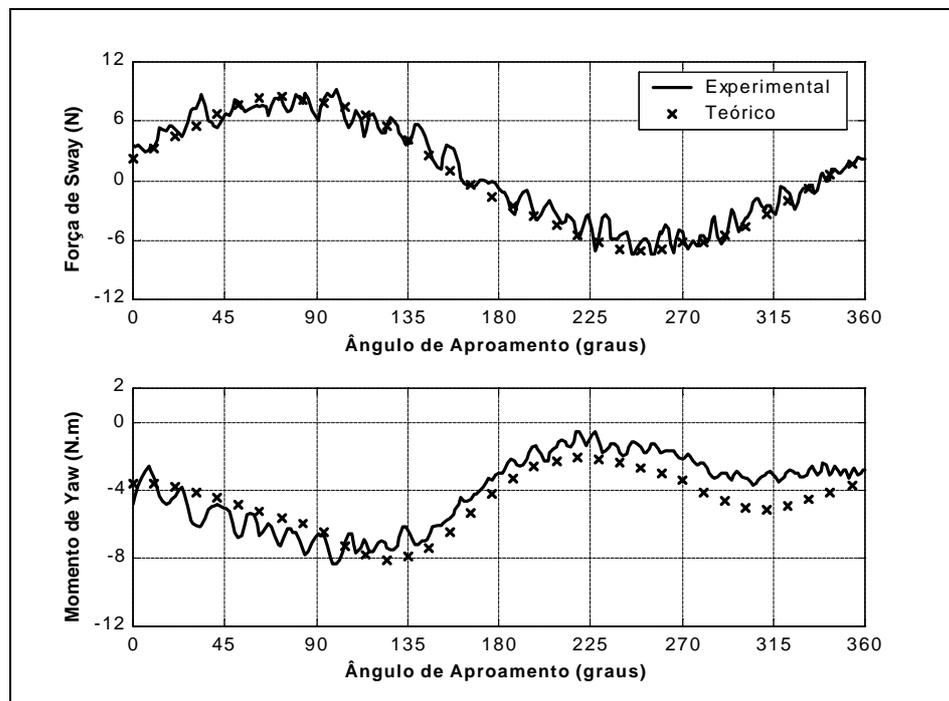


Figura 4.28 – Navio Juruá. Condição 40%. { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.55^\circ/\text{s}$ }

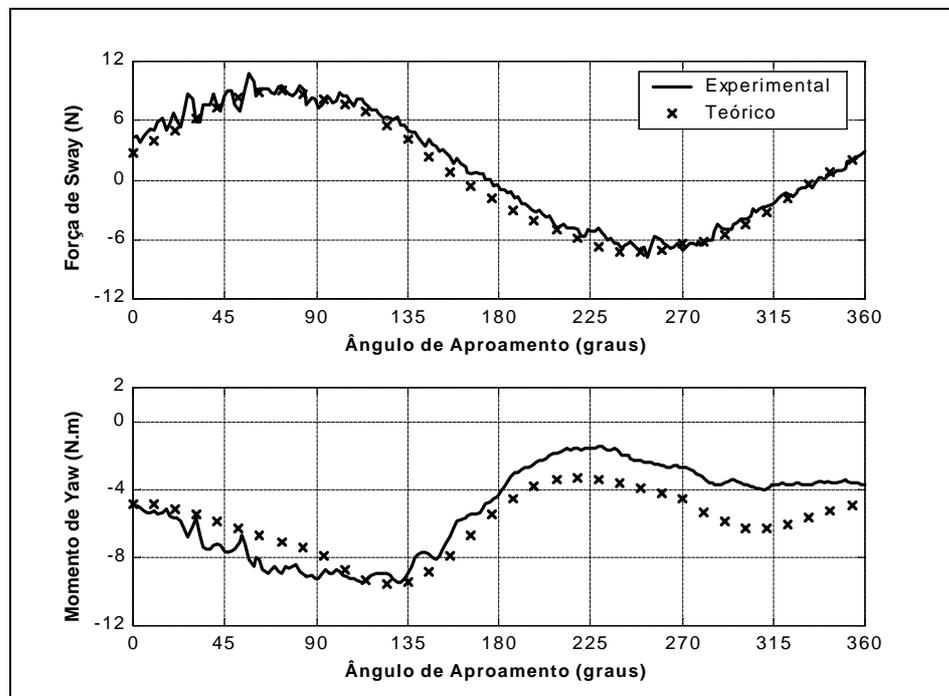


Figura 4.29 – Navio Juruá. Condição 40%. { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.66^\circ/\text{s}$ }

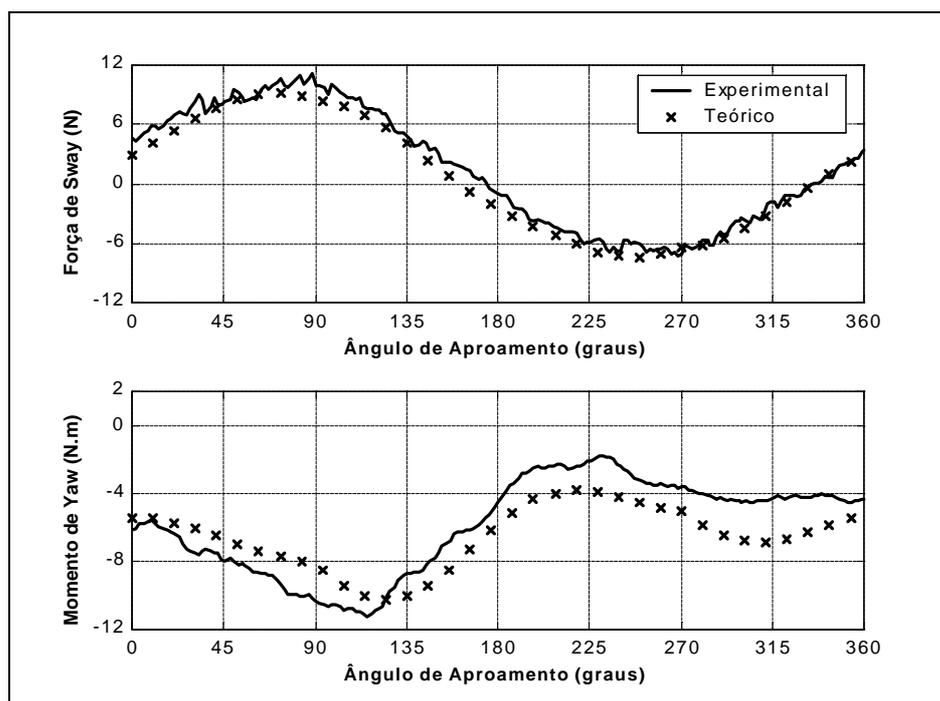


Figura 4.30 – Navio Juruá. Condição 40%. { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.70^\circ/\text{s}$ }

A comparação com os resultados experimentais de *yaw-rotating* do navio Juruá também demonstram, de um modo geral, uma aderência bastante boa das previsões teóricas no que se refere à força lateral, inclusive para as velocidades de rotação mais elevadas.

Os resultados de momento em situação carregada (Figuras 4.23 a 4.25) apresentam uma concordância apenas razoável, com discrepâncias mais significativas se comparadas àquelas verificadas para o navio Vidal de Negreiros. Deve-se observar, no entanto, que os dados disponíveis correspondem a velocidades de rotação bastante elevadas, de $0.55^\circ/\text{s}$ a $0.70^\circ/\text{s}$. Na situação de lastro (Figuras 4.26 a 4.30), a concordância entre os resultados de momento teóricos e experimentais é, de um modo geral, boa, havendo discrepâncias um pouco mais significativas apenas para os casos de velocidade de rotação mais elevadas $0.66^\circ/\text{s}$ (Figura 4.29) e $0.70^\circ/\text{s}$ (Figura 4.30). Nestes casos, todavia, razoáveis diferenças entre os valores experimentais obtidos para

as faixas de ângulos nas vizinhanças de 0° e 360° podem ser, mais uma vez, observadas, o que indica a influência de efeitos viscosos transitórios.

Por fim, deve-se ressaltar, novamente, que estas velocidades de rotação são bastante elevadas, muito superiores àquelas que serão usualmente observadas nas situações práticas de sistemas amarrados. Além disso, para estes valores de velocidade de rotação mais elevados, não se pode descartar uma eventual influência de efeitos incipientes de geração de ondas pelo casco sobre os resultados experimentais.

Alguns comentários adicionais sobre os resultados obtidos em comparação com os ensaios de *yaw-rotating* realizados no IPT serão tecidos mais adiante, na seção 4.6.

4.5.2 COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS OBTIDOS PELO MARIN

Complementando o trabalho de comparação experimental através de resultados de ensaios de *yaw-rotating*, serão utilizados alguns resultados apresentados por Wichers (1987), referentes a ensaios realizados no MARIN com modelo de um navio VLCC. Resultados de modelo cativo deste navio já foram empregados por Leite et al. (1998) para fins de validação do modelo estático (no referido trabalho, o navio foi denominado VLCC-1). Os dados completos deste VLCC são apresentados no Anexo A.

O principal objetivo da comparação com os resultados do MARIN é verificar o comportamento da força longitudinal, uma vez que a mesma não foi medida nos ensaios realizados pelo IPT. A velocidade de avanço empregada nos ensaios apresentados por Wichers foi de $U=0.11$ m/s, o que corresponde, em escala real, a uma velocidade $U=1.03$ m/s (fator de escala do modelo $\lambda=82.5$). As velocidades de rotação também foram, em geral, mais baixas do que aquelas utilizadas nos ensaios do IPT.

Os valores dos parâmetros estáticos $\{C_Y, I_p C_Y\}$ e do coeficiente de resistência de fricção (C_F) foram extraídos dos resultados estáticos (modelo cativo) de força e momento, também apresentados por Wichers (1987). Os valores destes parâmetros são apresentados na Tabela 4-6, abaixo.

Tabela 4-6 – Valores dos parâmetros experimentais para o navio VLCC apresentado por Wichers (1987)

NAVIO	CONDIÇÃO	C_Y	$I_p C_Y$	C_F
VLCC (MARIN)	100%	0.68	0.004	0.031
VLCC (MARIN)	40%	0.49	0.005	0.056

A seguir, são apresentadas as comparações entre os valores de força longitudinal, transversal e momento, preditos segundo o modelo heurístico estendido (empregando-se os valores dos parâmetros experimentais dados pela Tabela 4-6) e os resultados experimentais obtidos nos ensaios de *yaw-rotating* do navio VLCC.

As Figuras 4.31 a 4.33 dizem respeito aos resultados obtidos em situação carregada (100%), respectivamente para velocidades de rotação $\{r=0.11;0.17;0.19^\circ/s\}$ em escala real. As Figuras 4.34 e 4.35 apresentam a comparação entre resultados teóricos e experimentais de forças e momentos em situação de calado-leve (40%) para $\{r=0.17;0.19^\circ/s\}$ ¹, respectivamente.

Seguindo-se a forma de apresentação de resultados adotada por Wichers (1987), todos os resultados de força e momento referentes ao VLCC ensaiado pelo MARIN serão apresentados em escala real.

¹ Wichers (1987) não apresenta resultados com velocidade de rotação $r=0.11^\circ/s$ para a situação de calado-leve.

VLCC (MARIN) – CONDIÇÃO CARREGADA (100%)

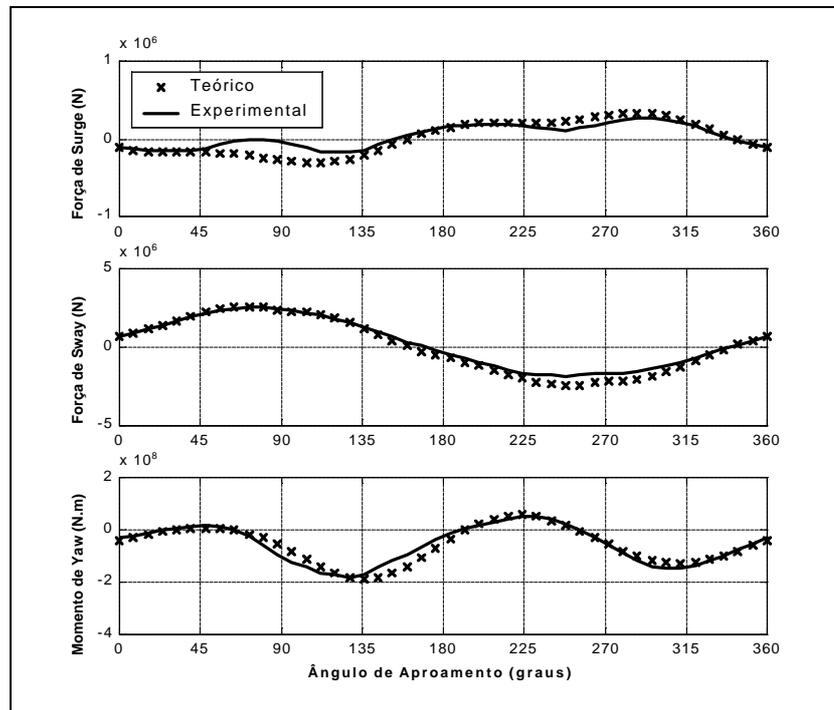


Figura 4.31 – VLCC (MARIN). Condição 100%. $\{U=1.03\text{m/s}; r=0.11^\circ/\text{s}\}$

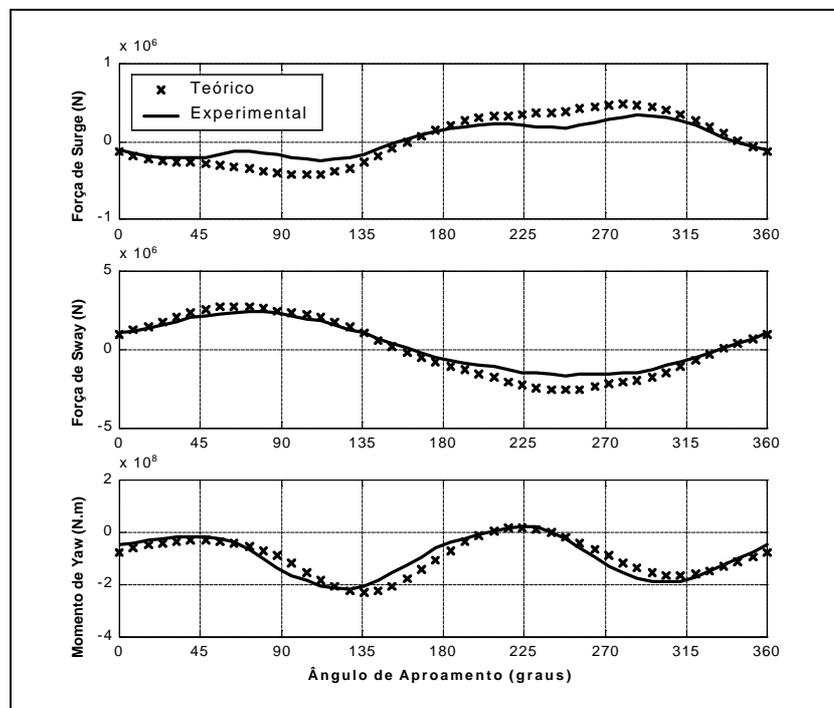


Figura 4.32 – VLCC (MARIN). Condição 100%. $\{U=1.03\text{m/s}; r=0.17^\circ/\text{s}\}$

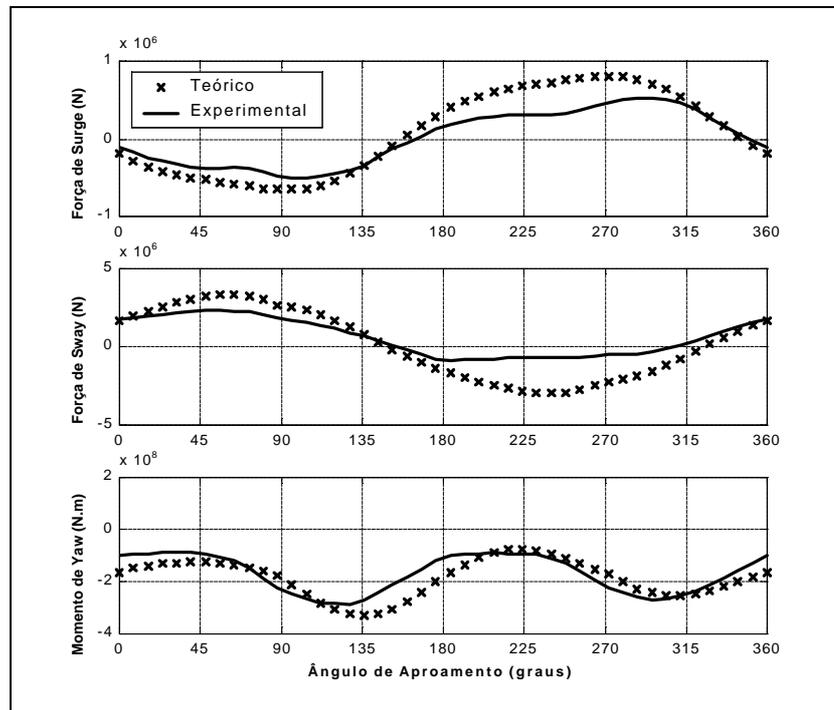


Figura 4.33 – VLCC (MARIN). Condição 100%. { $U=1.03\text{m/s}$; $r=0.29^\circ/\text{s}$ }

VLCC (MARIN) – CONDIÇÃO DE LASTRO (40%)

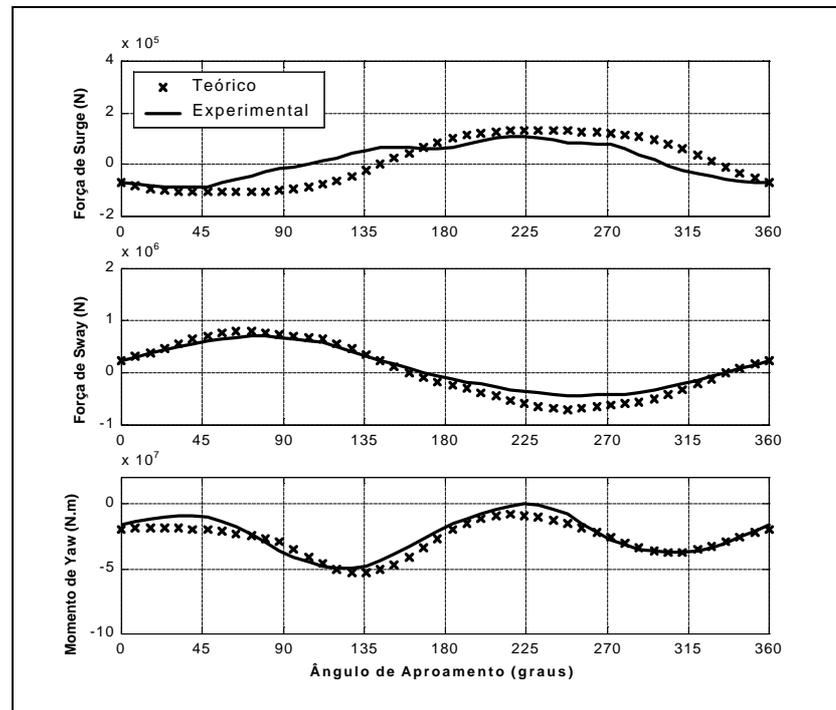


Figura 4.34 – VLCC (MARIN). Condição 40%. {U=1.03m/s; r=0.17°/s}

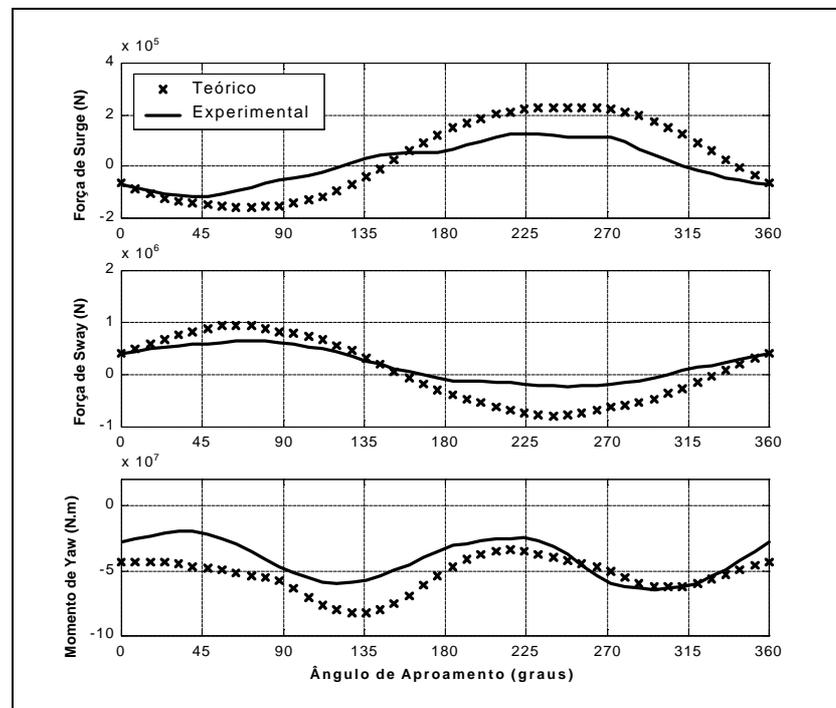


Figura 4.35 – VLCC (MARIN). Condição 40%. {U=1.03m/s; r=0.29°/s}

O confronto entre resultados teóricos e resultados de ensaios de *yaw-rotating* extraídos de Wichers (1987), demonstram haver um grau de aderência bastante distinto para os casos com velocidades de rotação $\{r=0.11;0.17^\circ/s\}$ em comparação com aquele que se observa para velocidade de rotação mais elevada $\{r=0.29^\circ/s\}$.

Na condição carregada (100%), para $\{r=0.11;0.17^\circ/s\}$, a aderência entre resultados teóricos e experimentais é bastante boa, tanto no que se refere à força lateral como para o momento de *yaw*. Até mesmo a força longitudinal apresenta bons resultados, havendo apenas uma certa discrepância para valores do ângulo de aproamento próximos a 90° e 270° , a qual fica mais evidente para $r=0.17^\circ/s$ (ver Figura 4.32). Aparentemente, portanto, o modelo adotado para a representação da influência do movimento de *yaw* sobre a força de *surge* ($\Delta F_{X,R}$) garante uma estimativa razoável destes efeitos, apesar de sua modelagem se basear exclusivamente na analogia de placa plana, sem incorporar nenhuma correção semi-empírica (ver seção 4.1.2). Para o caso de rotação mais elevada $\{r=0.29^\circ/s\}$, no entanto, há uma significativa perda de aderência (ver Figura 4.33). Há um certo “descolamento” no que se refere ao momento de *yaw*, mas o que nos chama mais a atenção é a forte redução de força lateral na faixa $\{180^\circ \leq \psi \leq 360^\circ\}$, tornando a curva de força experimental bastante assimétrica com relação a $\psi=180^\circ$. Nesta mesma faixa, há também uma maior discrepância com os resultados teóricos de força longitudinal.

O mesmo tipo de comportamento se observa, de um modo geral, para a situação de calado-leve (ver Figuras 4.33 e 4.34), onde as discrepâncias se mostram mais acentuadas. Novamente se verifica uma significativa perda de concordância teórico-experimental para velocidade de rotação $r=0.29^\circ/s$, com uma razoável redução da força lateral medida experimentalmente na segunda metade do ciclo.

De fato, é difícil identificar possíveis fatores que expliquem tais discrepâncias, uma vez que o VLCC ensaiado pelo MARIN é bastante semelhante ao navio Vidal de Negreiros. Podemos, inclusive, fazer algumas comparações com os resultados obtidos na seção anterior. Deve-se observar, no entanto, que não apenas as velocidades de rotação são mais baixas, mas também a velocidade de avanço empregada no MARIN é menor do que aquelas utilizadas nos ensaios do IPT. Desprezando-se eventuais efeitos de superfície-livre, parece razoável adotar como parâmetro de comparação um fator que represente a razão entre a velocidade transversal na proa (ou popa) do navio e a velocidade de avanço ($rL/2U$). Assim, os resultados apresentados na Figura 4.33, obtidos no MARIN para o VLCC em situação carregada com $r=0.29^\circ/s$ ($rL/2U=0.76$) poderiam ser (em termos qualitativos, logicamente) comparados aos resultados obtidos com o navio Vidal de Negreiros com velocidade de avanço $U=2.37\text{m/s}$ e $r=0.63^\circ/s$ ($rL/2U=0.74$), apresentados na Figura 4.17. Da mesma forma, os resultados da Figura 4.35, referentes ao VLCC em calado-leve, poderiam ser comparados aos resultados da Figura 4.22, para o navio Vidal de Negreiros em situação de lastro. Em ambos os casos, no entanto, é fácil perceber que a aderência obtida com relação aos ensaios do IPT é muito melhor do que aquela verificada para os ensaios do MARIN. Além disso, não se verifica, em nenhum dos dois casos relacionados ao navio Vidal de Negreiros, uma redução tão abrupta da força lateral na segunda metade do ciclo como aquela observada nos resultados experimentais do MARIN.

Uma parcela das discrepâncias, especialmente com relação ao momento de *yaw*, talvez possa ser explicada pela presença (ou não) de excitadores de turbulência. Deve-se lembrar que, como já observado por Leite et al. (1998), os valores de C_Y e $I_p C_Y$ medidos para o navio VLCC (MARIN) (ver Tabela 4-6) e Vidal de Negreiros (ver Tabela 4-5) são bastante diferentes, apesar de os dois cascos serem praticamente idênticos. Na seção

3.2.3 atribuímos tal fato a eventuais diferenças no nível de turbulência da camada-limite sobre os cascos, visto que os modelos do IPT não apresentavam excitadores de turbulência para incidência lateral de corrente. Se esta realmente for a origem das discrepâncias, a mesma poderia exercer, também, uma certa influência quanto à estimativa do coeficiente $C_{6,rr}$ (ver seção 4.3), o que, por sua vez, contribuiria para uma maior discrepância dos resultados de momento à medida em que a velocidade de rotação aumenta. Todavia, estas considerações não passam de conjecturas, mesmo porque o trabalho de Wichers (1987) não traz nenhuma menção quanto ao emprego de excitadores de turbulência e sua disposição sobre o casco.

Por fim, deve-se apontar uma incorreção no procedimento adotado por Wichers (1987) ao representar a força longitudinal em escala real. Ao extrapolar os resultados para escala real, Wichers simplesmente multiplica os valores de força longitudinal obtidos nos ensaios de *yaw-rotating* pelo fator de escala geométrica correspondente (λ^3), desprezando totalmente a influência do número de Reynolds sobre o coeficiente de atrito C_F . Para que fosse possível uma comparação com os resultados apresentados por Wichers, foi necessário seguir o mesmo procedimento, utilizando para o cálculo da força longitudinal o valor de C_F medido na escala do modelo. Os resultados de força longitudinal apresentados nas Figuras 4.31 a 4.35 devem ser considerados, portanto, como valores válidos apenas em escala do modelo (ao serem divididos por λ^3). Para a correta estimativa da força longitudinal em escala real dever-se-ia empregar o modelo heurístico estendido (ou algum outro modelo teórico) considerando o valor apropriado de $C_F(Re)$ em escala real. Isto pode ser feito, por exemplo, mediante o emprego da aproximação dada pela equação (3.20), baseada na linha de fricção sugerida pela ITTC. Este ponto será retomado na seção subsequente.

4.6 ALGUNS COMENTÁRIOS ADICIONAIS

Concluindo a comparação entre as previsões teóricas de força e momento e os resultados experimentais em ensaios de *yaw-rotating*, alguns comentários adicionais se fazem necessários.

Os resultados apresentados na seção anterior atestam a capacidade do modelo heurístico estendido de prover estimativas adequadas para as forças e momento oriundos da ação de correnteza sobre o casco de navios petroleiros, em casos de movimentos combinados de *surge*, *sway* e *yaw*. A concordância entre resultados teóricos e experimentais se mostrou, de forma geral, boa, inclusive para casos de velocidade de rotação bastante elevadas, ensaiados no IPT. A comparação com os ensaios do MARIN demonstrou uma boa aderência para velocidades de rotação mais baixas, a qual, no entanto, não se manteve com o aumento desta velocidade. Não conseguimos explicar os motivos que poderiam levar a tal perda de aderência, tendo em vista a presumida similaridade com ensaios realizados no IPT com o modelo do navio Vidal de Negreiros.

A concordância dos resultados teóricos com as medições de força lateral foi muito boa na maioria dos casos analisados. O momento de *yaw* apresentou discrepâncias um pouco mais significativas, o que, na verdade, já era esperado uma vez que o momento é mais influenciado pela assimetria entre proa e popa e por particularidades geométricas do casco e dos apêndices.

A influência do movimento de rotação sobre a força de *surge* foi avaliada mediante comparação com os ensaios de *yaw-rotating* realizados pelo MARIN e os resultados demonstraram que a modelagem teórica adotada é capaz de reproduzir razoavelmente bem tal influência. Houve discrepâncias um pouco mais expressivas

apenas para ângulos de incidência próximos a 90° e 270° , fato que era previsto em virtude das já discutidas dificuldades teóricas de modelagem de força longitudinal na chamada região “pós-*stall*”, sem perder de vista, também, as dificuldades técnicas envolvidas na medição de força longitudinal em incidência lateral de corrente.

Com base nos resultados obtidos, alguns aspectos importantes devem ser discutidos:

4.6.1 INFLUÊNCIA DO COEFICIENTE $C_{6,rr}$

O termo de momento proporcional a $r|r|$ presente no modelo heurístico estendido (ver eq. 4.37) foi definido mediante resultados experimentais obtidos em ensaios de rotação ($u=0;v=0$) dos próprios navios Vidal de Negreiros e Juruá. Apesar de os dois navios apresentarem características distintas, é razoável nos perguntarmos se este procedimento não estaria, de certa forma, sendo um fator determinante para a boa aderência observada entre resultados teóricos e o momento de *yaw* levantado nos ensaios de *yaw-rotating* com velocidade de avanço, tanto aqueles realizados no IPT como também os ensaios conduzidos pelo MARIN, dada a similaridade entre os modelos Vidal de Negreiros e VLCC (MARIN). Para dirimir esta dúvida, a Figura 4.36 reproduz o resultado de momento previamente apresentado na Figura 4.11, correspondente ao ensaio do navio Vidal de Negreiros em situação carregada, com velocidade de avanço $U=1.90$ m/s e velocidade de rotação $r=0.48^\circ/s$. Nela são apresentados, além do valor calculado para momento total, a contribuição da componente estática de momento (proposta por Leite et al. (1998)) e dos termos proporcionais a $\{u.r;v.r;r|r|\}$, os quais representam a influência do movimento de rotação do casco sobre o momento de *yaw*.

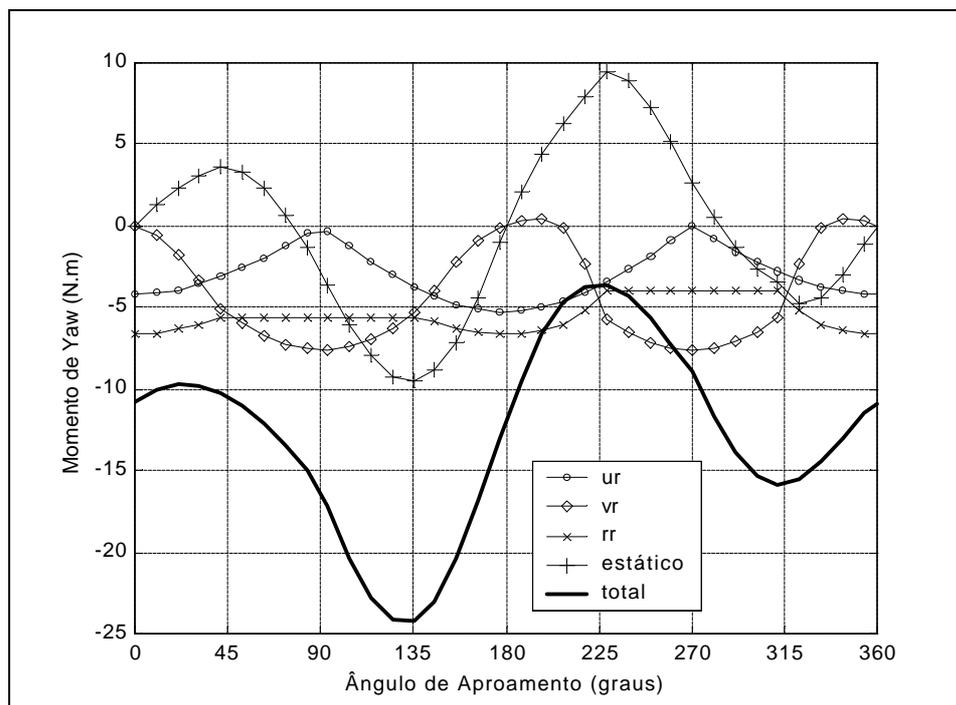


Figura 4.36 – Contribuição de cada componente ao momento total previsto para o caso apresentado na Figura 4.11.

A principal conclusão a ser extraída da análise da Figura 4.36 é que, de fato, nenhuma das componentes de momento se mostra dominante. É fácil perceber que a estimativa do coeficiente $C_{6,rr}$ (componente proporcional a $r|r|$), embora importante, não constitui um fator preponderante no que se refere à qualidade da previsão teórica. Assim, por exemplo, os resultados demonstram que para incidência lateral ($\psi \cong 90^\circ$ ou $\psi \cong 270^\circ$), uma correta estimativa do termo proporcional a $v \cdot r$ é tão importante quanto uma adequada estimativa do termo proporcional a $r|r|$. Da mesma forma, para incidência de proa ($\psi \cong 0^\circ$) e popa ($\psi \cong 180^\circ$), as contribuições oriundas dos termos proporcionais a $u \cdot r$ e $r|r|$ são igualmente relevantes. Esta última observação, aliás, nos traz um certo respaldo experimental quanto à validade das estimativas empíricas propostas por Clarke et al. (1982) (ver seção 4.1.1). Dada a relevância do termo proporcional a $u \cdot r$ no cálculo do momento em incidência de proa ou de popa, a aderência observada entre resultados

teóricos e experimentais indicam que a estimativa estatística proposta por Clarke et al. (1982) para a derivada hidrodinâmica N_r permite, ao menos para navios petroleiros, uma representação satisfatória da influência do movimento de rotação do casco sobre os efeitos de circulação do escoamento (efeitos de asa).

Para encerrar a discussão sobre a estimativa do termo $C_{6,rr}$, cabe aqui discutir um último aspecto. Obviamente, embora a relação $C_{6,rr}/C_Y=16$ tenha se mostrado razoavelmente adequada para dois cascos relativamente distintos (Vidal de Negreiros e Juruá), tal aproximação deve ser analisada de forma criteriosa. Do confronto com resultados experimentais apresentados na seção anterior, pode-se concluir que tal estimativa possa ser adotada, sem incorrer em maiores erros, para navios petroleiros. A validade desta aproximação para outros tipos de cascos, no entanto, deve ser verificada experimentalmente. É importante ressaltar também que, caso um modelo em escala reduzida do navio a ser analisado esteja disponível, pode-se efetivamente medir o valor de $C_{6,rr}$ e utilizar o valor experimental, ao invés da aproximação proposta. De fato, a questão acima discutida não se apresentaria caso tivéssemos proposto o coeficiente de momento $C_{6,rr}$ como um novo parâmetro experimental, a ser levantado juntamente com os coeficientes já requeridos pelo modelo estático. Para tanto, bastaria a realização de ensaios adicionais de rotação, o que, a nosso ver, não representa um acréscimo demasiado no esforço experimental, face àquele já necessário para se medir os demais parâmetros $\{C_Y; l_p C_Y\}$. A decisão deve ficar a critério do projetista, o qual deve se pautar na finalidade da análise realizada e na influência que uma determinação mais precisa dos parâmetros hidrodinâmicos pode exercer, no âmbito do projeto em questão. Isto, na verdade, nos leva à discussão de um outro aspecto, também voltado à aplicação prática do modelo hidrodinâmico, o qual será analisado na seção seguinte.

4.6.2 SENSIBILIDADE À VARIAÇÃO DOS PARÂMETROS

Um modelo teórico para o estudo de forças de corrente sobre o casco de navios petroleiros em movimentos planos arbitrários, válido para qualquer ângulo de incidência e dependente de apenas 3 parâmetros externos representa, certamente, um modelo *quase-explicito*, especialmente se comparado aos modelos de manobras usualmente empregados, baseados no conceito de derivadas hidrodinâmicas. Como existe uma série de modelos empíricos visando a determinação do coeficiente de resistência $C_F(\text{Re})$ e contamos já com um certo número de resultados experimentais referentes aos coeficientes de *cross-flow* ($C_Y; I_p C_Y$) para navios petroleiros, somos tentados a investigar a possível eficácia de um modelo realmente *explícito*, ou seja, cuja aplicação independa de qualquer esforço experimental adicional. Para tanto, vamos estudar como os resultados teóricos obtidos mediante estimativa dos três parâmetros acima citados se comparam àqueles oriundos da aplicação de seus valores experimentais.

Para estimativa dos parâmetros $C_F(\text{Re})$ e C_Y seguiremos os modelos já propostos por Leite et al. (1998). Assim, o modelo explícito contará com o valor de C_F estimado de acordo com a curva de fricção proposta pela ITTC 1957 (equação 3.20) e com coeficiente de arrasto C_Y estimado a partir de resultados experimentais obtidos por Hoerner (ver Figura 3.9). A estimativa do coeficiente de momento $I_p C_Y$ é, no entanto, mais complicada. Como uma primeira aproximação, estabeleceremos um valor médio para este coeficiente, com base nos resultados experimentais de modelo cativo de quatro navios petroleiros. A Tabela 3-5 reúne resultados de modelo cativo em incidência lateral obtidos para os navios Vidal de Negreiros e Juruá, para o modelo VLCC ensaiado pelo MARIN e para o navio PP.Moraes, previamente estudado por Leite et al. (1998). Além dos valores experimentais são apresentadas os valores de coeficiente de arrasto C_Y

estimados a partir da Figura 3.9. Percebe-se que a aproximação obtida para o coeficiente C_Y fornece estimativas razoáveis, com erros relativos típicos variando entre 5% e 15%. Pode-se notar, também, que o coeficiente de momento apresenta grande variação, não sendo possível identificar nenhuma tendência com respeito aos parâmetros geométricos e à variação de calado. A adoção do valor médio $l_p C_Y \cong 0.030$ acaba por representar erros relativos bastante significativos, especialmente para o navio PP Moraes e para o VLCC ensaiado pelo MARIN.

Tabela 4-7 – Estimativa dos coeficientes de *cross-flow* para diversos navios petroleiros

NAVIO	LAB.	%T	C_B	B/L	B/2T	$(C_Y)_{HOER}$	C_Y	$l_p C_Y$
PP Moraes	IPT	100%	0.82	0.11	1.02	0.90	1.00	0.014
PP Moraes	IPT	40%	0.77	0.11	2.55	0.60	0.50	0.043
Juruá	IPT	100%	0.82	0.17	1.37	0.75	0.68	0.048
Juruá	IPT	40%	0.77	0.17	3.44	0.56	0.59	0.028
V. Negreiros	IPT	100%	0.83	0.17	1.26	0.78	0.86	0.044
V. Negreiros	IPT	40%	0.77	0.17	3.16	0.57	0.52	0.052
VLCC	MARIN	100%	0.85	0.15	1.25	0.78	0.68	0.004
VLCC	MARIN	40%	0.83	0.15	3.12	0.57	0.49	0.005
								0.030

Para ilustrar a influência do emprego das estimativas acima levantadas sobre os resultados teóricos, as Figuras 4.37 e 4.38 apresentam uma comparação entre os valores de força lateral e momento medidos em alguns dos ensaios de *yaw-rotating* do navio Vidal de Negreiros e suas respectivas estimativas teóricas, estas últimas obtidas tanto com os valores experimentais dos parâmetros $(C_Y; l_p C_Y)$ como com os valores estimados segundo a Tabela 4-7 $\{(C_Y)_{HOER}; l_p C_Y = 0.030\}$. O mesmo tipo de comparação é ilustrada para o navio Juruá em condição de carregamento 100% (Figura 4.39) e 40% (Figura 4.40) e, finalmente, para o VLCC ensaiado no MARIN em condição 100% (Figura 4.41) e 40% (Figura 4.42).

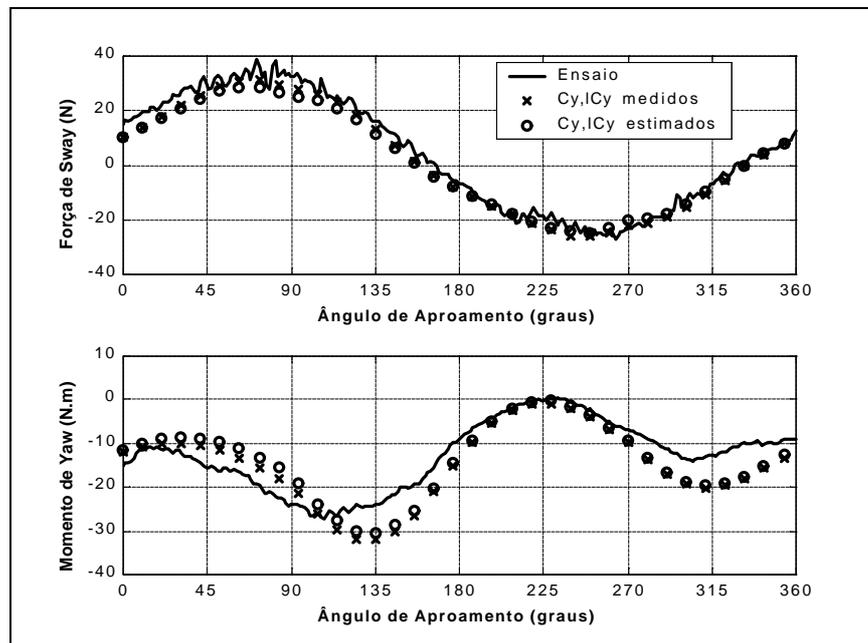


Figura 4.37 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; Vidal de Negreiros 100%
 $\{U=2.37\text{m/s};r=0.48^\circ/\text{s}\}$

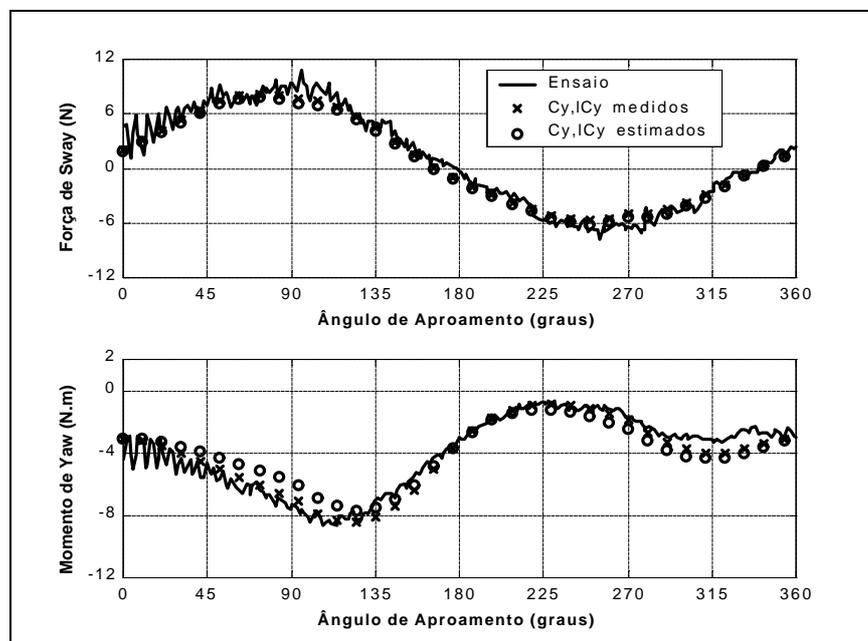


Figura 4.38 – Comparação entre modelo quase-explicito e explicito; Vidal de Negreiros 40%
 $\{U=2.37\text{m/s};r=0.49^\circ/\text{s}\}$

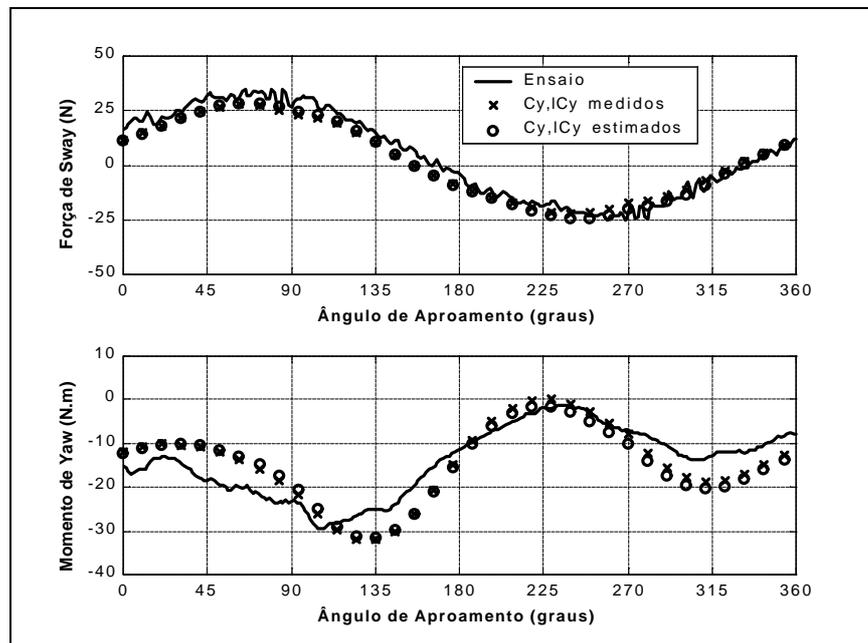


Figura 4.39 – Comparação entre modelo quase-explícito e explícito; navio Juruá 100%
 $\{U=2.09\text{m/s}; r=0.55^\circ/\text{s}\}$

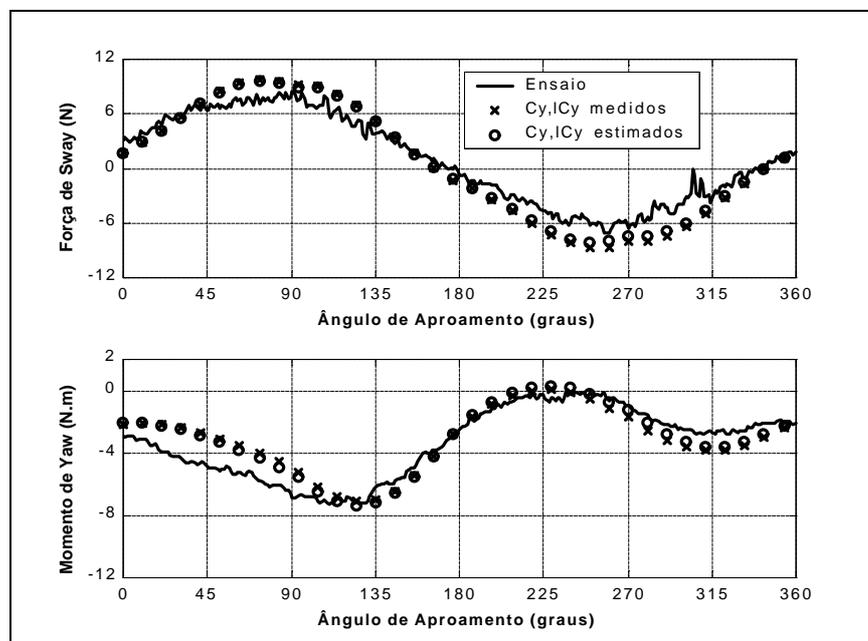


Figura 4.40 – Comparação entre modelo quase-explícito e explícito; navio Juruá 40%
 $\{U=2.09\text{m/s}; r=0.43^\circ/\text{s}\}$

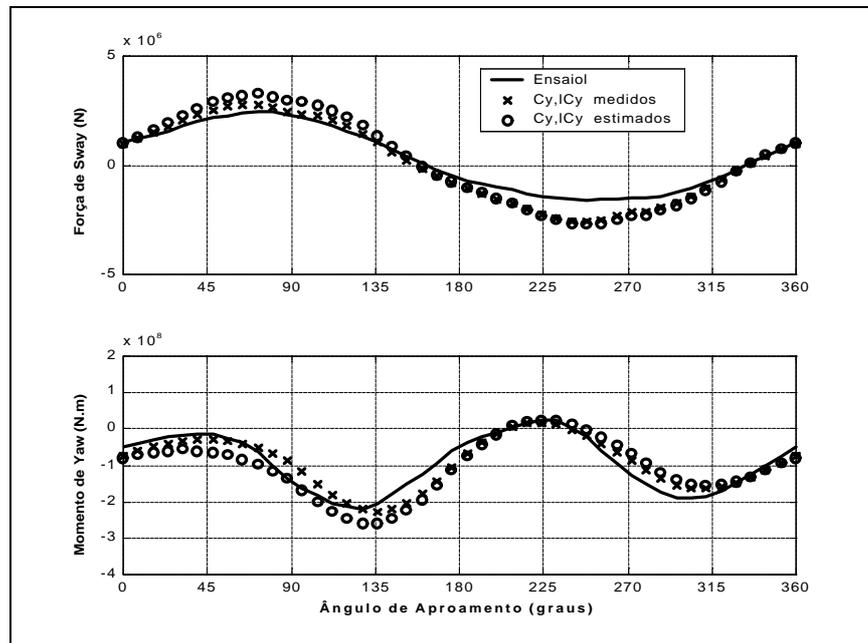


Figura 4.41 – Comparação entre modelo quase-explícito e explícito; VLCC (MARIN) 100%
 $\{U=1.03\text{m/s}; r=0.19^\circ/\text{s}\}$

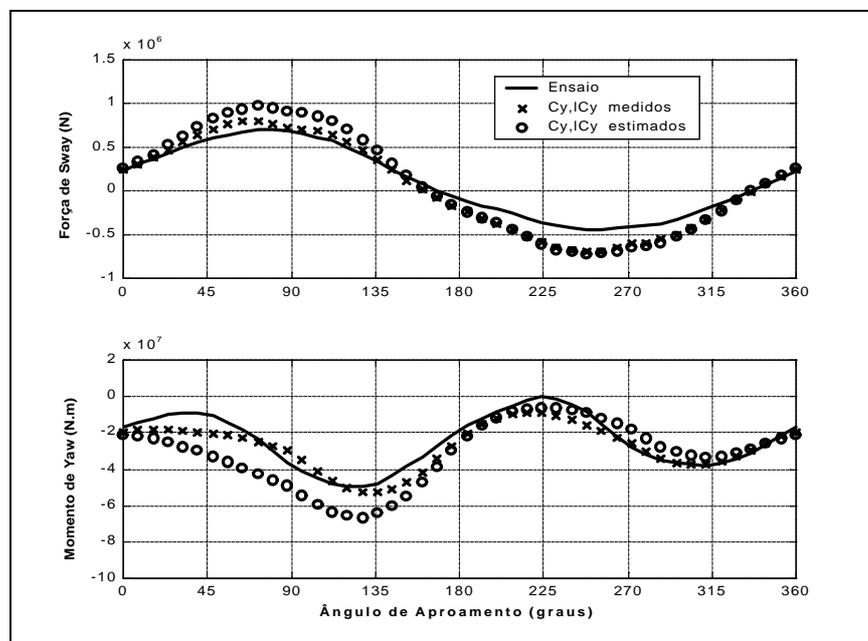


Figura 4.42 – Comparação entre modelo quase-explícito e explícito; VLCC (MARIN) 40%
 $\{U=1.03\text{m/s}; r=0.19^\circ/\text{s}\}$

Os resultados apresentados nas Figuras 4.36 a 4.41 ilustram aspectos importantes no que se refere à aplicação do modelo teórico. Em primeiro lugar, deve-se observar que a adoção das estimativas propostas para os coeficientes de *cross-flow* leva, como esperado, a uma perda de aderência entre resultados teóricos e experimentais. Todavia, com exceção do caso relativo ao VLCC (MARIN) (Figuras 4.41 e 4.42), tais perdas não se mostraram significativas.

É importante notar que, para o navios Vidal de Negreiros e Juruá, as previsões de força lateral e momento obtidas mediante emprego do modelo explícito (coeficientes estimados) resultam muito próximas àquelas decorrentes da utilização dos valores experimentais dos parâmetros envolvidos, embora haja erros relativos envolvidos da ordem de 10% para o coeficiente de força (C_Y) e de até 33% para o coeficiente de momento ($I_p C_Y$). Este fato, na verdade, é de extrema importância no que diz respeito à confiabilidade da estimativa teórica pois indica que o modelo estendido é pouco sensível a pequenas variações dos coeficientes de *cross-flow*, assim como já havia sido observado por Leite et al. (1998) com relação ao modelo estático.

Esta razoável robustez, aliada ao fato de as medições experimentais dos coeficientes envolvidos ser relativamente simples, uma vez que as forças e o momento envolvidos nos ensaios de modelo-cativo em incidência lateral são normalmente elevados, garantem um bom nível de confiança à modelagem teórica. De fato, as pequenas imprecisões que certamente se apresentam nos ensaios em escala reduzida (como, por exemplo, pequenas assimetrias no modelo e/ou no aparato experimental e erros de medida) não devem comprometer as estimativas de força lateral e o momento.

Todavia, embora atestem a robustez da modelagem teórica, os resultados demonstram que o emprego das estimativas definidas na Tabela 4-7 pode resultar em discrepâncias significativas, especialmente no que se refere ao momento de *yaw*, fato

que fica claro, principalmente, na comparação realizada com o modelo VLCC (MARIN) em situação de lastro (Figura 4.42). Isto decorre, obviamente, da grande variação do coeficiente de momento $l_p C_Y$ para diferentes cascos, o que torna a adoção de um valor médio pouco aconselhável. Realmente, os próprios resultados experimentais da Tabela 4-7 demonstram haver sensíveis discrepâncias deste coeficiente entre diferentes navios de uma mesma classe (petroleiros) e até mesmo nas medições realizadas por diferentes instituições (IPT e MARIN) para dois navios VLCC bastante semelhantes. Face a estes resultados, torna-se difícil estabelecer uma estimativa confiável para este parâmetro. O procedimento ideal é que o mesmo seja efetivamente medido em ensaios de escala reduzida, tomando-se todos os cuidados para representação dos diferentes apêndices (leme e bolinas) e procurando-se garantir um adequado nível de turbulência da camada-limite, de forma a reduzir eventuais efeitos de escala. Caso, no entanto, uma estimativa venha a ser adotada para uma análise preliminar ou não seja possível contar com modelos em escala reduzida, o projetista deve considerar uma razoável faixa de variação do coeficiente de momento, procurando agir a favor da segurança. Como mostram os resultados da Tabela 4-7, para navios petroleiros, parece razoável considerar $0 < l_p C_Y < 0.1$.

Por fim, alguns comentários devem ser tecidos quanto às estimativas de força longitudinal. Ao contrário da modelagem de força lateral e momento (as quais assumem que os eventuais efeitos de escala possam ser razoavelmente reproduzidos nos ensaios em escala reduzida), a representação da força longitudinal atuante sobre o sistema real não pode ser inferida diretamente dos ensaios. Neste caso, o efeito do número de Reynolds do escoamento sobre a componente viscosa da força de *surge* deve ser incorporado à modelagem. A simples extrapolação dos resultados experimentais com base no fator de escala geométrica (como realizada por Wichers (1987) ao apresentar os

resultados experimentais de *yaw-rotating* em escala real) pode induzir a erros significativos. Para ilustrar este fato, a Tabela 4-8, abaixo, apresenta os valores de coeficiente de atrito viscoso ($C_F(Re)$) medidos nos ensaios de Wichers (1987) para o navio VLCC e seus respectivos valores em escala real, estimados de acordo com a equação 3.20 e utilizando fator de forma $k=0.39$.

Tabela 4-8 – Coeficiente de Resistência do navio VLCC (MARIN) em escala do modelo e escala real

NAVIO	CONDIÇÃO	$(C_F)_{\text{MODELO}}$	$(C_F)_{\text{REAL}}$
VLCC (MARIN)	100%	0.031	0.0096
VLCC (MARIN)	40%	0.056	0.0146

A Figura 4.43, abaixo, compara os resultados teóricos de força longitudinal obtidos para o navio VLCC nas condições de alguns ensaios de *yaw-rotating* apresentados na seção anterior, empregando-se o valor de C_F em escala reduzida e escala real.

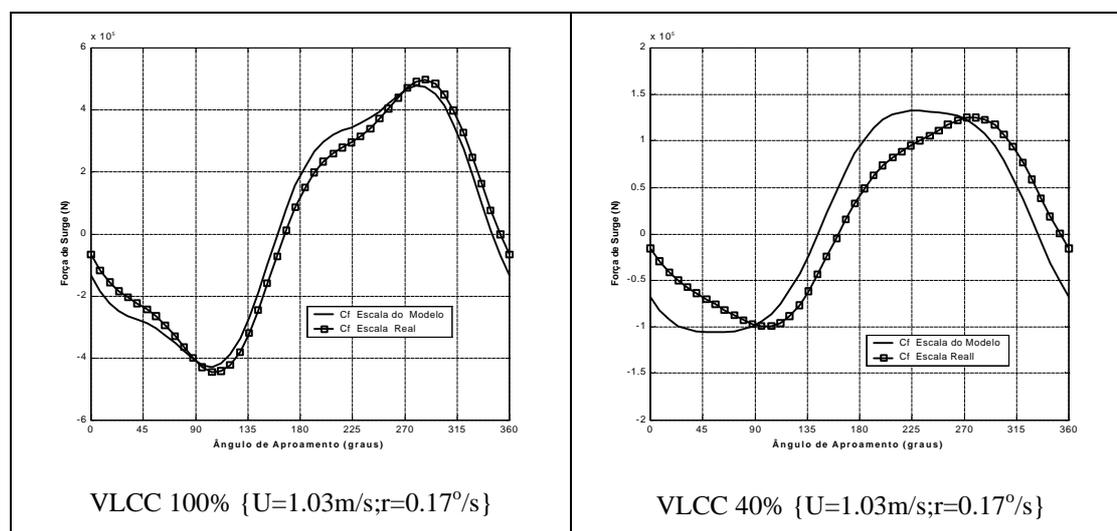


Figura 4.43 – Força Longitudinal para o navio VLCC (MARIN). Comparação entre estimativas em escala do modelo e escala real.

É fácil perceber, portanto, que a correta consideração dos efeitos de escala é crucial para a estimativa de força longitudinal em escala real, especialmente para

incidência paralela ($\psi \cong 0^\circ$ ou $\psi \cong 180^\circ$), quando os termos estáticos são dominados pela componente viscosa $C_F(\text{Re})u|u|$. Para a correta avaliação da força de *surge* em escala real, a adoção de um modelo teórico capaz de incorporar o efeito do número de Reynolds do escoamento é, portanto, imprescindível. Como será demonstrado no Capítulo 5, a correta estimativa do coeficiente $C_F(\text{Re})$ em escala real é de extrema importância para o estudo da dinâmica de navios amarrados em configuração SPM.

4.6.3 UMA COMPARAÇÃO COM O MODELO HEURÍSTICO DE OBOKATA

Para finalizar este capítulo, aproveitaremos os resultados de *yaw-rotating* empregados para fins de validação do modelo heurístico estendido para uma comparação com os resultados oriundos do modelo proposto por Obokata (1987). Muito embora, como enfatizado anteriormente, a comparação entre diferentes modelos hidrodinâmicos não faça parte do escopo deste trabalho, a análise do modelo de Obokata traz alguns atrativos especiais. A exemplo da extensão ora proposta para o modelo estático de Leite et al. (1998), o modelo de Obokata procura representar a influência do movimento de *yaw* sobre as forças de corrente sem recorrer a novos coeficientes experimentais. De fato, caso sejam conhecidos os coeficientes estáticos ($r=0$) de força e momento, as expressões 4.5 fornecem diretamente as forças e o momento em casos de movimento arbitrário do casco. Todos os demais modelos heurísticos necessitariam, para sua aplicação, o levantamento experimental (ou estimativa) de diferentes coeficientes de força e momento. Assim, caso o procedimento sugerido por Obokata se mostre apropriado, ao menos para os navios petroleiros estudados, o mesmo pode representar uma alternativa de análise bastante simples para casos em que os coeficientes estáticos estejam disponíveis.

Empregando, então, o modelo heurístico para estimativa dos coeficientes estáticos $\{C_{1C}; C_{2C}; C_{6C}\}$, o modelo de Obokata (expressões 4.5) será aplicado para levantar as forças e os momentos envolvidos nos ensaios de *yaw-rotating* dos navios Vidal de Negreiros, Juruá e VLCC (MARIN). Os resultados serão confrontados com as predições teóricas oriundas da aplicação do modelo heurístico estendido e com os resultados experimentais.

As Figuras 4.44 e 4.45 ilustram a comparação para o navio Vidal de Negreiros nas condições carregada e de lastro, respectivamente. Da mesma forma, a comparação entre modelos teóricos é ilustrada para o navio Juruá através das Figuras 4.46 (condição 100%) e 4.47 (condição 40%) e, finalmente, para o navio VLCC (MARIN) nas Figuras 4.48 (condição 100%) e 4.49 (condição 40%). Todos os resultados teóricos foram obtidos com os valores experimentais dos parâmetros $\{C_F; C_Y; l_p C_Y\}$. Mantendo a forma de apresentação dos resultados, as forças e momento são apresentados em escala do modelo para os navios Vidal de Negreiros e Juruá e em escala real para o navio VLCC (MARIN).

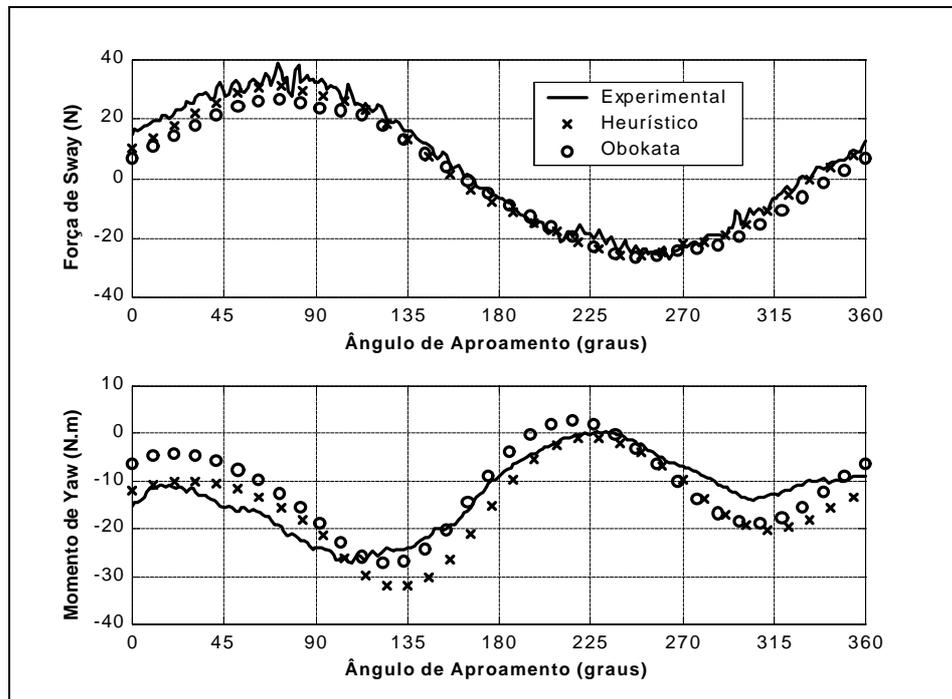


Figura 4.44 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.
Vidal de Negreiros (100%) { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.48^\circ/\text{s}$ }

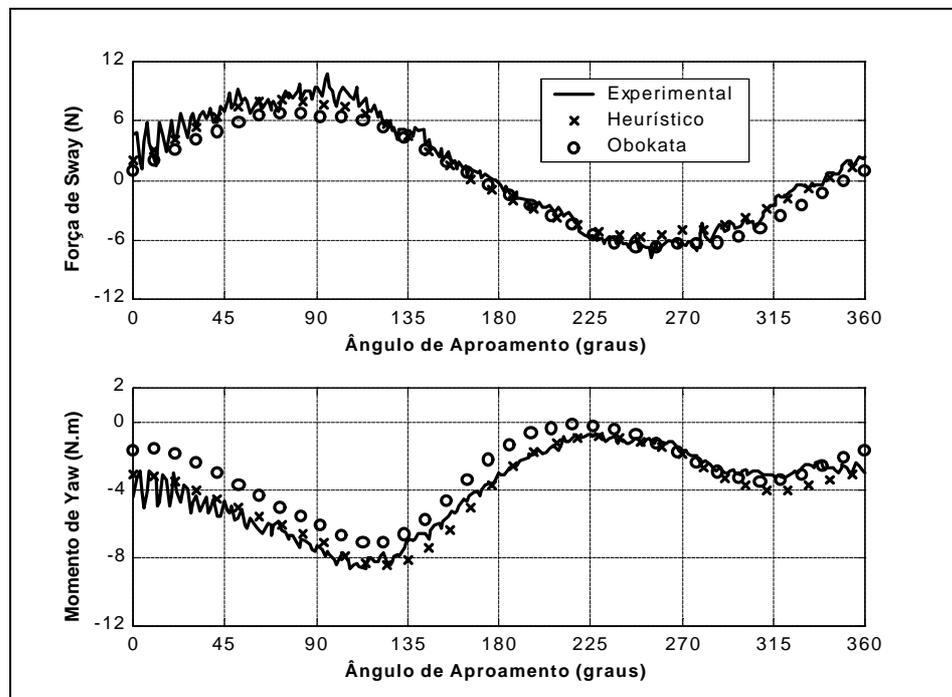


Figura 4.45 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.
Vidal de Negreiros (40%) { $U=2.37\text{m/s}$; $r=0.49^\circ/\text{s}$ }

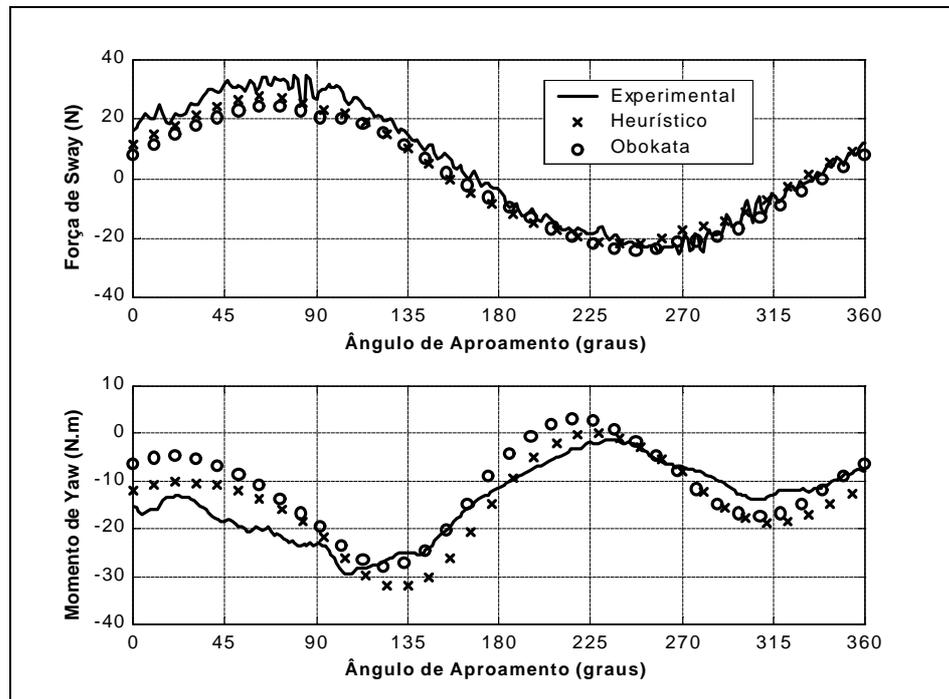


Figura 4.46 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.

Juruá (100%) { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.55^\circ/\text{s}$ }

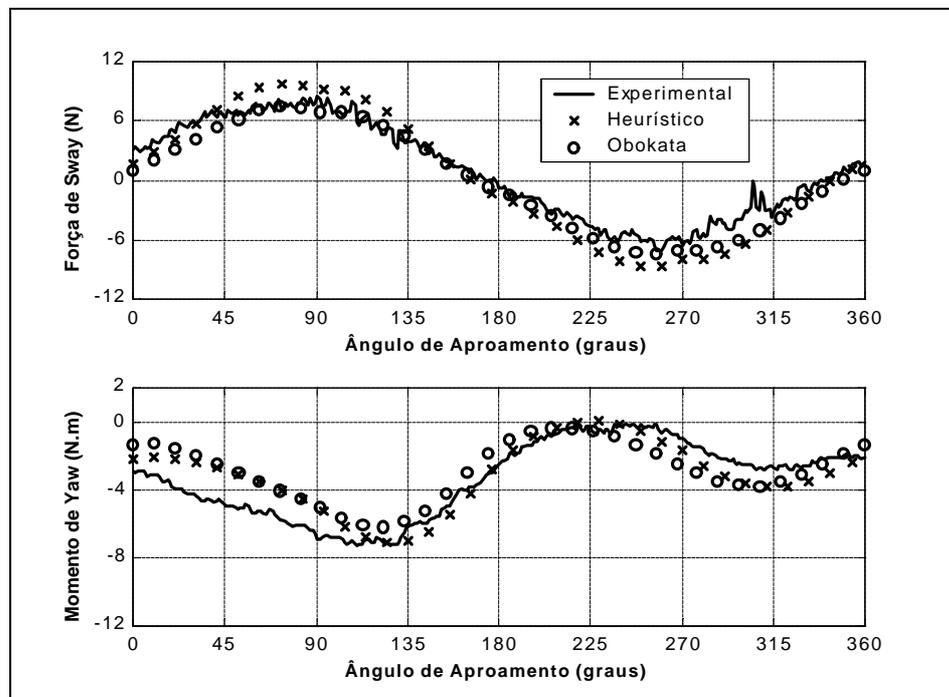


Figura 4.47 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.

Juruá (40%) { $U=2.09\text{m/s}$; $r=0.43^\circ/\text{s}$ }

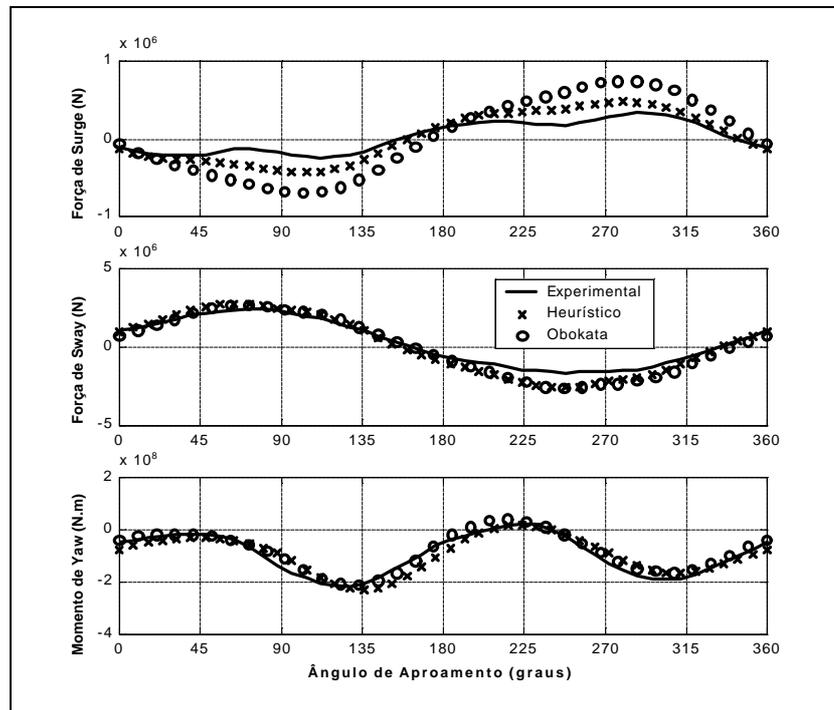


Figura 4.48 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.
VLCC MARIN (100%) { $U=1.03\text{m/s}$; $r=0.17^\circ/\text{s}$ }

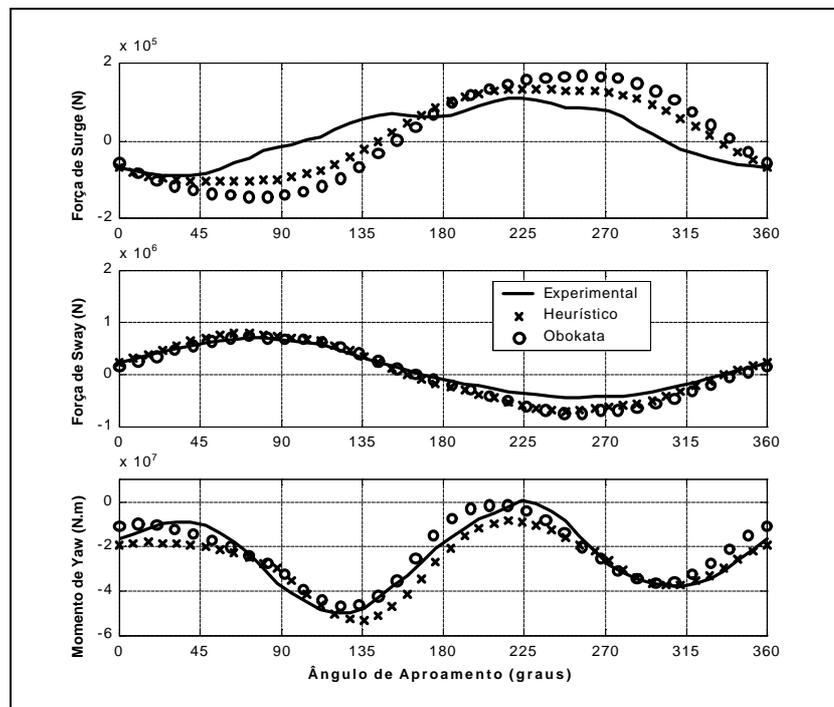


Figura 4.49 – Comparação entre Modelo Heurístico Estendido e Modelo de Obokata.
VLCC MARIN (40%) { $U=1.03\text{m/s}$; $r=0.17^\circ/\text{s}$ }

A análise dos resultados acima demonstra, em primeiro lugar, que o modelo de Obokata (1987) resulta em estimativas apropriadas de força e momento. De fato, a aderência observada é até mesmo surpreendente, se considerarmos que a abordagem proposta por Obokata é relativamente pobre em embasamento teórico.

A comparação de resultados de força lateral para os navios Vidal de Negreiros e Juruá (Figuras 4.44 a 4.47) demonstram haver uma aderência ligeiramente melhor entre os resultados experimentais e aqueles obtidos mediante aplicação do modelo heurístico estendido.

Quanto ao momento de *yaw*, o modelo de Obokata leva, em geral, a discrepâncias mais significativas, especialmente na faixa $0^\circ \leq \psi \leq 90^\circ$. Estas discrepâncias podem estar associadas à ausência de um termo de momento que incorpore os efeitos tridimensionais de geração de vórtices quando do movimento de rotação do navio (como aquele incorporado ao modelo heurístico através da expressão 4.33).

A comparação com os resultados de ensaios de *yaw-rotating* do VLCC (MARIN) (Figuras 4.47 e 4.48) demonstram uma menor discrepância entre os diferentes modelos teóricos, tanto para a força de *sway* como para o momento de *yaw*. No entanto, o emprego do modelo de Obokata resulta em uma aderência mais pobre para a força longitudinal, tendendo a superestimá-la em comparação com o modelo heurístico estendido.

Por fim, deve-se lembrar que as discrepâncias apontadas entre os dois modelos teóricos se referem apenas aos termos induzidos pelo movimento de rotação $\{\Delta F_{X,R}; \Delta F_{Y,R}; \Delta N_{Z,R}\}$, uma vez que o modelo de Obokata foi empregado com os coeficientes estáticos estimados segundo o próprio modelo heurístico. Considerando-se que a aplicação do modelo heurístico estendido, assim como o emprego da abordagem sugerida por Obokata, também não requer esforços experimentais adicionais e tendo em

vista que a mesma resultou em uma melhor aderência com resultados experimentais, não nos parece haver vantagem na utilização do modelo proposto por Obokata, embora sua engenhosidade e eficácia mereçam ser reconhecidas.

5 VERIFICAÇÃO EXPERIMENTAL: INSTABILIDADE DINÂMICA DE UM SISTEMA SPM DOTADO DE HAWSER-RÍGIDO

O Capítulo 4 apresentou a dedução do modelo heurístico estendido e a validação experimental de suas previsões de forças e momento, mediante confronto com resultados obtidos em ensaios de *yaw-rotating* para diferentes navios. Proceder-se-á, neste capítulo, a uma extensão da verificação experimental, analisando-se a capacidade do modelo teórico de reproduzir a dinâmica de um navio petroleiro amarrado por intermédio de um cabo (*hawser*) em configuração SPM (*single-point mooring*), sujeito à ação de correnteza marítima uniforme.

O problema de instabilidade dinâmica de sistemas SPM constitui um tópico importante em engenharia naval e oceânica. Sabe-se, da experiência prática e de estudos teóricos prévios, que um navio atracado por intermédio de um cabo de amarração sob ação de correnteza uniforme pode desenvolver oscilações auto-sustentadas no plano horizontal, em geral de grande amplitude e períodos longos. Sob certas circunstâncias (ver, por exemplo, Jiang; Sharma (1993)), o movimento oscilatório horizontal pode até mesmo apresentar natureza caótica. Este tipo de comportamento foi observado, inicialmente, no problema de reboque de navios, recebendo o nome de *fishtailing*, graças às características do movimento oscilatório. Um problema análogo é verificado em situações *offshore*, para sistemas amarrados em configuração SPM, caso, por exemplo, de um navio atracado a uma monobóia por intermédio de um *hawser*. Nestas situações, a instabilidade dinâmica do sistema pode levar a elevados picos de tração no cabo de amarração e colocar em risco a operação.

O fenômeno de instabilidade dinâmica de sistemas SPM foi estudado por diversos autores. Pode-se destacar, entre outros, os trabalhos de Faltinsen et al. (1979), Wichers (1987) e Jiang; Sharma (1993). Uma das principais considerações a serem extraídas destes estudos diz respeito à influência que o eventual afrouxamento do cabo (*slackening*) exerce sobre o comportamento dinâmico do sistema, sendo um dos fatores que leva a situações caóticas de oscilação.

Uma vez que o modelo heurístico estendido é voltado à análise de navios petroleiros amarrados, sujeitos à ação de correnteza marítima, é importante verificar sua adequação ao estudo deste problema, de grande importância prática para operações *offshore*. Para tanto, ensaios com um modelo do navio Vidal de Negreiros em configuração SPM foram realizados pela DITT/IPT (ver IPT (1999)), os quais servirão como paradigma experimental para a avaliação do modelo teórico. Todavia, como será demonstrado mais adiante, a determinação de um paradigma experimental apropriado não é, neste caso, uma tarefa fácil. Vários problemas se apresentam quando da transposição do fenômeno real de *fishtailing* para a escala do modelo. O primeiro diz respeito a dificuldades práticas impostas, principalmente, por limitações de comprimento do tanque de provas. Dadas as dimensões do modelo (no caso, em escala 1:90) e uma vez que os períodos de oscilação envolvidos são razoavelmente longos, poucos ciclos completos de oscilação podem ser obtidos no tanque de reboque. Mesmo para um tanque de comprimento considerável como o do IPT (comprimento utilizável da ordem de 200 m), como será demonstrado adiante, os ensaios com o modelo do navio Vidal de Negreiros envolviam, tipicamente, apenas três ciclos completos de oscilação. Nesta situação, a utilização de um cabo para reboque do modelo, emulando a ação de um *hawser* real, certamente implicaria em efeitos transitórios que, por um lado, poderiam comprometer a reprodutibilidade dos ensaios e, por outro, dificultariam

bastante a comparação com resultados de simulação numérica. Tendo em vista que o objetivo principal dos ensaios não era reproduzir o comportamento de um sistema SPM real (mesmo porque, como será discutido adiante, tal comportamento não pode ser efetivamente reproduzido em escala reduzida), mas sim verificar a adequação do modelo teórico em representar as forças e momentos hidrodinâmicos envolvidos no problema, propôs-se a substituição do cabo de amarração por um elemento rígido (barra metálica), simulando, assim, a ação de um *hawser* de rigidez extremamente elevada. Uma representação esquemática dos ensaios de reboque mediante emprego de *hawser rígido* é apresentada na Figura 5.1, abaixo. O ensaio consistia, basicamente, em se rebocar o modelo do navio Vidal de Negreiros, em duas condições de carregamento distintas, através de barras rígidas (*hawsers*) bi-articuladas, de diferentes comprimentos (L_H), acopladas ao casco em um ponto sobre sua linha de centro distante x_A da seção-mestra.

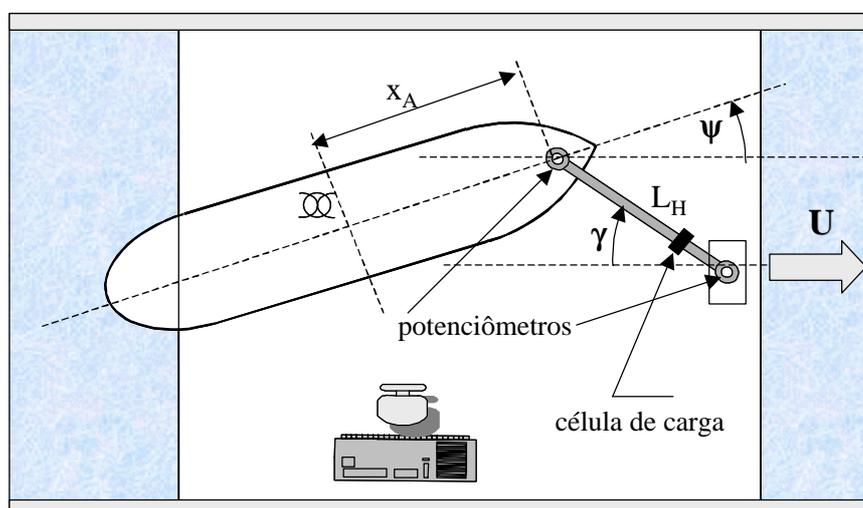


Figura 5.1 – Ilustração do ensaio de reboque com hawser-rígido.

Nos ensaios foram levantadas, através de dois potenciômetros (cujas posições são indicadas na Figura 5.1) as séries-temporais do ângulo de aproamento (ψ) do navio e do

ângulo formado pelo *hawser* com a direção de corrente (γ). Além disso, através de uma célula-de-carga, mediu-se, também, a força suportada pelo *hawser* ao longo dos ensaios.

A Figura 5.2, abaixo, apresenta uma visualização dos ensaios conduzidos no tanque de provas do IPT e de um detalhe do aparato experimental esquematizado na Figura 5.1, ilustrando a posição dos potenciômetros e da célula de carga.

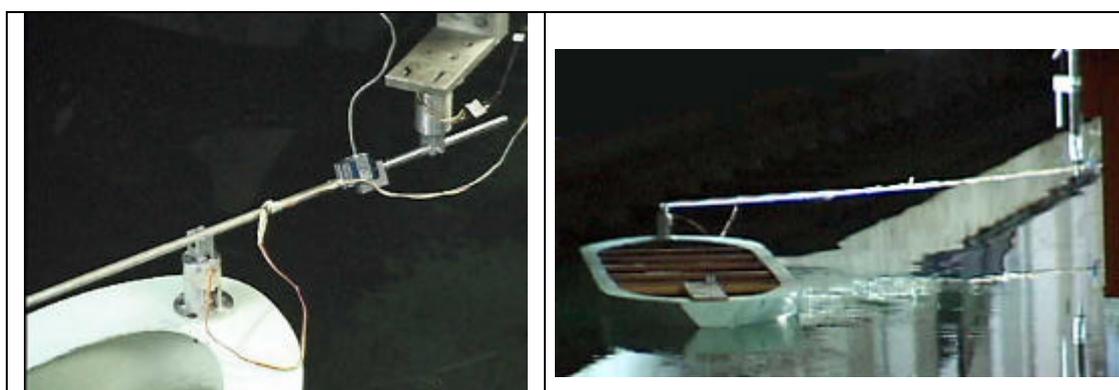


Figura 5.2 – Visualização de detalhe do aparato experimental e de ensaio conduzido na DITT/IPT. Fotografias gentilmente cedidas pela Petrobras.

Este procedimento experimental, sugerido independentemente pelo engenheiro André J. P. Leite (Petrobras) e pelo Prof. Sérgio H. Sphaier (COPPE/UFRJ), reduz significativamente os problemas técnicos acima apontados. De fato, a utilização de uma barra rígida elimina a possibilidade de afrouxamento do cabo (*slackening*) e a influência que o mesmo exerceria na dinâmica do sistema; além disso, desprezando-se efeitos de extensibilidade da barra, impõe-se uma restrição geométrica ao problema e, com isso, a dinâmica do sistema pode ser representada através de apenas dois graus de liberdade (ver Figura 5.1): o ângulo de aproamento do navio (ψ) e o ângulo formado pelo *hawser* com a direção de reboque (γ). Nesta situação, conforme atestam os resultados experimentais apresentados mais adiante, a instabilidade dinâmica do sistema é caracterizada por uma bifurcação de *Hopf* (ver, por exemplo, Tabor (1989)) e, assim, as

oscilações do sistema no plano horizontal tendem a *ciclos-limite*¹. Dessa forma, o emprego de *hawser* rígido, ao eliminar a influência de um eventual afrouxamento do cabo, restringe a dinâmica instável do sistema a situações de oscilação “bem comportadas” (amplitude e período bem definidos), ao mesmo tempo em que preserva, ao menos parcialmente, a riqueza do fenômeno dinâmico, causada principalmente pelas não-linearidades nas forças hidrodinâmicas envolvidas. Facilita, conseqüentemente, a reprodutibilidade dos ensaios e a comparação com resultados teóricos, objetivo principal do trabalho experimental em questão.

Todavia, um outro problema se apresenta quando da transposição do problema para a escala do modelo. Como observado por diversos autores (ver, por exemplo, Faltinsen et al. (1979) e Jiang; Sharma (1993)), o problema de instabilidade dinâmica de sistemas SPM, o qual, apropriando-nos do jargão comumente empregado em engenharia *offshore*, denominaremos doravante *fishtailing*, é fortemente dependente da escala geométrica. Esta dependência se expressa, basicamente, através da força longitudinal, uma vez que, como será demonstrado a seguir, a mesma é dominada por efeitos viscosos e resulta fortemente dependente do número de Reynolds do escoamento. Este problema traz sérias implicações quanto à validação experimental ora pretendida e será discutido em maior profundidade na seção subsequente.

¹ Uma definição rigorosa de *ciclo-limite* pode ser encontrada em textos clássicos de sistemas dinâmicos (ver, por exemplo, Guckenheimer; Holmes, 1983, p.44)

5.1 EFEITOS DE ESCALA, ESTABILIDADE DINÂMICA E EFEITOS DE FROUDE

O fenômeno de *fishtailing* se caracteriza por oscilações de período longo, grande amplitude de deslocamento lateral, ou seja, elevados valores do ângulo formado pelo *hawser* com a direção de corrente (γ) e por valores relativamente pequenos do ângulo de aproamento (ψ). Nessa situação, como o ângulo de incidência de corrente é praticamente paralelo ao casco ao longo do ciclo de oscilação¹, o coeficiente de resistência viscoso ($C_F(Re)$) exerce influência preponderante sobre a força longitudinal. Esta, por sua vez, atua como uma força de restauração do sistema dinâmico, limitando a amplitude de oscilação, de maneira análoga à ação exercida pela força de gravidade na oscilação de um pêndulo simples. Assim, se a força de restauração do sistema depende fortemente do número de Reynolds do escoamento, o comportamento dinâmico observado nos ensaios em escala reduzida não representa aquele que seria efetivamente observado em escala real. De fato, como a redução de escala geométrica, em engenharia Naval, é normalmente baseada no princípio de igualdade do número de Froude, o número de Reynolds em escala do modelo resulta significativamente menor do que aquele representativo do escoamento em escala real. Dessa forma, como o coeficiente de atrito viscoso varia inversamente com o número de Reynolds (ver expressão 3.20), a força de restauração exercida sobre o sistema em escala reduzida será, proporcionalmente, maior do que aquela que seria observada em escala real. Ainda, como a força lateral e o momento de *yaw*, cuja interação define o mecanismo básico

¹ Este aspecto será discutido em maiores detalhes na seção 5.4.

responsável pela excitação do movimento oscilatório, podem ser assumidos praticamente independentes da escala geométrica, o sistema em escala do modelo tem sua estabilidade dinâmica aumentada em função da redução do número de Reynolds.

Para ilustrar a influência do número de Reynolds sobre a estabilidade do sistema e avaliar mais propriamente as implicações da mesma sobre a validação experimental pretendida, deve-se proceder a uma análise de estabilidade do sistema dinâmico em questão. Retomando-se as equações de movimento do navio livre (3.9) e incorporando-se as forças e o momento impostos pelo *hawser* $\{F_X; F_Y; N_Z^o\}$, tem-se:

$$\begin{aligned} (M + M_{11})\ddot{u} - (M + M_{22})\dot{v}r - (Mx_{CG} + M_{26})r^2 &= F_{X,R}(u; v; r) + F_X(u; v; r) \\ (M + M_{22})\dot{v} + (M + M_{11})ur + (Mx_{CG} + M_{26})\dot{r} &= F_{Y,R}(u; v; r) + F_Y(u; v; r) \\ (I_Z^o + M_{66})\dot{r} + (Mx_{CG} + M_{26})(\dot{v} + ur) &= N_{Z,R}^o(u; v; r) + N_Z^o(u; v; r) \end{aligned} \quad (5.1)$$

A presença do *hawser* rígido introduz as seguintes relações cinemáticas:

$$\begin{aligned} u(t) &= U \cos \psi(t) + L_H \dot{\gamma} \sin(\gamma(t) + \psi(t)) \\ v(t) &= -U \sin \psi(t) + L_H \dot{\gamma} \cos(\gamma(t) + \psi(t)) - x_A \dot{\psi}(t) \\ r(t) &= \dot{\psi}(t) \end{aligned} \quad (5.2)$$

e as forças e o momento aplicados pelo *hawser* sobre o navio podem, por sua vez, ser escritos em função da força de tração/compressão (F_H) atuante sobre o mesmo, na forma:

$$\begin{aligned} F_X &= F_H \cos(\gamma + \psi) \\ F_Y &= F_H \sin(\gamma + \psi) \\ N_Z^o &= -x_A F_H \sin(\gamma + \psi) \end{aligned} \quad (5.3)$$

As expressões (5.2) e (5.3) permitem que o sistema dinâmico (5.1) seja reescrito em função das variáveis $\gamma(t)$ e $\psi(t)$.

O comportamento dinâmico do sistema é controlado por dois parâmetros geométricos adimensionais: o primeiro se refere ao comprimento do *hawser* (L_H/L),

enquanto o segundo define a posição de acoplamento do mesmo sobre o casco (x_A/L). Por outro lado, considerando-se que os efeitos de correnteza sejam estimados segundo o modelo heurístico estendido (ver seção 4.4), há mais três parâmetros hidrodinâmicos $\{C_F(\text{Re}); C_Y; I_p C_Y\}$ envolvidos no cálculo das forças excitantes. Dentre estes, no entanto, apenas o coeficiente $C_F(\text{Re})$ exerce influência significativa sobre a estabilidade dinâmica do sistema. De fato, interessa-nos estudar a estabilidade do sistema em torno do ponto de equilíbrio definido por $\{\gamma=\psi=0\}$, o que corresponde, em termos das velocidades relativas, a $\{u=U; v=r=0\}$. Nessa situação, para ângulos próximos a $\psi=0$, a força lateral e o momento de *yaw* do navio são dominados pelos termos de circulação (efeitos de asa) e, dessa forma, a influência dos termos de *cross-flow* (proporcionais a C_Y e $I_p C_Y$) é desprezível. Será demonstrado mais adiante (seção 5.4), que não apenas a estabilidade do sistema mas seu próprio comportamento dinâmico em situações instáveis (amplitude e período de oscilação) são muito pouco influenciados pelos coeficientes de *cross-flow*. Realmente, dos três parâmetros hidrodinâmicos incorporados pelo modelo heurístico estendido, apenas o coeficiente de fricção $C_F(\text{Re})$ constitui um parâmetro relevante ao problema¹.

Para que a influência deste coeficiente possa ser propriamente avaliada, proceder-se-á a uma análise de estabilidade do sistema dinâmico. Para tanto, o sistema definido pelas expressões (5.1) a (5.3) será linearizado em torno do ponto de equilíbrio trivial $\{\gamma=\psi=0\}$, e a influência de cada parâmetro estudada por intermédio do critério de estabilidade de Hurwitz (ver, por exemplo, Ogata (1990)). Esta análise de estabilidade é

¹ Obviamente, a estimativa teórica de força lateral e momento de *yaw* em pequenos ângulos depende das aproximações empíricas adotadas a partir dos resultados de Clarke et al. (1982). A influência destas aproximações sobre o comportamento dinâmico do sistema será discutida na seção 5.4.1.

apresentada, em detalhes, no Anexo B deste trabalho e os principais resultados advindos da mesma serão reproduzidos a seguir.

Uma vez fixado o ponto de acoplamento do *hawser* sobre o casco (x_A), a estabilidade do sistema pode ser avaliada em função dos dois outros parâmetros de controle $\{C_F(\text{Re}); L_H/L\}$. As curvas apresentadas na Figura 5.3 apresentam as regiões de estabilidade e instabilidade do sistema constituído pelo navio Vidal de Negreiros em função destes dois parâmetros, tanto em situação carregada como em situação de lastro (a dedução destas curvas é descrita em detalhes no Anexo B)¹.

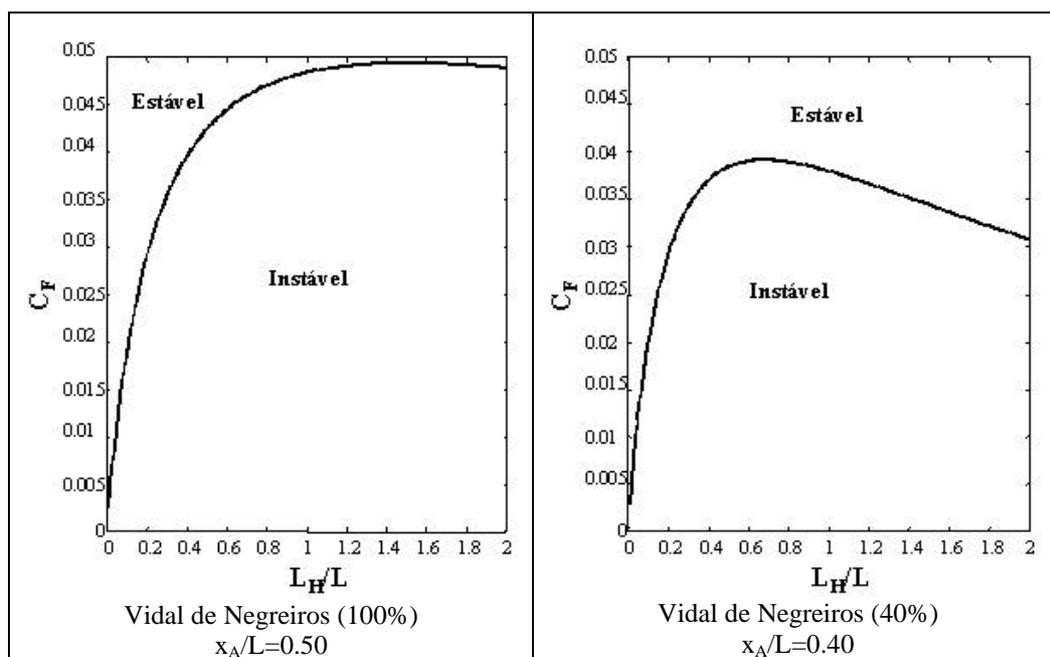


Figura 5.3 – Curvas de estabilidade do sistema em situação carregada e de lastro

As fronteiras de estabilidade apresentadas acima representam, na verdade, uma bifurcação de *Hopf* do sistema dinâmico, com oscilações periódicas na forma de *ciclos-limite* constituindo a regra nas regiões de instabilidade.

Com base nas curvas de estabilidade apresentadas na Figura 5.3, as dificuldades de validação experimental impostas pelos efeitos de escala podem ser discutidas de forma mais detalhada. A Tabela 5-1 apresenta os valores de coeficiente de resistência ao avanço $C_T(\text{Re};\text{Fr})$ obtidos para o navio Vidal de Negreiros nas duas situações de carregamento consideradas. Estes coeficientes foram obtidos em ensaios de resistência ao avanço realizados pela DITT/IPT, para quatro diferentes velocidades de avanço. A Tabela 5-1 apresenta, ainda, para ambas as situações de carregamento, o valor do coeficiente de atrito viscoso ($C_F(\text{Re})$) estimado para o modelo de acordo com a curva de fricção da ITTC (expressão (3.20)), com fator de forma $k=0.39$. As velocidades são dadas em escala do modelo (fator de escala 1:90).

Tabela 5-1 - Coeficiente de Resistência (C_T) experimental e coeficiente de atrito viscoso (C_F) estimado pela expressão 3.20

U (m/s)	Condição 100%		Condição 40%	
	$C_T(\text{Re};\text{Fr})_{\text{EXP}}$	$C_F(\text{Re})_{\text{ITTC}}$	$C_T(\text{Re};\text{Fr})_{\text{EXP}}$	$C_F(\text{Re})_{\text{ITTC}}$
0.2	0.0254-0.0336	0.0279	0.0396-0.0544	0.0459
0.4	0.0223-0.0247	0.0216	0.0354-0.0392	0.0352
0.5	0.0211-0.0227	0.0206	0.0335-0.0352	0.0336
0.6	0.0199-0.0207	0.0199	0.0320-0.0329	0.0324

Os resultados acima evidenciam alguns aspectos importantes. Em primeiro lugar, há uma razoável dispersão dos resultados experimentais, o que pode ser explicado pelas dificuldades técnicas de medição da força longitudinal em velocidades de avanço relativamente baixas. Pode-se perceber, facilmente, que esta dispersão realmente diminui à medida em que a velocidade de avanço é incrementada. Um segundo ponto a ser observado é que, à medida em que a velocidade aumenta, os efeitos de Froude

¹ Valores distintos de x_A/L foram adotados para as condições 100% e 40% pois, para esta última, a posição $x_A/L=0.50$ resultou em uma situação de instabilidade “fraca” do sistema, com efeitos transitórios duradouros (ver Anexo B).

(geração de ondas pelo casco) tendem a se tornar mais relevantes. A comparação com os resultados de C_F estimados de acordo com a expressão (3.20) indicam, no entanto, que, para a faixa de velocidades analisada, este efeito não é muito significativo, em comparação com as forças de atrito viscoso. De fato, o número de Froude longitudinal permanece relativamente baixo para a faixa de velocidades ensaiada, $0.034 \leq U/\sqrt{gL} \leq 0.102$. Assim, os resultados de C_F estimados teoricamente encontram-se, em geral, próximos aos valores mínimos de C_T levantados experimentalmente. A pequena diferença entre os valores médios de C_T e os valores de C_F para as velocidades mais elevadas {0.4;0.5;0.6m/s} pode ser explicada pela presença dos referidos efeitos de superfície-livre (efeitos de Froude). Um ponto que foge um pouco a esta regra, no entanto, diz respeito ao caso $U=0.6$ m/s em situação de lastro (40%), o que pode estar refletindo, talvez, um certo super-dimensionamento do fator de forma considerado ($k=0.39$) para a situação de calado-leve.

De qualquer forma, como estimativa do coeficiente C_F , utilizaremos nas simulações numéricas valores do coeficiente C_T dentro das faixas experimentais apresentadas na Tabela 5-1, incorporando, assim, algum efeito de geração de ondas pelo casco sobre a força longitudinal. A Figura 5.4 destaca, sobre as curvas de estabilidade apresentadas na Figura 5.3, os valores médios do coeficiente C_T referentes a cada uma das diferentes situações de carregamento, para as quatro velocidades de avanço da Tabela 5-1 { $U= 0.2;0.4;0.5;0.6$ m/s}.

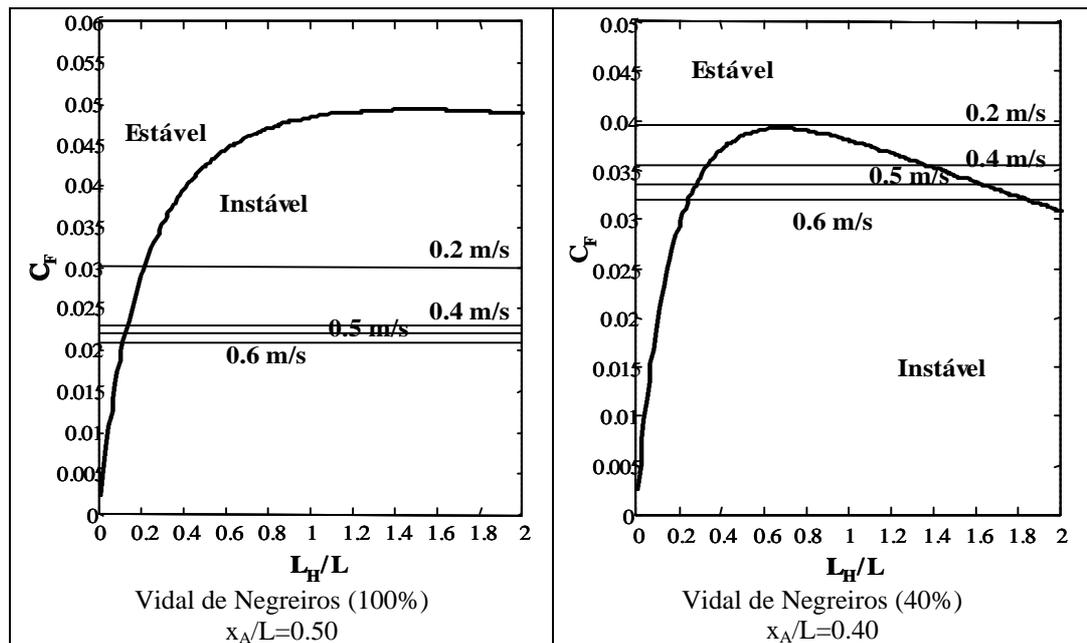


Figura 5.4 – Localização dos valores médios do coeficiente C_T sobre as curvas de estabilidade do sistema para quatro diferentes velocidades de avanço.

Os resultados apresentados na figura acima indicam que, para velocidade de avanço mais baixa ($U=0.2$ m/s), o sistema em situação de lastro é **estável**, qualquer que seja o comprimento de *hawser* adotado. Isto foi efetivamente comprovado nos ensaios. Para ilustrar este fato, a Figura 5.5 apresenta a série temporal dos ângulos $\psi(t)$ e $\gamma(t)$ medidos em um ensaio de reboque do navio Vidal de Negreiros em situação 40% com $U=0.2$ m/s e emprego de *hawser* com $L_H/L=0.36$. Pode-se perceber, claramente, que as perturbações iniciais $\{\psi(0); \gamma(0)\}$ são atenuadas com o tempo e o sistema tende ao ponto de equilíbrio trivial.

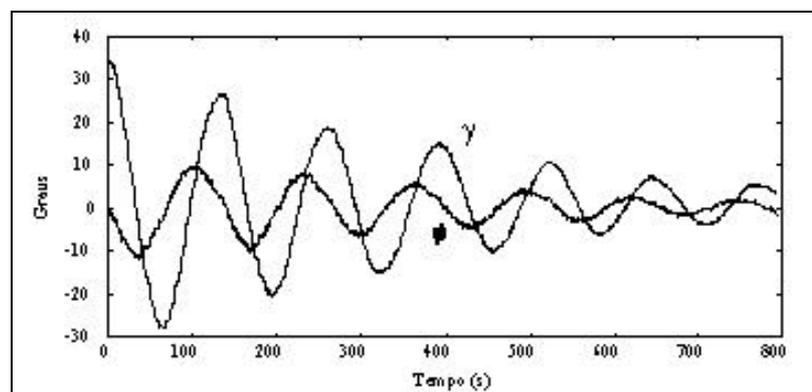


Figura 5.5 – Ilustração de comportamento dinâmico estável obtido nos ensaios de *hawser*-rígido

Logicamente, situações de equilíbrio estável não são interessantes para a validação experimental almejada, a qual será baseada na comparação entre amplitudes e períodos de oscilação estimados e medidos. Dessa forma, em função dos efeitos de escala (variação do número de Reynolds) envolvidos na transposição do problema para escala do modelo, torna-se inviável o emprego da velocidade $U=0.2$ m/s nos ensaios com o navio Vidal de Negreiros em situação de calado-leve. Deve-se observar, no entanto, que em escala real esta velocidade corresponde a $U=1.90$ m/s e, portanto, a um valor do coeficiente de atrito $C_F=0.015$ (estimado segundo expressão 3.20). Isto demonstra (ver Figura 5.4) que o sistema em escala real seria, nesta situação, instável para qualquer comprimento de *hawser* de interesse prático. Ao transpor o problema para a escala do modelo, com a redução do número de Reynolds associada e o conseqüente aumento do coeficiente de resistência viscoso (C_F), atua-se, portanto, no sentido de estabilizar o sistema.

Na realidade, para velocidade $U=0.2$ m/s, até mesmo os resultados experimentais em situação carregada se mostraram inutilizáveis, apresentando efeitos transitórios persistentes, embora os resultados teóricos prevejam que, neste caso, o sistema em escala reduzida seja efetivamente instável para a maioria dos comprimentos de *hawser* ensaiados $\{0.1 \leq L_H/L \leq 1.0\}$. Imagina-se que este comportamento possa ser explicado por uma certa proximidade com a fronteira de bifurcação, o que faz com que, para $U=0.2$ m/s, a instabilidade do sistema seja relativamente “fraca”, implicando em efeitos transitórios duradouros e difícil reprodutibilidade dos ensaios.

Assim, face às limitações de comprimento de tanque envolvidas (já discutidas anteriormente), para se reduzir os efeitos transitórios e possibilitar uma medição confiável das amplitudes e períodos de oscilação em regime (ciclo-limite), todos os

ensaios foram conduzidos com velocidades de avanço mais elevadas $\{U=0.4;0.5;0.6$ m/s $\}$, o que, no entanto, nos trouxe um novo problema, agora referente às limitações do modelo hidrodinâmico teórico. Deve-se lembrar que a velocidade de avanço $U=0.20$ m/s já corresponde, em escala real, a uma velocidade de corrente tipicamente centenária da Bacia de Campos ($U=1.90$ m/s). De fato, as três velocidades de avanço ensaiadas representam, em escala real, velocidades de corrente $\{U=3.79;4.74;5.69$ m/s $\}$, não mais representativas de situações usuais de sistemas amarrados. A rigor, para tais velocidades, não mais se pode garantir, *a priori*, que os resultados experimentais sejam pouco influenciados por efeitos de superfície-livre, efeitos estes não reproduzidos pelo modelo hidrodinâmico, cuja validade é restrita ao problema de baixas velocidades.

Além disso, deve-se lembrar também que, conforme mencionado anteriormente, o problema de *fishtailing* é caracterizado por pequenos ângulos de ataque. Assim sendo, embora os efeitos de geração de ondas tenham se mostrado pequenos para a força longitudinal, graças aos elevados valores da componente de força de atrito viscoso, o mesmo não pode ser esperado para a força lateral e o momento de *yaw*. De fato, em virtude de suas magnitudes relativamente pequenas, efeitos de geração de ondas pelo casco, mesmo que incipientes, podem exercer razoável influência sobre tais esforços. Esta influência pode ser inferida pelos valores relativamente elevados do número de Froude lateral, o qual para a faixa de velocidades ensaiada $0.40\text{m/s} \leq U \leq 0.60\text{m/s}$, corresponde a $0.16 \leq U/\sqrt{gB} \leq 0.24$. Na verdade, a influência de tais efeitos já foi evidenciada, de certa forma, nos ensaios de bifurcação estática de um sistema *turret* apresentados por Leite et al. (1998). A Figura 3.21, apresentada na seção 3.4, ilustrou tais resultados. Nela, o ângulo de equilíbrio bifurcado do navio Vidal de Negreiros em configuração *turret* é apresentado para dois valores distintos do número de Froude,

$\{ U/\sqrt{gB} = 0.08; 0.24 \}$. Como o ângulo de bifurcação estático depende apenas da relação entre a força lateral e o momento de *yaw* do sistema, ambos presumidos independentes de efeitos de escala significativos, as curvas de bifurcação do sistema deveriam, em princípio, ser independentes da velocidade de avanço. A discrepância observada nos pontos experimentais da Figura 3.21 para as duas diferentes velocidades de avanço deve ter sua origem, portanto, em algum efeito hidrodinâmico não modelado. Certamente, face aos valores assumidos pelo número de Froude lateral, efeitos de superfície-livre constituem um dos candidatos mais prováveis.

Adicionalmente, um efeito em tudo similar ao observado por Leite et al. (1998) foi verificado em alguns ensaios de *hawser* rígido realizados com pequenos valores do parâmetro x_A/L . A análise de estabilidade do sistema dinâmico (ver Anexo B) demonstra que uma condição necessária (porém não suficiente) para a estabilidade do sistema é dada por $x_A > x_{Tcr}$, onde x_{Tcr} corresponde exatamente ao valor do ponto de bifurcação estática estimado por Leite et al. (1998) (ver equação 3.37). Os ensaios indicaram que, para $x_A < x_{Tcr}$, o sistema dotado de *hawser* rígido realmente sofre uma bifurcação estática, tendendo a uma nova situação de equilíbrio com $\{ \bar{\psi} \neq 0; \bar{\gamma} \neq 0 \}$. Este tipo de comportamento é ilustrado através da Figura 5.6, a qual apresenta a série temporal dos ângulos $\gamma(t)$ e $\psi(t)$ e da força de tração no *hawser* $F_H(t)$ levantadas em um ensaio em situação de lastro com $x_A/L = 0.20$ (nesta situação, o valor de x_{Tcr} estimado para o navio Vidal de Negreiros se situa por volta de $x_{Tcr} = 0.19$).

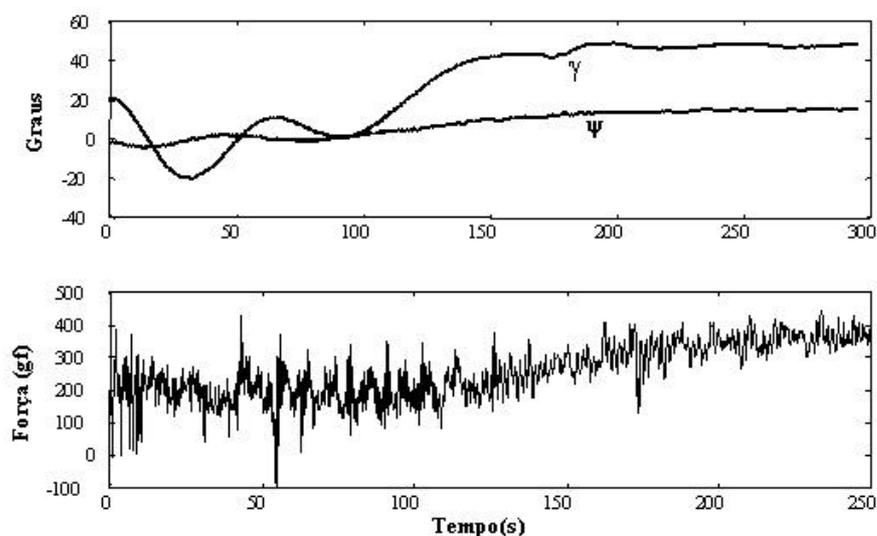


Figura 5.6 – Bifurcação Estática: comportamento de $\{\gamma(t); \psi(t); F_H(t)\}$ para navio Vidal de Negreiros 40% ($U=0.5$ m/s; $L_H/L=0.287$; $x_A/L=0.20$)

Novamente, o ângulo de aproamento bifurcado $\bar{\psi}$ deveria ser, de acordo com o modelo teórico, independente da velocidade de avanço. Tal independência, no entanto, mais uma vez não é observada nos experimentos. A Tabela 5-2, abaixo, apresenta os valores do ângulo de equilíbrio $\bar{\psi}$ obtidos nos ensaios em situação de lastro com $x_A/L=0.20$, para as diferentes velocidades de avanço.

Tabela 5-2 Valores do ângulo de equilíbrio para diferentes velocidades de avanço. Vidal de Negreiros 40% ($L_H/L=0.287$; $x_A/L=0.20$)

U (m/s)	0.20	0.40	0.50	0.60
$\bar{\psi}$ (graus)	$\sim 1^\circ$	13°	14°	17°

Nota-se, portanto, uma significativa variação do ângulo $\bar{\psi}$ em função da velocidade de avanço, especialmente entre $U=0.20$ m/s e $U=0.40$ m/s.

Em suma, tanto os resultados de bifurcação estática levantados por Leite et al. (1998) como os resultados experimentais acima apresentados indicam uma provável influência de efeitos de superfície-livre sobre a força lateral e o momento de *yaw* do sistema para a faixa de velocidades empregada nos ensaios de *hawser* rígido. Uma

última observação deve ser feita: assumindo-se a existência de efeitos de superfície-livre não modelados, os mesmos devem ser muito mais significativos para a situação de calado-leve (40%). De fato, a magnitude das forças de corrente decresce sensivelmente com a redução do calado do navio. Supõe-se, todavia, que a força lateral e o momento oriundos da geração de ondas pelo casco deva decrescer bem mais lentamente com a mesma redução de calado, uma vez que os efeitos de superfície-livre dependem fortemente da área de flutuação do casco. Esta, por sua vez, para um navio VLCC, pouco varia entre a situação carregada e a situação de lastro. Isto indica, dessa forma, que a relação entre as forças oriundas dos efeitos de superfície-livre e as forças de corrente deva ser maior para a situação de calado-leve. Conforme será apresentado nas próximas seções, os resultados experimentais parecem ratificar tal suposição.

5.2 ENSAIOS DE INSTABILIDADE DINÂMICA: CONDIÇÃO CARREGADA

Esta seção apresenta uma comparação entre resultados teóricos e resultados experimentais obtidos em ensaios de reboque do navio Vidal de Negreiros, em situação carregada (100%), através de barras rígidas de diferentes comprimentos, emulando a ação de *hawser*s de elevada rigidez, capazes de suportar forças de compressão (ver Figura 5.1). Os ensaios foram realizados combinando-se três diferentes velocidades de avanço $\{U=0.40;0.50;0.60\text{m/s}\}$ e dez diferentes comprimentos de *hawser* $\{L_H/L=0.10;0.19;0.25;0.36;0.50;0.60;0.70;0.80;0.90;1.0\}$, totalizando um conjunto de trinta condições experimentais distintas.

O paradigma experimental será constituído pelas respostas ao longo do tempo do ângulo de aproamento do navio ($\psi(t)$), do ângulo formado pelo *hawser* com a direção de

ensaio ($\gamma(t)$) e da força de tração/compressão suportada pelo *hawser* ($F_H(t)$). As séries temporais experimentais destas três variáveis serão diretamente comparadas com a resposta prevista através de simulações numéricas no domínio do tempo. Para tanto, o sistema dinâmico constituído pelas equações (5.1) a (5.3) foi implementado em ambiente *Matlab/Simulink*, com as forças de origem hidrodinâmica $\{F_{X,R}; F_{Y,R}; N_{Z,R}^o\}$ calculadas segundo o modelo heurístico estendido apresentado na seção 4.4. Para as simulações numéricas foram utilizados os valores experimentais dos parâmetros de *cross-flow*. Assim, para a situação carregada $\{C_Y=0.86; l_p C_Y=0.044\}$ ¹. Quanto ao valor do coeficiente de atrito viscoso $C_F(Re)$, o mesmo foi escolhido, caso a caso, dentre os limites experimentais do coeficiente de resistência (C_T) apresentados na Tabela 5-1, de forma a promover o melhor ajuste possível do período de oscilação. Tal procedimento foi adotado face às incertezas experimentais existentes na medição de tal coeficiente e de forma a facilitar a comparação visual das séries temporais, a qual fica prejudicada por eventuais discrepâncias no período de oscilação, o qual, por sua vez, é sensível a pequenas variações do coeficiente $C_F(Re)$. Para ilustrar tal sensibilidade, a Figura 5.7, abaixo, apresenta os períodos de oscilação estimados para os ensaios em condição carregada com velocidade de avanço $U=0.40\text{m/s}$, para três diferentes valores de L_H/L . Para tanto, foram utilizados diferentes valores de $C_F(Re)$, dentro da faixa experimental definida pela Tabela 5-1. Nesta figura, as curvas tracejadas representam uma variação do período com $1/\sqrt{C_F(Re)}$. A boa concordância com os valores estimados indica que a variação de período de fato ocorre, aproximadamente, com $1/\sqrt{C_F(Re)}$, reforçando a validade da analogia entre o sistema dinâmico em questão e um pêndulo simples.

¹ Será demonstrado mais adiante, na seção 5.4, que os resultados são pouco sensíveis a variações dos coeficientes de *cross-flow*. De fato, a utilização dos valores estimados $\{C_Y=0.78; l_p C_Y=0.035\}$ (ver seção (cont.))

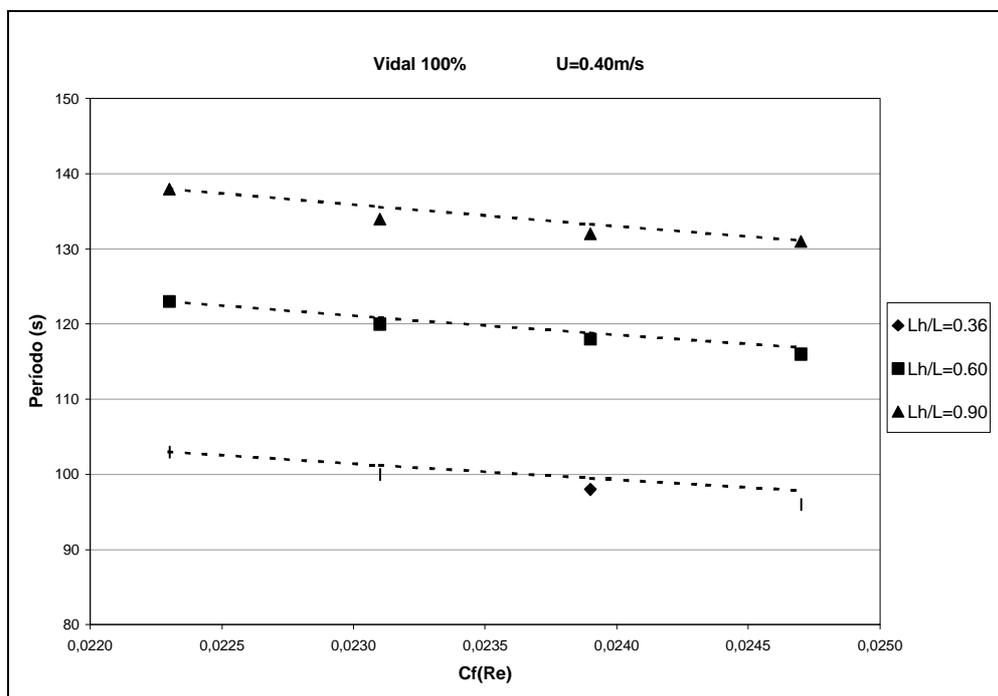


Figura 5.7 – Variação do período de oscilação em função do coeficiente $C_F(Re)$. Vidal de Negreiros 100%, $U=0.40$ m/s

Por fim, em todos os resultados experimentais apresentados a seguir, as condições iniciais são sempre na forma $\{\psi(0)\neq 0; \gamma(0)\neq 0\}$. O motivo para não se iniciar os ensaios com o sistema em sua posição de equilíbrio trivial $\{\psi(0)=0; \gamma(0)=0\}$ está relacionado com a limitação de comprimento de tanque. De fato, o período típico de oscilação do sistema deve ser da ordem de $P \approx 2\pi \cdot L/U$. Se L_T representar o comprimento disponível de tanque, o número de oscilações completas obtido em cada ensaio deve ser aproximadamente $N \approx 1/(2\pi) \cdot (L_T/L)$. O comprimento disponível de tanque do IPT é de aproximadamente $L_T=160$ m e o comprimento do modelo é $L=3.56$ m, o que implica, para a faixa de velocidades ensaiada $\{0.4\text{m/s} \leq U \leq 0.6\text{m/s}\}$, na possibilidade de três a quatro ciclos completos de oscilação. Esta estimativa é realmente confirmada pelos

resultados experimentais: todas as séries temporais obtidas apresentam não mais do que quatro ciclos de oscilação. Assim, caso os ensaios fossem efetivamente iniciados com o sistema em sua posição de equilíbrio trivial, não haveria comprimento de tanque suficiente para que os efeitos transitórios se dissipassem e o comportamento de ciclo-limite pudesse ser verificado.

Perturbações nas condições iniciais foram também testadas e, na grande maioria dos casos, o mesmo ciclo-limite foi obtido. Alguma variabilidade dos resultados experimentais foi verificada, no entanto, para os valores mais baixos de L_H/L , tipicamente para $\{L_H/L=0.19;0.25;0.36\}$. Nesta situações, por vezes, amplitudes de oscilação razoavelmente distintas foram obtidas em ensaios consecutivos. As possíveis razões para tal comportamento serão discutidas mais adiante.

Como a aderência entre resultados teóricos e experimentais é muito similar para todos os casos ensaiados, um certo conjunto de séries temporais, representativo dos resultados obtidos, será apresentado a seguir. Este conjunto apresenta a comparação de resultados para três diferentes valores de comprimento do *hawser*, correspondentes a $\{L_H/L=0.36;0.60;0.90\}$. Para cada um destes comprimentos, as séries temporais (teórica e experimental) obtidas para as três diferentes velocidades de avanço ensaiadas são apresentadas. Este conjunto de resultados é apresentado nas Figuras 5.8 a 5.16, a seguir.

Os valores dos ângulos $\gamma(t)$ e $\psi(t)$ são dados em graus e a força em gramas-força (gf). Todos os resultados são apresentados na escala do modelo.

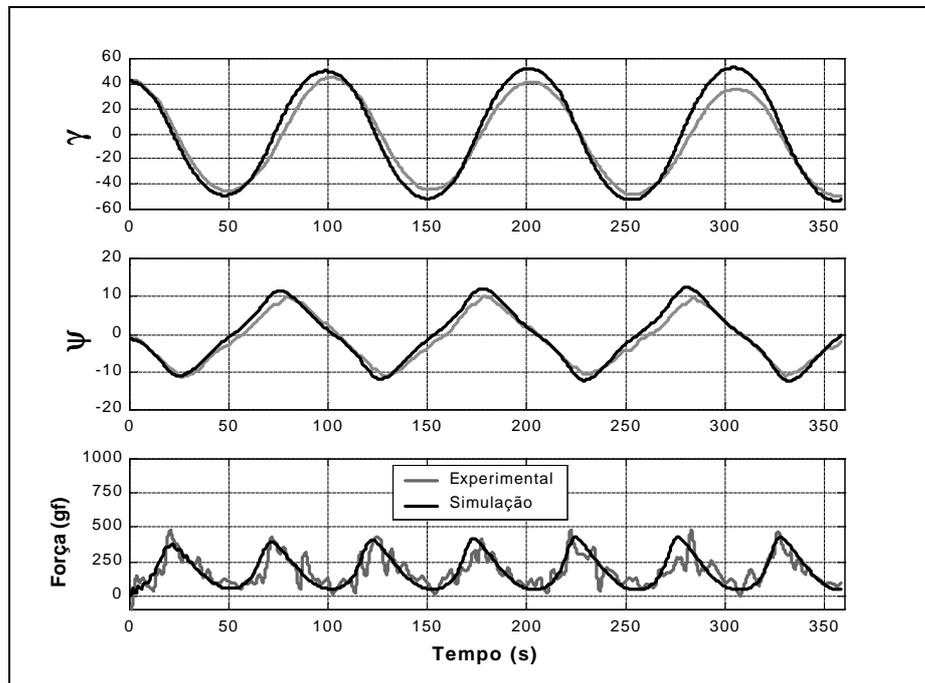


Figura 5.8 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.36; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0223\}$

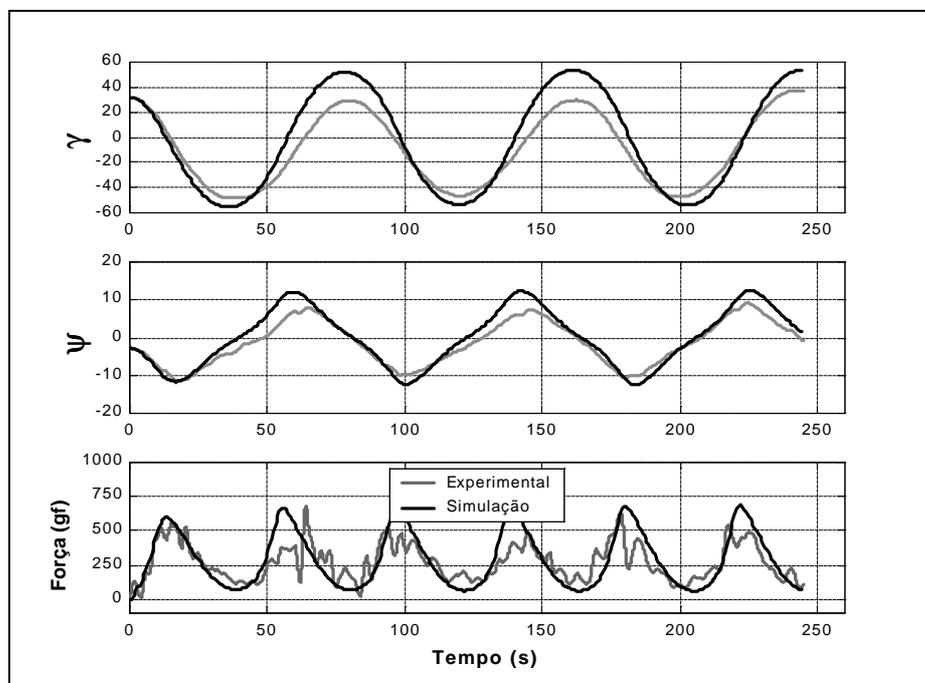


Figura 5.9 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.36; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0220\}$

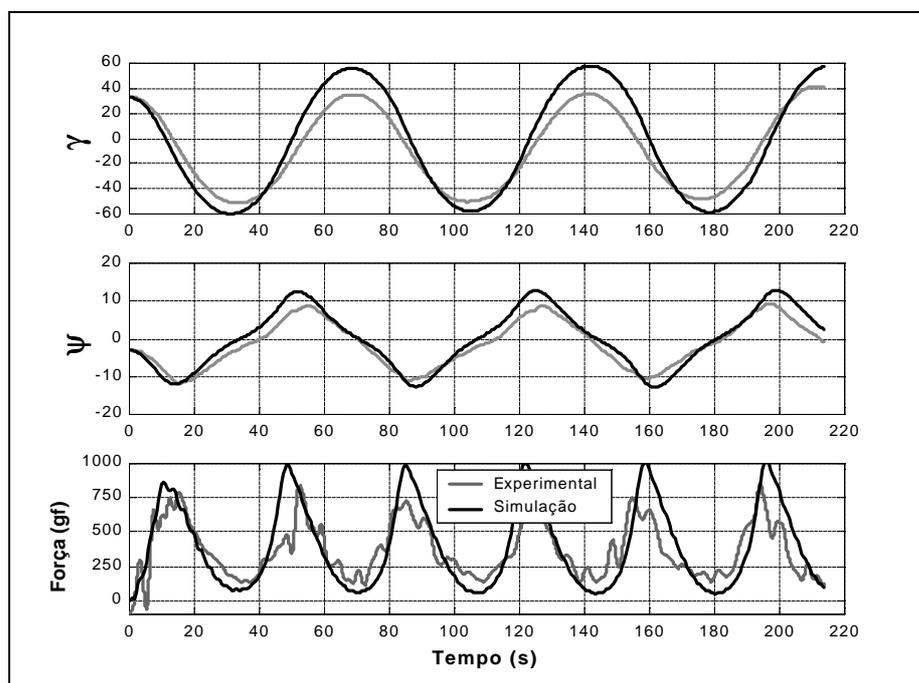


Figura 5.10 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.36; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0203\}$

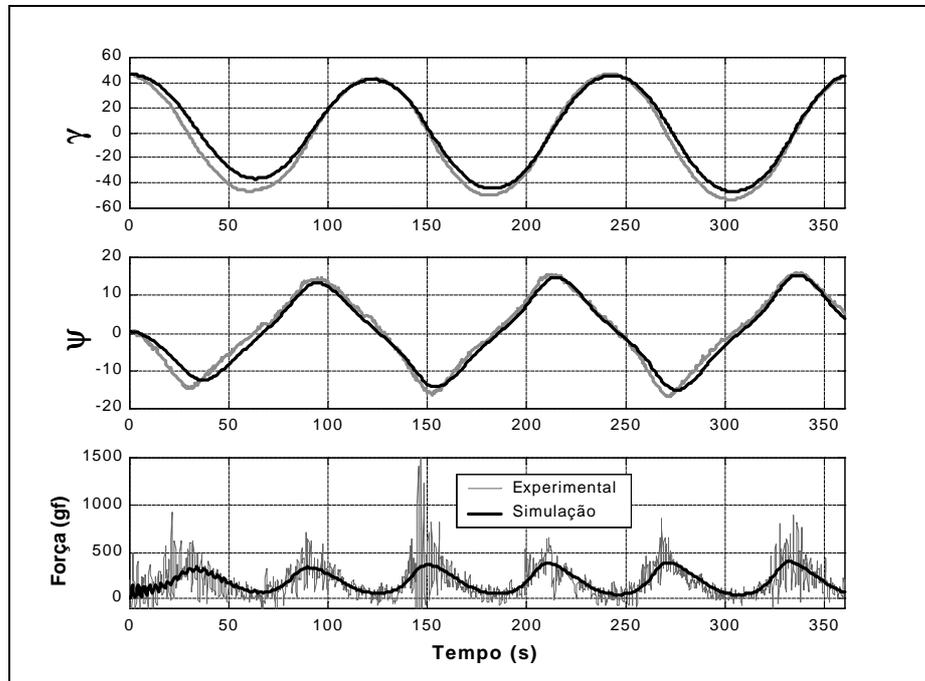


Figura 5.11 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.60; U=0.4m/s; C_F=0.0227\}$

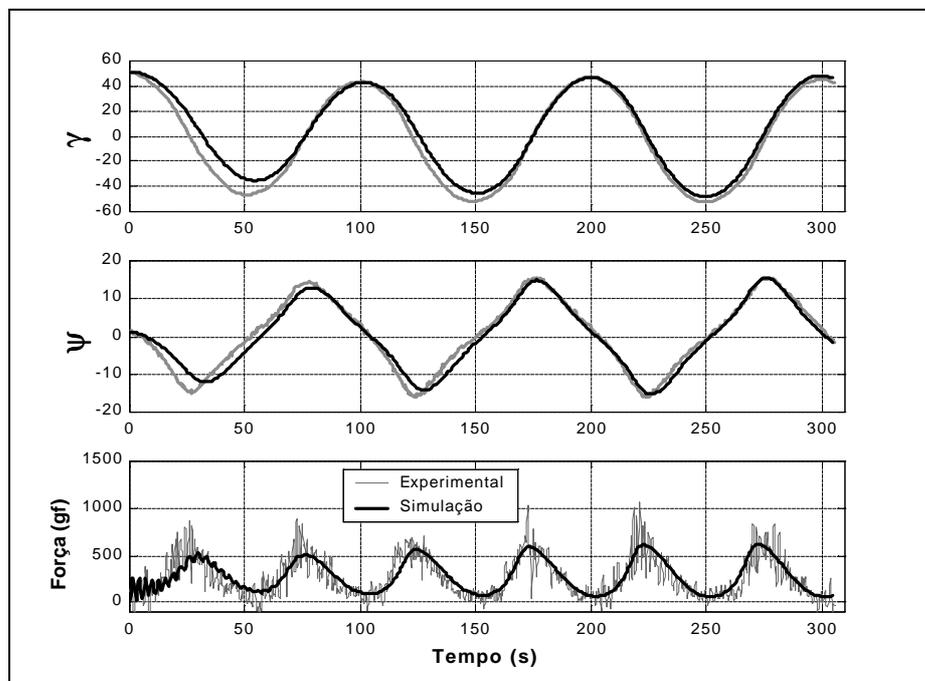


Figura 5.12 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.60; U=0.5m/s; C_F=0.0220\}$

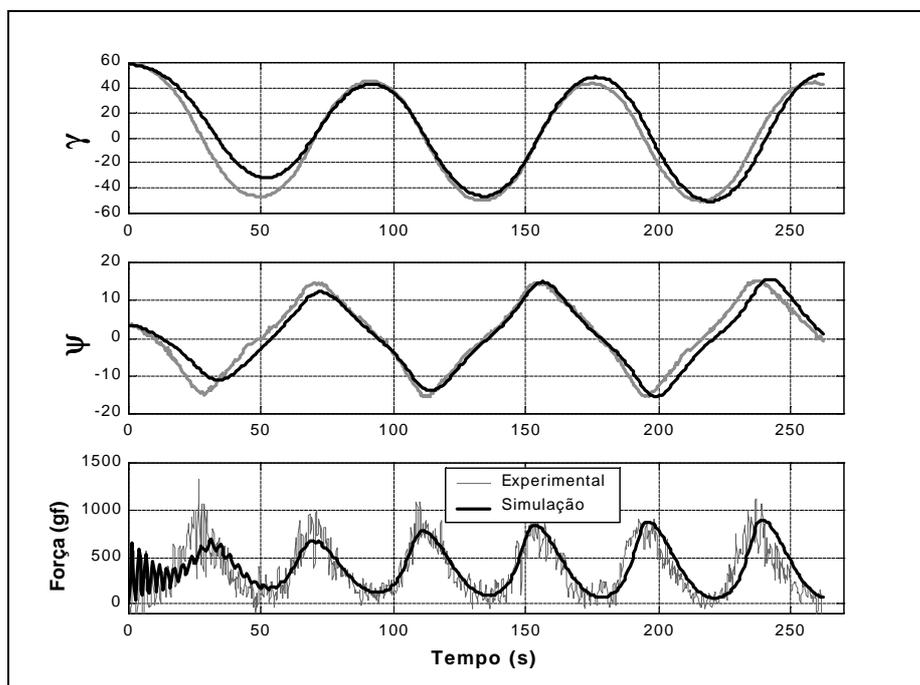


Figura 5.13 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.60; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0207\}$

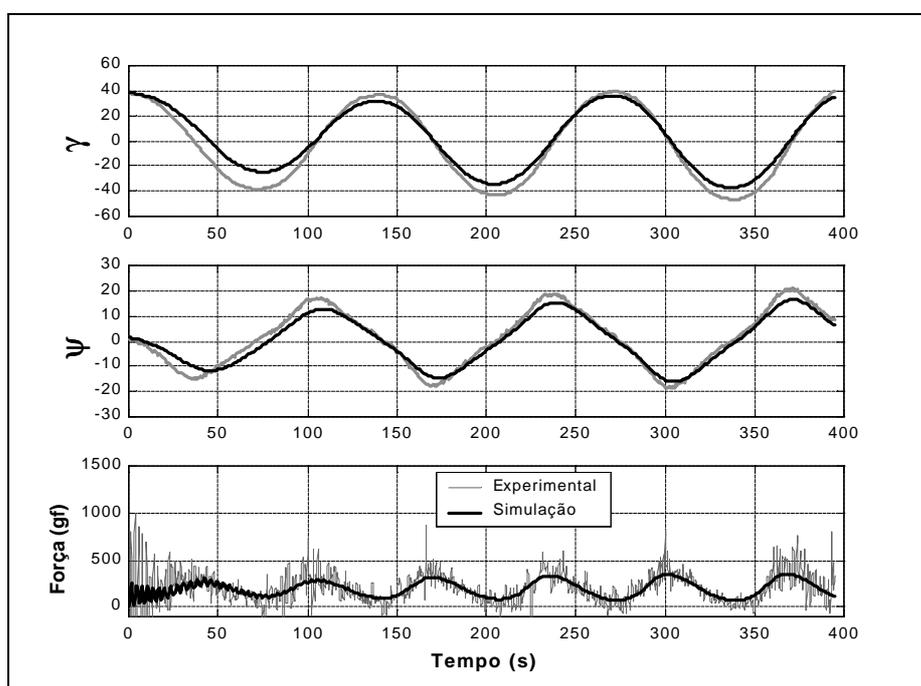


Figura 5.14 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.90; U=0.4m/s; C_F=0.0242\}$

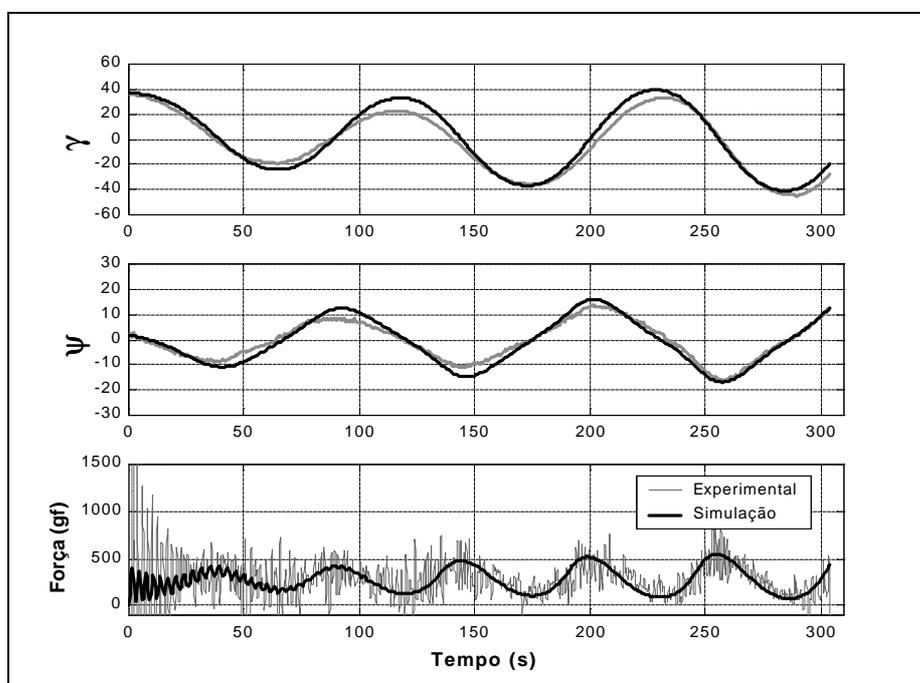


Figura 5.15 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.90; U=0.5m/s; C_F=0.0220\}$

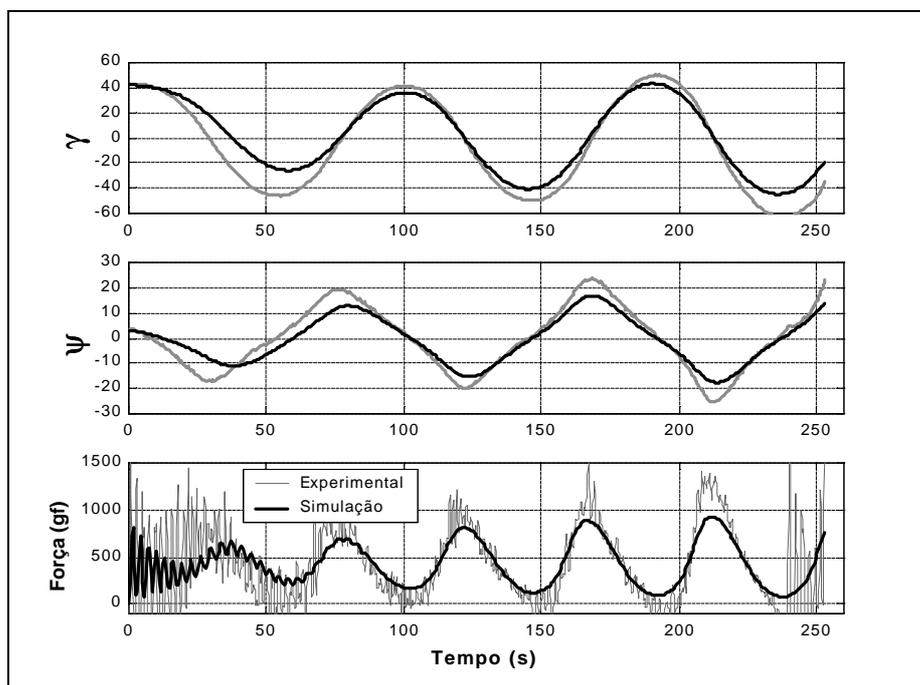


Figura 5.16 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 100%. $\{L_H/L=0.90; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0200\}$

Os resultados apresentados nas Figuras 5.8 a 5.16 demonstram, em geral, uma boa aderência entre as predições teóricas de ângulo e força e os resultados experimentais.

Comparativamente, a aderência é um pouco mais pobre para o comprimento de *hawser* menor $L_H/L=0.36$ (Figuras 5.8 a 5.10). No entanto, como já foi apontado, uma certa variabilidade dos resultados experimentais para os comprimentos de *hawser* menores foi observada. Um dos fatores que pode ter contribuído para tal variabilidade é a maior proximidade da curva de bifurcação (ver Figura 5.4). Nessa situação, as instabilidades são mais “fracas” e os efeitos transitórios mais duradouros. De fato, a análise dos resultados experimentais apresentados nas Figuras 5.8 a 5.10 demonstram haver uma certa variação de amplitudes ainda no último ciclo de oscilação, indicando que o regime dinâmico permanente não foi plenamente atingido.

Para os demais comprimentos de *hawser* apresentados a aderência é excelente, a única exceção dada pela Figura 5.16 ($L_H/L=0.90$; $U=0.60\text{m/s}$ }, quando, mais uma vez, parece ter havido problemas para se atingir o regime permanente de oscilação. No demais, uma estreita concordância entre resultados teóricos e experimentais é observada, tanto em termos quantitativos como qualitativos. As amplitudes de oscilação do ângulo de aproamento ψ e do ângulo γ são recuperadas de maneira adequada, assim como os períodos de oscilação. Embora um ajuste fino de período seja conseguido com a variação do coeficiente $C_F(\text{Re})$ (ver Figura 5.7), uma boa concordância foi sempre possível com valores de C_F dentro dos limites experimentais apresentados na Tabela 5-1.

Até mesmo aspectos mais sutis do comportamento dinâmico foram apropriadamente reproduzidos pelo modelo teórico. Realmente, enquanto a oscilação temporal do ângulo γ apresenta um formato tipicamente senoidal, a oscilação do ângulo

de aproamento apresenta um formato similar a um “dente-de-serra”, o qual é muito bem recuperado pelo modelo teórico.

Por fim, deve-se notar que os resultados experimentais de força de tração no *hawser* $F_H(t)$ apresentam componentes de oscilação em alta frequência, provavelmente associadas a folgas nos acoplamentos e/ou vibrações do carro de reboque e das próprias barras rígidas que desempenham o papel de *hawser*. Tais vibrações, no entanto, não influenciam o movimento oscilatório do navio, como atestam as séries temporais experimentais, o que já era esperado uma vez que tal movimento funciona efetivamente como um “filtro passa-baixa”. Apesar desta oscilação em alta frequência, a concordância entre os valores médios da força medida e os resultados teóricos se mostra similar àquela observada para os ângulos ψ e γ , sendo muito boa na maioria dos casos analisados.

A fim de ilustrar a aderência obtida para todo o conjunto de diferentes comprimentos de *hawser* ensaiados, as Figuras 5.17 a 5.19, a seguir, apresentam as amplitudes finais de $\psi(t)$ e $\gamma(t)$ obtidas para cada valor de L_H/L , para as velocidades de avanço $\{U=0.4;0.5;0.6 \text{ m/s}\}$, respectivamente. Nestas figuras, cada ponto experimental corresponde à amplitude final do ângulo (último ciclo) observada na respectiva série temporal. O conjunto completo de séries temporais experimentais foi analisado para o levantamento destas curvas de amplitude. Assim, quando diferentes ensaios de uma mesma condição $\{U;L_H/L\}$ resultaram em amplitudes distintas, mais de um ponto é apresentado para tal condição. Por outro lado, para duas condições ensaiadas, a saber $\{L_H/L=0.25; U=0.4,0.6\}$, os resultados experimentais disponíveis não possibilitaram a determinação de uma amplitude característica do ciclo-limite de oscilação.

A concordância entre as previsões teóricas e os pontos experimentais pode ser inferida através das curvas de amplitude teóricas apresentadas para os dois ângulos em

questão. Duas curvas teóricas são apresentadas para cada variável, obtidas através de simulações numéricas considerando os valores mínimos e máximos das faixas experimentais do coeficiente de resistência ao avanço dadas na Tabela 5-1. Com este procedimento procura-se explicitar a influência das imprecisões inerentes à medição experimental deste coeficiente sobre a amplitude de oscilação estimada pelo modelo teórico.

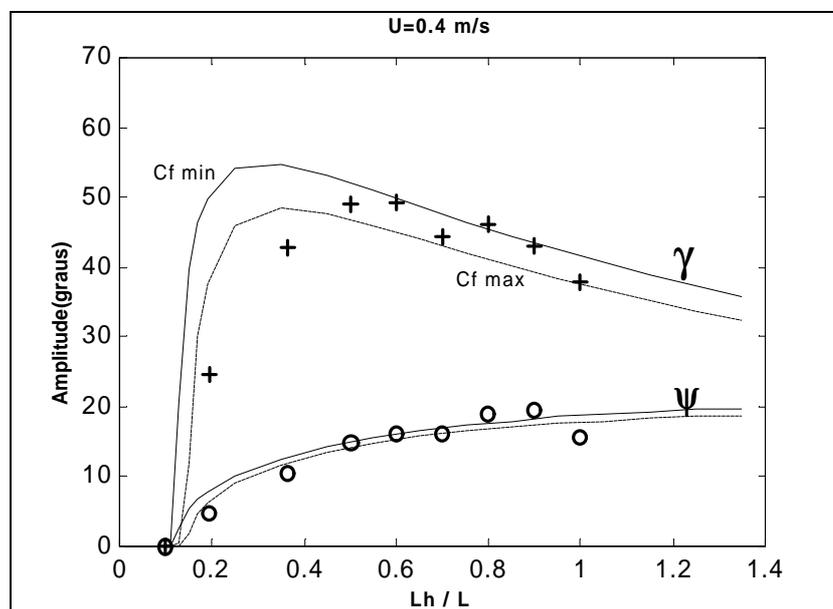


Figura 5.17 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ).

V.Negreiros 100% - $U=0.4\text{m/s}$

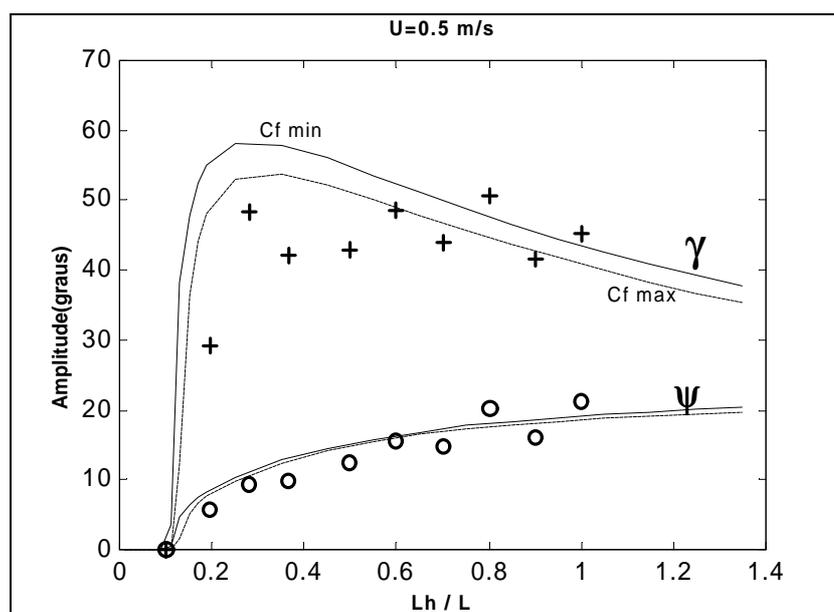


Figura 5.18 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ).

V.Negreiros100% - U=0.5m/s

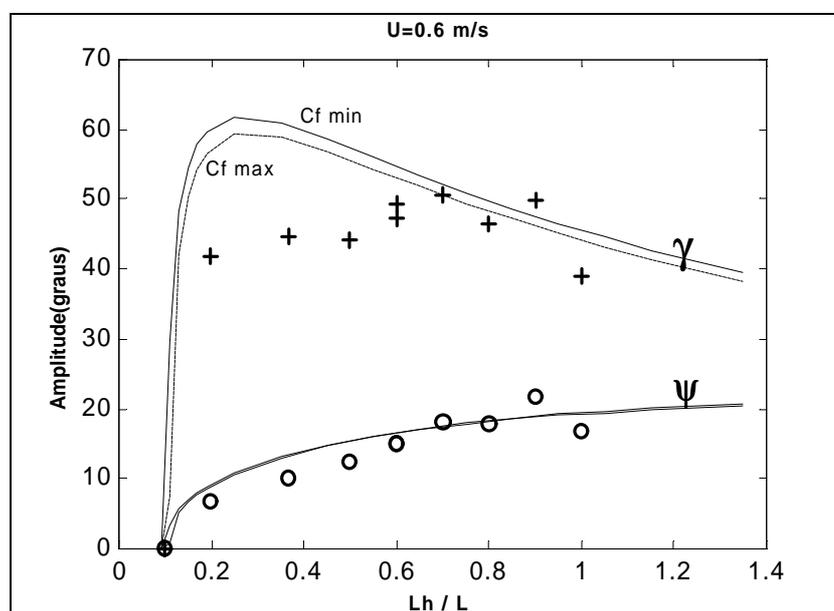


Figura 5.19 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ).

V.Negreiros100% - U=0.6m/s

A análise das curvas de amplitude da Figura 5.17 demonstra haver, para velocidade de avanço $U=0.4$ m/s, uma boa aderência entre as amplitudes teóricas e experimentais ao longo de toda a faixa de comprimentos de *hawser* ensaiada. A tendência de variação dos pontos experimentais com o parâmetro L_H/L é bem reproduzida pelas curvas teóricas. Em especial, os resultados experimentais confirmam a tendência teórica de redução da amplitude máxima do ângulo $\gamma(t)$ para valores mais elevados de L_H/L .

Para as velocidades de avanço mais elevadas há um aumento das discrepâncias, especialmente para $0.2 \leq L_H/L \leq 0.5$, o que se torna mais evidente para a velocidade de avanço $U=0.6$ m/s (Figura 5.19), quando erros de aproximadamente 15° em γ são observados nesta faixa de comprimentos de *hawser*. Em geral, os erros tendem a diminuir para valores mais elevados de L_H/L .

Deve-se observar, no entanto, que uma certa perda de concordância entre resultados teóricos e experimentais à medida em que a velocidade de avanço aumenta deveria ser esperada, uma vez que se intensificam os efeitos de superfície-livre não modelados. Além disso, convém lembrar que as velocidades de avanço ensaiadas correspondem, em escala real, a velocidades muito superiores às encontradas em aplicações práticas de sistemas amarrados em configuração SPM. Dessa forma, os bons resultados obtidos, especialmente para velocidade $U=0.4$ m/s ($U=3.79$ m/s, em escala real) aumenta a confiança no modelo teórico, atestando ser, o mesmo, capaz de reproduzir de maneira adequada o comportamento dinâmico do sistema SPM ensaiado.

É importante ressaltar também que, para as três velocidades ensaiadas, o ponto de bifurcação do sistema dinâmico foi muito bem recuperado. De fato, os resultados experimentais apontaram que, para tais velocidades, as instabilidades dinâmicas se

iniciam por volta de $L_H/L=0.10$, conforme previsto pelo modelo teórico, e em concordância com os resultados da Figura 5.4.

Por fim, pode-se notar que a aderência relativa à amplitude máxima do ângulo de aproamento ψ é, de maneira geral, melhor, tanto em termos qualitativos como quantitativos. É interessante notar, também, que a variabilidade dos resultados teóricos diminui à medida em que a velocidade de avanço aumenta, pois a medição do coeficiente de resistência se torna mais precisa (ver Tabela 5-1). Como esperado, a variação do coeficiente $C_F(Re)$ exerce razoável influência sobre a amplitude do ângulo formado pelo *hawser* (γ), o que se explica em função do papel restaurador desempenhado pela força de *surge* (é conveniente lembrar, aqui, a analogia com o movimento de um pêndulo simples). Há também uma certa influência sobre o ângulo de aproamento (ψ), embora menos significativa, a qual pode, por sua vez, ser explicada pelo acoplamento dinâmico entre os movimentos de *sway* e *yaw* do sistema.

5.3 ENSAIOS DE INSTABILIDADE DINÂMICA: CONDIÇÃO DE LASTRO

O mesmo conjunto de condições $\{U=0.4;0.5;0.6\text{m/s}\}$, $\{L_H/L=0.10;0.19;0.25;0.36;0.50;0.60;0.70;0.80;0.90;1.0\}$ foi ensaiado para situação de calado-leve (40%). O procedimento experimental utilizado é análogo àquele já discutido na seção 5.2 para o caso 100%.

Aqui, no entanto, os resultados experimentais demonstraram que efeitos hidrodinâmicos não modelados exercem influência significativa sobre o comportamento dinâmico do sistema. Verificou-se, de fato, que tais efeitos são tanto maiores quanto maior a velocidade de avanço empregada nos ensaios, indicando uma clara dependência no número de Froude do escoamento. Como discutido na seção 5.1, um dos efeitos mais prováveis diz respeito à geração de ondas pelo casco, dados os valores do número de Froude (U/\sqrt{gB}) relativamente altos alcançados nos ensaios. Também sabia-se, a princípio, que a influência de tais efeitos seria proporcionalmente maior para a situação 40%, dada a maior relação entre as forças e momentos induzidos pelos efeitos de Froude e aquelas oriundas dos demais efeitos do escoamento. Realmente, os resultados experimentais confirmaram esta expectativa.

Face a este problema, dois caminhos seriam possíveis: o primeiro, simplesmente não proceder à comparação entre resultados experimentais e teóricos para a situação de calado-leve, uma vez que as situações de ensaio se situam, claramente, fora dos limites de validade do modelo hidrodinâmico. Além disso, deve-se lembrar que as velocidades de avanço ensaiadas não representam situações práticas de navios amarrados, tendo sido necessárias para garantir a instabilidade dinâmica desejada, face aos efeitos de escala envolvidos na transposição do sistema para escala do modelo (ver seção 5.1). Um outro

caminho seria tentar contornar “externamente” o problema imposto, procurando estabelecer um modelo teórico capaz de incorporar, de alguma forma, os efeitos de superfície-livre originalmente ignorados.

Optou-se pela segunda alternativa, pois, embora certamente comprometa a objetividade da verificação experimental almejada, a mesma permite, por outro lado, discutir aspectos importantes relativos aos efeitos de geração de ondas pelo casco, irrelevantes para o contexto enfocado pelo modelo ora proposto (limite de baixas velocidades), mas de grande importância para modelos de manobra em velocidade de cruzeiro. Além disso, é necessário verificar se o modelo consegue capturar, ao menos qualitativamente, a influência da redução de calado sobre o comportamento dinâmico instável do sistema SPM estudado.

Tendo em vista as óbvias dificuldades teóricas inerentes à determinação dos efeitos de superfície-livre envolvidos, procurou-se estabelecer, de maneira *ad hoc*, um modelo simples, o qual fosse capaz de capturar, ao menos de forma aproximada, a influência destes efeitos sobre a dinâmica do sistema. Não obstante sua natureza *ad hoc*, seria importante preservar ao máximo a capacidade preditiva do modelo, de forma a minimizar o comprometimento da verificação experimental originalmente pretendida. Com base nestas considerações, desenvolveu-se um modelo teórico fundamentado em resultados experimentais obtidos em situações de bifurcação estática do sistema (ou seja, quando $x_A < x_{Tcr}$), situações nas quais o comportamento dinâmico foi ilustrado pela Figura 5.6. O desenvolvimento deste modelo é apresentado no Anexo C deste trabalho. O mesmo se resume, ao final, a uma simples correção do coeficiente estático de momento de *yaw* (ver equações 3.29 e 4.35), na forma:

$$C_{\delta c}^{(Fr)}(\psi; Fr) = C_{\delta c}(\psi)[1 + k_w(Fr; \psi)] \quad (5.4)$$

onde o sobre-escrito (Fr) indica tratar-se do coeficiente de momento corrigido por efeitos de Froude.

Obviamente, a correção simplista proposta em (5.4) não é capaz de reproduzir a ação de todos os efeitos associados à geração de ondas pelo casco. O fator de correção k_w deve, em princípio, depender não apenas do número de Froude mas também do ângulo de incidência de corrente (e, portanto, do próprio ψ) e da própria frequência de oscilação do sistema, uma vez que a mesma afeta diretamente o campo potencial de escoamento induzido (os chamados “efeitos de memória”, os quais serão discutidos na seção 5.4.2). Além disso, os efeitos de superfície-livre devem afetar tanto o momento de *yaw* como a força lateral e não apenas suas componentes estáticas, mas também aquelas proporcionais à velocidade de rotação do casco.

Todavia, o Anexo C apresenta alguns resultados experimentais existentes na literatura, os quais garantem algum suporte para o modelo ora proposto. Apresenta, ainda, como os resultados experimentais de bifurcação estática são empregados para se determinar os valores do fator de correção $k_w(\text{Fr};\psi)$, aqui reproduzidos na Tabela 5-3.

Tabela 5-3 – Valores de $k_w(\text{Fr};\psi)$. Vidal de Neg. (40%)

U (m/s)	0.20	0.40	0.50	0.60
$k_w(\text{Fr};\psi)$	0	0.77	0.82	1.03

Os valores de k_w apresentados na tabela acima foram todos estimados para uma mesma faixa de ângulos de aproamento ($15^\circ < \psi < 20^\circ$) e atestam uma grande influência dos efeitos de Froude sobre o momento estático, para a faixa de velocidades ensaiada. Em particular, para velocidade $U=0.6$ m/s, indicam que o momento estático induzido pelos efeitos de superfície tem magnitude próxima àquela do momento estático original. Deve-se observar que os valores de k_w estão associados à variação de ângulo de equilíbrio observada nos ensaios de bifurcação estática (ver Tabela 5-2). A influência

desta correção sobre o comportamento dinâmico previsto é ilustrada através das séries temporais apresentadas na Figura 5.20, a seguir. Nesta figura, os resultados experimentais obtidos em ensaio de instabilidade dinâmica do navio Vidal de Negreiros em situação de lastro, com parâmetros de controle $\{U=0.60\text{m/s}; x_A/L=0.40; L_H/L=0.36\}$, são comparados com as previsões teóricas obtidas de acordo com o modelo heurístico original ($k_w=0$) e com o emprego do modelo teórico incorporando a correção de momento dada pela equação (5.4) ($k_w=1.03$).

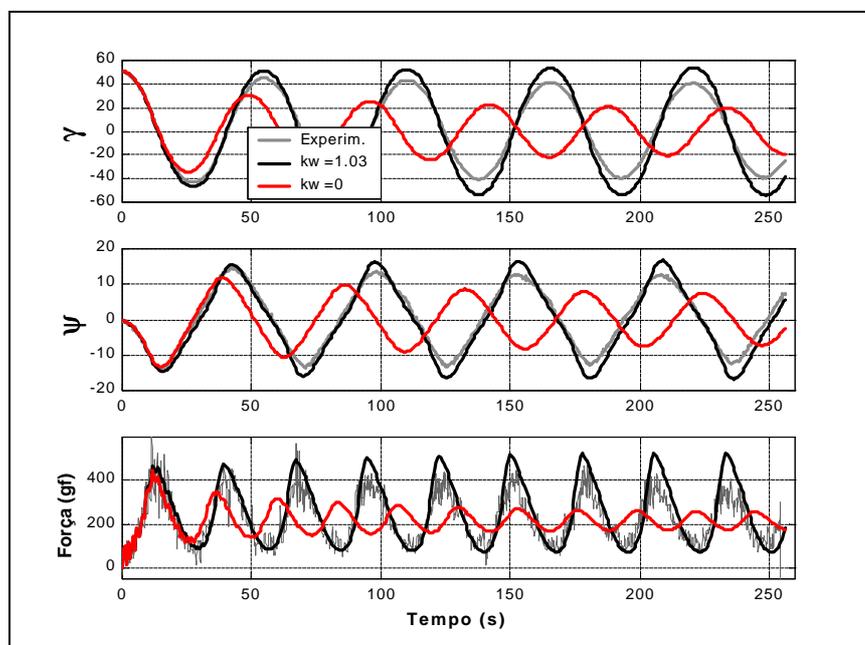


Figura 5.20 – Influência da correção de momento sobre os resultados teóricos em situação de lastro $\{U=0.6\text{m/s}; x_A/L=0.40; L_H/L=0.36\}$

É fácil perceber, a partir dos resultados da Figura 5.20, que a não correção dos efeitos de superfície implica em significativas discrepâncias nas amplitudes e também quanto ao período de oscilação. O mesmo tipo de comportamento foi observado para as demais condições experimentais ensaiadas.

As Figuras 5.21 a 5.29 ilustram a comparação entre resultados teóricos e resultados experimentais obtidos nos ensaios de instabilidade dinâmica em situação de lastro. Mais uma vez, a comparação entre séries temporais teóricas e experimentais será ilustrada através dos resultados obtidos para três diferentes comprimentos de *hawser* $\{L_H/L= 0.36(\text{Figs.5.21 a 5.23}); 0.60(\text{Figs.5.24 a 5.26}); 0.90(\text{Figs.5.27 a 5.29})\}$.

Em todos os casos, empregou-se $x_A/L=0.40$. O procedimento experimental utilizado para obtenção destes resultados é análogo àquele já discutido na seção 5.2. Todos os resultados teóricos foram obtidos considerando-se a correção de momento definida por (5.4), com os respectivos valores de k_w apresentados na Tabela 5-3.

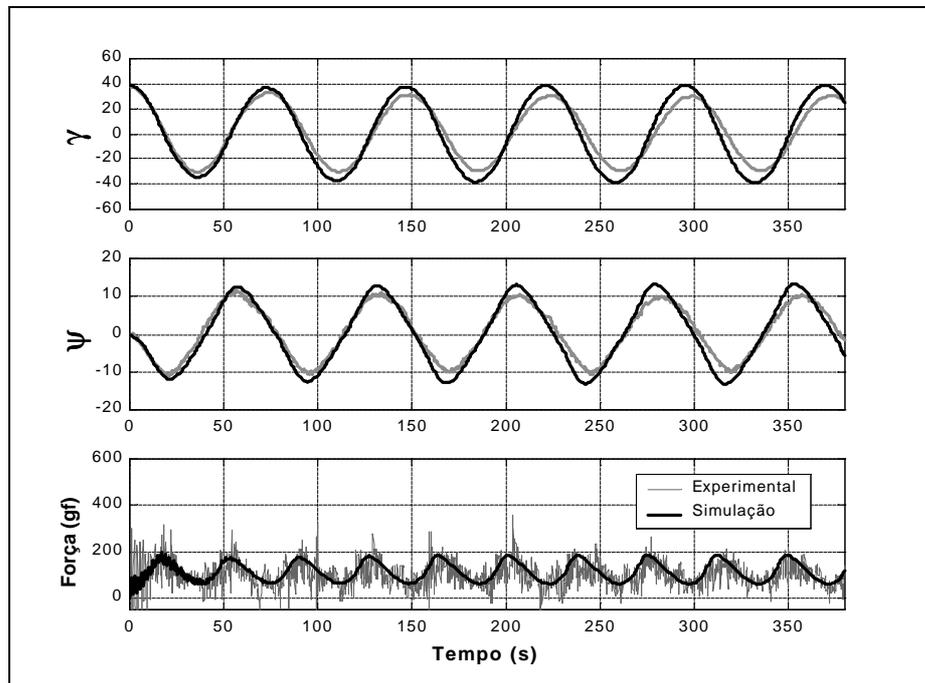


Figura 5.21 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

$\{L_H/L=0.36; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0354; k_w=0.77\}$

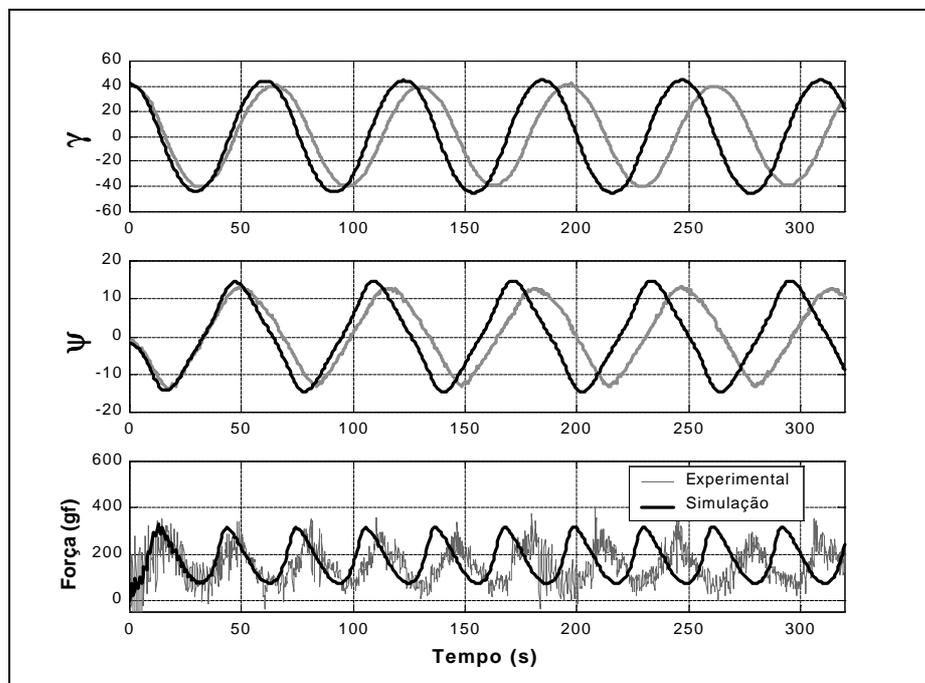


Figura 5.22 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

$\{L_H/L=0.36; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0335; k_w=0.82\}$

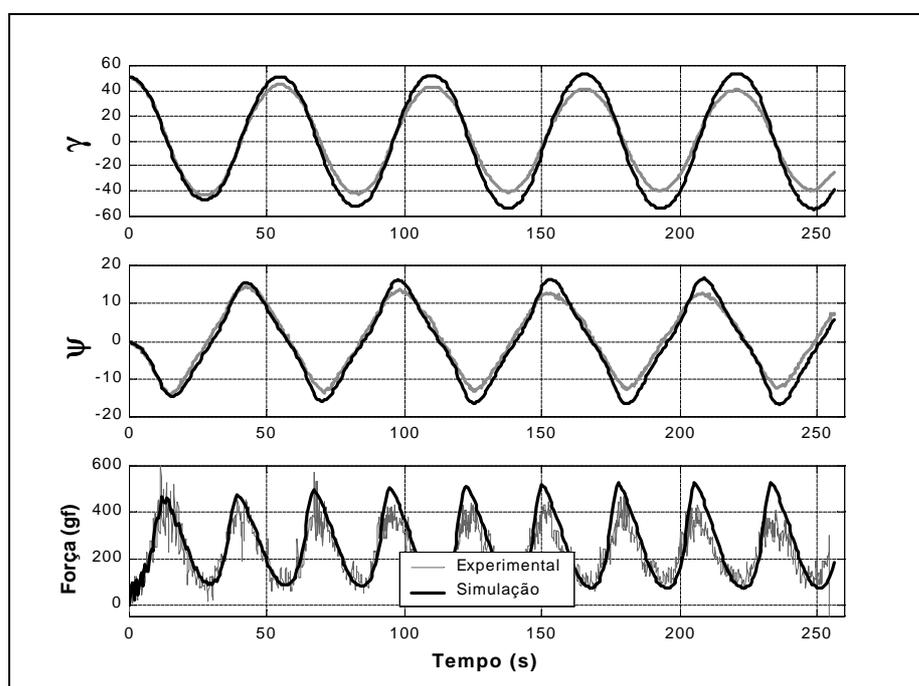


Figura 5.23 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

$\{L_H/L=0.36; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0320; k_w=1.03\}$

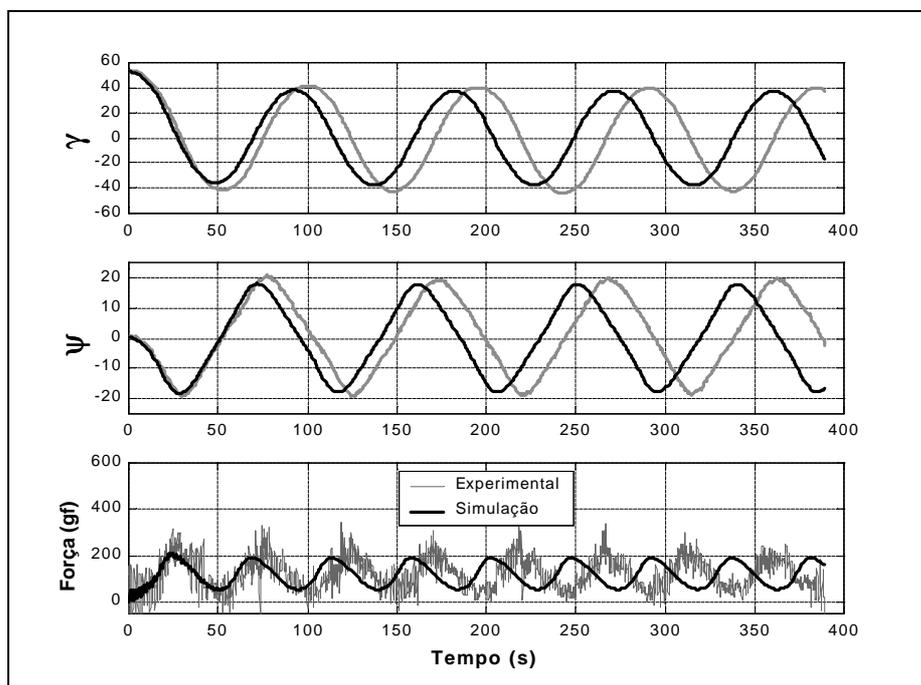


Figura 5.24 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

$\{L_H/L=0.60; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0354; k_w=0.77\}$

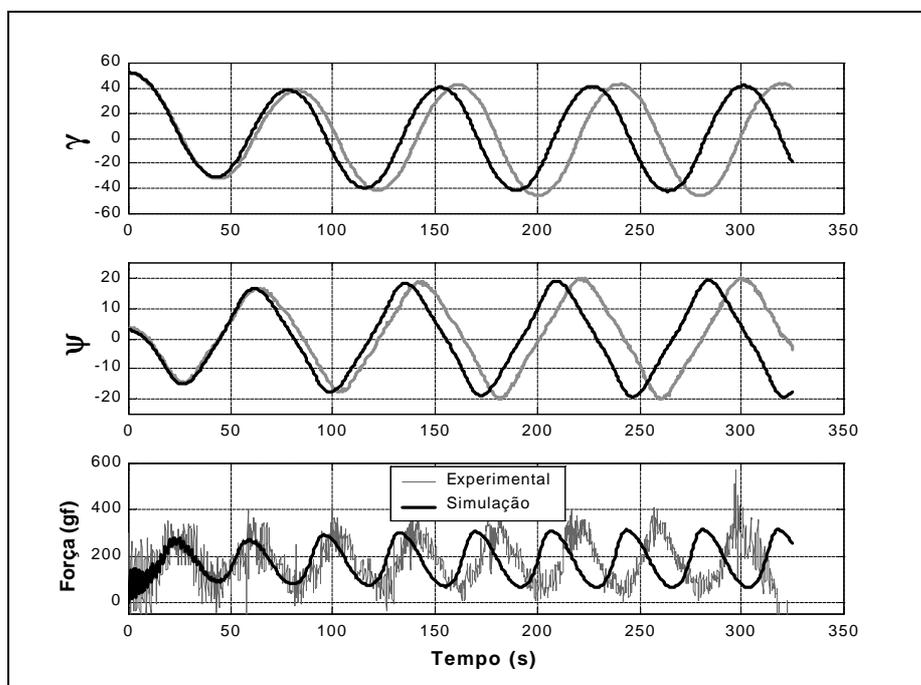


Figura 5.25 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

$\{L_H/L=0.60; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0335; k_w=0.82\}$

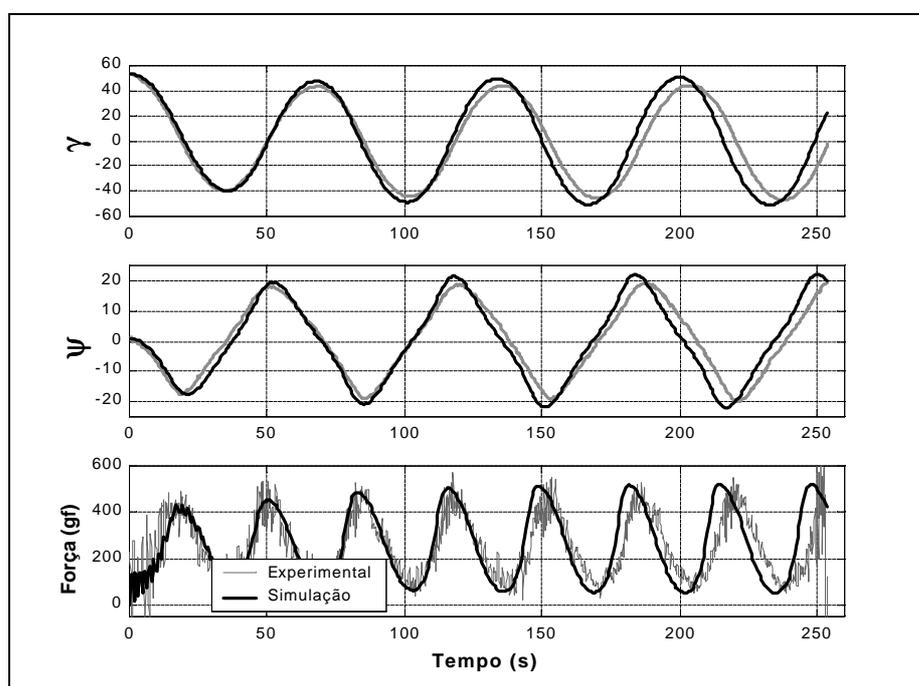


Figura 5.26 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

{ $L_H/L=0.60; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0320; k_w=1.03$ }

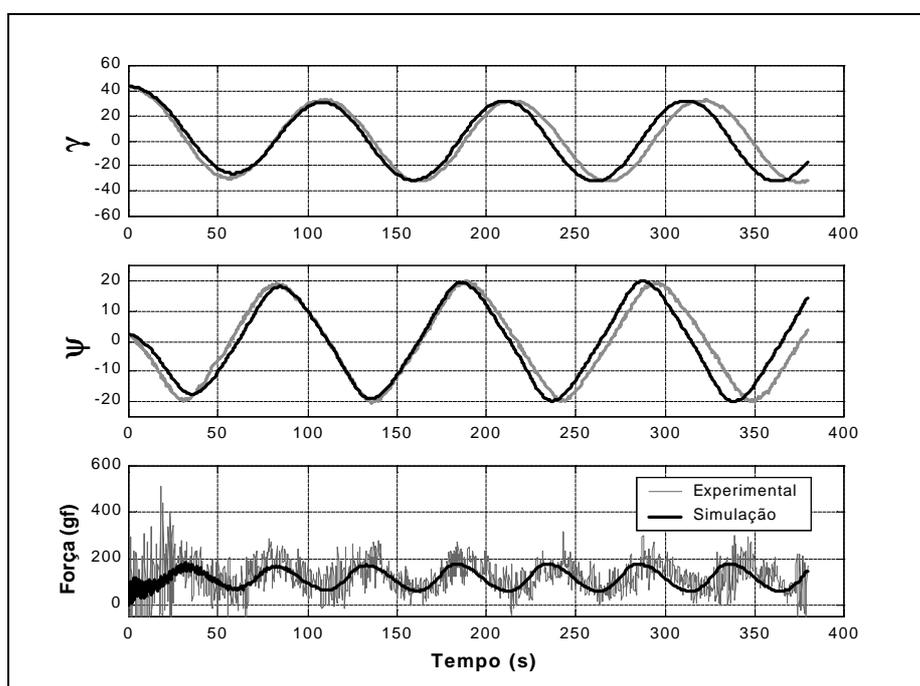


Figura 5.27 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

$\{L_H/L=0.90; U=0.4\text{m/s}; C_F=0.0354; k_w=0.77\}$

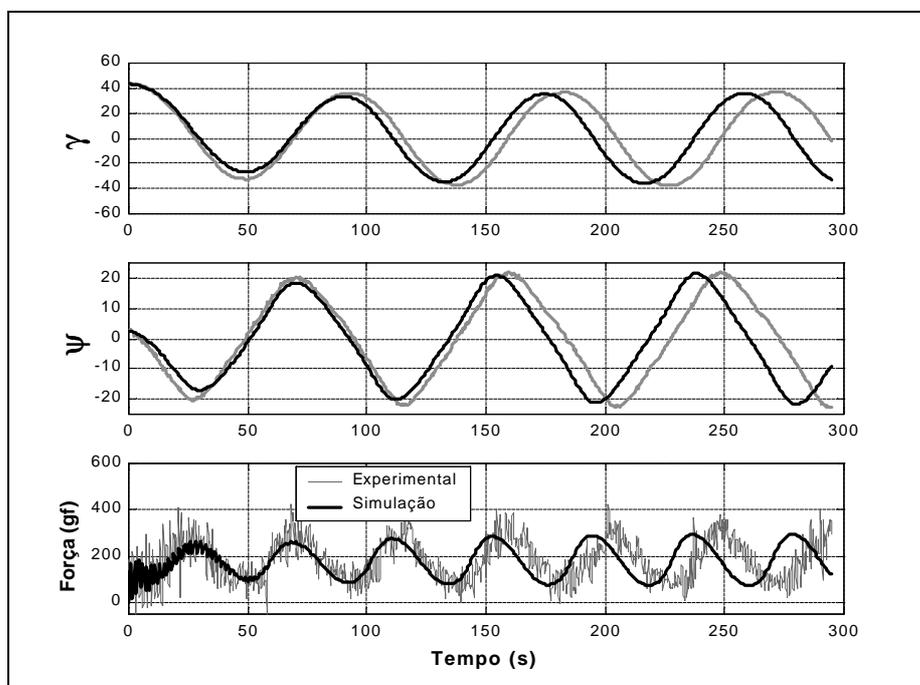


Figura 5.28 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

$\{L_H/L=0.90; U=0.5\text{m/s}; C_F=0.0335; k_w=0.82\}$

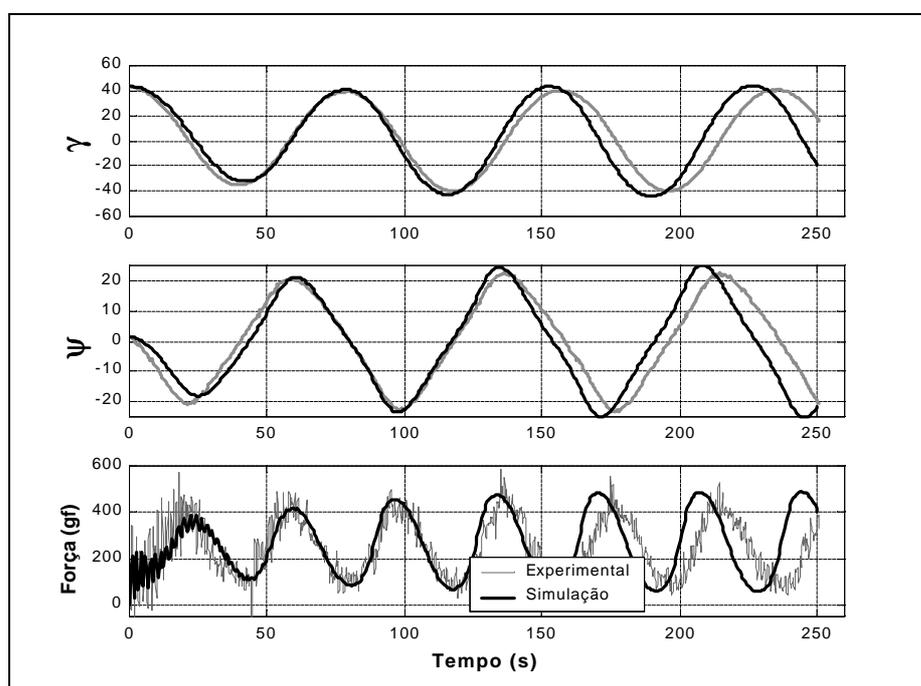


Figura 5.29 – Instabilidade Dinâmica. Vidal de Negreiros 40%.

{ $L_H/L=0.90; U=0.6\text{m/s}; C_F=0.0320; k_w=1.03$ }

A análise das Figuras 5.21 a 5.29 demonstra haver, em geral, uma boa concordância entre as amplitudes de oscilação previstas teoricamente, tanto para os ângulos ψ e γ como para a força no *hawser* F_H , e os resultados experimentais. Verificou-se, porém, na maioria dos casos, uma certa discrepância quanto ao período de oscilação, com os períodos estimados teoricamente resultando um pouco menores do que aqueles observados nos experimentos. Este é o motivo pelo qual um melhor ajuste das séries temporais foi conseguido com os valores mínimos das faixas experimentais relativas ao coeficiente de resistência ao avanço (ver Tabela 5-1). Uma inspeção do conjunto completo de séries temporais envolvido nesta análise demonstrou que a discrepância de período não assume valores significativos, havendo um erro relativo máximo entre período experimental e teórico inferior a 10%.

O modelo teórico empregado apresenta agora, com a correção dos efeitos de Froude, dois parâmetros independentes que influenciam tanto a amplitude como o período de oscilação: o coeficiente $C_F(\text{Re})$ e o fator de correção $k_w(\text{Fr};\psi)$. A amplitude e o período de oscilação variam inversamente com $C_F(\text{Re})$ e diretamente com $k_w(\text{Fr};\psi)$. Obviamente, face à sua natureza *ad hoc*, e tendo-se em vista todos os efeitos não considerados na modelagem, não se esperava que o modelo de correção dos efeitos de superfície-livre fosse preciso, especialmente em termos quantitativos. Um certo erro nos valores de k_w pode explicar a discrepância observada nos períodos de oscilação.

De um modo geral, contudo, a aderência entre resultados teóricos e experimentais mostrou-se bastante razoável. As Figuras 5.30, 5.31 e 5.32, a seguir, apresentam curvas de amplitude análogas àquelas levantadas para o caso de carregamento 100% (ver seção 5.2), para as três diferentes velocidades de avanço ensaiadas. Mais uma vez, todos os pontos experimentais são apresentados e as curvas teóricas são obtidas com os valores mínimos e máximos da faixa experimental do

coeficiente de resistência ao avanço, de forma a explicitar a influência que tal coeficiente exerce sobre as amplitudes de oscilação estimadas.

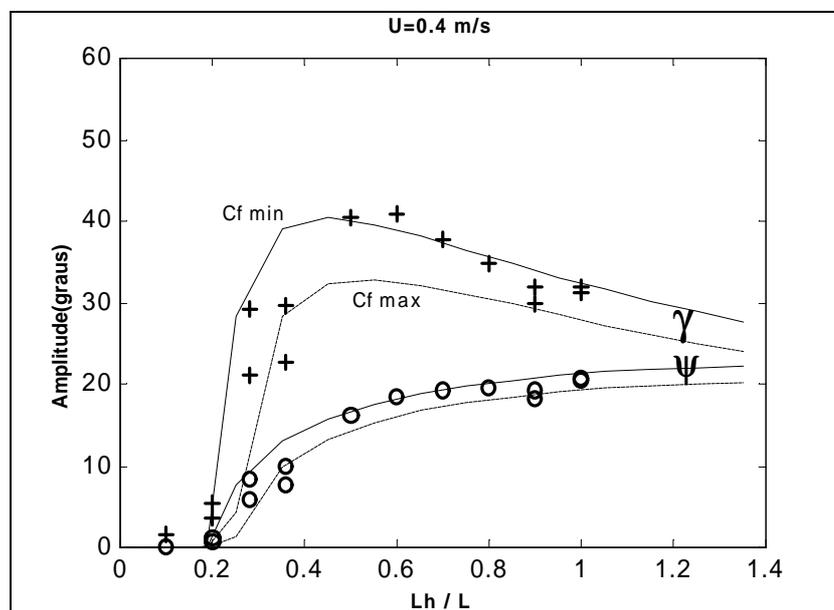


Figura 5.30 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ).

V.Negreiros 40% - $U=0.4\text{m/s}$

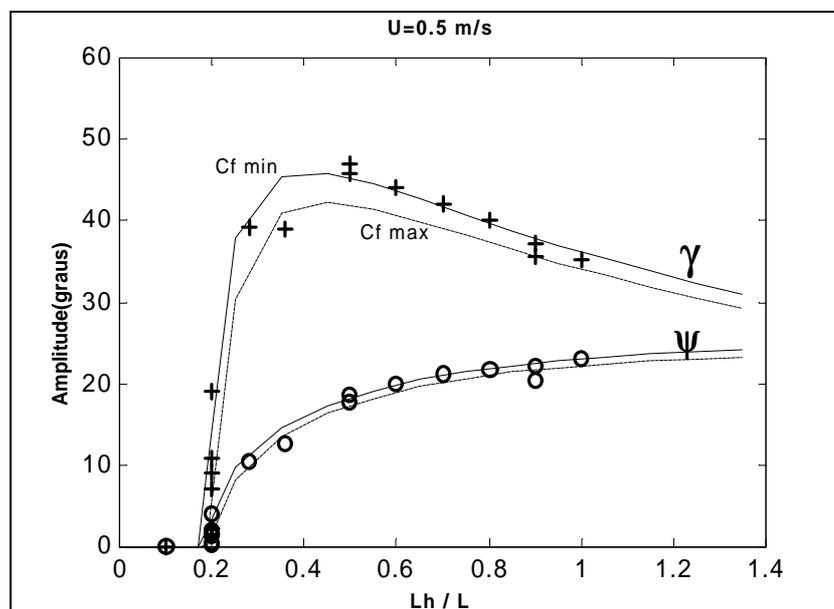


Figura 5.31 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ).

V.Negreiros 40% - $U=0.5\text{m/s}$

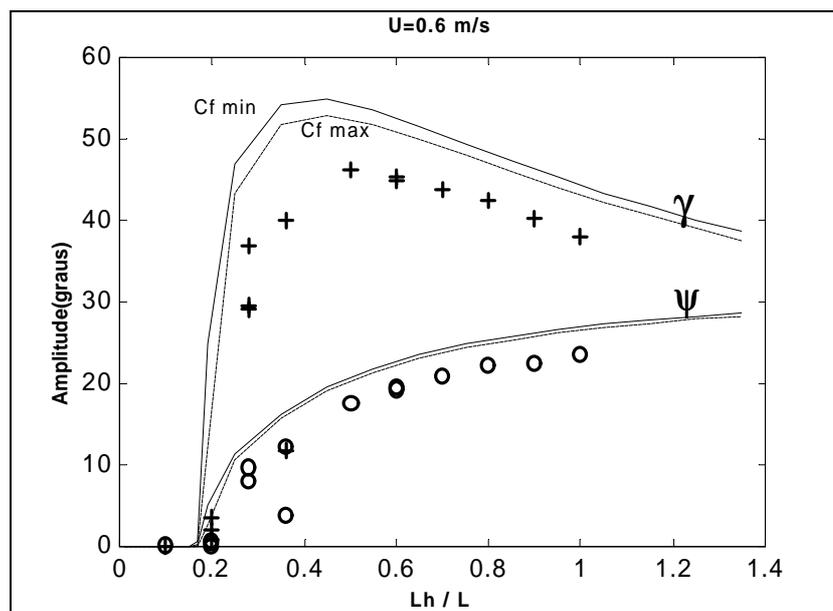


Figura 5.32 – Curvas de Amplitude: Teoria (--- C_f min; — C_f max) e Experimentos (+ γ ; o ψ).
V.Negreiros 40% - $U=0.6\text{m/s}$

A comparação entre as amplitudes experimentais e teóricas dos ângulos ψ e γ mostram uma boa aderência, tanto qualitativa como quantitativa, para as velocidades $U=0.4\text{ m/s}$ (Figura 5.30) e $U=0.5\text{ m/s}$ (Figura 5.31). Para a velocidade de avanço mais elevada, $U=0.6\text{ m/s}$ (Figura 5.32), no entanto, o modelo teórico superestima as amplitudes de oscilação, o que pode estar associado a imprecisões no modelo representativo dos efeitos de superfície-livre. Certamente, face à natureza simplista da modelagem dos efeitos de Froude, é de se esperar que as discrepâncias aumentem à medida em que estes efeitos se tornem mais significativos, ou seja, à medida em que a velocidade de avanço aumente.

No geral, os resultados confirmam a tendência de um melhor ajuste dos resultados para os valores mínimos de $C_F(\text{Re})$, tendência esta já observada na análise das séries temporais.

Mais uma vez, os pontos de bifurcação são muito bem recuperados pelo modelo teórico, situando-se, agora, por volta de $L_H/L=0.20$.

Alguns outros aspectos merecem ser destacados. Em primeiro lugar, o comportamento qualitativo observado para a amplitude dos ângulos γ e ψ em função da variação do comprimento de *hawser* é muito bem recuperada pelo modelo teórico, para as diferentes velocidades ensaiadas. Confirma-se, agora mais claramente, a existência de um valor máximo da amplitude de oscilação do sistema (γ), por volta de $L_H/L=0.4$, e a redução da mesma para comprimentos de *hawser* maiores. A amplitude de oscilação do ângulo de aproamento (ψ), no entanto, apresenta uma tendência diferente, com um crescimento monotônico ao longo da faixa de L_H/L ensaiada.

Observou-se, mais uma vez, uma razoável variabilidade dos resultados experimentais, especialmente para comprimentos de *hawser* menores. Esta variabilidade é maior do que aquela observada nos ensaios em situação carregada e parece estar associada aos menores valores de força e momento na situação de lastro. A comparação de ensaios equivalentes (mesmo valor dos parâmetros de controle) em situação 100% e 40% demonstra que a força suportada pelo *hawser* em situação de lastro corresponde a, aproximadamente, metade daquela observada em situação carregada (comparar, por exemplo, Figuras 5.16 e 5.29). A menor magnitude das forças e momentos associada à redução de calado e a maior proximidade do ponto de bifurcação parecem contribuir para a maior variabilidade dos resultados experimentais na faixa $0.2 < L_H/L < 0.5$, em comparação com os resultados obtidos em situação carregada. Isto pode estar associado a esforços espúrios introduzidos pelo próprio aparato experimental, originados, por exemplo, pelo atrito nos mancais, folgas nos acoplamentos e vibrações do carro de reboque.

Finalmente, deve-se ressaltar a boa concordância obtida para as velocidades $U=0.4$ m/s e $U=0.5$ m/s. De fato, o modelo teórico de incorporação dos efeitos de Froude, embora simplista, parece ser capaz de recuperar, de maneira até surpreendente,

a influência destes efeitos não originalmente modelados. Embora a validação não possa ser feita de maneira direta, tendo em vista a correção “externa” incorporada ao modelo teórico, a característica preditiva do modelo de correção, fundamentado nos resultados experimentais de bifurcação estática, aponta no sentido da adequação do modelo heurístico estendido, também para a situação de calado-leve. É importante enfatizar, mais uma vez, que a correção dos efeitos de superfície-livre só foi necessária em função das altas velocidades empregadas nos ensaios, as quais, por sua vez, procuraram garantir situações de instabilidade dinâmica para o sistema em escala reduzida. Para o problema real de sistemas amarrados em configuração SPM, sujeitos à ação de correnteza marítima, tal correção certamente não se faz necessária, e o modelo hidrodinâmico original pode ser aplicado para sua análise. Outros aspectos relevantes para a análise do problema em escala real serão discutidos na seção subsequente.

5.4 ALGUMAS CONSIDERAÇÕES FINAIS

Para finalizar o estudo quanto à adequação do modelo teórico à análise do problema de instabilidade dinâmica de navios petroleiros amarrados em configuração SPM, algumas considerações adicionais se fazem ainda necessárias. Inicialmente, embora os resultados apresentados nas seções anteriores realmente demonstrem uma boa aderência entre resultados teóricos e experimentais, indicando que o modelo teórico é, de fato, capaz de reproduzir adequadamente o comportamento dinâmico instável de um navio VLCC em configuração SPM, tanto em condição carregada como de lastro, deve-se ressaltar que o paradigma experimental obtido é razoavelmente restrito. Como apenas um único navio foi ensaiado, não é possível inferir, experimentalmente, a influência da geometria do casco e dos apêndices sobre a concordância entre teoria e

experimentos. Assim, deve-se proceder, ao menos, a uma análise teórica quanto à sensibilidade da resposta aos parâmetros hidrodinâmicos envolvidos, procurando levantar quais são aqueles realmente relevantes ao problema e como variações dos mesmos afetam a resposta. Este constitui o primeiro aspecto a ser discutido nesta seção. Outros pontos que merecem uma discussão mais detalhada dizem respeito à eventual influência dos chamados “efeitos de memória” e às implicações práticas dos efeitos de escala envolvidos na transposição do problema em escala reduzida para escala real, os quais serão abordados na seção 5.4.2.

5.4.1 ANÁLISE DE SENSIBILIDADE AOS PARÂMETROS HIDRODINÂMICOS

O modelo heurístico estendido depende basicamente de três parâmetros hidrodinâmicos, o coeficiente de atrito viscoso do casco $C_F(\text{Re})$ e os coeficientes de força e momento de *cross-flow* $\{C_Y; l_p C_Y\}$. A influência do coeficiente $C_F(\text{Re})$ já foi discutida nas seções anteriores. Cabe aqui apontar que os coeficientes de *cross-flow* exercem influência muito pequena sobre o comportamento dinâmico do sistema. Uma análise numérica demonstra que variações consideráveis destes coeficientes são praticamente irrelevantes para a resposta prevista teoricamente. Assim, para o navio Vidal de Negreiros, a resposta teórica obtida com os coeficientes $\{C_Y; l_p C_Y\}$ medidos experimentalmente ou com seus respectivos valores estimados (ver Tabela 4-7) resultam praticamente indistinguíveis. A explicação para esta insensibilidade está nos pequenos ângulos efetivos de incidência de correnteza sobre o navio, observados ao longo de todo o ciclo de oscilação do sistema dinâmico instável. Na verdade, embora as medições experimentais apontem para amplitudes máximas do ângulo de aproamento $\psi(t)$ de até

20°, a amplitude máxima do ângulo de aproamento *aparente* é muito menor. Para ilustrar este fato, a Figura 5.33 apresenta resultados de simulação numérica correspondentes ao caso apresentado na Figura 5.14, navio em situação carregada com $\{U=0.4\text{m/s}; L_H/L=0.90; x_A/L=0.50; C_F=0.0242\}$. Nesta figura são apresentados o ângulo de aproamento real, medido no ensaio, e o ângulo de aproamento *aparente* $\psi=\text{atan}(-v/u)$, o qual é efetivamente empregado para a estimativa teórica de forças e momentos.

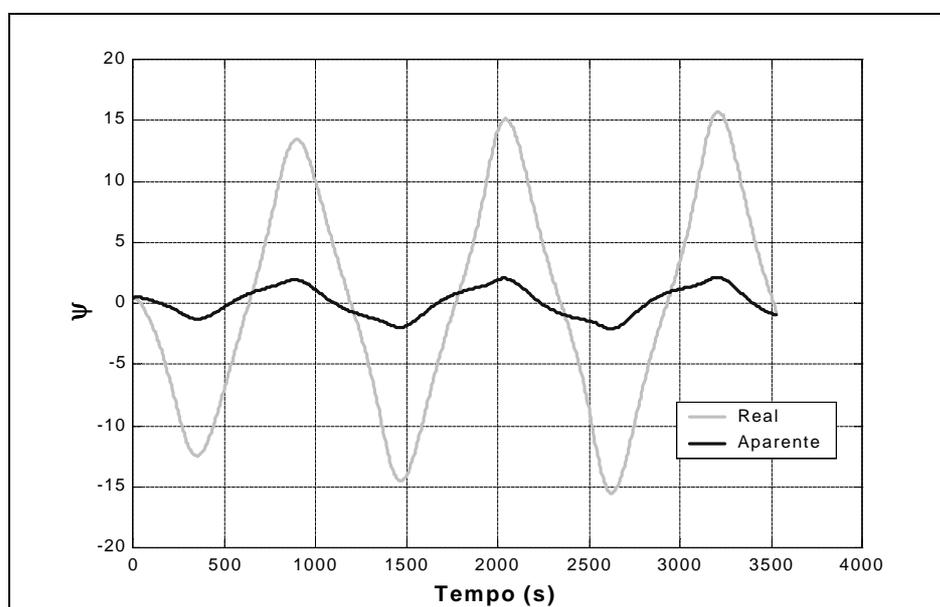


Figura 5.33 – Ângulo de Aproamento: Real X Aparente

Os resultados da Figura 5.33 ilustram o comportamento típico observado nas oscilações de *fishtailing* do sistema SPM. A análise das séries temporais apresentadas nas seções anteriores demonstra que o ângulo de aproamento máximo é atingido quando o *hawser* está alinhado com a direção de corrente, ou seja, $\gamma \cong 0$. Nessa posição, contudo, a velocidade lateral (v) é máxima, o que faz com que o navio efetivamente “enxergue” a correnteza incidindo praticamente paralela ao casco. Com isso o ângulo de aproamento aparente tem, tipicamente, uma amplitude máxima por volta de 2° a 3°.

Para valores tão pequenos do ângulo de aproamento aparente, realmente os efeitos de *cross-flow* devem ser de importância secundária face aos efeitos de circulação (asa) do casco. De fato, para $\psi \cong 0^\circ$ (ou seja, $\alpha \cong 180^\circ$), os coeficientes estáticos de força e momento (ver eqs. 3.14, 3.21 e 3.29) podem ser devidamente aproximados por:

$$\begin{aligned} C_{1c}(\psi \approx 0) &\cong -C_F(\text{Re}) \\ C_{2c}(\psi \approx 0) &\cong \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \psi \\ C_{6c}(\psi \approx 0) &= \frac{\pi T}{L} \left(\frac{1}{2} + 2.4 \frac{T}{L} \right) \psi \end{aligned} \quad (5.5)$$

Além disso, como termos proporcionais $\{v^2;vr;r^2\}$ são pequenos face às componentes proporcionais a $\{uv,ur\}$, as forças e o momento oriundos do movimento de rotação do casco podem ser escritos:

$$\begin{aligned} \Delta F_{x,R}(u, v, r) &= -\frac{1}{4} \rho \pi T^2 L \cdot vr - \frac{1}{16} \rho \pi T^2 L^2 \cos \alpha_a \cdot r^2 \ll F_{x,R}(u, v, 0) \cong -\frac{1}{2} \rho T L U^2 C_F(\text{Re}) \\ \Delta F_{y,R}(u, v, r) &\cong \frac{1}{4} \rho \pi T^2 L \left(1 - 4.4 \frac{B}{L} + 0.160 \frac{B}{T} \right) ur + M_{11} ur \\ \Delta N_{z,R}^\circ(u, v, r) &\cong -\frac{1}{8} \rho \pi T^2 L^2 \left(1 + 0.16 \frac{B}{T} - 2.2 \frac{B}{L} \right) u|r + M_{26} ur \end{aligned} \quad (5.6)$$

A análise das expressões (5.5) e (5.6) demonstra que a influência dos coeficientes de *cross-flow* pode de fato ser, em primeira aproximação, desprezada. As forças são efetivamente dominadas pelas componentes associadas aos efeitos de asa do casco. Deve-se observar também que, com relação à força longitudinal, os pequenos ângulos de ataque atuam no sentido de reforçar a robustez da modelagem teórica. De fato, uma vez que a força longitudinal é dominada pelo coeficiente de atrito $C_F(\text{Re})$, os problemas envolvidos na extensão teórica desta força para ângulos de ataque maiores (discutidos na seção 3.2.2) são eliminados. Dada a grande influência que a força

longitudinal exerce sobre a dinâmica do sistema, isto realmente reforça a confiança na modelagem teórica. Por outro lado, com relação à força transversal e ao momento de *yaw*, recai-se na região de menor robustez do modelo teórico. Certamente, conforme discutido anteriormente, uma das maiores vantagens do modelo hidrodinâmico é a sua robustez para estimativa de força lateral e momento na chamada região “pós-*stall*”, quando os efeitos dominantes associados à separação da camada-limite sobre o casco são representados através do *princípio de cross-flow*. No limite de pequenos ângulos de ataque (ou região “pré-*stall*”), a abordagem teórica se baseia na Teoria de Jones, aproximando-se o duplo-corpo por uma placa plana e, posteriormente, incorporando-se efeitos de forma do casco e apêndices através das aproximações empíricas propostas por Clarke et al. (1982). É fácil perceber que as componentes de força transversal e momento nas expressões (5.5) e (5.6) são dependentes das aproximações analíticas propostas no referido trabalho para as derivadas hidrodinâmicas lineares $\{Y_v; N_v; Y_r; N_r\}$. Embora tenha-se verificado, através de ensaios de modelo cativo (Capítulo 3) e ensaios de *yaw-rotating* (Capítulo 4), que tais aproximações resultem em uma razoável aderência entre resultados teóricos e experimentais para pequenos ângulos de ataque, há uma certa imprecisão nas aproximações propostas por Clarke et al. (1982), especialmente no que se refere às derivadas hidrodinâmicas $\{Y_r; N_r\}$ ¹.

Duas observações devem ser feitas com base nos aspectos acima discutidos. Em primeiro lugar, uma abordagem de derivadas hidrodinâmicas, com a medição efetiva dos coeficientes lineares de força e momento $\{Y_v; N_v; Y_r; N_r\}$ pode, em princípio, garantir uma maior confiabilidade à análise do problema de *fishtailing*. Por outro lado, com relação à modelagem heurística, a análise de sensibilidade não se esgota nos parâmetros externos $\{C_F(Re); C_Y; l_p C_Y\}$. Na verdade, deve-se estudar as imprecisões envolvidas nas

¹ Este ponto foi discutido, em detalhes, na seção 4.1.1.

aproximações empíricas incorporadas ao modelo hidrodinâmico e como as mesmas podem afetar as previsões teóricas.

Para tanto, foi estudada, então, a influência que certas variações nas aproximações analíticas das derivadas hidrodinâmicas lineares $\{Y_v; N_v; Y_r; N_r\}$ exerceria sobre o comportamento dinâmico do sistema SPM previsto de acordo com o modelo heurístico. Para, de certa forma, quantificar as imprecisões envolvidas, retomando-se a análise realizada na seção 4.1.1, substituiu-se as aproximações empíricas propostas por Clarke et al. (1982) por aquelas sugeridas por Norrbin (1970), Wagner Smith (1971) e Inoue et al. (1981) (ver Tabela 4-1). A Tabela 4-2 já demonstrou que, para o navio Vidal de Negreiros, estas diferentes estimativas implicam em uma variação significativa de magnitude das derivadas hidrodinâmicas, especialmente com relação às derivadas $\{Y_r; N_r\}$. Para facilitar a comparação entre as diferentes estimativas, a Tabela 5-4, abaixo, reproduz os resultados da Tabela 4-2 para o navio Vidal de Negreiros em condição carregada, acrescentando os valores estimados segundo as aproximações sugeridas por Clarke et al. e incluindo, também, os resultados para situação de lastro (40%). Pode-se perceber que, de um modo geral, as discrepâncias são até maiores para a situação 40%, havendo, além das diferenças nas derivadas de rotação $\{Y_r; N_r\}$, também uma significativa variação com relação à derivada Y_v .

Tabela 5-4 Diferentes aproximações para as derivadas hidrodinâmicas lineares do navio Vidal de Negreiros

Aproximação	CONDIÇÃO 100%				CONDIÇÃO 40%			
	Y_v	Y_r	N_v	N_r	Y_v	Y_r	N_v	N_r
Clarke et al.	1.84	-0.33	0.66	0.25	2.94	-0.63	0.56	0.40
W. Smith	1.59	-0.32	0.62	0.21	1.59	-0.32	0.62	0.21
Norrbin	1.74	-0.39	0.61	0.35	1.81	-0.06	0.58	0.19
Inoue et al.	1.93	-0.50	0.64	0.42	3.16	-0.50	0.64	0.36

As Figuras 5.34 e 5.35, a seguir, ilustram, através da comparação entre as séries temporais teórica e experimental de ângulos ($\gamma(t)$ e $\psi(t)$) e força no *hawser* $F_H(t)$, as discrepâncias associadas ao emprego das diferentes aproximações empíricas (Clarke et al.; Wagner Smith, Norrbin e Inoue et al.). A Figura 5.34 representa um caso de carregamento 100% com $\{U=0.4\text{m/s}; L_H/L=0.60; x_A/L=0.50; C_F=0.0227\}$, correspondente ao caso previamente apresentado na Figura 5.11. Já a Figura 5.35 ilustra os resultados obtidos numa situação de carregamento 40%, com $\{U=0.4\text{m/s}; L_H/L=0.60; x_A/L=0.40; C_F=0.0354; k_w=0.77\}$, caso correspondente à Figura 5.24.

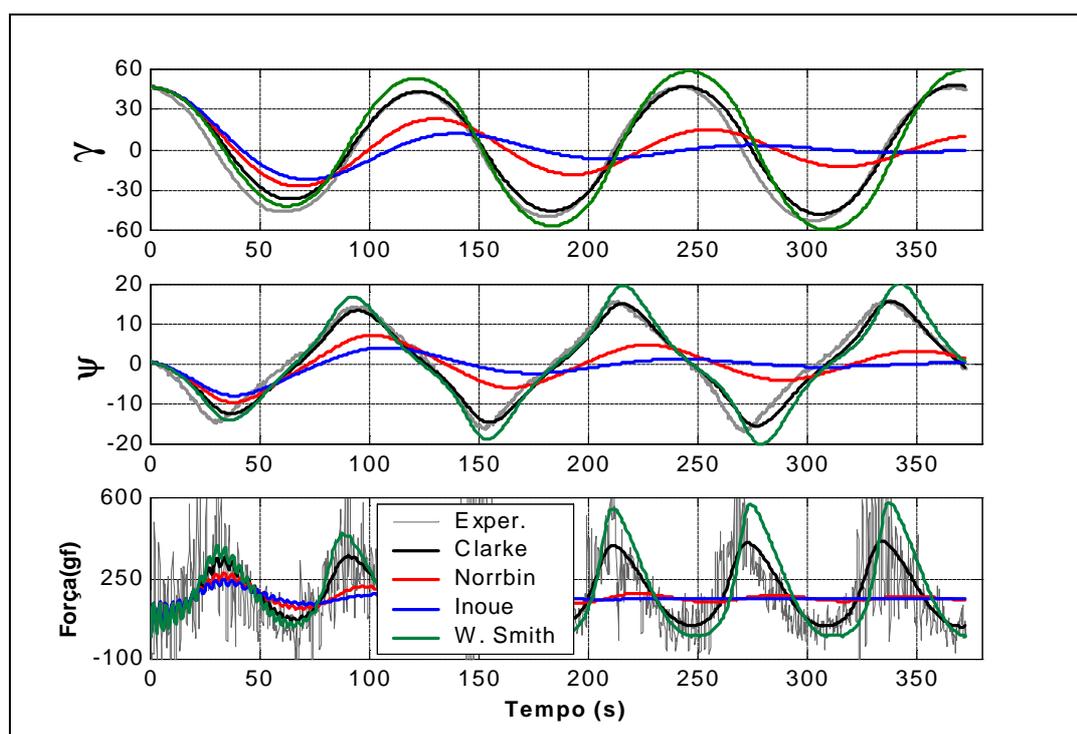


Figura 5.34 – Influência do emprego de diferentes aproximações empíricas para correção das componentes de asa. Caso de carregamento 100%.

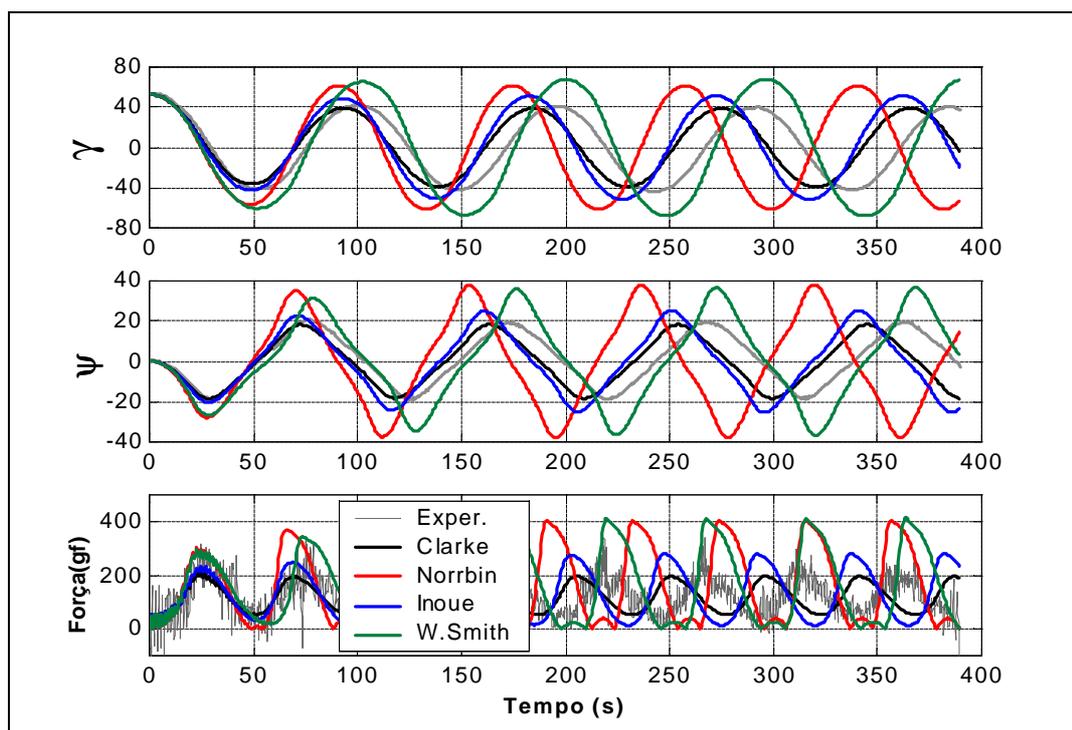


Figura 5.35 - Influência do emprego de diferentes aproximações empíricas para correção das componentes de asa. Caso de carregamento 40%.

Os resultados apresentados acima demonstram que as discrepâncias nos valores das derivadas hidrodinâmicas lineares efetivamente implicam em significativas variações do comportamento dinâmico de *fishtailing* previsto para o sistema SPM. Para a situação carregada (Figura 5.34), o emprego das aproximações de Norrbin e Inoue et al. resultam, inclusive, em um comportamento dinâmico estável do sistema, com as perturbações iniciais sendo atenuadas ao longo do tempo. Os valores apresentados na Tabela 5-4 para a condição 100% apontam as origens deste fato: Embora as derivadas $\{Y_v; N_v\}$ apresentem uma razoável concordância com os valores de Clarke et al., as derivadas $\{Y_r; N_r\}$ estimadas segundo Norrbin e Inoue et al. são, em módulo, maiores do que aquelas previstas por Clarke et al.. Como conseqüência, implicam em um sistema dinâmico com maior grau de amortecimento. As derivadas rotacionais propostas por Wagner Smith, no entanto, além de apresentarem melhor concordância com os valores

de Clarke et al. (para a situação 100%), apresentam magnitudes um pouco inferiores a estes últimos. Verifica-se, de fato, que as oscilações estimadas segundo as aproximações de Wagner Smith apresentam amplitudes maiores do que aquelas estimadas originalmente, o que, novamente, ilustra a influência direta dos termos rotacionais sobre o amortecimento do sistema.

Além disso, a comparação entre os resultados de Clarke et al. e Wagner Smith apresentados na Figura 5.34 atesta a elevada sensibilidade do sistema a variações dos parâmetros analisados. Deve-se observar que, embora os valores dos coeficientes estimados segundo estas duas aproximações estejam em razoável acordo (ver Tabela 5-4) e o emprego das mesmas implique em erros relativamente pequenos com relação às amplitudes de oscilação em ψ e γ , o mesmo leva a um erro de aproximadamente 50% na magnitude do pico de tração no *hawser*. Este ponto é de extrema importância pois a amplitude máxima de tração à qual o *hawser* será submetido é um dos parâmetros de projeto mais importantes na análise dinâmica de sistemas SPM. Estes resultados demonstram, portanto, que a avaliação da força de tração no *hawser* é fortemente susceptível a variações nos valores das derivadas hidrodinâmicas do casco.

Os resultados obtidos para a situação 40% (Figura 5.35) apontam, em geral, a mesma tendência quanto à influência das derivadas $\{Y_r; N_r\}$ sobre o amortecimento do sistema mas, agora, há também uma sensível variação nas estimativas da derivada Y_v , o que torna a análise menos direta. Observa-se, de maneira geral, significativas discrepâncias em termos de período e amplitudes de oscilação, culminando, mais uma vez, em grandes erros relativos na estimativa de tração no *hawser*, os quais chegam, agora, a aproximadamente 100%.

É importante ressaltar que, no estudo acima, deve-se atentar especialmente para as discrepâncias existentes entre as diversas predições teóricas e menos para como as

mesmas se comparam aos resultados experimentais. Posto que os valores de coeficiente de atrito C_F empregados tenham sido ajustados com base nos resultados do modelo heurístico estendido e, portanto, a partir das aproximações propostas por Clarke et al., é obvio que tais aproximações implicam, em geral, em uma melhor concordância com os resultados experimentais. Um ajuste um pouco melhor dos resultados obtidos com as demais aproximações com relação aos experimentos poderia ser conseguido, especialmente com relação ao período de oscilação, variando-se os valores de C_F dentro das faixas experimentais fornecidas pelo IPT (Tabela 5-1). Mesmo assim, significativas discrepâncias ainda seriam observadas entre as diferentes estimativas teóricas.

Por fim, é importante salientar que os bons resultados obtidos com o modelo heurístico estendido para o navio Vidal de Negreiros atestam a boa estimativa fornecida pelas aproximações empíricas de Clarke et al. (1982), ao menos para o caso particular de navios VLCC. Todavia, basta uma rápida análise da base de dados a partir da qual suas estimativas estatísticas são estabelecidas (ilustrada na Figura 4.2), para se perceber que qualquer aproximação proposta para as derivadas rotacionais $\{Y_r; N_r\}$ será, inevitavelmente, pouco robusta a variações das formas de casco. Assim, com base nos resultados acima discutidos, e tendo em vista a grande responsabilidade imposta ao modelo hidrodinâmico no que se refere ao estudo de problemas reais de *fishtailing*, a qual será discutida em maior profundidade na seção subsequente, tal estudo deve ser baseado em estimativas confiáveis dos coeficientes $\{Y_v; Y_r; N_v; N_r\}$ para o casco em questão.

Os resultados obtidos nas seções anteriores atestam que, para a classe de navios VLCC, as aproximações propostas por Clarke et al. resultam em uma excelente concordância com os resultados experimentais e, dessa forma, demonstram que o modelo heurístico estendido pode ser empregado, de maneira confiável, para o estudo

de *fishtailing* desta classe de navios. Seria interessante, então, estender os ensaios de instabilidade dinâmica realizados com o navio Vidal de Negreiros para outros tipos de navios petroleiros, como, por exemplo, o navio Juruá. Espera-se, com base nos bons resultados obtidos em ensaios de *yaw-rotating* com este dois navios, que as estimativas propostas por Clarke et al. (1982) se mostrem igualmente adequadas para toda a gama de navios petroleiros, dadas as suas similitudes geométricas. Tal expectativa, no entanto, necessita de confirmação experimental.

A seção seguinte discute alguns outros aspectos referentes à modelagem hidrodinâmica aplicada ao estudo de sistemas SPM, especialmente com relação aos efeitos de escala envolvidos na transposição do problema para escala real e como os mesmos podem afetar as predições teóricas se não forem corretamente incorporados, independentemente do modelo hidrodinâmico empregado.

5.4.2 EFEITOS DE “MEMÓRIA”, EFEITOS DE ESCALA E SUAS IMPLICAÇÕES

A análise hidrodinâmica de um fenômeno oscilatório, caso do fenômeno de *fishtailing*, certamente traz consigo a questão dos chamados efeitos de “memória” e sua eventual relevância. De fato, associado ao movimento oscilatório do casco no plano horizontal, haverá a geração de uma esteira rotacional também oscilatória. O mesmo pode ser dito com relação ao trem de ondas de superfície gerado pelo movimento do casco, cujo campo potencial associado dependerá do tempo e, portanto, da “história” do movimento. Os efeitos resultantes da variação no tempo do campo de escoamento fluido

resulta em uma dependência das forças e momentos atuantes sobre o casco na frequência de oscilação do movimento, a qual designaremos por ω .

Toda a análise teórica apresentada nas seções precedentes foi realizada sob a hipótese de que a frequência de oscilação típica do fenômeno de *fishtailing* seja suficientemente baixa para que tais efeitos de memória possam ser desprezados. Apenas sob a validade desta hipótese, a análise hidrodinâmica em regime permanente, segundo a qual as forças e momentos dependem apenas das velocidades e acelerações instantâneas do campo de escoamento, pode ser justificada. Caso contrário, a influência dos efeitos de memória deveria ser incorporada, o que usualmente se procede representando as forças e os momentos através de integrais de convolução ao longo da história prévia do movimento.

Procura-se, nesta seção, fornecer uma certa fundamentação para a hipótese, adotada *a priori*, de que estes efeitos serão secundários para a análise do problema de *fishtailing* apresentada neste capítulo, baseada em resultados experimentais existentes na literatura. Uma discussão mais profunda sobre os efeitos de memória do escoamento pode ser encontrada, por exemplo, em Newman (1966). Como apontado por Newman, o parâmetro adimensional de frequência associado à esteira rotacional é a chamada *frequência reduzida*, dada por $\omega L/U$, enquanto para os efeitos potenciais (ondas), o parâmetro característico é dado por $\omega U/g$. Newman apresenta em seu trabalho uma série de resultados experimentais que apontam, para diversas formas de casco, os valores mínimos destes parâmetros de frequência, acima dos quais os efeitos de memória associados passam a ser relevantes. Estes resultados foram obtidos por diversos autores, com base em ensaios de movimento oscilatório conduzidos em mecanismo de movimentos planos (PMM) com diferentes formas de casco. A Tabela 5-5, abaixo, reproduz alguns dos resultados apresentados por Newman (1966):

Tabela 5-5 – Valores limite dos parâmetros de frequência abaixo dos quais efeitos de memória são de importância secundária. Dados extraídos de Newman (1966).

Referências	Tipo de Modelo	Froude $U/(gL)^{1/2}$	LIMITE $\omega L/U$	LIMITE $\omega U/g$
Motora; Couch (1961)	<i>Ore Carrier</i>	0.1	≥ 2.5	≥ 0.03
Paulling; Wood (1962)	<i>Mariner</i>	0.285	1-2	0.1-0.2
van Leeuwen (1964)	<i>Series 60</i>	0.2;0.3	2-4	0.1-0.2
Chislett; Strøm-Tejsen (1965)	<i>Mariner</i>	0.2	>4	>0.15

Os ensaios de instabilidade dinâmica realizados com o modelo do navio Vidal de Negreiros foram conduzidos em uma faixa de números de Froude dada por $0.03 \leq Fr \leq 0.10$, em geral, portanto, mais baixos do que aqueles adotados nos ensaios acima referenciados. Os períodos típicos de oscilação do modelo, por sua vez, se situam em uma faixa entre 60 e 120 segundos, ou seja, $0.05 \text{ rad/s} \leq \omega \leq 0.10 \text{ rad/s}$. Sendo o comprimento do modelo $L=3.5\text{m}$, para a faixa de velocidades ensaiadas $\{U=0.4;0.5;0.6\text{m/s}\}$, tem-se uma faixa típica de frequência reduzida $0.30 < \omega L/U < 0.90$, abaixo, assim, dos limites mínimos definidos pela Tabela 5-5. Ainda, pode-se estimar $0.002 < \omega U/g < 0.006$, valores bastante inferiores aos valores-limite acima dos quais efeitos de memória associados ao campo ondulatório passam a ser relevantes.

Os resultados apresentados na Tabela 5-5 conferem, portanto, um respaldo experimental para a hipótese de que os efeitos de “memória” podem, efetivamente, ser desprezados na análise das instabilidades dinâmicas apresentadas nas seções anteriores, tanto aqueles associados à vorticidade gerada na esteira do casco como aqueles associados à geração de ondas. Este último aspecto, por sua vez, justifica ignorar-se a dependência do fator de correção k_w na frequência de oscilação do sistema (ver Anexo C).

Por outro lado, conforme apontado na seção 5.1, o comportamento dinâmico de um sistema SPM é fortemente dependente da escala geométrica em que o problema é analisado. Esta dependência advém da variação da força longitudinal com o número de Reynolds do escoamento, o que pode ser inferido através da estimativa do coeficiente de atrito viscoso $C_F(\text{Re})$, por exemplo, através da expressão (3.20). Uma vez que a força de *surge* exerce papel fundamental na restauração do sistema dinâmico, a mudança de escala geométrica implica em uma variação das características de estabilidade dinâmica do sistema e de seu comportamento em situações instáveis (*fishtailing*), alterando amplitudes e períodos de oscilação. Em particular, como descrito na seção 5.1, ao transpor o problema de navios amarrados em configuração SPM para a escala reduzida, em função da associada redução do número de Reynolds (uma vez que a redução de escala é normalmente baseada na invariância do número de Froude), atua-se no sentido de estabilizar o sistema.

A implicação mais séria destes efeitos de escala se concretiza na impossibilidade de se extrapolar diretamente o comportamento dinâmico observado em tanque de provas para o problema real. Para ilustrar as discrepâncias envolvidas, a Figura 5.36, a seguir, apresenta alguns resultados de simulação numérica correspondentes ao caso do navio Vidal de Negreiros em condição carregada, com *hawser* rígido de comprimento $L_H=0.7L$, acoplado ao casco a uma distância $x_A=0.5.L$ da seção-mestra e sujeito a uma velocidade de corrente $U=3.79\text{m/s}$ ($U=0.40\text{m/s}$, em escala do modelo). Trata-se, portanto, de um dos casos ensaiados pelo IPT. Os resultados numéricos, no entanto, foram gerados com dois valores distintos de $C_F(\text{Re})$: $C_F=0.023$, correspondente à situação de ensaio e $C_F=0.011$, valor estimado para o problema em escala real através da expressão 3.20 ($k=0.39$). Para tornar direta a comparação, a variável tempo em escala real foi reduzida para a escala do modelo ($t_{\text{MODELO}} = t_{\text{REAL}} / \sqrt{90}$).

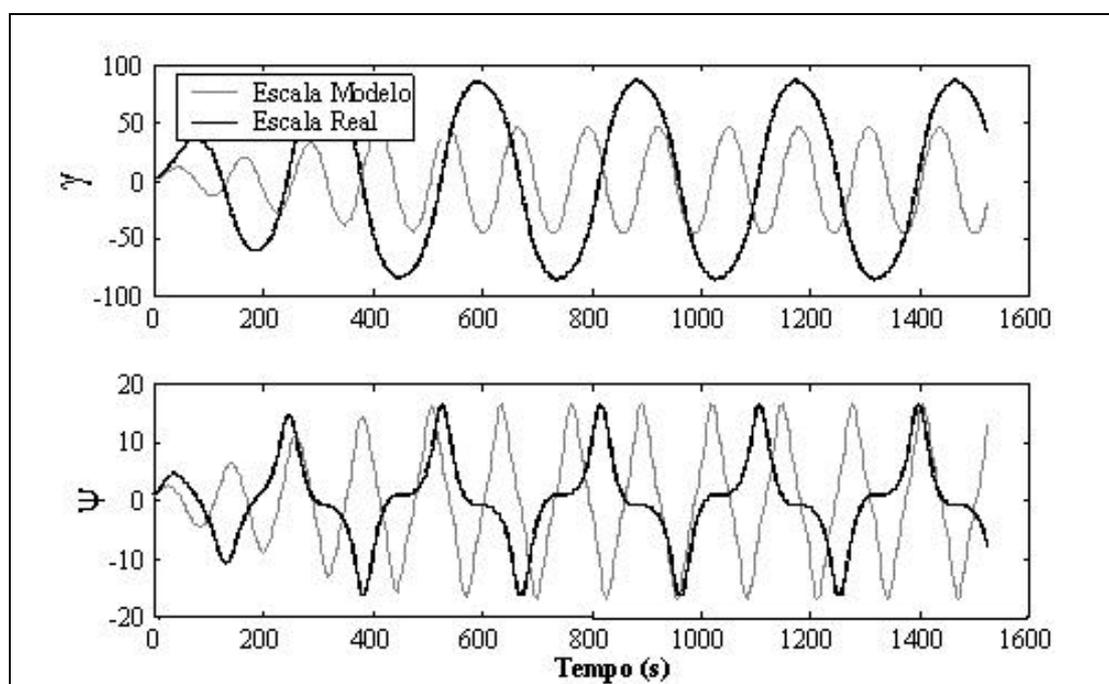


Figura 5.36 – Fishtailing: Escala Real X Escala do Modelo

Os resultados da Figura 5.36 demonstram haver, portanto, uma grande discrepância entre o comportamento dinâmico observado nos ensaios e o comportamento dinâmico previsto para o sistema SPM real, tanto em amplitude como em período da oscilação. A amplitude de oscilação do sistema ($\gamma(t)$) é sensivelmente maior em escala real do que aquela prevista nos ensaios. É interessante notar também que, embora o valor da amplitude seja pouco sensível, a oscilação do ângulo de aproamento assume comportamento bastante distinto nas duas escalas. Os resultados acima também confirmam as características do fenômeno de *fishtailing* observadas na prática: oscilações de grande amplitude e períodos longos. Em particular, para o problema acima representado, o período de oscilação em escala real é de aproximadamente 50 minutos.

Deve-se ressaltar que os efeitos de escala envolvidos na transposição do problema para escala do modelo, e a conseqüente impossibilidade de extrapolação direta do comportamento dinâmico observado nos ensaios, impõem uma responsabilidade extra ao modelo hidrodinâmico. De fato, uma avaliação consistente do comportamento dinâmico de navios amarrados por intermédio de um *hawser*, quando sujeitos à ação de correnteza marítima, só é possível mediante o emprego de um modelo teórico capaz de estimar adequadamente as forças hidrodinâmicas envolvidas e que incorpore corretamente os efeitos do número de Reynolds sobre tal comportamento.

6 CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES

O trabalho propôs um novo modelo hidrodinâmico para avaliação dos esforços oriundos da ação de correnteza marítima uniforme sobre o casco de navios petroleiros. Sua aplicação é voltada, especialmente, para a análise de navios amarrados em sistemas *offshore*, muito embora, mediante poucas modificações adicionais, a serem discutidas mais adiante, o mesmo possa servir também como base para um modelo de manobras de navios petroleiros em baixa velocidades.

O modelo heurístico estendido foi desenvolvido a partir do modelo hidrodinâmico previamente estabelecido por Leite et al. (1998). Este, definiu um modelo teórico para estimativa das forças de oriundas da ação de correnteza sobre o casco de navios petroleiros estacionários, tendo como principal virtude a sua pequena dependência sobre parâmetros hidrodinâmicos “externos” ao modelo. Fundamentando-se em resultados experimentais previamente existentes na literatura, Leite et al. (1998) desenvolveram um modelo hidrodinâmico *quase-explicito*, no sentido de que sua aplicação depende somente das dimensões principais do casco e de apenas dois ou três coeficientes hidrodinâmicos, os quais devem ser medidos experimentalmente ou avaliados a partir de resultados empíricos pré-existentes.

O modelo teórico ora proposto estende os limites de validade do modelo estático definido por Leite et al., incorporando as forças e os momentos decorrentes do movimento de rotação do casco (movimento de *yaw*). Com base em uma abordagem heurística, já empregada para o desenvolvimento da versão estática, esforços oriundos de diferentes fenômenos físicos do escoamento fluido são modelados e combinados de

forma a estabelecer uma representação de forças apropriada para qualquer ângulo de incidência de correnteza.

A exemplo do procedimento adotado por Leite et al. (1998), as forças oriundas dos efeitos de circulação do escoamento, significativas para o caso de pequenos ângulos de ataque ($\alpha \cong 0^\circ$ ou $\alpha \cong 180^\circ$) foram aproximadas segundo resultados clássicos da Teoria de Jones para asas de pequena razão-de-aspecto (A), representando-se o duplo-casco através de uma analogia de placa plana com $A=2T/L$. Diferentemente do modelo estático, quando apenas a interação entre os movimentos de *surge* e *sway* foi analisada, a modelagem de asa-curta incorpora, agora, também os efeitos decorrentes do movimento de *yaw* do casco. Para garantir que a influência das formas reais do navio fosse representada, adotou-se, mais uma vez¹, aproximações empíricas propostas por Clarke et al. (1982), agora para as derivadas hidrodinâmicas lineares de rotação $\{Y_r; N_r\}$, estabelecidas mediante análise estatística de uma vasta gama de resultados experimentais levantados por diferentes autores.

A representação dos efeitos oriundos do movimento de rotação do casco sobre as componentes de força e momento decorrentes do fenômeno de separação da camada-limite sobre o casco seguiu um procedimento já clássico no que se refere à escola heurística de modelagem, baseado em uma extensão do princípio de *cross-flow*. Para tanto, uma abordagem de teoria de faixas (*strip-theory*) foi empregada, de forma a possibilitar a representação da variação da velocidade lateral ao longo das diferentes secções transversais do casco e, com isso, desprezando-se certos efeitos de tridimensionalidade do escoamento, permitir a almejada estimativa de força lateral e momento. Pode-se, de fato, afirmar que este procedimento constitui a própria essência

¹ O modelo proposto por Leite et al. (1998) já incorpora as aproximações propostas por Clarke et al. (1982) para as derivadas hidrodinâmicas $\{Y_v; N_v\}$.

dos modelos hidrodinâmicos heurísticos, os quais, em suma, procuram garantir, através do princípio de *cross-flow*, uma estimativa adequada de forças e momentos para elevados ângulos de ataque, quando efeitos de separação da camada-limite passam a ser dominantes. Através deste enfoque, a modelagem heurística procurava transpor a principal limitação imposta pela abordagem clássica de derivadas hidrodinâmicas, originalmente sugerida por Abkowitz (1964), a qual é restrita ao limite de pequenos ângulos de ataque e pequenas variações da velocidade de avanço.

Por fim, para a correta incorporação dos efeitos de geração de vorticidades nas regiões de proa e popa do navio, quando de seu movimento de rotação, um novo termo de momento foi adicionado ao modelo. Tais efeitos, obviamente, não podem ser devidamente incorporados mediante o enfoque bidimensional de teoria de faixas e, como demonstrado no Capítulo 4, podem exercer significativa influência sobre o momento de *yaw* em casos de velocidade de rotação mais elevadas. Estranhamente, a maioria dos modelos heurísticos ignora a influência desta indução de vorticidades no escoamento próximo à proa e à popa do navio, exceção feita ao modelo proposto por Pesce et al. (1984). A quantificação destes efeitos foi conseguida mediante o emprego de resultados experimentais de *yaw-rotating* sem velocidade de avanço ($u=0$), conduzidos para dois diferentes navios petroleiros.

O modelo final de forças e momentos devidos à ação de correnteza foi então definido mediante uma combinação dos efeitos de escoamento estacionário (previamente estabelecidos por Leite et al.(1998)) com os efeitos acima discutidos, resultantes do movimento de *yaw* da embarcação. Tal combinação implica na superposição de efeitos hidrodinâmicos advindos de padrões de escoamento claramente distintos, o que, na verdade, caracteriza a própria natureza heurística da modelagem.

Esta natureza, por sua vez, reforça a necessidade de validação experimental do modelo teórico.

Deve-se ressaltar, mais uma vez, que a abordagem teórica empregada, brevemente descrita nos parágrafos acima, pouco tem de original. O conceito de se superpor efeitos de circulação do escoamento ao redor do casco (efeitos de asa) e efeitos provenientes da separação da camada-limite foi proposto há cerca de cinquenta anos, já tendo sido trabalhado, com certas particularidades, por diversos autores.

A originalidade da modelagem apresentada ao longo dos capítulos precedentes reside, em parte, na forma como os diferentes fenômenos físicos do escoamento são representados e nas aproximações empíricas adotadas de forma a garantir sua natureza quase-explicita. Tal garantia advém do enfoque mais restrito para o qual o modelo foi desenvolvido, o que possibilitou que tais aproximações empíricas pudessem ser incorporadas com a confiança necessária. De fato, a maioria dos modelos que seguiram a mesma abordagem teórica foram desenvolvidos com a finalidade precípua de servirem como modelos de manobras apropriados para as mais diferentes formas de cascos. Dada a sensibilidade deste estudo às particularidades geométricas de cada casco, este enfoque mais generalista acaba por impor uma forte dependência em resultados experimentais, imprescindíveis para sustentar a confiabilidade do modelo teórico.

Acredita-se, todavia, que o caráter original do trabalho ora apresentado não se esgote nos aspectos teóricos da modelagem. Tomando por base os demais modelos hidrodinâmicos *heurísticos*¹ previamente propostos, pode-se afirmar que o modelo ora proposto foi submetido a um nível de verificação experimental sem precedentes.

¹ É importante frisar que excluem-se, aqui, os modelos teóricos baseados, parcial ou totalmente, na abordagem de derivadas hidrodinâmicas, os quais foram objeto de inúmeras verificações experimentais existentes na literatura.

A validação experimental contou com ensaios de modelo-cativo (escoamento estacionário), bifurcação estática, ensaios de *yaw-rotating* e, por fim, ensaios de instabilidade dinâmica de um sistema em configuração SPM dotado de *hawser* rígido. Todos os esforços experimentais foram orientados no sentido de não apenas verificar a adequação do modelo no contexto para o qual foi originalmente desenvolvido, mas também para permitir uma análise crítica quanto a seus limites de validade, objetivos os quais foram plenamente atingidos.

Como resultado, apresenta-se um modelo hidrodinâmico bastante robusto, cuja aplicação depende de poucos parâmetros externos e cuja confiabilidade é assegurada de forma consistente por uma extensiva validação experimental.

O confronto entre as estimativas teóricas do modelo heurístico estendido e uma vasta série de resultados experimentais, obtidos através de ensaios em escala reduzida, permitiu identificar e avaliar diversos aspectos relevantes à análise hidrodinâmica para a qual o modelo teórico foi formulado. Tais aspectos foram discutidos ao longo dos capítulos precedentes e as principais conclusões obtidas serão reproduzidas a seguir.

Procedeu-se, inicialmente, a uma análise crítica do modelo estático de forças de corrente, o qual serviu como base para o desenvolvimento do modelo estendido ora apresentado. Um ponto importante nesta análise diz respeito à influência de efeitos de escala sobre a determinação experimental dos parâmetros de força e momento de *cross-flow* $\{C_Y; l_p C_Y\}$ (ver seção 3.2.1). Resultados numéricos existentes na literatura indicam que a incorreta reprodução do nível de turbulência da camada-limite do escoamento sobre o casco em incidência lateral de corrente pode levar a discrepâncias significativas entre os coeficientes de arrasto medidos em ensaios e aqueles que seriam efetivamente representativos do problema em escala real.

Um outro aspecto abordado se refere às reais limitações do modelo estático proposto por Leite et al. (1998). Embora este modelo tenha sido originalmente desenvolvido e validado para a análise de navios petroleiros, verificou-se, através da comparação com resultados experimentais de modelo-cativo levantados para diferentes formas de casco (ver seção 3.3), que o modelo pode ser empregado, de maneira confiável, para a análise de outras classes de navios. Os resultados apontaram que o modelo é capaz de fornecer uma boa estimativa das forças e momentos estacionários oriundos da ação de corrente uniforme sobre cascos cujo coeficiente de bloco seja relativamente alto, caso, por exemplo, dos navios petroleiros. De fato, bons resultados foram obtidos também para um navio cargueiro Série-60 ($C_B=0.70$). Deve-se mencionar, aqui, que resultados adequados foram verificados, inclusive, na análise de uma barçaça (BGL1) para lançamento de cabos submarinos ($C_B=0.92$), estudada em projeto recentemente desenvolvido para a Petrobrás (ver Pesce; Tannuri (2001)), apesar de suas formas serem bastante distintas daquelas que caracterizam os navios petroleiros. A análise de um *slender ship* ($C_B=0.58$), no entanto, resultou em erros significativos nas estimativas de força lateral e momento de *yaw*, especialmente para valores elevados do ângulo de incidência. De fato, para cascos de formas mais afiladas, o princípio de *cross-flow*, ao assumir a hipótese de invariância do coeficiente de arrasto do casco com o ângulo de ataque, parece não mais garantir estimativas adequadas.

Finalizando a análise referente ao modelo estático, procurou-se explicar a diferença de comportamento observada entre as curvas de bifurcação estática levantadas segundo o modelo heurístico estendido e aquelas oriundas da análise empregando a modelagem clássica de Abkowitz (1964) (ver seção 3.4). Para tanto, foram conduzidos ensaios adicionais com o modelo de um *container ship* ($C_B=0.57$), os quais, combinados com os resultados previamente obtidos por Leite et al. (1998) para navios petroleiros,

permitiram derivar algumas conclusões importantes quanto às origens das mencionadas discrepâncias. Em geral, a análise demonstrou que, embora o comportamento qualitativo das curvas de bifurcação previstas segundo o modelo heurístico siga de perto aquele observado nas curvas experimentais levantadas para os navios petroleiros, o mesmo se distancia daquele observado para o *container ship*, na região próxima ao ponto de bifurcação. Como o comportamento previsto pelo modelo heurístico nesta região depende da estimativa do coeficiente de arrasto transversal do casco (C_Y) em pequenos ângulos de ataque, as discrepâncias observadas parecem estar associadas a uma eventual redução deste coeficiente para pequenos ângulos de incidência. Esta hipótese encontra respaldo experimental em resultados apresentados por Hoofst (1994). De certa forma, está também em concordância com os resultados obtidos na análise do *slender ship* ensaiado por Obokata et al. (1981), os quais indicaram, como mencionado anteriormente, que a aplicação direta do princípio de *cross-flow* se mostra inadequada para navios de formas mais afiladas.

Ao longo do desenvolvimento da extensão proposta ao modelo heurístico estático de Leite et al. (1998), descrito no Capítulo 4, um aspecto importante da modelagem foi, por vezes, enfatizado: o modelo hidrodinâmico foi desenvolvido com o objetivo específico de prover estimativas adequadas para as forças e momentos oriundos da ação de correnteza sobre o casco de navios petroleiros amarrados. Com base neste objetivo, foi possível a Leite et al. (1998) desenvolver um modelo simples, baseado em aspectos físicos do escoamento e dependente de poucos parâmetros externos. A intenção principal do trabalho ora apresentado consistia em se estender tal modelo para o caso de movimento geral do navio no plano horizontal, permitindo sua aplicação ao estudo dinâmico de sistemas *offshore*, como sistemas FPSO, por exemplo. Todo o trabalho de extensão do modelo, com a incorporação dos efeitos de rotação do casco, foi orientado

no sentido de se manter a principal virtude do modelo original: sua natureza quase-explicita.

Tal objetivo foi realmente atingido e a extensão proposta não acrescentou nenhum novo parâmetro externo necessário à aplicação do modelo hidrodinâmico final, o qual depende apenas do mesmo conjunto de coeficientes previamente estabelecido pelo modelo estático. A conservação da característica quase-explicita do modelo original, todavia, tem um certo preço, o qual se caracteriza por uma maior restrição dos limites de validade do modelo e por uma eventual perda de *robustez*¹ da modelagem. De fato, um novo conjunto de aproximações empíricas para a representação de certas componentes de força e momento foi incorporado ao modelo. O modelo heurístico estendido, sintetizado na seção 4.4 deste trabalho, incorpora resultados provenientes de ensaios de rotação com modelos dos navios Juruá e Vidal de Negreiros e um novo par de aproximações analíticas propostas por Clarke et al. (1982), agora para as derivadas hidrodinâmicas rotacionais $\{Y_r; N_r\}$. A adoção dos primeiros ilustra a mencionada restrição quanto aos limites de validade do modelo: embora o modelo estático tenha se mostrado apropriado para diferentes formas de casco, a componente de momento oriunda do movimento de rotação é válida, em princípio, apenas para o caso de navios petroleiros. A adoção das aproximações propostas por Clarke et al., por sua vez, traz conseqüências no que se refere à mencionada *robustez* do modelo teórico. Estas estão diretamente ligadas às imprecisões associadas à estimativa das derivadas rotacionais, as quais se mostram bastante susceptíveis a particularidades geométricas do casco.

¹ Mais uma vez enfatiza-se que, ao longo deste trabalho, o conceito de *robustez* do modelo deve ser entendido como uma pequena sensibilidade de suas predições a imprecisões inerentes à estimativa dos parâmetros envolvidos.

A validade das predições de força e momento fornecidas pelo modelo heurístico estendido foi verificada mediante ensaios de *yaw-rotating* com velocidade de avanço (Capítulo 4). Posteriormente, a verificação experimental foi estendida, incorporando-se a análise de instabilidade dinâmica de um sistema SPM (*fish-tailing*).

O emprego dos resultados de *yaw-rotating* tinha o objetivo de se avaliar a adequação das expressões matemáticas propostas para os termos de força e momento oriundos do movimento de rotação do casco, bem como a validade da superposição de efeitos advindos de fenômenos físicos associados a padrões de escoamento distintos. Já os ensaios de reboque por intermédio de *hawser* rígido tinham por objetivo verificar a possível aplicação do modelo teórico ao estudo do problema de instabilidades dinâmicas, por vezes verificado neste tipo de configuração. Ambos os ensaios foram conduzidos pela Divisão de Tecnologia de Transportes do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo (DITT/IPT), tendo sido financiados pela Petrobrás.

Os testes de *yaw-rotating* foram realizados com modelos de dois navios petroleiros bastante distintos, o navio Juruá e o navio VLCC Vidal de Negreiros. Ambos foram ensaiados tanto em condição carregada como em situação de lastro. Mediu-se, ao longo dos testes, a força lateral e o momento de *yaw* atuantes sobre o casco. Uma boa concordância entre resultados teóricos e experimentais foi observada para ambos os cascos e nas diferentes situações de carregamento. Os resultados obtidos atestaram a validade da extensão proposta ao modelo de Leite et al. (1998), demonstrando que o modelo heurístico estendido é realmente capaz de predizer adequadamente a força de *sway* e o momento de *yaw* oriundos do movimento de rotação do casco de navios petroleiros, mesmo para velocidades de rotação bastante elevadas.

Adicionalmente, o modelo teórico foi comparado com resultados de ensaios de *yaw-rotating* de um navio VLCC apresentados por Wichers (1987), de forma a verificar a aderência com respeito à força longitudinal. Embora a estimativa teórica de força longitudinal para ângulos de ataque elevados apresente sérias dificuldades, uma boa aderência foi mais uma vez obtida, especialmente para velocidades de rotação mais baixas.

A validação experimental proporcionada pelos ensaios de *yaw-rotating* permite que se discuta aspectos importantes no que tange a aplicação prática do modelo teórico. Como bons resultados foram obtidos ao longo de toda a faixa de ângulos de incidência de corrente e para uma faixa razoavelmente ampla de velocidades de rotação, o modelo teórico se mostra, de fato, adequado à análise dinâmica de sistemas *offshore*, em especial, para a modelagem hidrodinâmica de sistemas FPSO. Estes sistemas, independentemente da configuração de seu sistema de amarração (*turret, DICAS, Yoke*), normalmente enfrentam situações envolvendo ângulos de incidência de corrente elevados.

Além disso, velocidades de rotação razoavelmente baixas são esperadas em situações usuais de operação. Neste contexto, a validação experimental obtida para modelos de diferentes navios petroleiros, composta pelos ensaios de modelo-cativo e bifurcação estática, previamente obtidos por Leite et al. (1998), em conjunto com os ensaios de *yaw-rotating* apresentados neste trabalho, assegura a confiabilidade do modelo hidrodinâmico.

Uma outra aplicação comum de navios petroleiros em sistemas *offshore* implica na operação dos mesmos em configuração SPM, amarrados através de cabos usualmente denominados *hawsers*. Nesta configuração, em determinadas condições, o sistema pode desenvolver um comportamento dinâmico instável caracterizado por oscilações

horizontais de grande amplitude e longos períodos, fenômeno conhecido em engenharia naval como *fishtailing*. A aplicação do modelo hidrodinâmico ora desenvolvido ao estudo deste tipo de comportamento instável foi, então, estudada com base em resultados experimentais obtidos em ensaios de reboque do navio VLCC Vidal de Negreiros através de barras metálicas de diferentes comprimentos, emulando a ação de *hawsers* de elevada rigidez (capazes de suportar também esforços de compressão). Este procedimento experimental foi adotado de forma a eliminar a influência de um eventual afrouxamento do *hawser* sobre a dinâmica do sistema e, assim, facilitar a verificação experimental almejada, circunscrita à modelagem hidrodinâmica. Todavia, devido a efeitos de escala envolvidos na transposição do problema de *fishtailing* para a escala reduzida, foi necessário conduzir os ensaios com velocidades de avanço bastante elevadas, de forma a garantir a ocorrência de situações instáveis (ver seção 5.1). Com isso, efeitos hidrodinâmico não modelados, devidos principalmente à geração de ondas pelo casco em movimento, passaram a exercer influência significativa, especialmente sobre os resultados em condição de lastro (40%). Necessitou-se, então, incorporar um modelo *ad hoc* para a estimativa destes efeitos (ver Anexo C).

A despeito das dificuldades envolvidas na transposição do problema para a escala do modelo, a comparação entre resultados teóricos e experimentais apresentou, na grande maioria dos casos, uma concordância muito boa, para ambas as situações de carregamento. O modelo hidrodinâmico mostrou-se capaz de prever de forma bastante adequada as amplitudes de oscilação do sistema e a força atuante sobre o *hawser*, para diferentes combinações dos parâmetros de controle.

A análise apresentada no Capítulo 5 demonstrou, ainda, que o comportamento dinâmico característico do fenômeno de *fishtailing* implica em ângulos de ataque aparentes muito pequenos (em geral inferiores a 3 graus) ao longo de todo o ciclo de

oscilação. Nestas condições, as estimativas de força lateral e momento de *yaw* passam a ser dominadas pelos termos de circulação do escoamento (asa), estes, por sua vez, dependentes das aproximações analíticas propostas por Clarke et al. (1982). Tendo em vista a forte sensibilidade dos resultados a pequenas variações nestas aproximações (discutida na seção 5.4.1), os bons resultados obtidos com o navio Vidal de Negreiros atestam, portanto, que as aproximações adotadas são de fato confiáveis para a classe de navios VLCC, fato já apontado pelos ensaios de *yaw-rotating* (Capítulo 4).

Todavia, dadas as imprecisões envolvidas na determinação destas aproximações (especialmente com respeito às derivadas $\{Y_r; N_r\}$), o mesmo desempenho do modelo teórico não pode ser garantido, *a priori*, para outros navios, mesmo que petroleiros. Para garantir a adequação do modelo ao estudo de *fishtailing* de diferentes navios petroleiros, investigações experimentais adicionais se fazem necessárias.

Ainda com relação à modelagem hidrodinâmica do fenômeno de *fishtailing* de sistemas SPM, a análise dos resultados experimentais demonstra que os chamados efeitos de “memória” do escoamento são de importância secundária, podendo, em princípio, ser ignorados. Por outro lado, a correta avaliação do coeficiente de atrito viscoso do casco ($C_F(Re)$) se mostra fundamental para a análise do problema em escala real. Com efeito, graças aos pequenos ângulos de ataque envolvidos, a força de *surge* atuante sobre o navio é dominada pelo termo de atrito viscoso, e exerce forte influência sobre a restauração do sistema dinâmico. Além disso, em virtude da redução do número de Reynolds associada à transposição do problema para escala do modelo, e a conseqüente variação do coeficiente de atrito $C_F(Re)$, o comportamento dinâmico do sistema observado em tanque de provas não pode ser diretamente extrapolado para escala real. Somente através da aplicação de um modelo teórico capaz de estimar

adequadamente as forças hidrodinâmicas envolvidas é possível, portanto, avaliar-se o comportamento dinâmico real de sistemas SPM.

À luz dos resultados obtidos e com base nas conclusões acima apresentadas, os seguintes comentários finais podem ser tecidos, no que se refere à aplicação prática do modelo heurístico estendido:

- O modelo heurístico estendido constitui uma ferramenta adequada para a avaliação dos esforços oriundos da ação de correnteza marítima sobre o casco de navios petroleiros amarrados. Neste contexto, o mesmo constitui uma alternativa bastante interessante aos modelos de derivadas hidrodinâmicas normalmente empregados para este fim, especialmente por requerer um esforço experimental sensivelmente menor para sua aplicação;
- A aplicação do modelo é limitada ao estudo de navios petroleiros sujeitos à ação de correnteza uniforme, em fluido irrestrito e na ausência de trim pronunciado. Uma análise preliminar demonstra que o modelo pode ser aplicado para profundidades mínimas da ordem de quatro vezes o calado da embarcação (ver seção 3.3). Resultados experimentais indicam ainda que, para navios petroleiros, efeitos de geração de ondas pelo casco possam ignorados até, pelo menos, um valor do número de Froude lateral $U/\sqrt{gB} = 0.10$. Dadas as dimensões típicas de navios petroleiros ($B \cong 50\text{m}$), isto corresponde a velocidades de corrente superiores a 2.0 m/s, envolvendo, dessa forma, a grande maioria das aplicações práticas de sistemas *offshore*, ao menos em costas brasileiras;
- A adequação do modelo ao estudo de sistemas FPSO, independentemente da configuração de seu sistema de amarração (*turret, DICAS, Yoke...*), é assegurada pelos bons resultados obtidos em confronto com ensaios em escala reduzida de

diferentes navios petroleiros. A verificação experimental envolveu ensaios de modelo-cativo e ensaios de bifurcação estática, previamente obtidos por Leite et al. (1998) para validação do modelo estático, os quais foram complementados pelos ensaios de *yaw-rotating* apresentados no Capítulo 4 deste trabalho. Estes, por sua vez, garantiram um forte respaldo experimental às estimativas de forças e momentos oriundos do movimento de rotação do casco. Verificou-se que o modelo é capaz de prever de maneira bastante adequada as forças e momentos para qualquer ângulo de incidência de correnteza e para uma larga faixa de velocidades de rotação do casco;

- Para a análise de sistemas FPSO, tendo em vista os elevados valores de ângulo de incidência de corrente aos quais os mesmos podem ser submetidos, uma correta avaliação dos coeficientes de *cross-flow* $\{C_Y; l_p C_Y\}$ se faz necessária. Em uma primeira aproximação, tais coeficientes podem até mesmo ser estimados mediante resultados experimentais previamente existentes (conforme discutido no Capítulo 3). Todavia, para uma análise mais precisa, recomenda-se que os mesmos sejam efetivamente medidos em ensaios de modelo-cativo com incidência lateral de corrente ($\alpha = \pm\pi/2$). Nestes ensaios, cuidados devem ser tomados no sentido de garantir a turbulência da camada-limite sobre o casco, de forma a evitar a influência de eventuais efeitos de escala nas medições dos coeficientes de arrasto. Sugere-se, para tanto, o emprego de excitadores de turbulência dispostos longitudinalmente sobre o casco, particularmente ao longo do bojo;
- A aplicação do modelo heurístico estendido para a análise de instabilidades dinâmicas de sistemas SPM amarrados por intermédio de *hawser* (caso, por exemplo, de navios atracados a monobóias), deve ser analisada de forma

critérioria. Os bons resultados obtidos para o navio Vidal de Negreiros confirmam a adequação do modelo para o estudo de navios VLCC em configuração SPM. Todavia, o comportamento dinâmico em questão é extremamente sensível a variações de forma do casco e dos apêndices. Assim, verificações experimentais adicionais devem ainda ser conduzidas para se avaliar a adequação do modelo ao estudo do problema de *fishtailing* de outros navios petroleiros. Na ausência desta verificação, para uma avaliação mais confiável dos efeitos causados por instabilidades dinâmicas em problemas práticos de sistemas SPM envolvendo cascos de formas relativamente distintas daquelas apresentadas por um navio VLCC, sugere-se que uma abordagem de derivadas hidrodinâmicas seja empregada, procurando-se medir, de maneira precisa, as derivadas hidrodinâmicas lineares $\{Y_v; N_v; Y_r; N_r\}$ no limite de pequenos ângulos de ataque;

- O comportamento dinâmico instável de um sistema SPM não pode ser avaliado diretamente a partir dos resultados obtidos em tanque de provas. Tal impossibilidade decorre da variação do número de Reynolds associada à transposição do problema para a escala reduzida. Esta variação altera significativamente o coeficiente de atrito viscoso do casco $C_F(Re)$, o qual, por sua vez, exerce grande influência sobre o comportamento dinâmico em questão. A avaliação de problemas reais de *fishtailing* em operações *offshore* depende, necessariamente, da aplicação de um modelo teórico de forças de corrente. Assim, independentemente da abordagem teórica adotada, deve-se garantir que o modelo hidrodinâmico incorpore uma avaliação correta do coeficiente de atrito viscoso efetivamente representativo do problema real.

Por fim, alguns esforços adicionais podem ser sugeridos, com o objetivo de se avaliar alguns pontos de interesse levantados ao longo deste trabalho e também no sentido de se estender a aplicação do modelo hidrodinâmico ora proposto ao estudo de outros problemas práticos em engenharia naval e oceânica:

- Seria conveniente complementar a análise de instabilidade dinâmica de sistemas SPM através de ensaios de *hawser* rígido com outros navios petroleiros. Dessa forma, seria possível garantir a adequação do modelo hidrodinâmico ao estudo do problema de *fishtailing* de navios petroleiros em geral;
- Ainda com relação aos ensaios acima mencionados, uma idéia interessante foi recentemente proposta pelo engenheiro Carlos H. Umeda (DITT/IPT), visando minimizar a influência dos efeitos de escala associados à transposição do problema de *fishtailing* para a escala do modelo. Sua proposta se baseia na aplicação da técnica de auto-propulsão do modelo, através do qual poder-se-ia pretensamente conseguir, através da ação de um ventilador acoplado ao casco, um efeito de redução do coeficiente de resistência ao avanço da embarcação. Com isso, os ensaios poderiam ser conduzidos em velocidades de avanço menores, minimizando-se a influência de efeitos de superfície-livre não modelados. Este procedimento experimental já foi extensivamente estudado para outras aplicações. No caso específico do estudo de *fishtailing*, no entanto, deve-se garantir que o emprego de ventiladores não introduza forças laterais ou momentos significativos, o que comprometeria a análise dos resultados. Um estudo de viabilidade quanto à aplicação desta técnica ao problema em questão seria, portanto, bem-vinda;

- Esforços no sentido de se incorporar efeitos de trim e efeitos de profundidades restritas (águas rasas) à modelagem, já sugeridos por Leite (1997), estão ainda por serem envidados;
- A análise de problemas onde a interação hidrodinâmica entre diferentes corpos é relevante necessita ainda de estudos aprofundados. Um exemplo prático deste tipo de problema é a operação de descarga de sistemas FPSO, quando o navio aliviador é acoplado ao navio cisterna em configuração *tandem*. Mesmo considerando-se exclusivamente os efeitos oriundas da ação de correnteza, o comportamento dinâmico do sistema pode ser significativamente influenciado por efeitos de “sombra” de um navio sobre o outro. Alguns trabalhos já têm sido desenvolvidos no sentido de se modelar tais efeitos, dentre os quais pode se citar o trabalho de Fucatu et al. (2001);
- O modelo heurístico estendido pode também servir como base para um modelo de manobras de navios petroleiros em baixas velocidades. Para tanto, bastaria que se incorporassem os efeitos oriundos da deflexão do leme e da ação do(s) propulsor(es). Um modelagem bastante interessante destes efeitos é apresentada, por exemplo, por Oltmann; Sharma (1984). O enfoque adotado neste trabalho permitiria uma rápida incorporação dos mesmos ao modelo ora proposto. Deve-se lembrar, no entanto, que os efeitos do leme estacionário (sem deflexão), já considerados através das aproximações de Clarke et al. (1982), deveriam ser propriamente descontados.

ANEXO A

DIMENSÕES PRINCIPAIS DOS NAVIOS ANALISADOS E DADOS CORRELATOS

PARÂMETROS DO NAVIO VIDAL DE NEGREIROS CONDIÇÃO CARREGADA (100%)

PARÂMETRO	VALOR
Massa (M)	$3.219.10^8$ kg
Momento de inércia (I_z)	$2.06.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{11})	$1.848.10^7$ kg
Massa adicional (M_{22})	$2.725.10^8$ kg
Massa adicional (M_{66})	$1.579.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{26})	$2.209.10^9$ kg.m
Comprimento (L)	320m
Calado (T)	21.47 m
Boca (B)	54.5 m
Posição do centro de massa (x_{CG})	9.81m
Área molhada (S)	$2.734.10^4$ m ²
Coefficiente de bloco (C_B)	0.83
Fator de escala (λ)	90

PARÂMETROS DO NAVIO VIDAL DE NEGREIROS CONDIÇÃO DE LASTRO (40%)

PARÂMETRO	VALOR
Massa (M)	$1.117.10^8$ kg
Momento de inércia (I_z)	$0.72.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{11})	$0.254.10^7$ kg
Massa adicional (M_{22})	$0.353.10^8$ kg
Massa adicional (M_{66})	$0.222.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{26})	$0.353.10^9$ kg.m
Comprimento (L)	320m
Calado (T)	8.63 m
Boca (B)	54.5 m
Posição do centro de massa (x_{CG})	4.44m
Área molhada (S)	$1.791.10^4$ m ²
Coefficiente de bloco (C_B)	0.76
Fator de escala (λ)	90

**PARÂMETROS DO NAVIO JURUÁ
CONDIÇÃO CARREGADA (100%)**

PARÂMETRO	VALOR
Massa (M)	$1.563.10^8$ kg
Momento de inércia (I_z)	$0.66.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{11})	$0.851.10^7$ kg
Massa adicional (M_{22})	$1.420.10^8$ kg
Massa adicional (M_{66})	$0.472.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{26})	$0.809.10^9$ kg.m
Comprimento (L)	260m
Calado (T)	16.1 m
Boca (B)	44.5 m
Posição do centro de massa (x_{CG})	7.41m
Área molhada (S)	$1.764.10^4$ m ²
Coefficiente de bloco (C_B)	0.818
Fator de escala	70

**PARÂMETROS DO NAVIO JURUÁ
CONDIÇÃO DE LASTRO (40%)**

PARÂMETRO	VALOR
Massa (M)	$0.587.10^8$ kg
Momento de inércia (I_z)	$0.25.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{11})	$0.156.10^7$ kg
Massa adicional (M_{22})	$0.241.10^8$ kg
Massa adicional (M_{66})	$0.089.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{26})	$0.171.10^9$ kg.m
Comprimento (L)	260m
Calado (T)	6.44 m
Boca (B)	44.5 m
Posição do centro de massa (x_{CG})	7.18m
Área molhada (S)	$1.174.10^4$ m ²
Coefficiente de bloco (C_B)	0.77
Fator de escala	70

PARÂMETROS DO NAVIO VLCC-MARIN

CONDIÇÃO CARREGADA (100%)

DADOS EXTRAÍDOS DE WICHERS (1987)

PARÂMETRO	VALOR
Massa (M)	$2.406.10^8$ kg
Momento de inércia (I_z)	$1.52.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{11})	$1.562.10^7$ kg
Massa adicional (M_{22})	$2.459.10^8$ kg
Massa adicional (M_{66})	$1.210.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{26})	$0.803.10^9$ kg.m
Comprimento (L)	310m
Calado (T)	18.90 m
Boca (B)	47.17 m
Posição do centro de massa (x_G)	6.6 m
Área molhada (S)	$2.280.10^4$ m ²
Coefficiente de bloco (C_B)	0.85
Fator de escala	82.5

PARÂMETROS DO NAVIO VLCC-MARIN

CONDIÇÃO DE LASTRO (40%)

DADOS EXTRAÍDOS DE WICHERS (1987)

PARÂMETRO	VALOR
Massa (M)	$0.911.10^8$ kg
Momento de inércia (I_z)	$0.651.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{11})	$0.245.10^7$ kg
Massa adicional (M_{22})	$0.527.10^8$ kg
Massa adicional (M_{66})	$0.229.10^{12}$ kg.m ²
Massa adicional (M_{26})	$0.339.10^9$ kg.m
Comprimento (L)	310m
Calado (T)	18.90 m
Boca (B)	47.17 m
Posição do centro de massa (x_{CG})	6.6 m
Área molhada (S)	$1.390.10^4$ m ²
Coefficiente de bloco (C_B)	0.80
Fator de escala	82.5

PARÂMETROS DO NAVIO P.P.MORAES¹
CONDIÇÃO CARREGADA (100%)

PARÂMETRO	VALOR
Comprimento (L)	231 m
Calado (T)	12.8 m
Boca (B)	26.0 m
Área molhada (S)	$1.030.10^4 \text{ m}^2$
Coefficiente de bloco (C_B)	0.83
Fator de escala (λ)	65

PARÂMETROS DO NAVIO VIDAL DE NEGREIROS
CONDIÇÃO DE LASTRO (40%)

PARÂMETRO	VALOR
Comprimento (L)	231 m
Calado (T)	5.1 m
Boca (B)	26.0 m
Área molhada (S)	6424 m^2
Coefficiente de bloco (C_B)	0.77
Fator de escala (λ)	65

¹ Empregado apenas em análises estáticas (Capítulo 3).

ANEXO B

SISTEMA SPM DOTADO DE *HAWSER* RÍGIDO: LINEARIZAÇÃO DO SISTEMA DINÂMICO E ANÁLISE DE ESTABILIDADE

Retomando-se as equações (5.1), representativas da dinâmica do sistema SPM, tem-se:

$$\begin{aligned}
 (M + M_{11})\dot{u} - (M + M_{22})vr - (Mx_{CG} + M_{26})r^2 &= F_{X,R}(u; v; r) + F_X(u; v; r) \\
 (M + M_{22})\dot{v} + (M + M_{11})ur + (Mx_{CG} + M_{26})\dot{r} &= F_{Y,R}(u; v; r) + F_Y(u; v; r) \\
 (I_Z^o + M_{66})\dot{r} + (Mx_{CG} + M_{26})(\dot{v} + ur) &= N_{Z,R}^o(u; v; r) + N_Z^o(u; v; r)
 \end{aligned} \tag{B.1}$$

A presença do *hawser* rígido introduz as seguintes relações cinemáticas (ver equações 5.2):

$$\begin{aligned}
 u(t) &= U \cos \psi(t) + L_H \dot{\gamma} \sin(\gamma(t) + \psi(t)) \\
 v(t) &= -U \sin \psi(t) + L_H \dot{\gamma} \cos(\gamma(t) + \psi(t)) - x_A \dot{\psi}(t) \\
 r(t) &= \dot{\psi}(t)
 \end{aligned} \tag{B.2}$$

e as forças e momentos impostos pela ação do *hawser* podem ser escritas em função da força de tração atuante sobre o mesmo (F_H), na forma dada pelas expressões (5.3):

$$\begin{aligned}
 F_X &= F_H \cos(\gamma + \psi) \\
 F_Y &= -F_H \sin(\gamma + \psi) \\
 N_Z^o &= -x_A F_H \sin(\gamma + \psi)
 \end{aligned} \tag{B.3}$$

É certamente conveniente considerar o sistema dinâmico definido por (B.1) a (B.3) em termos de variáveis adimensionais. Assim, sendo U a velocidade da correnteza marítima, introduzindo-se as variáveis adimensionais:

$$\begin{aligned}\bar{t} &= \frac{Ut}{L} \\ (\bar{u}; \bar{v}; \bar{r}) &= \left(\frac{u}{U}; \frac{v}{U}; \frac{rL}{U} \right) \\ \bar{U} &= \sqrt{\bar{u}^2 + \bar{v}^2}\end{aligned}\tag{B.4}$$

os coeficientes de inércia:

$$\begin{aligned}A_{11} &= \frac{M + M_{11}}{M}; \quad A_{22} = \frac{M + M_{22}}{M} \\ A_{26} &= \frac{M \cdot x_{CG} + M_{26}}{ML}; \quad A_{66} = \frac{I_Z^o + M_{66}}{ML^2}\end{aligned}\tag{B.5}$$

e as forças de vínculo adimensionais:

$$(\bar{F}_x; \bar{F}_y; \bar{N}_z^o) = \frac{L}{MU^2} (F_x; F_y; N_z^o / L)\tag{B.6}$$

o sistema dinâmico dado por (B.1) pode ser reescrito, em sua forma adimensional, como:

$$\begin{aligned}A_{11} \frac{d\bar{u}}{dt} - A_{22} \bar{v}\bar{r} - A_{26} \bar{r}^2 &= \bar{F}_{x,R}(\bar{u}; \bar{v}; \bar{r}) + \bar{F}_x(\bar{u}; \bar{v}; \bar{r}) \\ A_{22} \frac{d\bar{v}}{dt} + A_{26} \frac{d\bar{r}}{dt} + A_{11} \bar{u}\bar{r} &= \bar{F}_{y,R}(\bar{u}; \bar{v}; \bar{r}) + \bar{F}_y(\bar{u}; \bar{v}; \bar{r}) \\ A_{66} \frac{d\bar{r}}{dt} + A_{26} \frac{d\bar{v}}{dt} + A_{26} \bar{u}\bar{r} &= \bar{N}_{z,R}^o(\bar{u}; \bar{v}; \bar{r}) + \bar{N}_z^o(\bar{u}; \bar{v}; \bar{r})\end{aligned}\tag{B.7}$$

onde as forças generalizadas adimensionais $\{\bar{F}_{x,R}; \bar{F}_{y,R}; \bar{N}_{z,R}^o\}$ serão estimadas de acordo com o modelo heurístico estendido definido na seção 4.4, em termos das variáveis adimensionais dadas em (B.4).

Ainda, deve-se observar que as relações cinemáticas (B.2) impostas pelo *hawser* rígido resultam, em termos adimensionais:

$$\begin{aligned}
\bar{u}(\bar{t}) &= \cos \psi(\bar{t}) + \frac{L_H}{L} \frac{d\gamma}{d\bar{t}} \text{sen}(\gamma(\bar{t}) + \psi(\bar{t})) \\
\bar{v}(\bar{t}) &= -\text{sen} \psi(\bar{t}) + \frac{L_H}{L} \frac{d\gamma}{d\bar{t}} \cos(\gamma(\bar{t}) + \psi(\bar{t})) - \frac{x_A}{L} \frac{d\psi}{d\bar{t}} \\
\bar{r}(\bar{t}) &= \frac{d\psi}{d\bar{t}}
\end{aligned} \tag{B.8}$$

▪ **Linearização do Sistema Dinâmico:**

O sistema dinâmico definido por (B.7) e (B.8) apresenta uma *posição de equilíbrio* trivial definida por $\{\bar{u} = 1; \bar{v} = \bar{r} = 0\}$, correspondente ao sistema (navio+hawser) alinhado com a direção da correnteza incidente. Interessa-nos analisar, então, a estabilidade desta posição de equilíbrio trivial. Para tanto, devemos linearizar o sistema dinâmico em torno deste ponto de equilíbrio, ou seja, no limite de pequenos ângulos de ataque ($\psi \approx 0^\circ$ ou $\alpha \approx 180^\circ$). Nesta situação, podemos, em primeira aproximação, desprezar termos da ordem $\{\bar{v}^2; \bar{v}\bar{r}; \bar{r}^2\}$, face a termos proporcionais a $\{\bar{u}\bar{v}; \bar{u}\bar{r}\}$. Observando, ainda, que $\frac{d\bar{u}}{d\bar{t}} \ll 1$, o sistema dinâmico linearizado resulta, na forma matricial:

$$\begin{aligned}
\bar{F}_X &= -\bar{F}_{X,R} \\
\begin{bmatrix} A_{22} & A_{26} \\ A_{26} & A_{66} \end{bmatrix} \frac{d}{d\bar{t}} \begin{bmatrix} \bar{v} \\ \bar{r} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} A_{11} \\ A_{26} \end{bmatrix} \bar{r} &= \begin{bmatrix} \bar{F}_{Y,R} \\ \bar{N}_{Z,R}^o \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \bar{F}_Y \\ \bar{N}_Z^o \end{bmatrix}
\end{aligned} \tag{B.9}$$

É fácil verificar que as forças fluidas generalizadas podem ser aproximadas, nas proximidades do equilíbrio trivial, por (ver equações. (5.5) e (5.6)):

$$\begin{aligned}
\bar{F}_{X,R}(\bar{u}, \bar{v}, \bar{r}) &= -C_F(\text{Re}) \cdot \bar{U}^2 \\
\bar{F}_{Y,R}(\bar{u}, \bar{v}, \bar{r}) &= \frac{\pi T}{L} \bar{U}^2 \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \psi + \frac{\pi T}{2L} \left(1 - 4.4 \frac{B}{L} + 0.160 \frac{B}{T} \right) \bar{u} \bar{r} + \bar{M}_{11} \bar{u} \bar{r} \\
\bar{N}_{Z,R}^o(\bar{u}, \bar{v}, \bar{r}) &= \frac{\pi T}{L} \bar{U}^2 \left(\frac{1}{2} + 2.4 \frac{T}{L} \right) \psi - \frac{\pi T}{4L} \left(1 + 0.16 \frac{B}{T} - 2.2 \frac{B}{L} \right) \bar{u} \bar{r} + \bar{M}_{26} \bar{u} \bar{r}
\end{aligned} \tag{B.10}$$

onde $\bar{M}_{11} = M_{11} / \rho T L^2$ e $\bar{M}_{26} = M_{26} / \rho T L^3$.

Observando-se ainda que (ver B.8) $|\bar{u}|_r = \bar{u} \bar{r} \cong \frac{d\psi}{dt}$ e:

$$\begin{Bmatrix} \bar{v}(\bar{t}) \\ \bar{r}(\bar{t}) \end{Bmatrix} \cong \begin{bmatrix} L_H/L & -x_A/L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \frac{d}{d\bar{t}} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} \tag{B.11}$$

o sistema dinâmico (B.9) pode ser reescrito em termos das variáveis $\{\psi; \gamma\}$:

$$\begin{aligned}
\bar{F}_X &= -\bar{F}_{X,R} \\
\begin{bmatrix} A_{22} \cdot L_H/L & (-A_{22} x_A/L + A_{26}) \\ A_{26} \cdot L_H/L & (-A_{26} x_A/L + A_{66}) \end{bmatrix} \frac{d^2}{d\bar{t}^2} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & (A_{11} - A_{22}) \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \frac{d}{d\bar{t}} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} \bar{F}_{Y,R} \\ \bar{N}_{Z,R}^o \end{Bmatrix} + \begin{Bmatrix} \bar{F}_Y \\ \bar{N}_Z^o \end{Bmatrix}
\end{aligned} \tag{B.12}$$

assim como as forças fluidas generalizadas:

$$\begin{aligned}
\bar{F}_{X,R} &= -C_F(\text{Re}) \\
\bar{F}_{Y,R} &= \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \psi + \frac{\pi T}{2L} \left(1 - 4.4 \frac{B}{L} + 0.160 \frac{B}{T} \right) \frac{d\psi}{d\bar{t}} + \bar{M}_{11} \frac{d\psi}{d\bar{t}} \\
\bar{N}_{Z,R}^o &= \frac{\pi T}{L} \left(\frac{1}{2} + 2.4 \frac{T}{L} \right) \psi - \frac{\pi T}{4L} \left(1 + 0.16 \frac{B}{T} - 2.2 \frac{B}{L} \right) \frac{d\psi}{d\bar{t}} + \bar{M}_{26} \frac{d\psi}{d\bar{t}}
\end{aligned} \tag{B.13}$$

Definindo-se, então, os “coeficientes hidrodinâmicos”:

$$\begin{aligned}
\bar{C}_{FY} &= -\frac{\pi T}{2L} \left(1 - 4.4 \frac{B}{L} + 0.160 \frac{B}{T} \right) \\
\bar{C}_{NZ} &= \frac{\pi T}{4L} \left(1 + 0.16 \frac{B}{T} - 2.2 \frac{B}{L} \right)
\end{aligned} \tag{B.14}$$

as equações dinâmicas linearizadas (B.13) pode, finalmente, ser reescritas na forma:

$$\bar{F}_X = C_F(\text{Re})$$

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} A_{22} \cdot L_H / L & (-A_{22} x_A / L + A_{26}) \\ A_{26} \cdot L_H / L & (-A_{26} x_A / L + A_{66}) \end{bmatrix} \frac{d^2}{dt^2} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & [\bar{C}_{FY} + (A_{11} - A_{22}) - \bar{M}_{11}] \\ 0 & (\bar{C}_{NZ} - \bar{M}_{26}) \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \\ & + \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \begin{bmatrix} 0 & -1 \\ 0 & -x_{Tcr} / L \end{bmatrix} = \begin{Bmatrix} \bar{F}_Y \\ \bar{N}_Z^o \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.15})$$

onde x_{Tcr} é o ponto de bifurcação estática que surge naturalmente na análise de estabilidade de um sistema *turret* $x_{Tcr} = (1/2 + 2.4T/L) / (1 + 0.4C_B B/T)$ (ver Leite et al.(1998)).

Por fim, retomando as relações (B.3) e a primeira equação em (B.15), podemos escrever:

$$\begin{Bmatrix} \bar{F}_Y \\ \bar{N}_Z^o \end{Bmatrix} = C_F(\text{Re}) \begin{bmatrix} -1 & -1 \\ -x_A / L & -x_A / L \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} \quad (\text{B.16})$$

Definindo-se, agora, o coeficiente:

$$\bar{C}_{FX}(\text{Re}) = \frac{C_F(\text{Re})}{\pi T / L (1 + 0.4 C_B B / T)} \quad (\text{B.17})$$

e substituindo-se (B.16) na equação matricial em (B.15), chega-se ao seguinte sistema linear:

$$\begin{aligned} & \begin{bmatrix} A_{22} \cdot L_H / L & (-A_{22} x_A / L + A_{26}) \\ A_{26} \cdot L_H / L & (-A_{26} x_A / L + A_{66}) \end{bmatrix} \frac{d^2}{dt^2} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & [\bar{C}_{FY} + (A_{11} - A_{22}) - \bar{M}_{11}] \\ 0 & (\bar{C}_{NZ} - \bar{M}_{26}) \end{bmatrix} \frac{d}{dt} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \\ & + \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \begin{bmatrix} \bar{C}_{FX} & -1 + \bar{C}_{FX} \\ \bar{C}_{FX} (x_A / L) & \bar{C}_{FX} (x_A - x_{Tcr}) / L \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \end{aligned} \quad (\text{B.18})$$

o qual, multiplicando-se ambos os membros de (B.18) pela matriz $\begin{bmatrix} L_H / L & 0 \\ -x_A / L & 1 \end{bmatrix}$ resulta,

por fim:

$$\begin{aligned}
& \left[\begin{array}{cc} A_{22} \cdot (L_H/L)^2 & (-A_{22} x_A/L + A_{26}) L_H/L \\ (-A_{22} x_A/L + A_{26}) L_H/L & (A_{22} (x_A/L)^2 - A_{26} x_A/L + A_{66}) \end{array} \right] \frac{d^2}{d\bar{t}^2} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \\
& + \left[\begin{array}{cc} 0 & L_H/L \cdot [\bar{C}_{FY} + (A_{11} - A_{22}) - \bar{M}_{11}] \\ 0 & -x_A/L \cdot [\bar{C}_{FY} + (A_{11} - A_{22}) - \bar{M}_{11}] + \bar{C}_{NZ} - \bar{M}_{26} \end{array} \right] \frac{d}{d\bar{t}} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} + \\
& + \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \begin{bmatrix} L_H/L \cdot \bar{C}_{FX} & -L_H/L + L_H/L \cdot \bar{C}_{FX} \\ 0 & (x_A - x_{Tcr})/L \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} \gamma(\bar{t}) \\ \psi(\bar{t}) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix}
\end{aligned} \tag{B.19}$$

O sistema acima corresponde a um sistema linear de segunda ordem na forma $(q=(\gamma,\psi))$:

$$A \cdot \ddot{q} + B \cdot \dot{q} + C \cdot q = 0 \tag{B.20}$$

com matriz de massa simétrica e matriz de restauração C dada por:

$$C = \frac{\pi T}{L} \left(1 + 0.4 \frac{C_B B}{T} \right) \begin{bmatrix} L_H/L \cdot \bar{C}_{FX} & -L_H/L + L_H/L \cdot \bar{C}_{FX} \\ 0 & (x_A - x_{Tcr})/L \end{bmatrix} \tag{B.21}$$

A estabilidade do sistema (B.19) pode ser analisada, então, através do *critério de estabilidade de Hurwitz* (ver, por exemplo, Ogata (1990)), de onde segue que uma condição necessária para a estabilidade do sistema é $\det C > 0$, o que implica em $x_A > x_{Tcr}$. Os resultados experimentais demonstraram, efetivamente, que para $x_A < x_{Tcr}$ o sistema sofre uma bifurcação estática, tendendo a um novo ponto de equilíbrio estável $\{\psi \neq 0; \gamma \neq 0\}$. Resultados de ensaios nesta situação de instabilidade estática foram empregados para definição do modelo de correção dos efeitos de Froude, apresentado no Anexo C.

Para $x_{Tcr} < x_A \leq 0.5$, o único ponto de equilíbrio do sistema (B.20) corresponde ao ponto de equilíbrio trivial. Fixando-se o valor do parâmetro x_A/L , a aplicação do critério

de *Hurwitz* permite a definição de curvas de estabilidade em função dos parâmetros $\{C_F(\text{Re}); L_H/L\}$, as quais, para o navio Vidal de Negreiros¹, resultam:

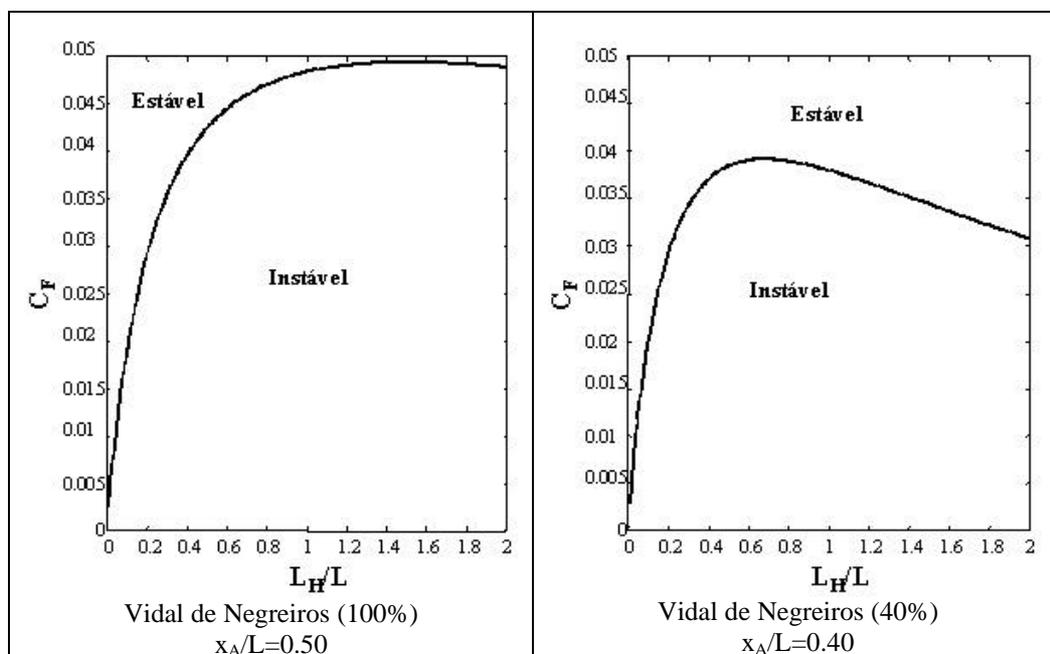


Figura B.1 – Curvas de estabilidade do navio Vidal de Negreiros em configuração SPM.

Os ensaios demonstraram que as fronteiras de estabilidade definidas pela figura acima correspondem, na verdade, a uma bifurcação de Hopf do sistema dinâmico. Um comportamento de *ciclo-limite*, com oscilações periódicas dos ângulos γ e ψ constitui, assim, a regra quanto ao comportamento de *fishtailing* do sistema SPM estudado.

¹ Valores diferentes de x_A/L foram adotados para as duas situações de carregamento de forma a garantir um comportamento adequado do sistema em tanque de provas.

ANEXO C

SISTEMA SPM DOTADO DE *HAWSER* RÍGIDO: UM MODELO *AD HOC* PARA INCORPORAÇÃO DOS EFEITOS DE FROUDE

Este anexo descreve as hipóteses e simplificações principais adotadas na elaboração de um modelo capaz de incorporar a influência de efeitos de Froude envolvidos nos ensaios de instabilidade dinâmica apresentados no Capítulo 5. O modelo ora desenvolvido será aplicado para “corrigir” os resultados teóricos referentes à análise do sistema SPM com o navio em situação de calado-leve (seção 5.3), quando os efeitos de superfície-livre se tornam significativos face à magnitude total das forças e momentos envolvidos.

Procura-se elaborar um modelo que, embora simples, mantenha, de certa forma, o caráter preditivo da análise. Para tanto, serão utilizados resultados de bifurcação estática obtidos para o sistema navio+*hawser*, previamente descritos na seção 5.1. Em resumo, para certas posições do ponto de acoplamento (definidas basicamente por $x_A < x_{Tcr}$), a posição de equilíbrio trivial ($\psi = \gamma = 0$) resulta instável e o sistema adquire uma nova situação de equilíbrio, esta estável, com ($\bar{\psi} \neq 0$; $\bar{\gamma} \neq 0$). Esta bifurcação estática é ilustrada através da Figura 5.6. Em princípio, com base nas premissas adotadas pela abordagem teórica original, o ângulo de aproamento de equilíbrio $\bar{\psi}$ deveria ser independente da velocidade de avanço. Os resultados experimentais de bifurcação estática, realizados com velocidades de avanço $\{U=0.2;0.4;0.5;0.6 \text{ m/s}\}$, no entanto, demonstraram haver uma forte variação do ângulo de equilíbrio pós-crítico $\bar{\psi}$ com a velocidade de corrente U , conforme apresentado na Tabela 5.2. Isto aponta, portanto,

para a influência de efeitos hidrodinâmicos não modelados, e, certamente, efeitos de geração de ondas pelo casco figuram entre os candidatos mais prováveis para tal variação.

Assumida sua influência, algumas hipóteses simplificadoras serão adotadas no sentido de viabilizar a incorporação destes efeitos ao modelo hidrodinâmico original, de maneira expedita. Em primeiro lugar deve-se observar que os efeitos de superfície-livre envolvidos certamente exercem sua influência tanto na força lateral como no momento de *yaw* atuante sobre o casco. Uma discussão sobre tal influência pode ser encontrada, por exemplo, em Newman (1966).

Existem, na literatura, alguns modelos teóricos visando representar os efeitos de superfície-livre sobre o casco de um navio cuja direção de aproamento forma um certo ângulo de ataque não-nulo com a direção de incidência de corrente. Exemplos são os modelos matemáticos propostos por Wehausen; Laitone (1960) e Hu (1961). Tais modelos resultam, em geral, bastante complicados e não apresentam concordância satisfatória com resultados experimentais. Um dos aspectos que dificultam a modelagem teórica foi apontado por Newman (1966): Resultados experimentais demonstram que os efeitos de superfície-livre são extremamente sensíveis a particularidades geométricas do casco, especialmente no que se refere à força lateral. A Figura C.1, extraída de Newman (1966), ilustra este aspecto. Nela são apresentados resultados experimentais de força lateral e momento de *yaw* em pequenos ângulos de ataque (derivadas hidrodinâmicas Y_v e N_v) em função do número de Froude longitudinal U/\sqrt{gL} . Os resultados experimentais foram obtidos por diferentes autores, para diferentes modelos de casco e através de ensaios distintos; ensaios de modelo-cativo e ensaios de oscilação em *sway* com velocidade de avanço ($\omega' = \omega\sqrt{L/g}$). Os resultados

denotados com um asterisco correspondem a ensaios com *casco nú*, enquanto todos os demais foram obtidos com a presença de leme. Os resultados teóricos se referem ao modelo de Hu (1961).

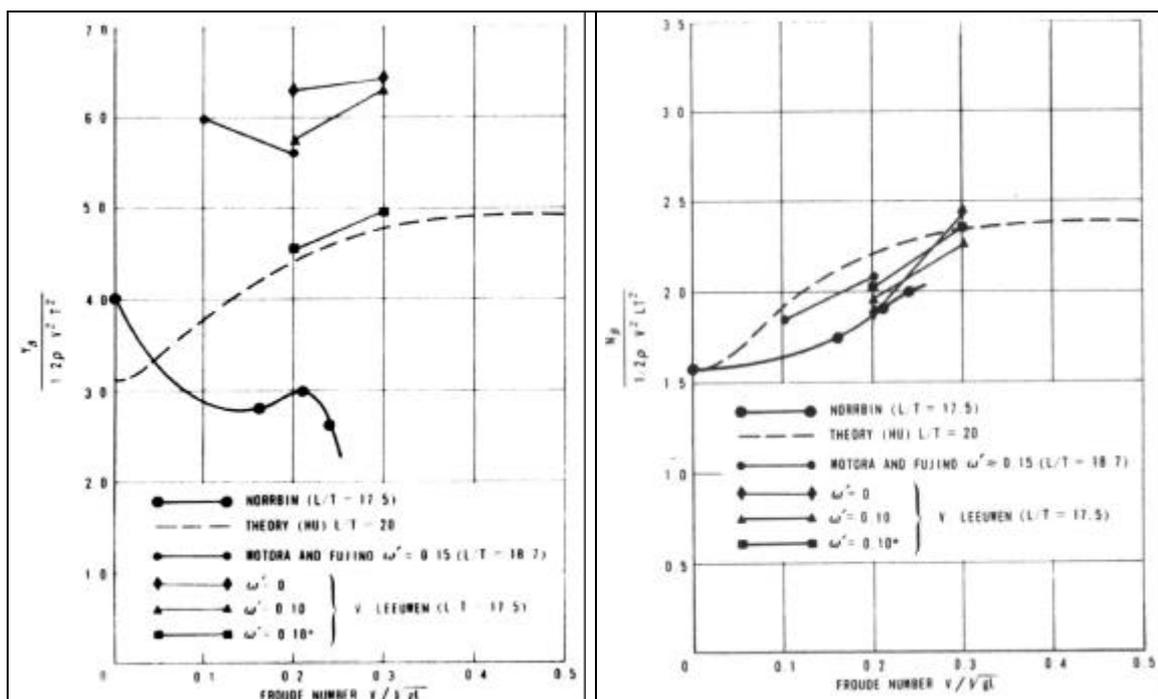


Figura C.1 – Influência de Fr sobre a força lateral e momento. Figuras extraídas de Newman (1966)

Os resultados apresentados acima atestam haver significativas discrepâncias entre os resultados de força lateral. Nota-se uma certa discrepância com relação aos ensaios de van Leeuwen com ($\omega' = 0$) e ($\omega' = 0.10$), resultado de *efeitos de memória*, os quais serão discutidos mais adiante. É mais importante observar, no entanto, a significativa variação de força lateral em função da presença ou não do leme (comparar os resultados de van Leeuwen ($\omega' = 0.10$) e ($\omega' = 0.10^*$)). Apesar das discrepâncias nos resultados de força lateral, os resultados de momento apresentam uma boa aderência, tanto em termos qualitativos como quantitativos. Os resultados da Figura C.1 indicam que os efeitos de superfície-livre sobre o momento de yaw são menos

susceptíveis a particularidades geométricas do casco e até mesmo à presença ou não do leme, resultado que não deixa de ser surpreendente. Pode-se concluir que há, de forma geral, um aumento do momento de *yaw* com o aumento do número de Froude, ao passo que não se observa uma tendência clara com relação à força lateral.

Com base na discussão acima, e tendo em vista a dificuldade de se trabalhar com um ajuste simultâneo de força lateral e momento, optou-se por representar os efeitos de Froude exclusivamente através de uma correção do momento de *yaw*, mantendo a força lateral originalmente proposta pelo modelo heurístico estendido. Como simplificação adicional, foi desprezada, de maneira *ad hoc*, a influência dos efeitos de superfície sobre termos de momento oriundos do movimento de rotação do navio ($\Delta N_{z,R}^o(u;v;r)$), estabelecendo-se um modelo de correção que considera, unicamente, o termo estático de momento ($N_{z,R}^o(u;v;0)$).

Assim, tendo em vista que os resultados experimentais apontam para um acréscimo do momento com o número de Froude (ver Figura C.1) e com base nas hipóteses simplificadoras acima discutidas, o modelo para incorporação dos efeitos de superfície-livre adquire o seguinte formato: O coeficiente estático de momento de *yaw* corrigido pelos efeitos de Froude é dado por:

$$C_{6C}^{(FE)}(\psi; \omega; Fr) = C_{6C}(\psi)[1 + k_w(\psi; \omega; Fr)] \quad (C.1)$$

onde $C_{6C}(\psi)$ é o coeficiente de momento original dado por (3.29), e k_w representa um fator de correção devido aos efeitos de superfície-livre, os quais, em princípio, devem depender do ângulo de ataque, da frequência do movimento oscilatório (ω) e do número de Froude.

Deve-se lembrar que os valores de k_w serão estimados com base em ensaios de bifurcação estática ($\omega=0$). Obviamente, o campo ondulatório gerado na superfície da

água pelo casco em situação estática será diferente daquele oriundo de um movimento oscilatório, caso do comportamento dinâmico instável (*fishtailing*), problema para o qual a correção (C.1) está sendo proposta. Neste caso, efeitos de memória do campo potencial passam a exercer influência sobre a força e o momento atuantes sobre o casco. Os resultados experimentais apresentados na seção (5.4.2), no entanto, indicam que a frequência de oscilação típica do movimento de *fishtailing* é suficientemente baixa ($\omega V/g \approx 0.002-0.006$) para que tais efeitos de memória possam ser desprezados. Assim, assumindo-se a independência na frequência de oscilação, pode-se escrever:

$$C_{6C}^{Fr}(\psi; Fr) = C_{6C}(\psi)[1 + k_w(\psi; Fr)] \quad (C.2)$$

Em resumo, portanto, para incorporação dos efeitos de superfície-livre, o modelo heurístico estendido apresentado na seção 4.4 deve ser empregado substituindo-se o coeficiente estático de momento original $C_{6C}(\psi)$ em (4.34) pelo coeficiente corrigido, definido segundo a expressão (C.2). O procedimento segundo o qual os valores do fator de correção $k_w(\psi; Fr)$ utilizados para obtenção dos resultados apresentados na seção 5.3 foram estimados é apresentado a seguir.

A Figura C.2 apresenta os resultados experimentais de bifurcação estática levantados para o navio Vidal de Negreiros em situação de calado-leve (40%), com $x_A/L=0.20$ e $\{U=0.2;0.4;0.5;0.6 \text{ m/s}\}$ (ver Tabela 5.2). Os mesmos são plotados sobre diagramas de bifurcação obtidos através de simulações numéricas empregando-se o modelo heurístico estendido, para diversos valores da posição de acoplamento do *hawser* x_A/L .

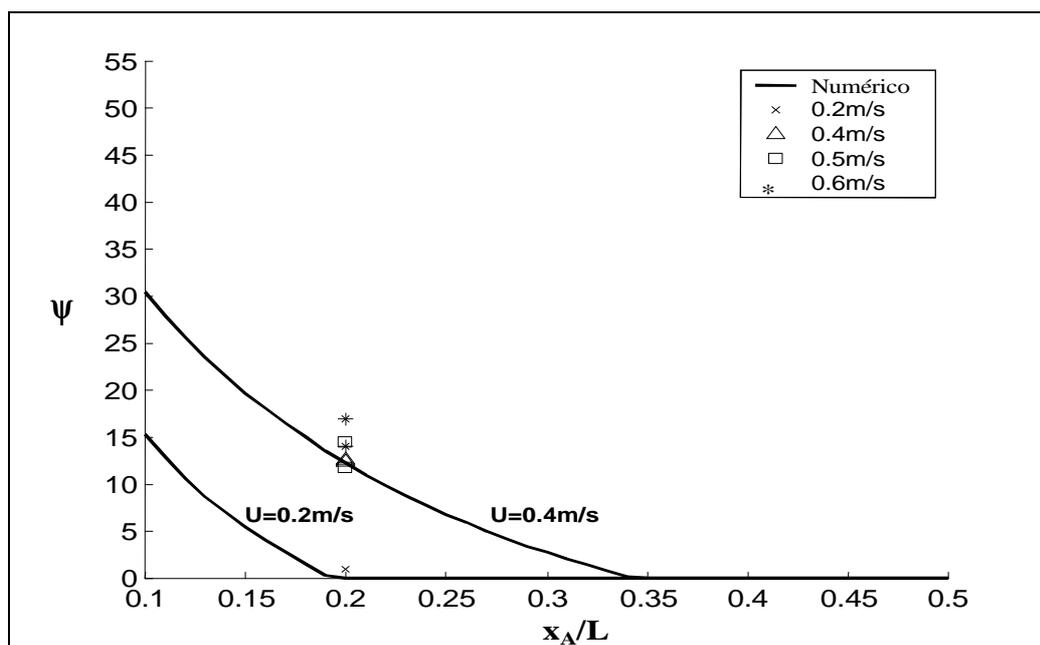


Figura C.2 – Diagrama de bifurcação estática adotado para ajuste do coeficiente de correção k_w .

Acima estão ilustrados, portanto, os diagramas de bifurcação obtidos mediante simulação numérica para $U=0.2\text{m/s}$ e $U=0.4\text{m/s}$, além dos resultados experimentais, obtidos para $x_A/L=0.20$. A curva teórica obtida para $U=0.20\text{ m/s}$ foi levantada com emprego do modelo heurístico original (sem correção de efeitos de superfície-livre, $k_w=0$). O resultado experimental para esta mesma velocidade ($\psi \cong 1^\circ$) apresenta-se muito próximo da previsão teórica, indicando que os efeitos de geração de ondas para $U=0.2\text{m/s}$ são, de fato, desprezíveis. A curva de bifurcação para $U=0.4\text{ m/s}$ foi levantada através de simulações numéricas empregando a correção proposta pela expressão (C.2). O valor de k_w foi ajustado de forma que o resultado numérico para $x_A/L=0.20$ coincidissem com o resultado verificado experimentalmente, neste caso, $k_w=0.77$. Isto descreve, portanto, o procedimento adotado para estimativa do coeficiente k_w nas diferentes velocidades de avanço, resultando nos seguintes valores:

Tabela C.1 – Fator de correção k_w . Caso 40%.

U (m/s)	0.20	0.40	0.50	0.60
$k_w(\psi; Fr)$	~0	0.77	0.82	1.03

Os fatores de correção apresentados na tabela acima foram utilizados para a obtenção dos resultados teóricos apresentados na seção (5.3), referentes ao comportamento de *fishtailing* do navio Vidal de Negreiros em situação de calado-leve (40%).

Um procedimento similar foi empregado a partir de resultados de bifurcação estática obtidos com o navio em condição carregada (100%). Os valores de k_w obtidos são apresentados na Tabela C.2, abaixo:

Tabela C.2 – Fator de correção k_w . Caso 100%.

U (m/s)	0.20	0.40	0.50	0.60
$k_w(\psi; Fr)$	~0	0.12	0.17	0.31

Os resultados das Tabelas C.1 e C.2 confirmam que os efeitos de superfície-livre são, de fato, muito mais significativos para a situação de calado-leve e justificam os bons resultados obtidos em situação carregada mediante o emprego do modelo hidrodinâmico original, especialmente para as velocidades de avanço $U=0.4\text{m/s}$ e $U=0.5\text{m/s}$.

Resta ainda discutir, no entanto, a questão da influência do ângulo de ataque. É intuitivo imaginar que a geração de ondas pelo casco deva ser fortemente afetada pelo ângulo de incidência de corrente e, conseqüentemente, a influência do ângulo ψ sobre a correção proposta em (C.2) deve ser significativa, o que caracteriza, na verdade, o ponto de maior complexidade envolvido na abordagem ora proposta. Para que a modelagem fosse consistente, a influência do número de Froude deveria ser inferida a partir da medição experimental do momento de *yaw* em diferentes velocidades de avanço, *mas para um mesmo valor do ângulo de aproamento (γ)*. Dessa forma, repetindo-se os ensaios para diferentes valores de ψ , seria possível determinar a influência dos efeitos

de Froude sobre o momento de *yaw* para diferentes ângulos de incidência de corrente. Este procedimento permitiria estabelecer, então, um modelo empírico com base nos dois parâmetros envolvidos (ψ ;Fr). No entanto, os resultados experimentais disponíveis para a estimativa de k_w se limitam a resultados obtidos em ensaios de bifurcação estática, nos quais uma variação da velocidade de avanço (Fr) está associada a uma correspondente variação do ângulo de aproamento (ψ), impossibilitando que os efeitos destes dois parâmetros sejam separados.

Assim, os valores de k_w estimados para $\{U=0.4;0.5;0.6 \text{ m/s}\}$, apresentados na Tabela C.1, foram obtidos para ângulos de aproamento na faixa de 10° a 20° . A análise do comportamento dinâmico de *fishtailing* demonstra (ver seção 5.4) que, embora a amplitude máxima de ψ atinja valores por volta de 20° , o ângulo de ataque aparente que o navio efetivamente “enxerga” ao longo do ciclo de oscilação tem amplitude máxima típica por volta de 2° a 3° . A dinâmica do movimento de *fishtailing* é controlada, portanto, pelas forças e momentos oriundos da incidência de correnteza sob ângulos de ataque muito pequenos. Nesse sentido, os valores de k_w levantados para ângulos de aproamento entre 10° e 20° podem não representar adequadamente os efeitos de superfície-livre envolvidos no caso de ataque menores, comprometendo as estimativas de k_w obtidas. Isto pode justificar, por exemplo, o aparente super-dimensionamento do fator de correção k_w observado para velocidade de avanço $U=0.6 \text{ m/s}$ (ver seção 5.3).

De qualquer forma, a despeito da abordagem simplista e das imprecisões envolvidas, a comparação com os ensaios de instabilidade dinâmica do navio Vidal de Negreiros em situação de calado-leve demonstram que o modelo ora proposto permite um ajuste satisfatório dos resultados teóricos, especialmente para as velocidades de avanço mais baixas. Isto indica, portanto, que, embora não se possa esperar uma predição apurada em termos quantitativos, o modelo de correção definido pela

expressão (C.2) é capaz de reproduzir adequadamente a influência que os efeitos de superfície-livre exercem sobre o comportamento dinâmico observado nos ensaios do sistema SPM dotado de *hawser* rígido.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. AARSNES, J. V. **Current forces on ships**. Dr. ing. thesis, Report UR-84-39, Dept. of Marine Technology, Nor. Inst, Technol., Trondheim, 1984.
2. ABKOWITZ, M. **Lectures on ship hydrodynamics, steering and manoeuvrability**. Hydro-Og Aerodynamisk Laboratorium, Report Hy-5, Lyngby, Denmark, pp113, 1964.
3. ARANHA, J.A.P. A formula for "wave damping" in the drift of a floating body. **Journal of Fluid Mechanics**, v.272, p. 147-50, 1994.
4. ARANHA, J.A.P. et al. **Metodologia e ferramentas de projeto de sistemas de ancoragem (Parte 2)**. São Paulo, EPUSP/PNV, 1999. (Relatório Técnico EPUSP/Petrobras – Procap2000).
5. ARANHA, J.A.P.; MARTINS, M.R. Low frequency wave force spectrum influenced by wave-current interaction, **Applied Ocean Research**, 2001. /no prelo/
6. BERNITSAS, M.M.; GARZA-RIOS, L.O., KIM, B.K. Mooring Design Based on Catastrophes of Slow Dynamics. **Proceedings of 8th Offshore Station Keeping Symposium**, SNAME, Houston, Texas, February 25-26, pps. 76-123.
7. CHISLETT, M.S.; STRØM-TEJSEN, J. **Planar motion mechanism tests and full-scale steering and maneuvering predictions for a Mariner class vessel**. Hydro-and Aerodynamics Laboratory, Lyngby, Denmark, Report No. Hy-6, 1965.
8. CLARKE, D. **Some aspects of the dynamics of ship steering**. PhD Thesis, London University, 1976.
9. CLARKE, D.; GEDLING, P.; HINE, G. The application of manoeuvring criteria in hull design using linear theory. **Proc. of The Royal Inst. of Naval Arch.**, p.45-68, 1982.
10. CRANE, C.L. Maneuvering safety of large tankers: Stopping, turning and speed selection. **Transactions SNAME**, v.181, p.213-42, 1973.
11. DELANEY, N.K.; SORENSON, N.E. Low-speed drag of cylinders of various shapes. **NACA Techn. Note 3038**, 1953.

12. EDA, H. Digital simulation analysis of maneuvering performance. **Proc. 10th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics**, Cambridge MA/USA, p.181-205, 1974.
13. EULER, L. **Scientia Navalis**. 2 Vols., Academy of Sciences, St. Petersburg, 1749.
14. FALTINSEN, O.M.; KJAERLAND, O.; LIAPIS, N.; WALDERHAUG, H. Hydrodynamic analysis of tankers at single-point-mooring systems. **Proceedings of the 2nd International Conference on Behaviour of Off-Shore Structures, BOSS'79**, p. 177-205, 1979.
15. FALTINSEN, O.M. **Sea Loads on ships and offshore structures**. Cambridge University Press, 1990.
16. FUCATU, C.H.; NISHIMOTO, K.; MAEDA, H. The Shadow Effect on the Dynamics of a Shuttle Tanker. **Proceedings of the 20th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE)**, paper no.OFT1132, 2001.
17. GUCKENHEIMER, J.; HOLMES, P. **Nonlinear oscillations, dynamical systems and bifurcations of vector fields**. Springer-Verlag, 1983.
18. HOERNER, S.F. **Fluid dynamic drag**. Author's Publication, New Jersey, USA, 1965.
19. HOOFT, J.P. The cross-flow drag on a manoeuvring ship. **Ocean Engineering**, vol. 21, no. 3, pp.329-42, 1994.
20. HU, P. **Forward speed effect on lateral stability derivatives of a ship**. Davidson Laboratory, Report 829, 1961.
21. INOUE, S.; HIRANO, M.; KIJIMA, K. Hydrodynamic derivatives on ship manoeuvring. **International Shipbuilding Progress**, Vol. 28, No. 321, 1981.
22. Instituto de Pesquisas Tecnológicas (IPT) **Ensaio de yaw-rotating nos modelos dos navios Juruá e VLCC**. São Paulo, DITT/IPT, 1998 (Relatório Técnico n°36879 – Petrobrás).
23. Instituto de Pesquisas Tecnológicas (IPT) **Ensaio de estabilidade direcional com modelo de VLCC ancorado em um hawser rígido**. São Paulo, DITT/IPT, 1999 (Relatório Técnico n°39659 – Petrobrás).
24. JIANG, T.; SHARMA, S.D. Maneuvering simulation of a single-point moored tanker in deep and shallow water. **Proc. of International Conference on Marine Simulation and Ship Manoeuvrability, MARSIM'93**, St.John's, Newfoundland, Canada, p.229-41, 1993.

25. JONES, R.T Properties of low-aspect-ratio pointed wings at speeds below and above the speed of sound, **NACA Rept. 835**, 1946 (ver JONES, R.T.; COHEN, D. High speed wing theory, **Princeton Aeronautical Paperbacks**, No.6, Princeton Univ. Press, 1960).
26. KIJIMA, K. Influence of model scale in the determination of the hydrodynamic derivatives. **Bulletin of the Society of Naval Architects of Japan**, v.801/3, p.25-30, 1996. (em japonês)
27. van LEEUWEN, G. **The lateral damping and added mass of an oscillating shipmodel**. Shipbuilding Laboratory, Delft, Publication No.23, 1964.
28. LEITE, A.J.P. **Forças de corrente em petroleiros e bifurcação do equilíbrio em sistemas tipo turrete**. São Paulo, 1997. 1v. Dissertação (mestrado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.
29. LEITE, A.J.P.; ARANHA, J.A.P.; UMEDA, C.; de CONTI, M.B. Current forces in tankers and bifurcation of equilibrium of turret systems: hydrodynamic model and experiments. **Applied Ocean Research**, no. 20, p.145-56, 1998.
30. van MANEM, J. D.; van OOSSANEN, P. **Resistance**, ch.5, Vol.2, Principles of Naval Architecture (Second Revision), The Soc. of Naval Arch. and Marine Eng., SNAME, 1988.
31. MATSUURA, J.P.J. **Análise dinâmica do sistema dicas em águas ultra-profundas e comparação de modelos hidrodinâmicos (método de análise de auto-valores)**. São Paulo, 2000. 146p. Dissertação (mestrado) – Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.
32. MOTORA, S.; COUCH, R.B. **Maneuverability of full bodied ships in restricted waters**. Department of Naval Architecture and Marine Engineering, University of Michigan, 1961.
33. NAUDASCHER, E. **Hydrodynamic forces**. Hydraulic Structures Design Manual no.3, ed. A.A. Balkema, Netherlands, 1991.
34. NEWMAN, J. N. Some hydrodynamic aspects of ship maneuverability. **Proc. 6th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics**, Washington D.C./USA, p. 203-37, 1966.
35. NEWMAN, J. N. **Marine Hydrodynamics**. The M.I.T. Press, Cambridge MA/USA, 1977.
36. NORRBIN, N. Theory and observations on the use of a mathematical model for ship maneuvering in deep and confined waters. **Proc. 8th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics**, Pasadena CA/USA, p. 807-904, 1970.

37. OBOKATA, J.; SASAKI, N.; NAGASHIMA, J. On the estimation of current force induced on a ship hull by some model tests. **Association of Naval Arch. of Western Japan**, vol.180, pp.47-57, 1981. (em japonês)
38. OBOKATA, J. On the basic design of single point mooring systems (1st Report). **Journal of the Society of Naval Architects of Japan**, v.161, june, 1987.
39. OGATA, K. **Engenharia de controle moderno**. Segunda edição, Prentice-Hall do Brasil, Rio de Janeiro, 1990.
40. OLTMANN, P.; SHARMA, S.D. Simulation of combined engine and rudder maneuvers using an improved model of hull-propeller-rudder interactions. **Proceedings of the 15th Symposium on Naval Hydrodynamics**, Hamburg, p. 83-108, 1984.
41. PAPOULIAS, F.A., BERNITSAS, M.M Autonomous Oscillations, Bifurcations and Chaotic Response of Moored Vessels. **Journal of Ship Research**, Vol. 32 (3), September, pp 220-228, 1988.
42. PAULLING, J.R.; WOOD, L.W. **The dynamic problem of two ships operating on parallel courses in proximity**. University of California, Institute of Engineering Research, Berkeley, Series No.189, Issue No.1, 1962.
43. PESCE, C.P.; NUNES, D.; GUELER, G.F., CARVALHO, J.T. Numerical simulation of the low frequency motions and mooring line tensions of an offshore moored vessel. **Revista Brasileira de Engenharia**, Caderno de Eng. Naval, v.1, no.1, p.49-72, 1984.
44. PESCE, C.P.; TANNURI, E.A. Stability And dynamics of offshore single point mooring systems. **Revista Brasileira de Ciências Mecânicas**, vol. XIX (4), dezembro, pp.531-552, 1997.
45. PESCE, C.P.; TANNURI, E.A. BGL1-Estudo teórico-experimental do desempenho de sistema de posicionamento dinâmico. **Relatório Técnico EPUSP/Petrobras**, p.276, 2001.
46. SIMOS, A.N., TANNURI, E.A., PESCE, C.P. Dynamics of a turret-FPSO system and hydrodynamic models. **Proceedings of the 17th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE)**, Paper OMAE98-410, Lisbon, Portugal, July 1998.
47. SIMOS, A.N., PESCE, C.P., BERNITSAS, M.B, COHEN, S.B. Hydrodynamic model induced differences in SPM post pitchfork bifurcation analysis. **Proceedings of the 21th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE)**, Paper OMAE01-1092, Rio de Janeiro, Brazil, June 2001.
48. SPHAIER, S.H.; FERNANDES, A.C.; CORREA, S.H.S. Maneuvering coefficients from model testing for FPSO's station keeping behavior.

Proceedings of the 19th International Conference on Offshore Mechanics and Arctic Engineering (OMAE'00), 8p., 2000.

49. STRØM-TEJSEN, J.; CHISLETT, M.S. A model testing technique and method of analysis for the prediction of steering and maneuvering qualities of surface ships. **Proc. 6th ONR Symposium on Naval Hydrodynamics**, Washington DC/USA, p.317-81, 1966.
50. TAKASHINA, J. Ship manouvering motion due to tugboats and its mathematical model. **Journal of the Society of Naval Architects of Japan**, v.160, p. 93-104, 1986.
51. WAGNER SMITH, L. Steering and manoeuvring full scale and model tests. (Parts 1 and 2). **European Shipbulding**, Vol. 2, No. 1, 1971.
52. WEHAUSEN, J.V.; LAITONE, E.V. **Surface Waves**. Encyclopedia of Physics, Vol.9, Springer-Verlag, 1960.
53. WICHERS, J.E.W The prediction of the behaviour of single point moored tankers. **Developments in Marine Technology**, v. 4, Floating Structures and Offshore Operations, november, p.124-42, 1987.
54. WICHERS, J.E.W **A simulation model for a single point moored tanker**. PhD. Thesis, Technical University of Delft, 1988.