



**COPPE/UFRJ**

MOVIMENTOS RESSONANTES LENTOS NO PLANO VERTICAL EM  
PLATAFORMAS SEMI-SUBMERSÍVEIS

Vinícius Leal Ferreira Matos

Tese de Doutorado apresentada ao Programa de Pós-graduação em Engenharia Oceânica, COPPE, da Universidade Federal do Rio de Janeiro, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Engenharia Oceânica.

Orientadores: Sergio Hamilton Sphaier

Alexandre Nicolaos Simos

Rio de Janeiro

Março de 2009

# **Livros Grátis**

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

MOVIMENTOS RESSONANTES LENTOS NO PLANO VERTICAL EM  
PLATAFORMAS SEMI-SUBMERSÍVEIS

Vinícius Leal Ferreira Matos

TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ  
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE)  
DA UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS  
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR  
EM CIÊNCIAS EM ENGENHARIA OCEÂNICA.

Aprovada por:

---

Prof. Sergio Hamilton Sphaier, Dr.-Ing.

---

Prof. Alexandre Nicolaos Simos, D.Sc.

---

Prof. Paulo de Tarso Themistocles Esperança, D.Sc.

---

Prof. Marcelo de Almeida Santos Neves, Ph.D.

---

Prof. José Augusto Penteado Aranha, Ph.D.

---

Dr. Marcos Donato Auler da Silva Ferreira, Ph.D.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

MARÇO DE 2009

Matos, Vinícius Leal Ferreira

Movimentos Ressonantes Lentos no Plano Vertical em Plataformas Semi-Submersíveis/  
Vinícius Leal Ferreira Matos. – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2009.

XIII, 215 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Sergio Hamilton Sphaier

Alexandre Nicolaos Simos

Tese (doutorado) – UFRJ/ COPPE/ Programa de Engenharia Oceânica, 2009.

Referencias Bibliográficas: p. 175-178.

1. Dinâmica de sistemas flutuantes. 2. Plataformas semi-submersíveis. 3. Ensaios com modelos reduzidos. I. Sphaier, Sergio Hamilton *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Oceânica. III. Título.

Aos meus sobrinhos  
Morgana e Vítor, e à  
Fabiana, minha maior fonte  
de inspiração.

## AGRADECIMENTOS

À PETROBRAS que me forneceu todas as condições necessárias para a realização desta pesquisa, incluindo todos os dados experimentais em tanques de prova e em escala real, os programas numéricos utilizados nos cálculos teóricos, bem como a dispensa das minhas atividades de trabalho, o que possibilitou o tempo necessário para a finalização das metas propostas.

Aos orientadores da tese, Sergio Hamilton Sphaier e Alexandre Nicolaos Simos, que transmitiram sabedoria nas valiosas sugestões científicas e amizade no incentivo para a superação dos obstáculos enfrentados.

Aos amigos da Universidade de São Paulo, instituição onde fiz minha graduação e mestrado, tais como, José Augusto Penteado Aranha, André Luis Condino Fajarra, João Vicente Sparano, Fábio Tadao Matsumoto, Daniel Cueva e Marcos Cueva, que acompanharam o desenvolvimento desta pesquisa desde o seu início com valiosas sugestões para o desenvolvimento da mesma.

A toda equipe do Laboratório de Tecnologia Oceânica (LabOceano), local onde meu contato profissional me permitiu adquirir os conhecimentos experimentais essenciais para os estudos realizados.

Ao apoio dado por Arthur Curty Saad e Dennis Azevedo Filgueira no fornecimento dos dados de medições de movimentos em escala real, e Uggo Ferreira de Pinho e Eric Oliveira Ribeiro, em relação às monitorações ambientais.

Um agradecimento a todos os amigos da PETROBRAS, em especial Gustavo Adolfo Villela de Castro, José Alfredo Ferrari Júnior, Luis Augusto Petrus Levy, Maiza Pimenta Goulart, Marcos Donato Auler da Silva Ferreira, Rafaella Cristina Almeida de Carvalho, Rodrigo Augusto Barreira e Sylvio Henrique de Sá Correa da Silva, pelo incentivo e confiança no meu trabalho.

Resumo da Tese apresentada à COPPE/UFRJ como parte dos requisitos necessários para a obtenção do grau de Doutor em Ciências (D.Sc.)

MOVIMENTOS RESSONANTES LENTOS NO PLANO VERTICAL EM  
PLATAFORMAS SEMI-SUBMERSÍVEIS

Vinícius Leal Ferreira Matos

Março/2009

Orientadores: Sergio Hamilton Sphaier  
Alexandre Nicolaos Simos

Programa: Engenharia Oceânica

Um estudo teórico e experimental dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical (*heave*, *roll* e *pitch*) de uma plataforma semi-submersível (usando-se como caso base a unidade PETROBRAS 52 – P-52) é apresentado com um enfoque no domínio da frequência. Os cálculos teóricos foram executados com o auxílio do programa numérico WAMIT® que utiliza a teoria potencial para os cálculos de coeficientes hidrodinâmicos. Diferentes aproximações hidrodinâmicas são testadas e comparadas entre si e com os resultados obtidos através de experimentos com modelo reduzido em tanques de prova. A partir dos testes realizados, é possível concluir que uma metodologia de cálculo baseada no modelo de ruído branco e com uma aproximação para o potencial de segunda ordem é factível para cálculos preliminares de projeto. Por fim, através da confrontação dos movimentos da plataforma P-52 medidos em escala real e da monitoração das condições ambientais com os modelos de cálculo teórico é comprovada a relevância dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical de plataformas semi-submersíveis de grande porte.

Abstract of Thesis presented to COPPE/UFRJ as a partial fulfillment of the requirements for the degree of Doctor of Science (D.Sc.)

SLOW RESSONANT MOVEMENTS IN THE VERTICAL PLAN OF  
SEMISUBMERSIBLES PLATFORMS

Vinícius Leal Ferreira Matos

March/2009

Advisors: Sergio Hamilton Sphaier  
Alexandre Nicolaos Simos

Department: Oceanic Engineering

A theoretical and experimental study for the second order resonant movements in the vertical plan (heave, roll and pitch) of a semisubmersible platform (using as a basic case the PETROBRAS 52 unity – P-52) is presented with focus in the frequency domain. The theoretical calculations are performed with the help of the numerical software WAMIT®, which evaluates the hydrodynamics coefficients through the potential theory. Different hydrodynamics approximations are tested and compared among them and with the results obtained through model tests. From these comparisons, one methodology based in the white noisy model and with the second order potential function without the forcing terms in the free-surface is proposed for preliminary design calculations. In the end, through the confrontation of the P-52's movements measured in real scale and the monitored environmental conditions with the theoretical calculations, it is proved the relevance of the second order resonant movements in the vertical plan of big sized semi-submersible platforms.



## SUMÁRIO

<b>LISTA DE SÍMBOLOS .....</b>	<b>X</b>
<b>1. INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
<b>2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA .....</b>	<b>27</b>
<b>3. MODELAGEM MATEMÁTICA .....</b>	<b>37</b>
3.1 DETERMINAÇÃO DOS CARREGAMENTOS DE SEGUNDA ORDEM.....	37
3.2 CARREGAMENTOS DE SEGUNDA ORDEM PARA DUAS ONDAS .....	48
3.3 FORÇAS DE SEGUNDA ORDEM PARA VÁRIAS COMPONENTES DE ONDAS .....	51
3.4 PREVISÃO DAS ESTATÍSTICAS DE RESPOSTA EM SEGUNDA ORDEM.....	52
3.5 MODELO PROPOSTO: APROXIMAÇÃO DE RUÍDO BRANCO .....	56
<b>4. ESTUDO EXPERIMENTAL E TEÓRICO PARA PLATAFORMA SEMI-SUBMERSÍVEL P-52: .....</b>	<b>60</b>
4.1 ANÁLISE DOS ENSAIOS DA P-52 NO MARINTEK .....	62
4.1.1. <i>Ensaio com Ancoragem Horizontal e sem correnteza (<math>H_s = 6.3m</math>; <math>T_p = 10s</math>; <math>U_c = 0m/s</math>) – Teste Número 5130.....</i>	65
4.1.2. <i>Ensaio com ancoragem horizontal e sem correnteza (<math>H_s = 7.8m</math>; <math>T_p = 15.35s</math>; <math>U_c = 0m/s</math>) – Teste Número 5150.....</i>	71
4.1.3. <i>Ensaio com amarração truncada e sem risers e correnteza (<math>H_s = 6.3m</math>; <math>T_p = 10s</math>; <math>U_c = 0m/s</math>) – Teste Número 2310.....</i>	73
4.1.4. <i>Ensaio com amarração truncada e risers e sem correnteza (<math>H_s = 6.3m</math>; <math>T_p = 10s</math>; <math>U_c = 0m/s</math>) – Teste Número 2110 .....</i>	77
4.1.5. <i>Ensaio com amarração truncada e risers e com correnteza (<math>H_s = 6.3m</math>; <math>T_p = 10s</math>; <math>U_c = 1.96m/s</math>) – Teste Número 2220.....</i>	79
4.1.6. <i>Conclusões das análises espectrais dos movimentos de pitch e heave.....</i>	82
4.1.7. <i>Comparações entre experimentos e modelos teóricos.....</i>	85
4.2 ANÁLISE DOS ENSAIOS DA P-52 NO IPT .....	122
4.3 ANÁLISE DOS ENSAIOS DA P-52 NO LABOCEANO .....	130

<b>5. ESTUDO DOS MOVIMENTOS EM ESCALA REAL DA PLATAFORMA SEMI_SUBMERSÍVEL P-52:</b> .....	<b>143</b>
<b>6. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS:..</b>	<b>164</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>175</b>
<b>APÊNDICE A – PROCEDIMENTOS PARA EMPREGO DO PROGRAMA WAMIT® E ANÁLISE DE CONVERGÊNCIA NUMÉRICA .....</b>	<b>179</b>
A.1 PROCEDIMENTOS PARA EMPREGO DO PROGRAMA WAMIT: .....	180
A.2 ANÁLISES DE SENSIBILIDADE E CONVERGÊNCIA: .....	192
A.2.1 CONVERGÊNCIA DA MALHA DO CORPO COM O MÉTODO <i>LOW-ORDER</i> : .....	193
A.2.2 CONVERGÊNCIA DA MALHA DO CORPO COM O MÉTODO <i>HIGHER-ORDER</i> : .....	197
A.2.3 CONVERGÊNCIA DA MALHA COM DIFERENTES DISCRETIZAÇÕES DE SUPERFÍCIE LIVRE: .....	201
A.2.4 INFLUÊNCIA DO AMORTECIMENTO EXTERNO NOS CARREGAMENTOS DE SEGUNDA ORDEM: .....	211
<b>APÊNDICE B: INFORMAÇÕES TÉCNICAS DO MEDIDOR DE MOVIMENTOS INSTALADO NA P52: .....</b>	<b>213</b>
<b>APÊNDICE C: RESUMO DO BOLETIM DE ESTABILIDADE DA PLATAFORMA P52 NO MÊS DE JUNHO DE 2008: .....</b>	<b>215</b>

## LISTA DE SÍMBOLOS

### ALFABETO ROMANO

$A$	-	amplitude de onda incidente
$A_s$	-	amplitude significativa
$A_{ak}$	-	matriz de massa adicional
$A_v$	-	área projetada na direção da incidência do vento
$B_{ak}$	-	matriz de amortecimento potencial
$B'_{ak}$	-	matriz de amortecimento viscoso
$C_{ak}$	-	matriz de restauração hidrostática
$C'_{ak}$	-	matriz de restauração devida às linhas de ancoragem e <i>risers</i>
$C_d$	-	coeficiente de arrasto de vento
$dl$	-	elemento de linha do corte da superfície livre e a superfície do casco do corpo flutuante
$D_\alpha$	-	força de deriva média
$\vec{F}$	-	força de onda
$\vec{F}_d$	-	força de arrasto média de vento
$g$	-	aceleração da gravidade
$G$	-	função espectro de grupo de onda
GDL	-	grau de liberdade da análise espectral
GMI	-	altura metacêntrica longitudinal
GMt	-	altura metacêntrica transversal
$H_s$	-	altura significativa
$h$	-	profundidade da lâmina d'água
$H_{ak}$	-	função de transferência de movimento
$I$	-	inércia de massa
$\vec{i}$	-	versor na direção x
$\vec{j}$	-	versor na direção y
$\vec{k}$	-	versor na direção z

$K$	-	número de onda
$KC$	-	número Keulegan–Carpenter
$KG$	-	altura do centro de gravidade
$K_{xx}$	-	raio de giração de <i>roll</i>
$K_{yy}$	-	raio de giração de <i>pitch</i>
$M_{ak}$	-	matriz de massa e inércia
$\vec{M}$	-	momento de onda
$m_k$	-	momento de densidade espectral de ordem k
$\vec{n}$	-	normal ao corpo
$p$	-	pressão hidrodinâmica
$p_{atm}$	-	pressão da atmosfera
$q_s$	-	função forçante não-homogênea da superfície livre
$\vec{r}$	-	posição de um ponto do corpo
$S$	-	função densidade espectral de elevação de onda
$S_{F,\alpha}$	-	função densidade espectral de força
$S_{M,\alpha}$	-	função densidade espectral de momento
$S_\alpha$	-	função densidade espectral de movimento
$S_V$	-	função densidade espectral de velocidade de vento
$S_0$	-	área submersa do corpo na posição de equilíbrio estático
$S_B$	-	superfície molhada do corpo instantânea
$\bar{S}_B$	-	superfície molhada do corpo média
$t$	-	tempo
$T$	-	período de oscilação
$T_\alpha$	-	função de transferência bi-quadrática (QTF)
$T_n$	-	período natural
$T_p$	-	período de pico
$T_z$	-	período de zero ascendente
$Uc$	-	velocidade de correnteza
$\bar{U}_Z$	-	velocidade média do vento na altura $Z$

$\vec{V}$	-	velocidade do fluido
$\vec{X}$	-	vetor de coordenadas cartesianas
$(x, y, z)$	-	coordenadas cartesianas
$\bar{z}$	-	posição vertical média de cada ponto da superfície do casco
$Z_a$	-	distância entre centro de área de vento e o centro de gravidade

#### ALFABETO GREGO

$\alpha$	-	grau de liberdade de movimento
$\chi$	-	função de transferência aerodinâmica
$\delta$	-	declividade de onda
$\Delta S$	-	variação da área do casco em relação aos movimentos do corpo e da superfície livre
$\Delta z$	-	a variação da posição vertical de cada ponto da superfície do casco com os movimentos do sistema flutuante
$\phi$	-	potencial de velocidade do fluido
$\phi_\alpha$	-	potencial de irradiação
$\phi_i$	-	potencial de onda incidente
$\phi_s$	-	potencial de difração
$\gamma$	-	fator de pico do espectro de JONSWAP
$\vec{\eta}$	-	movimento linear de um ponto do corpo
$\vec{\eta}_a$	-	movimento angular de um ponto do corpo
$\vec{\eta}_i$	-	movimento linear do corpo
$\lambda$	-	comprimento de onda
$\mu$	-	freqüência diferença de duas componentes de freqüência de onda
$\mu_n$	-	diferença de freqüência na freqüência natural
$\theta$	-	direção da onda
$\rho$	-	densidade da água
$\rho_{ar}$	-	densidade do ar
$\sigma^2$	-	variância do sinal
$\omega$	-	freqüência circular de oscilação de onda

- $\zeta$  - elevação da superfície livre
- $\zeta_r$  - deslocamento relativo entre a superfície livre e a linha d'água no equilíbrio estático
- $\zeta_v$  - amortecimento viscoso em porcentagem do amortecimento crítico
- $\zeta_t$  - amortecimento total em porcentagem do amortecimento crítico

## 1. INTRODUÇÃO

Carregamentos de segunda ordem provocados pela incidência de ondas em estruturas flutuantes são formados por componentes médias, na frequência diferença, na frequência soma e no segundo harmônico. Esses carregamentos são de fundamental importância em estruturas que apresentam os períodos naturais de seus movimentos em regiões de alta e baixa frequência, fora da faixa de frequências onde existe energia espectral das ondas.

No caso de uma onda regular com frequência  $\omega$  incidindo em um corpo, as cargas e respostas de segunda ordem apresentam componentes média e segundo harmônico com frequência  $2\omega$ . Em uma onda irregular, cada par de ondas com frequências  $\omega_i$  e  $\omega_j$  podem interagir de forma quadrática não apenas para gerar as componentes média e de segundo harmônico para cada onda do par separadamente, mas também nas frequências soma  $(\omega_i + \omega_j)$  e diferença  $(\omega_i - \omega_j)$ . Enquanto os carregamentos de primeira ordem são linearmente proporcionais às alturas das ondas, os de segunda ordem são proporcionais ao produto dessas alturas.

Movimentos de segunda ordem no plano horizontal (*surge*, *sway* e *yaw*) em estruturas flutuantes ancoradas são fenômenos bem conhecidos e de extrema importância no projeto da ancoragem desses sistemas. É possível encontrar na literatura inúmeros trabalhos abordando este tópico. Através da análise dos movimentos horizontais de um corpo flutuante ancorado sujeito à incidência de ondas irregulares é possível identificar três componentes importantes:

- Um deslocamento médio da estrutura causado por um carregamento constante denominado de força de deriva média. Essa força é devida a efeitos potenciais não-lineares (segunda ordem). Juntamente com as outras forças ambientais médias (vento e corrente) e com o sistema de ancoragem, esses carregamentos definirão a posição de equilíbrio da estrutura flutuante.
- Deslocamentos oscilatórios do corpo na frequência de excitação do mar com características harmônicas e causados pelas forças de primeira ordem de onda. O valor médio dessa força e do seu respectivo movimento gerado ao longo do tempo é nulo.
- Deslocamentos oscilatórios da estrutura em frequências muito mais baixas do que aquelas presentes na onda irregular causados por elementos não-lineares (segunda ordem) no carregamento de ondas, denominados de forças de deriva lenta, e pelas características do sistema de ancoragem. Essas forças, mesmo sendo de pequena magnitude, excitam grandes amplitudes de movimentos horizontais em sistemas ancorados. As forças de deriva lenta contém componentes com frequências coincidindo com as frequências naturais nos graus de liberdade de movimentos horizontais do sistema flutuante ancorado, que, geralmente, apresentam valores baixos. Como o amortecimento para movimentos horizontais é geralmente de valor muito baixo, esse cenário acarreta amplitudes de movimentos de comportamento ressonante. É também possível associar a força de deriva lenta com as frequências dos grupos de ondas presentes em um trem de ondas irregulares.



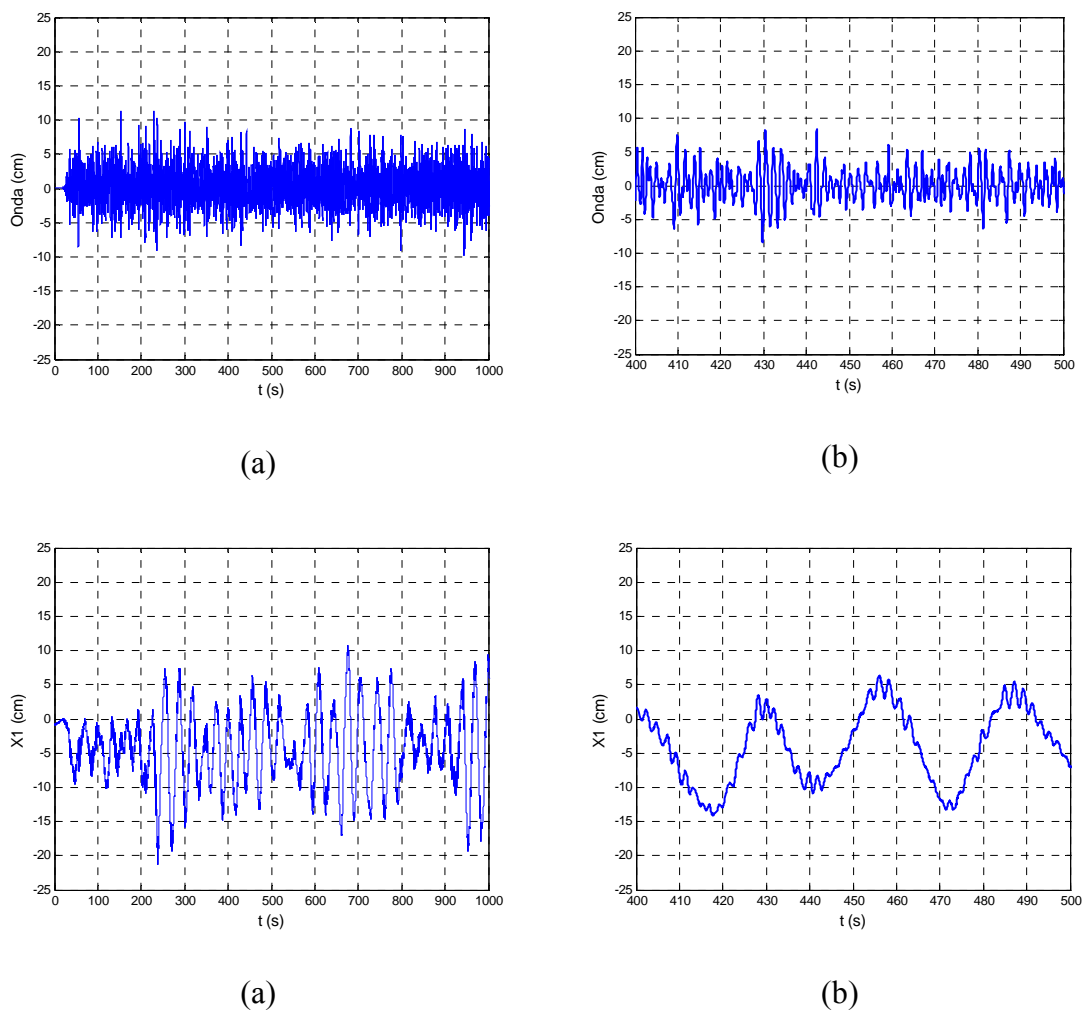
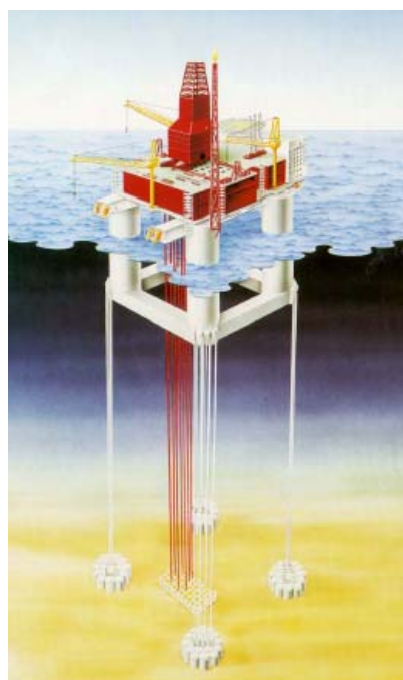


Figura 1-1 – Séries temporais típicas de elevação de onda e respectivo movimento de surge ( $X_1$ ) de um VLCC (escala do modelo: 1:70) com ancoragem horizontal.

Para ilustrar o descrito no último parágrafo, nos gráficos da Figura 1-1 vê-se os movimentos de *surge* de um modelo de VLCC (*Very Large Crude Carrier*) com uma ancoragem horizontal leve quando submetido à incidência de uma onda irregular em um tanque de provas. Os gráficos (a) são a série temporal de 0 a 1000 segundos e (b) um corte do mesmo sinal de (a) de 400 a 500 segundos. Vê-se, portanto, que o sinal do movimento de surge apresenta na maior parte do tempo valores negativos, indicando que existe um deslocamento médio da estrutura. Movimentos oscilatórios de *surge* na frequência do mar também são visíveis, no entanto, com pequena amplitude se

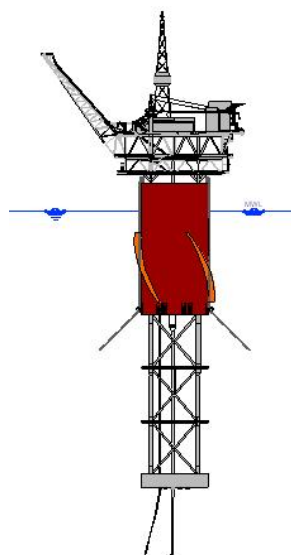
comparados com um movimento oscilatório lento em torno de 20 segundos (167 segundos na escala real) que é uma período não presente na onda irregular.

Abordando agora os graus de liberdade de movimentos no plano vertical, um primeiro exemplo onde os carregamentos de segunda ordem são de extrema relevância é para o projeto de plataformas do tipo *Tension Leg Platforms* (TLP) – ver Figura 1-2. Como esse tipo de unidade é ancorado ao fundo marinho por tendões de aço, as frequências naturais dos movimentos de *heave*, *roll* e *pitch* de uma TLP são elevadas. Nesse caso, portanto, os carregamentos de segunda ordem com componentes de segundo harmônico com frequência  $2\omega$  e nas frequências soma  $(\omega_i + \omega_j)$  têm importância fundamental para o dimensionamento dos tendões da TLP, incluindo o cálculo de fadiga. A TLP é a única plataforma que apresenta ambos movimentos de segunda ordem oscilatórios: baixa (no plano horizontal) e alta frequência (no plano vertical).



*Figura 1-2 –Figura de uma TLP.*

Outro tipo de conceito de plataforma onde foram identificados movimentos de segunda ordem no plano vertical é a SPAR (ver Figura 1-3). Como exemplo, no trabalho de CHEN et al. (1999), com base em formulações semi-empíricas para modelagem de efeitos não-lineares (equação de Morrison modificada) e aproveitando-se da geometria peculiar típica de um casco de SPAR para equacionar o problema via método de faixas (*strip theory*), foram calculados os movimentos de uma SPAR. A Figura 1-4 e Figura 1-5 apresentam gráficos com o espectro de resposta dos movimentos de *heave* e *pitch* de uma SPAR onde é visível a presença de componentes de baixa frequência. Os gráficos na parte superior dessas figuras estão relacionados à região de baixa frequência onde são apresentados valores de energia que identificam a existência de movimentos de segunda ordem. A parte inferior nas mesmas figuras contém o gráfico com o espectro de resposta na faixa de frequência de excitação do mar.



*Figura 1-3 – Figura de uma SPAR.*

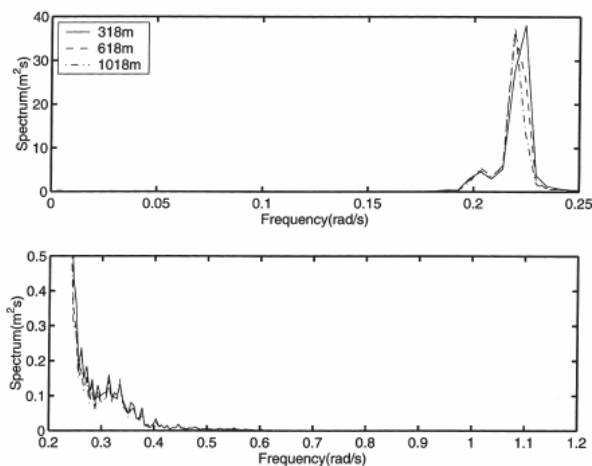


Figura 1-4 – Espectro de resposta de heave de uma SPAR. Referência: CHEN et al. (1999).

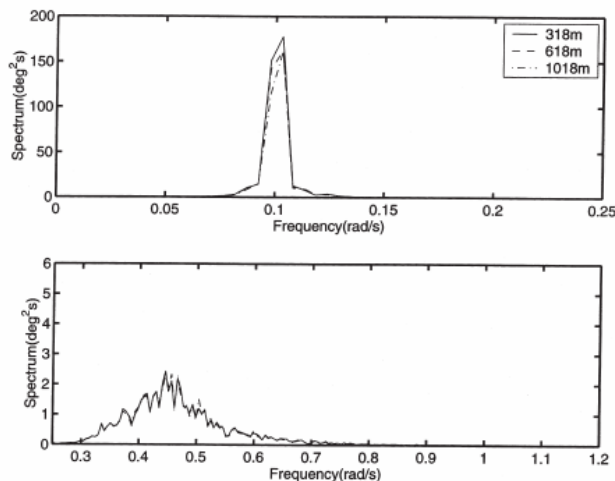


Figura 1-5 – Espectro de resposta de pitch de uma SPAR. Referência: CHEN et al. (1999).

Ensaio de modelos reduzidos de recentes projetos de Semi-submersíveis da PETROBRAS indicaram que os movimentos de segunda ordem no plano vertical apresentam uma contribuição significativa na resposta hidrodinâmica desse tipo de conceito de unidade flutuante. Nos ensaios com modelo reduzido da plataforma PETROBRAS-52 (P-52) realizados no *Norwegian Marine Technology Research Institute* em 2002, foram observados movimentos de *heave*, *pitch* e *roll* nos períodos

naturais desses graus de liberdade - ver MARINTEK (2002). Devido a esses movimentos terem sido em alguns casos até superiores aos de primeira ordem, o impacto no *air gap* dinâmico não foi desprezível. Além disso, foi constatado que esses movimentos ressonantes são fortemente influenciados pelo grau de amortecimento, o que tem relação com a presença de linhas e de correnteza.



Figura 1-6 – Ensaio experimental com modelo da P-52. Ref.: Marintek (2002).

Com o intuito de se estudar melhor o problema, uma nova bateria de testes foi realizada no Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo (IPT) em 2003 e 2004 - ver EPUSP (2004). No entanto, a segunda bateria de ensaios acabou por gerar mais dúvidas quando foi observado que os movimentos no período natural dos ensaios no IPT possuíam valores bem inferiores que os do Marintek. Na Figura 1-7 são apresentados os espectros de resposta de *pitch* para os dois ensaios nos diferentes laboratórios. Foi gerada a mesma onda de altura significativa  $H_s = 6.3\text{m}$  e com período de pico  $T_p = 10\text{s}$  na ausência de *risers* e correntezas. É visível que o movimento de *pitch* apresenta três regiões distintas de resposta: na frequência de ondas em torno de 10 segundos, no período de surge em torno de 146 segundos (causado pelo acoplamento dos movimentos de *surge* e *pitch* devido ao sistema de ancoragem em *taut leg*) e no

período natural de *pitch* em torno de 36 segundos. Este último causado pelos fenômenos de segunda ordem descritos anteriormente. Algumas hipóteses para o fato dos movimentos de segunda ordem no plano vertical no Marintek terem sido maiores do que no IPT foram sugeridos na época. Uma delas é relativa às diferenças no sistema de ancoragem do IPT e do Marintek, único aspecto distinto entre os modelos dos sistemas flutuantes, já que a geometria e as propriedades mecânicas dos cascos eram idênticas nos dois laboratórios. No entanto, verificando os ensaios de decaimento dos dois sistemas montados é possível avaliar que o nível de amortecimento do aparato do IPT é menor do que do Marintek. Essa constatação é esperada visto que a profundidade do tanque do IPT é bem menor o que acarreta em um aparato de ancoragem com comprimento de linhas reduzido e assim, menos atrito fluido. Mas essa avaliação levaria para uma conclusão contrária aos resultados obtidos, ou seja, com menos amortecimento, os movimentos de segunda ordem obtidos no ensaio do IPT deveriam ser maiores que os do Marintek. Na seção 4.2, as discrepâncias encontradas entre os ensaios realizados nos dois laboratórios são identificadas com explicações que mostram as dificuldades envolvidas na modelagem experimental de movimentos de segunda ordem no plano vertical através de testes em tanques de prova.

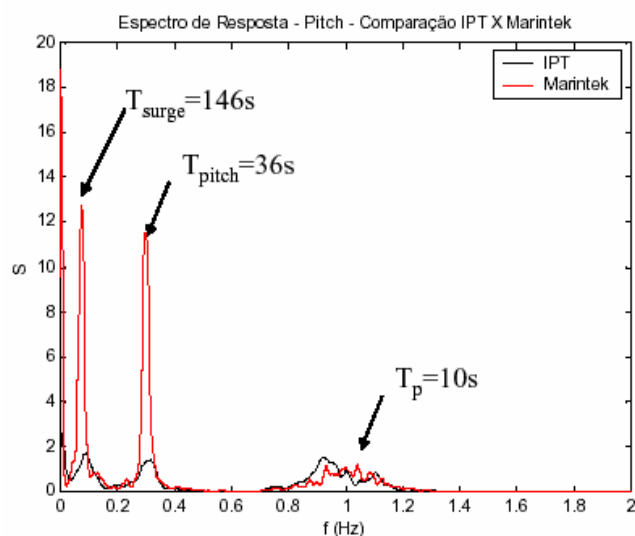
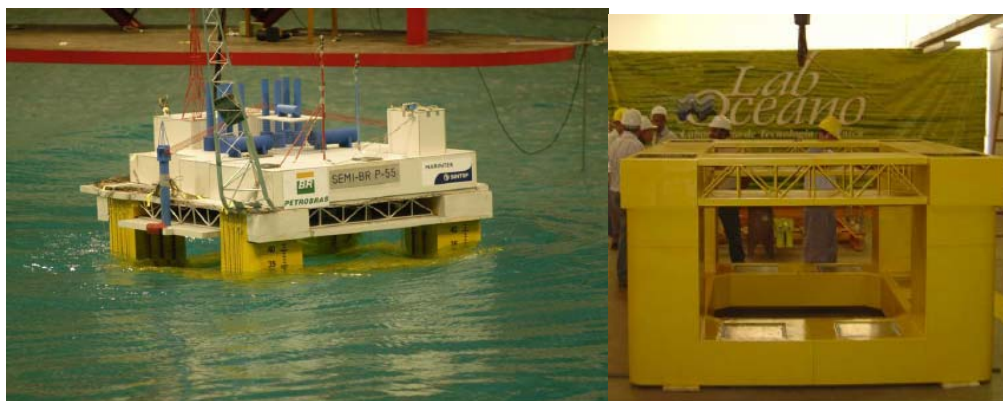


Figura 1-7 – Comparação do espectro de resposta de pitch da plataforma P-51 ( $f$  na escala do modelo e  $T$  na escala real). Ref.: EPUSP (2004).

Continuando com as plataformas Semi-submersíveis, em 2005 a PETROBRAS realizou o projeto básico de um casco para a unidade PETROBRAS-55 (P-55). Esse novo casco apresentou deslocamento e calado superiores aos da P-52. Para este projeto, foram realizados ensaios nos tanques oceânicos do Marintek e no Laboratório de Tecnologia Oceânica da Universidade Federal do Rio de Janeiro ambos no ano de 2006 - ver MARINTEK (2006) e LABOCEANO (2006).



(a)

(b)

Figura 1-8 – Ensaio experimental com modelo da P-55. Ref.: (a) MARINTEK (2006) e (b) LABOCEANO (2006).

Similar ao ocorrido nos ensaios da P-52, no caso da P-55 também foi possível verificar movimentos ressonantes significativos nos graus de liberdade de *heave*, *roll* e *pitch*. Da mesma forma que o projeto anterior, esses movimentos não foram previstos durante a execução do projeto. A Figura 1-9 apresenta os gráficos de espectros de resposta para os movimentos de *heave* e *roll*. Novamente houve o aparecimento de picos nos espectros de resposta nos períodos de 25 e 49 segundos que são os períodos naturais de *heave* e *roll* respectivamente da P-55 com ancoragem horizontal - ver MARINTEK (2006).



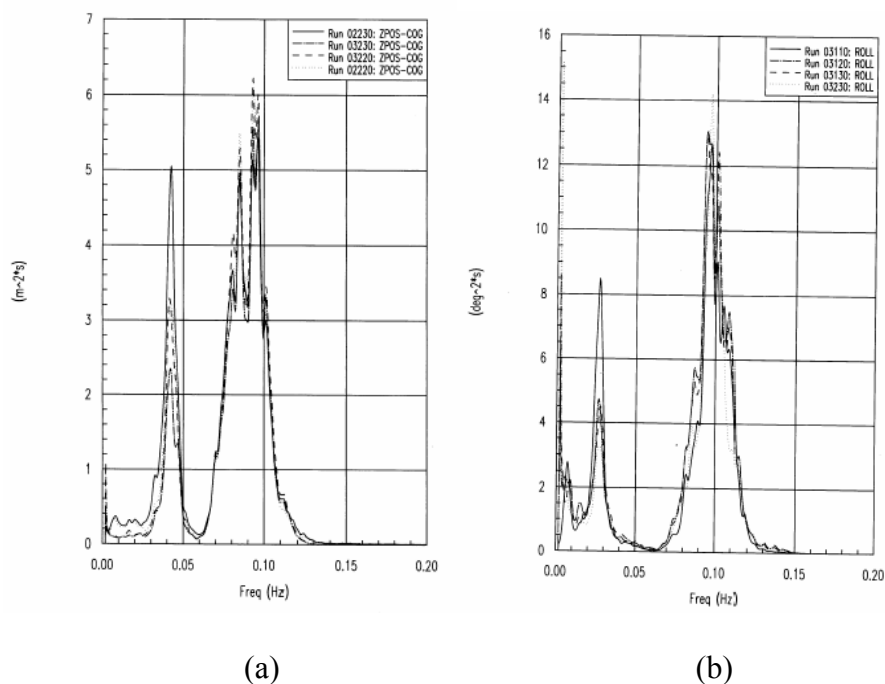


Figura 1-9 – Espectros de resposta de (a) heave e (b) roll do modelo da P-55 – Ref.: MARINTEK (2006).

Uma questão que vem em mente de imediato é porque nas plataformas semi-submersíveis anteriores, esse fenômeno não foi identificado nos ensaios em tanques de prova, surgindo apenas mais recentemente. A Figura 1-10 mostra historicamente como foi o desenvolvimento desse tipo de plataforma na PETROBRAS com relação ao calado, deslocamento e períodos naturais no plano vertical. No capítulo 3 será explicado que os movimentos de segunda ordem no plano vertical tendem a crescer em importância em relação aos de primeira ordem com o aumento do calado, porte e dos períodos naturais desse tipo de sistema. Dessa forma, conclui-se que, principalmente devido ao calado e ao deslocamento, definitivamente em futuros projetos de semi-submersíveis da PETROBRAS esse fenômeno deve ser avaliado e seus impactos quantificados em todos os aspectos do projeto de um sistema flutuante que tem relação com o comportamento no mar, tais como *risers*, ancoragem e *air gap*.

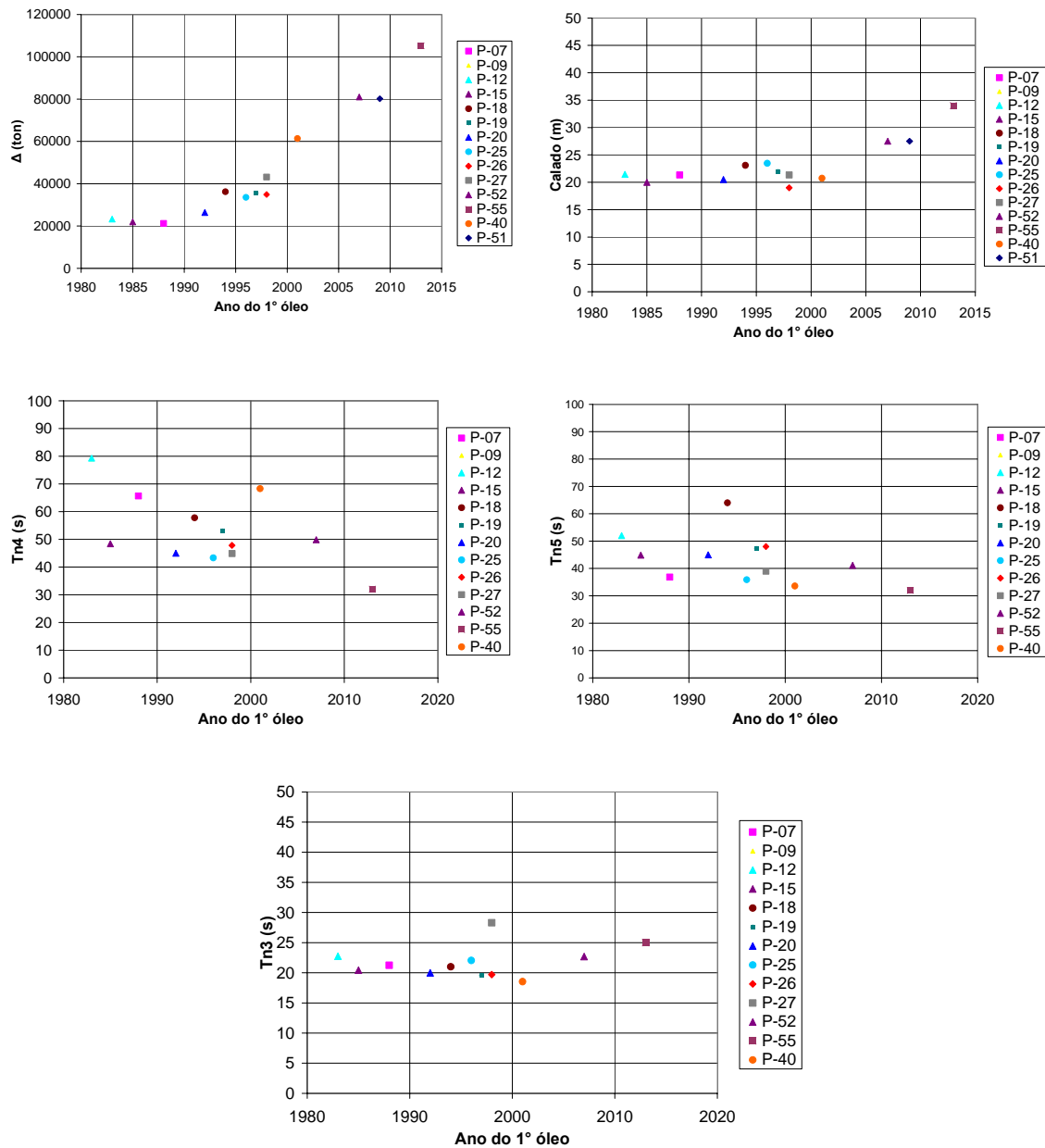


Figura 1-10 – Informações de deslocamento, calado e períodos naturais de roll, pitch e heave das plataformas Semi-submersíveis da PETROBRAS.

Outro tipo de plataforma onde se verificou movimento ressonante no plano vertical foi a Mono-Coluna. Em 2004, foram realizados ensaios no IPT - ver EPUSP (2005) - para teste de um projeto conjunto PETROBRAS e Universidade de São Paulo (USP) denominado MonoBR-GoM (Figura 1-11).



*Figura 1-11 – Ilustração de plataforma do tipo Mono-coluna. Ref.: EPUSP (2005).*

Na Figura 1-12 observam-se os espectros de onda e de movimentos das séries temporais de um dos ensaios realizados no IPT. É possível verificar, principalmente no caso do movimento de *pitch*, um pico no espectro de resposta próximo do período natural desse movimento que é em torno de 40 segundos. É importante ressaltar que esse ensaio foi realizado com ancoragem horizontal e sem *risers*, para uma onda de altura significativa  $H_s=12.7\text{m}$  e período de pico  $T_p=14.3$  segundos. Note que o movimento de *pitch*, nesse caso, é fortemente dominado pelo movimento ressonante, apresentando pouca energia nos movimentos de primeira ordem.

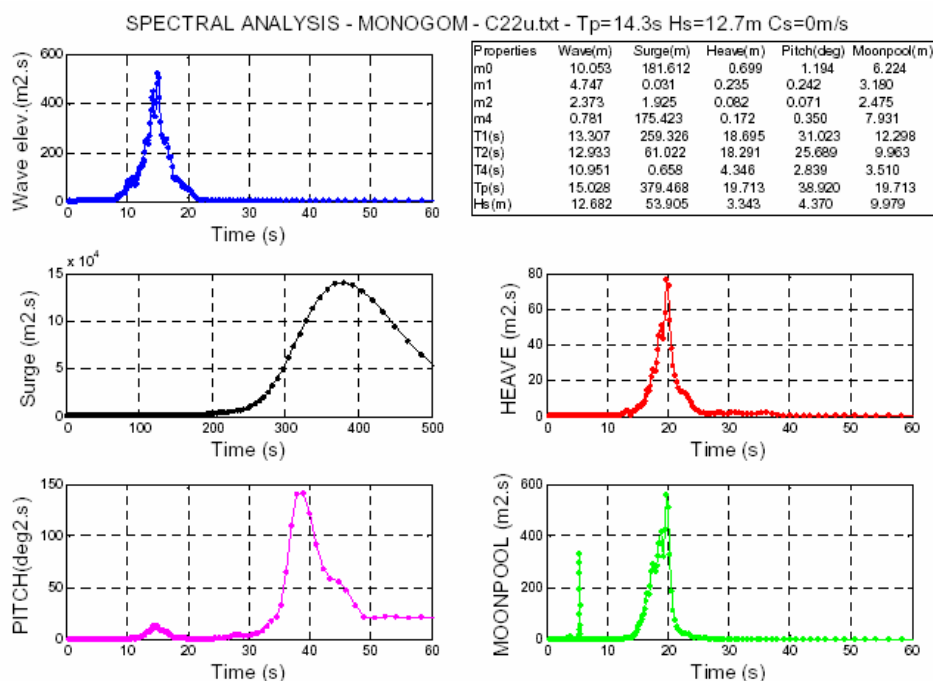


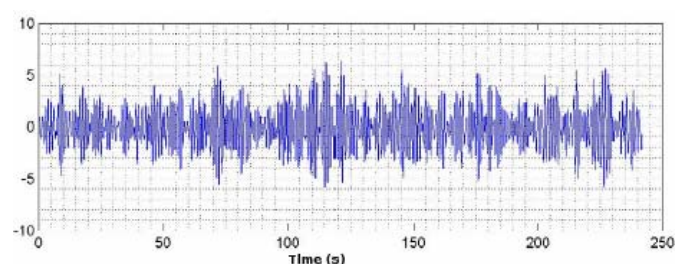
Figura 1-12 – Espectros de mar e de resposta com ensaio de plataforma tipo Monocolumna. Ref.: EPUSP (2005).

Por fim, o fenômeno de movimento de segunda ordem no plano vertical também apareceu no projeto de pesquisa conjunto PETROBRAS e USP denominado FPSOBR, como mostrado em FERREIRA *et al.* (2005). Esse projeto conceitual estudou uma geometria otimizada de um casco novo para uma plataforma do tipo FPSO (*Floating, Production, Storage and Offloading*). Com o intuito de se reduzir os movimentos de *roll* tipicamente elevados para um casco comum de FPSO (usualmente convertido de um navio VLCC), procurou-se uma geometria que elevasse o período natural de *roll* (que em FPSOs convencionais estão na faixa de 12 a 16 segundos dependendo do carregamento) para valores superiores a 20 segundos. Essa estratégia realmente reduziu os movimentos de *roll* de primeira ordem, mas também induziu o aparecimento de um movimento lento denominado *slow-roll*. Na Figura 1-13, vê-se uma foto do modelo reduzido do casco do FPSOBR ensaiado no IPT no ano de 2005. Na Figura 1-15, é apresentada a série temporal de *roll* do casco do FPSOBR quando submetido a uma

onda de altura significativa  $H_s=5.5\text{m}$  e período de pico  $T_p=10.8\text{ s}$  (Figura 1-14). Na Figura 1-16, é possível ver os espectros de onda e de resposta de *roll* das séries temporais. Observa-se que o espectro de resposta de *roll* é completamente dominado pela segunda ordem, apresentando praticamente nenhuma energia na primeira ordem. No entanto, o movimento de *slow-roll* não é pequeno, indicando que um projetista deve ficar atento para o fato de que existe um limite para o aumento do período natural visando à minimização de movimento. O ideal é conseguir um compromisso entre primeira e segunda ordem, encontrando-se um período natural que minimize a ação conjunta dos dois comportamentos.



*Figura 1-13 – Ensaio experimental com modelo do FPSOBR no IPT. Ref.: FERREIRA et al. (2005).*



*Figura 1-14 – Série temporal de elevação de onda ( $H_s=5.5\text{m}$  e  $T_p=10.76\text{s}$ ). Ref.: FERREIRA et al. (2005).*

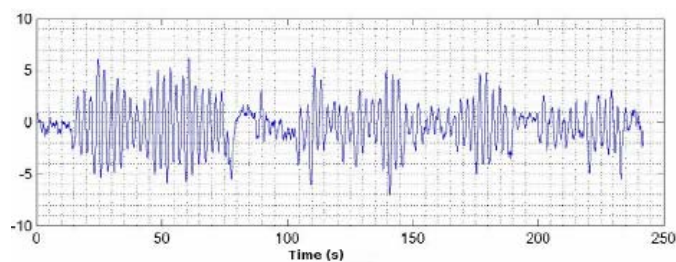


Figura 1-15 – Série temporal de movimento de roll. Ref.: FERREIRA et al. (2005).

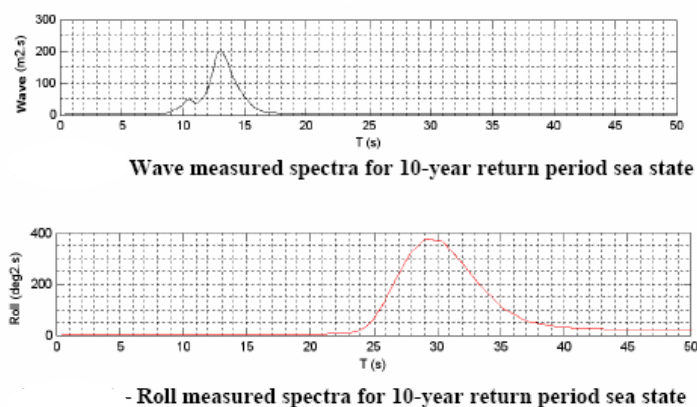


Figura 1-16 – Espectros de elevação de onda e de movimento de roll. Ref.: FERREIRA et al. (2005).

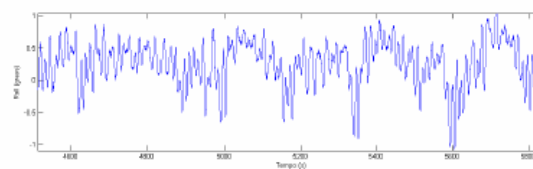
A busca de uma região ideal de períodos naturais como descrito acima foi praticada no projeto básico de um casco novo para a plataforma PETROBRAS-57 (P-57). Devido à resposta de segunda ordem elevada encontrada no projeto conceitual do FPSOBR, os períodos naturais de *roll* foram reduzidos para uma faixa entre 18.4 e 20.9 segundos. Dessa forma, como pode ser visto na Figura 1-18, os movimentos de primeira e segunda ordem passaram a coexistir na mesma ordem de magnitude. Para esse específico projeto, foram realizados ensaios no Marintek em 2005 e no LabOceano em 2006 (ver Figura 1-17).



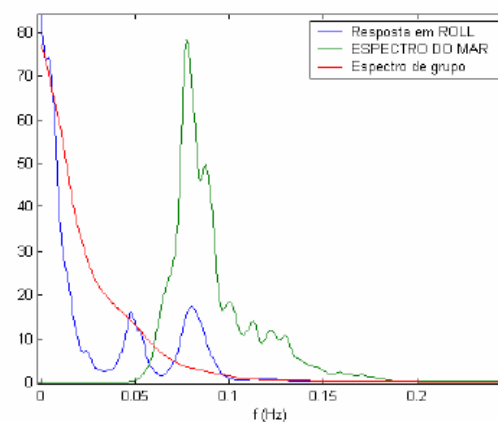
(a)

(b)

Figura 1-17 – Ensaio experimental com modelo da P-57. Ref.: (a) Marintek (2006) e (b) LabOceano (2006).



Amostra do sinal de ROLL – mar a 45 graus



Análise espectral do sinal de ROLL – mar a 45 graus

Figura 1-18 – Espectros de elevação de onda e de movimento de roll. Ref.: LabOceano (2006).

Abordando agora a possibilidade de futuros projetos na PETROBRAS, um fato que aumenta a preocupação com relação aos movimentos verticais de segunda ordem, seria a utilização de novos conceitos de plataformas flutuantes, como por exemplo,

semi-submersíveis de completação seca. Com as novas descobertas de campos de petróleo na Bacia de Santos (*Cluster* do Pré-Sal) em lâminas d'água (LDA) em torno de 2.200m, a PETROBRAS vem enfrentando um cenário de exploração e produção de petróleo desafiador. Os campos petrolíferos naquela região apresentam óleo leve, porém com uma temperatura de formação de parafina muito alta o que aumenta as dificuldades na garantia de escoamento. Uma unidade de completação seca passa a ser uma solução atrativa nesse caso devido ao acesso mais direto dos poços e uma menor troca de calor do óleo com a água do mar. Outro fator positivo é que, com os altos preços das plataformas sonda no mercado mundial, unidades de produção que apresentem sondas de perfuração e intervenção passam a ser competitivas economicamente, além de permitirem um melhor gerenciamento do reservatório com a possibilidade das intervenções e novas perfurações. Apesar do interesse para esse tipo de conceito ser evidente, a adoção de sua utilização não é simples. Sabe-se que atualmente os únicos sistemas flutuantes em operação com completação seca são do tipo SPAR e TLP. A SPAR tem a desvantagem da necessidade de uma operação de instalação de seu *topside* em uma operação *offshore*. Essa atividade pode causar grandes atrasos em sua construção se considerarmos as condições ambientais típicas na Bacia de Santos. Já a TLP tem como desvantagem principal a utilização dos tendões, que para uma LDA de 2.200m, seria uma aplicação inédita e provavelmente custosa (a TLP mais profunda atualmente é a de Magnólia instalada em uma LDA de aproximadamente 1.500m). Dessa forma, a demanda pela utilização de uma unidade semi-submersível de completação seca aumentou consideravelmente já que esse conceito não possui tendões e, talvez, não precise da realização de uma instalação *offshore* do *topside*, dependendo do calado e do local de construção da plataforma. No entanto, a característica fundamental de uma unidade de completação seca são seus movimentos muito



restritivos no plano horizontal (passeio) e vertical, pois eles devem ser reduzidos de maneira a atender o limite máximo de *stroke* (movimento vertical relativo *riser*/plataforma) suportado pela tecnologia de tensionadores disponível no mercado. Atualmente esse limite está em torno de 35 pés (10,7 m). E é por essa razão que até o momento essa solução de completação seca em unidades flutuantes só foi aplicada em unidades do tipo SPAR e TLP. Uma forma de reduzir ainda mais os movimentos de uma semi-submersível seria aumentando o seu calado, e esse procedimento com certeza influenciará os movimentos de segunda ordem no plano vertical dessa plataforma. Os reservatórios do pré-sal na Bacia de Santos estão localizados abaixo de uma camada de sal a aproximadamente 4.000m do fundo marinho e sondas que consigam perfurar poços de 8.000m de extensão serão necessárias. Uma sonda desse tipo será uma grande carga para a plataforma o que aumentará o seu tamanho. Portanto, caso uma semi-submersível de completação seca seja projetada para aplicação na Bacia de Santos, ela terá grande porte e grande calado, características que fazem com que os movimentos de segunda ordem no plano vertical cresçam em importância com relação aos de primeira ordem (ver capítulo 3). Já que essa unidade deve ter movimentos muito reduzidos, saber estimar corretamente os movimentos que essa plataforma irá apresentar passa a ter importância fundamental para o sucesso desse novo conceito de plataforma.

Como já discutido anteriormente, a força de excitação de segunda ordem na chamada “frequência diferença” induz movimentos em torno dos períodos naturais no plano vertical (que variam de 20 a 80 segundos dependendo do tipo de plataforma e do grau de liberdade de movimento). Esse problema é análogo ao dos movimentos de segunda ordem no plano horizontal (*slow drifts*), mas com uma diferença crucial: as modelagens e aproximações teóricas usualmente empregadas nesse tipo de fenômeno

para o plano horizontal podem não ser válidas no vertical. Isso é explicado por dois motivos principais:

- Os períodos naturais dos graus de liberdade horizontais são normalmente acima de 100 segundos e o erro envolvido na aproximação de NEWMAN (1974), por exemplo, cresce com o quadrado da frequência natural como mostrado em ARANHA & FERNANDES (1994);
- O aumento das dimensões dessas novas unidades implica em um aumento no calado e, uma vez que o potencial de segunda ordem decai mais lentamente com a profundidade em comparação com efeitos hidrodinâmicos lineares, o potencial de segunda ordem que era desprezado para o caso de movimentos horizontais pode passar a ter importância no plano vertical.

As aproximações teóricas mencionadas no parágrafo anterior para o cálculo das forças de segunda ordem de deriva lenta podem ter essência hidrodinâmica ou dinâmica. Com relação ao modelo hidrodinâmico, as forças de segunda ordem podem ser calculadas desprezando-se completamente o potencial de segunda ordem, - o que é sugerido por NEWMAN (1974), por exemplo - aproximando-se o potencial de segunda ordem apenas pelo potencial de onda incidente não perturbado - como proposto por PINKSTER (1980) - ou ainda desprezando-se os termos forçantes da condição de superfície livre do potencial de segunda ordem. Obviamente que o melhor seria sempre calcular o modelo mais completo e preciso e, de fato, já está disponível no mercado o programa WAMIT® - versão 6.1S - que permite obter solução numérica para o problema completo do potencial de segunda ordem. No entanto, a solução completa do problema de segunda ordem é muito mais trabalhosa em termos computacionais se comparada com a de primeira ordem. Com relação às aproximações dinâmicas, é

possível encontrar na literatura o modelo de ruído branco como proposto por CRANDALL & MARK (1963) que aproxima o carregamento de segunda ordem para toda a faixa de frequência diferença pelo carregamento apenas na frequência relativa ao período natural do grau de liberdade de movimento de interesse. Outra aproximação de modelo dinâmico é a proposta por NEWMAN (1974) que calcula os carregamentos de segunda ordem de deriva lenta apenas em relação aos coeficientes de deriva média. Por fim, ainda existe a possibilidade de realizar os cálculos teóricos considerando ou não os acoplamentos entre os graus de liberdade de movimentos.

Além da variedade de aproximações mostradas anteriormente, como será visto no capítulo 2, existem poucos trabalhos na literatura apresentando um processo de validação experimental consistente para o caso de movimentos de segunda ordem no plano vertical, o que dificulta a tomada de decisão em relação ao método que deve ser adotado nas diferentes fases de projeto de um sistema flutuante. Lembrando sempre que quanto mais preciso e completo o modelo para solucionar o problema de segunda ordem, maior será o custo computacional e de tempo para o processamento dos resultados.

Até o momento, os efeitos de segunda ordem no plano vertical não vêm sendo modelados nas análises numéricas executadas nos projetos de um sistema flutuante na PETROBRAS. Com o aparecimento desse fenômeno nos resultados experimentais acima abordados, surgiu a dúvida com relação à necessidade de revisão da metodologia de análise de projetos de sistemas flutuantes que vem sendo empregada. Antes dos projetos da P-51 e P-52 em 2002, o efeito de segunda ordem no plano vertical nunca havia exercido papel significativo na dinâmica dos sistemas flutuantes projetados ou

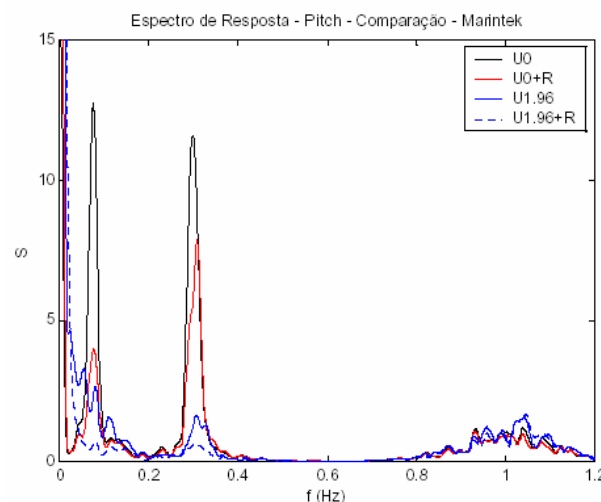
utilizados pela PETROBRAS, o que sempre era comprovado por experimentos com modelos reduzidos em tanques de prova. Porém, com o aumento das dimensões dos sistemas flutuantes, os efeitos de segunda ordem têm se manifestado de maneira mais pronunciada. A revisão dessa metodologia de projeto deve propor além de uma modelagem diferenciada para efeitos de segunda ordem no plano vertical (em relação ao plano horizontal), uma verificação de suas conseqüências em parâmetros de projeto que são afetados pelo comportamento em ondas dos sistemas flutuantes, tais como *air gap* dinâmico da plataforma vindo a causar problemas inesperados de *slamming* no convés e *green-water*, além das cargas dinâmicas nos *risers* e linhas de amarração. Vale ressaltar que apesar da incorporação dos efeitos de segunda ordem provavelmente aumentar a resposta do sistema flutuante, os movimentos de segunda ordem apresentam frequências menores e, portanto, podem ter pouca influência em relação a carregamentos dinâmicos em linhas de ancoragem e *risers*.

Com relação à modelagem dos movimentos ressonantes de segunda ordem, tanto no plano vertical quanto no horizontal, um ponto crítico e delicado é a influência do amortecimento na resposta já que esses movimentos são causados por um fenômeno ressonante. Na Figura 1-19, é possível ver a importância do amortecimento nos ensaios realizados com a plataforma P-52 no Marintek em 2002, através do espectro de resposta em *pitch* em quatro casos diferentes:

- Sem correnteza e sem risers (U0);
- Sem correnteza e com risers (U0+R);
- Com velocidade de correnteza  $U1 = 1.96$  m/s (em escala real) e sem risers (U1);

- Com velocidade de correnteza  $U1 = 1.96$  m/s (em escala real) e com risers (U1+R);

Note que nas quatro configurações ensaiadas, foi usada a mesma onda calibrada no tanque com altura significativa de onda  $H_s = 6.3$ m e período de pico  $T_p = 10$  segundos. É fácil notar que com o aumento do amortecimento do sistema, ou seja, com a presença de linhas e de correnteza, a resposta de segunda ordem diminui consideravelmente. Incluir esses efeitos na metodologia proposta parece ser essencial para uma modelagem realística do fenômeno. Além disso, essa constatação levanta uma dúvida em relação a até que ponto os movimentos ressonantes de segunda ordem medidos nos ensaios em tanque de provas com modelos reduzidos são compatíveis com os apresentados pela plataforma real já que os efeitos viscosos e, conseqüentemente, o amortecimento são fortemente influenciados pelos efeitos de escala. Uma campanha de medições em escala real parece ser fundamental para a verificação da presença e importância dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical de uma plataforma semi-submersível, bem como para a estimativa dos amortecimentos.



*Figura 1-19 – Espectros de resposta em pitch da plataforma P-52 em ensaios em diferentes níveis de amortecimento.*

Com o cenário descrito acima em mente, esse trabalho tem como objetivo principal a realização de um estudo numérico e experimental para a incorporação dos efeitos de segunda ordem e, portanto, uma correta estimativa dos movimentos no plano vertical focando principalmente o caso de plataformas semi-submersíveis. Algumas das aproximações hidrodinâmicas e dinâmicas para o cálculo dos movimentos de segunda ordem são aplicadas no domínio da frequência com o auxílio de resultados numéricos obtidos com o programa WAMIT® e comparadas entre si e com os resultados experimentais em tanques de prova com modelo reduzido. Dessa forma, é possível estabelecer quais aproximações geram resultados aceitáveis com o menor custo computacional possível. Questões relativas à realização de ensaios em tanques de prova visando a reprodução de movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical são abordadas com relação à geração de onda e fixação dos modelos. Um ponto de atenção também abordado nesse trabalho é devido às análises espectrais dos sinais de movimentos e de onda obtidos experimentalmente e suas respectivas comparações com os resultados numéricos. O amortecimento viscoso é estimado através da comparação de ensaios em ondas irregulares com o modelo teórico utilizado e essa estimativa é comparada com resultados obtidos de ensaios de decaimento em tanque de prova. Por fim, o trabalho apresenta uma monitoração em escala real da unidade P-52, em operação no Campo de Roncador (LDA=1.886m) desde Outubro de 2007. É comprovada a existência dos movimentos de segunda ordem no plano vertical em escala real, comparando o nível desses movimentos em relação aos de primeira ordem. Através de um estudo de caso, é possível provar que os movimentos de segunda ordem no plano vertical de uma semi-submersível podem ser gerados pela incidência de ondas através da confrontação das medições ambientais e de movimento com os resultados teóricos, onde também é inferido o amortecimento em escala real para um caso base específico.

Nesse contexto, no capítulo 2 deste texto é realizada uma revisão bibliográfica sobre os principais trabalhos encontrados na literatura sobre a modelagem e validação dos movimentos de segunda ordem, dando destaque maior naqueles que abordaram os movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical.

Já o capítulo 3 apresenta um resumo dos modelos matemáticos relevantes e utilizados no desenvolvimento desta pesquisa. Será explicado teoricamente, porque o efeito de segunda ordem no plano vertical tende a ser mais significativo com o aumento do calado de sistemas flutuantes. Destaque especial será dado ao modelo de ruído branco<sup>1</sup> como proposto por CRANDALL & MARK (1963): uma aproximação clássica para análise de sistemas mecânicos com respostas de banda estreita. Será visto posteriormente que essa aproximação reduz consideravelmente o tempo computacional para o cálculo de movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical, conseguindo, mesmo assim, estimativas com pequenas diferenças percentuais em relação ao cálculo completo.

No capítulo 4, são apresentados os estudos realizados com os ensaios experimentais da plataforma P-52 e os cálculos numéricos utilizando o programa WAMIT®. Aproximações hidrodinâmicas e dinâmicas são testadas e discutidas como, por exemplo, a influência do potencial de segunda ordem, aplicação do método de ruído branco e a aproximação de NEWMAN. Através dos estudos realizados, as diferenças encontradas nos ensaios da P-52 no IPT e Marintek são avaliadas. Por fim, são

---

<sup>1</sup> A utilização do modelo de ruído branco nesta pesquisa foi sugestão dada pelo Professor José A. P. Aranha.

confrontados os amortecimentos obtidos através da comparação do modelo teórico com experimentos em ondas irregulares e através de ensaios de decaimento.

No capítulo 5, é realizado mais um estudo com a plataforma P-52, desta vez com medições em escala real. Séries temporais de movimentos de *heave*, *roll* e *pitch* foram obtidas para o mês de Junho de 2008. Juntamente com as medições de condições ambientais foi possível empregar, em um estudo de caso, o cálculo teórico para comprovar que os movimentos de segunda ordem em escala real são gerados pela incidência de onda.

No último ítem, são discutidos os pontos mais importantes e as principais conclusões obtidas durante desenvolvimento da pesquisa. Algumas sugestões também são feitas para trabalhos futuros.



## 2. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

Existe uma variedade enorme de pesquisas sobre carregamentos e movimentos de segunda ordem em sistemas flutuantes. Considerando também que estudos realizados para a previsão da resistência adicional ao avanço de navios em ondas também podem ser incluídos nesse levantamento, já que os aspectos físicos desse problema são os mesmos que aqueles dos sistemas estacionários sujeitos a incidência de ondas, o número de trabalhos aumenta ainda mais. No entanto, a maioria desses estudos trata dos efeitos de segunda ordem no plano horizontal. O intuito deste tópico é contextualizar como as pesquisas sobre carregamentos e movimentos de segunda ordem se desenvolveram historicamente, destacando os trabalhos mais importantes e, principalmente, aqueles que abordaram o plano vertical com validações e comparações experimentais.

O primeiro estudo sobre a existência de uma componente média não nula na força total em ondas agindo em um corpo flutuante foi o de SUYEHIRO (1924). SUYEHIRO explicou, através da observação de experimentos, que o aparecimento dessa componente é devido à capacidade do navio de refletir parte das ondas incidentes. Usando um aparato com roldana e massa, ele mediu a força de deriva transversal experimentada por um modelo de navio quando esse está movimentando em *roll* sob a incidência de ondas.

WATANABE (1938) e HAVELOCK (1942) foram os primeiros a apresentarem uma teoria hidrodinâmica para o cálculo de uma força média constante imposta pela ação de ondas em um corpo flutuante. As expressões desenvolvidas pelos dois autores são similares e desprezam efeitos de difração para a força de deriva média de onda.

MARUO (1960) apresentou expressões para o cálculo de componentes longitudinais e transversais para a força média de segunda ordem em um navio estacionário em ondas regulares. Elas foram obtidas a partir da aplicação de leis de conservação de quantidade de movimento e energia para o corpo fluido em volta do navio. As expressões finais derivadas são avaliadas através do conhecimento do comportamento do potencial que descreve o movimento fluido a uma grande distância do corpo. NEWMAN (1967) re-determinou as expressões obtidas por MARUO (1960) e estendeu a teoria proposta incluindo uma expressão para momento médio de *yaw*. Essa forma de cálculo de forças de deriva média é chamada de método do campo distante (*far-field*) e sua autoria é atribuída a MARUO e NEWMAN.

OGILVIE (1963), foi o primeiro a abordar força de segunda ordem vertical em ondas em um corpo submerso. A partir de metodologia proposta por URSELL (1950), desenvolveu formulações analíticas baseadas na teoria potencial bidimensional e calculou as forças verticais oscilatórias de primeira ordem e de segunda ordem de deriva média para um cilindro submerso. Os cálculos foram feitos para o cilindro fixo posicionado em diferentes distâncias da superfície livre ao centro do mesmo. Foram também realizados alguns testes do cilindro com flutuação neutra e forçado a oscilar em águas calmas. Os resultados são exatos dentro da teoria potencial, no entanto, não foi apresentada nenhuma comparação com os experimentos.

HSU & BLENKARN (1970) e REMERY & HERMANS (1971) indicaram que grandes amplitudes de movimentos de baixa frequência horizontais poderiam ser induzidos pela variação lenta das forças de deriva em ondas irregulares. Eles estudaram

o fenômeno através de experimentos com uma barcaça submetida a ondas irregulares de proa.

NEWMAN (1974) apresentou uma aproximação para o cálculo de forças de deriva lenta no plano horizontal. Essa aproximação é largamente utilizada até os dias de hoje e será melhor explicada na seção 3.4 desse texto.

PINKSTER (1977) introduziu um cálculo para as forças e momentos de deriva média nos seis graus de liberdade de movimento denominado de método do campo próximo (*near-field*) ou da integração da pressão. Apesar da vantagem em relação ao método do campo distante que apenas calcula as forças no plano, por apresentar mais termos, o método do campo próximo tem uma convergência mais difícil que o anterior. A maioria dos programas de hidrodinâmica atuais apresenta os dois métodos de cálculo, e a verificação se os dois métodos apresentam os mesmos valores de forças é um excelente exercício de convergência numérica.

Outro trabalho de grande importância sobre forças de excitação de segunda ordem de baixa frequência em estruturas flutuantes foi desenvolvido por PINKSTER (1980) em sua tese de doutorado. PINKSTER descreveu toda a teoria hidrodinâmica para o caso tridimensional de um corpo flutuando sob a incidência de ondas. Foram derivadas expressões para forças de deriva média e de baixa frequência nos seis graus de liberdade de movimentos através do método de integração direta da pressão em toda superfície molhada do casco. De acordo com PINKSTER, a força total de segunda ordem é composta por cinco componentes causadas pela elevação de onda relativa de primeira ordem, pela pressão devida à velocidade de primeira ordem, pela pressão

devida ao produto do gradiente do potencial de primeira ordem e movimentos de primeira ordem, pelos produtos dos movimentos angulares de primeira ordem e forças de inércia e pelo potencial de segunda ordem. As cinco componentes de carregamentos de segunda ordem citadas anteriormente são apresentadas na seção 3.1 deste trabalho. PINKSTER também sugere uma aproximação para o potencial de segunda ordem baseada na hipótese de que a maior parte da força de segunda ordem de deriva lenta devida ao potencial de segunda ordem vem da contribuição do potencial de segunda ordem não perturbado da onda incidente, assumindo que os potenciais de primeira ordem de radiação e difração são pequenos em relação ao potencial de primeira ordem de onda incidente. Ele realiza a comparação da aproximação proposta com um resultado exato de forças de deriva lenta para um cilindro bi-dimensional e conclui que a aproximação é melhor quando a diferença de frequências tende a zero, mas não explica a razão disso. Alguns trabalhos de validação experimental também são apresentados na tese. Primeiro é feita uma comparação dos resultados de força de deriva média em ondas regulares obtidos numericamente através da integração direta da pressão com os resultados analíticos para uma esfera flutuando em águas de profundidade infinita obtidos por KUDOU (1977). Em seguida, fez comparações entre as forças e momentos médios de segunda ordem calculados computacionalmente e medidos em ensaios experimentais com ondas regulares. Nos ensaios experimentais ele usou modelos de um navio tanque, uma semi-submersível, uma barcaça e cilindro horizontal submerso em três incidências de onda: 90, 135 e 180 graus. Os resultados, em geral, mostraram uma boa aderência entre teoria e experimentos. O caso mais discrepante foi observado para força de deriva média de *sway* com o navio tanque recebendo ondas de través com períodos próximos do período natural de *roll*. Explica-se essa diferença porque os efeitos viscosos não foram incluídos no cálculo numérico e, conseqüentemente, não

houve também aderência para o movimento de *roll* de primeira ordem. PINKSTER verificou que através da inclusão de valores de amortecimentos de *roll* lineares no cálculo numérico, melhor aderência é possível obter com o experimento. No entanto, não soube explicar o motivo pelo qual quando o amortecimento linear viscoso incluído no cálculo numérico foi suficiente para aderir com os movimentos de primeira ordem de *roll*, não necessariamente foi o mesmo valor para obter o mesmo resultado do ensaio para a força de deriva média de *sway*. O último trabalho de validação experimental na tese de doutorado de PINKSTER foi para as forças de deriva lenta. Existem dois métodos pelos quais essas forças podem ser obtidas experimentalmente:

1. Através de testes de modelos com ondas bicromáticas, onde os resultados experimentais são comparados diretamente com os numéricos;
2. Através de testes de modelos com ondas irregulares, onde as séries temporais das forças de segunda ordem são analisadas através da técnica denominada “*cross-bi-spectral*”. Os resultados dessas análises são comparados diretamente com os numéricos;

Os ensaios experimentais e cálculos numéricos nesse caso foram feitos para um navio tanque com ondas bicromáticas e irregulares e uma semi-submersível com ondas irregulares apenas. Todos os casos foram avaliados com ondas de proa (180 graus). Outro importante ponto abordado foi em relação aos sistemas de restrição de movimentos, que para esse caso têm importante influência nos resultados obtidos. Foi destacado que para se medir forças de deriva lenta, o modelo não pode apresentar movimentos com frequências coincidentes com as das forças de segunda ordem. Portanto, para o caso do modelo de navio tanque foi usado um sistema de restrição de movimento dinâmico através de um sistema de servos motores e, para o caso da semi-submersível, um sistema passivo foi projetado com rigidez suficiente para manter o

período natural de surge entre as frequências de resposta de primeira e segunda ordem. Os resultados obtidos para os dois modelos mostraram uma boa correlação considerando-se a complexidade dos aparatos experimentais, bem como os métodos de análise empregados.

OGILVIE (1983) apresentou um interessante trabalho sobre o estado da arte até aquele momento dos efeitos de segunda ordem em plataformas oceânicas. Foi dada ênfase muito maior nos conceitos e métodos de análises do que em resultados propriamente ditos. Ele alertou, por exemplo, que as análises de segunda ordem são normalmente baseadas em métodos através da teoria de perturbação, que é apenas aplicável para amplitudes e declividades de onda pequenas. Outra discussão proposta por OGILVIE, é que a maioria dos trabalhos publicados sobre esse assunto traz algum tipo de consideração que elimina a necessidade de se resolver o potencial de segunda ordem. Essa consideração permite expressar a força de deriva lenta (que em princípio depende do potencial de segunda ordem) em termos da força de deriva média (a qual não depende do potencial de segunda ordem). Ele propõe que a maneira mais óbvia de provar a validade dessa consideração é resolvendo o problema de segunda ordem, mas alerta que esse é um desafio formidável. Com relação aos movimentos no plano vertical, estruturas de grande volume são projetadas com pequena área de linha d'água com o propósito de manter as frequências ressonantes de *heave*, *roll* e *pitch* fora da região de frequência de ondas, mas, por outro lado, acabam por apresentar movimentos de deriva lenta. Não é incomum encontrar períodos da ordem de 30 a 60 segundos para movimentos no plano vertical. OGILVIE chamou atenção para o fato de que, nesse caso, a aproximação apresentada por NEWMAN (1974) não é válida devido às frequências ressonantes no plano vertical serem consideravelmente maiores que as dos

movimentos no plano horizontal. Outro exemplo destacado por esse autor, é para as plataformas do tipo TLP, onde excitações verticais de segunda ordem causadas por componentes de soma de frequência podem gerar problemas de fadiga nos tendões desse tipo de unidade (*springing*).

Em DALLINGA *et al.* (1988), é apresentada pela primeira vez a aproximação de ruído branco para o cálculo de movimentos de segunda ordem no plano vertical de uma estrutura flutuante, no caso específico de uma semi-submersível. A discussão do trabalho é focada em torno da aplicação de métodos estatísticos para a determinação dos valores extremos de carga nas linhas de ancoragem, de movimentos de *roll* e de *air gap* dinâmico. Considerações são feitas com relação aos sinais que apresentam componentes de primeira e segunda ordem. A aproximação de ruído branco nesse trabalho é usada para a determinação do amortecimento de *roll* através do pico e da largura de banda do espectro de resposta do movimento de *roll*. Como conclusão final, os autores alertam que os movimentos de segunda ordem de baixa frequência não estão limitados aos movimentos no plano horizontal, eles também afetam fortemente os movimentos de *roll* e movimentos relativos com as ondas.

FALTINSEN (1990) também apresenta a aproximação de ruído branco para o cálculo de movimentos de deriva lenta de estruturas submetidas a ondas irregulares. É informado que, para estruturas ancoradas, movimentos ressonantes de deriva lenta ocorrem em *surge*, *sway* e *yaw*, enquanto que, para estruturas flutuantes livres com pequena área de linha d'água movimentos de segunda ordem de deriva lenta também ocorrem em *heave*, *pitch* e *roll*. Além disso, é explicado que excitações de deriva lenta

são tão maiores quanto maiores forem as cargas médias de onda, ou seja, movimentos de segunda ordem são mais importantes em estruturas de grande volume.

LEE *et al* (1991) fazem um resumo sobre os métodos numéricos para a avaliação de carregamentos de segunda ordem baseados no método de painéis e aplicáveis em estruturas tridimensionais. A teoria abordada por eles nesse trabalho foi implementada no programa WAMIT® onde é possível calcular os carregamentos em estruturas flutuantes incorporando os efeitos do potencial de segunda ordem. Por ser possível calcular os carregamentos no plano vertical com o potencial completo de segunda ordem é que foi decidido utilizar o programa WAMIT® nesta pesquisa. Em LEE & NEWMAN (2004) a teoria apresentada no trabalho citado anteriormente é desenvolvida com mais detalhes.

Como já mencionado no capítulo 1 deste trabalho, para unidades do tipo TLP, carregamentos de segunda ordem verticais têm importância significativa. Novamente em LEE *et al* (1991), resultados ilustrativos são apresentados para carregamentos de segunda ordem com componentes de segundo harmônico com frequência  $2\omega$  e nas frequências soma  $(\omega_i + \omega_j)$  para uma TLP ISSC sujeita a ondas monocromáticas e bicromáticas. Testes de convergência variando-se o número de painéis do casco e da superfície livre são realizados. Para o caso de carregamentos de *heave* com a TLP em profundidade infinita, a convergência foi mais difícil. Por fim, conclui-se que a contribuição vinda do cálculo não homogêneo da superfície livre fornece um aumento significativo nos carregamentos verticais da TLP os quais podem, de fato, dominar os de primeira ordem.



MOLIN (1993) apresentou como calcular os carregamentos de segunda ordem em ondas regulares (componentes permanente e na frequência  $2\omega$ ) e no caso de ondas com várias frequências. Algumas comparações de experimentos com cálculos numéricos são apresentados para forças de deriva no plano de um navio tanque e plataformas semi-submersíveis. Houve excelente aderência nos resultados para o navio, no entanto, uma maior dispersão para os resultados com as semi-submersíveis, o que indica que efeitos de ordem superior ou, mais provavelmente, efeitos viscosos podem estar presentes. MOLIN também alerta para o fato de que forças de deriva são extremamente sensíveis à superposição de corrente e que, para que a teoria potencial ainda ser aplicável, a velocidade da corrente tem que ser menor que a velocidade da partícula de onda. Isso implica que o número de Brard  $\left(\frac{U_c \omega}{g}\right)$  deve ser menor que a declividade da onda ( $KA$ ). Outro interessante resultado computacional mostrado são forças de segunda ordem na frequência  $2\omega$  para um cilindro vertical, apresentando as componentes devidas ao potencial de primeira ordem, integral na superfície do corpo, integral na superfície livre e potencial de segunda ordem incidente. Nenhuma comparação experimental é feita com esses carregamentos. Para o cálculo de movimentos de deriva lenta, MOLIN também apresenta a aproximação de ruído branco e conclui que quando o amortecimento e rigidez do sistema são pequenos, os movimentos podem ser grandes, mesmo com forças de excitação pequenas. Também conclui que movimentos de deriva lenta são criticamente dependentes da quantidade de amortecimento presente e é inútil calcular os carregamentos de segunda ordem se o amortecimento não é conhecido. Por esse motivo, ele mostra como é difícil quantificar todos os amortecimentos presentes em um sistema flutuante, tais como: de radiação, *wave drift damping*, viscosos no casco, arrasto em linhas de ancoragem, *risers* e

tendões, fricção de linhas no leito marinho e variação do vento com a velocidade da estrutura.

Com relação aos movimentos de *roll* de segunda ordem, LIU (2003) apresentou um trabalho identificando que cascos de navio com períodos naturais superiores a 20 segundos começam a experimentar movimentos de *slow-roll*. Para estudar esse fenômeno, as forças de excitação de segunda ordem foram modeladas através de um método de elemento de contorno de alta-ordem denominado de HOBEM (*higher-order boundary element method*) e os movimentos foram obtidos pelo cálculo no domínio da frequência. Alguns testes em tanques de prova com modelos reduzidos foram realizados com boa aderência entre a teoria e experimentos. Além do trabalho anterior, é possível encontrar na literatura estudos de *slow-roll* em um casco novo otimizado de FPSO (denominado de FPSOBR) conduzido por FERREIRA *et al.* (2003) e REZENDE *et al* (2008) onde esse fenômeno foi identificado experimentalmente em tanque de provas. No segundo trabalho, foi também realizada uma comparação com cálculo numérico no domínio da frequência através do programa HYDROSTAR®.

Por fim, outro tipo de plataforma onde pode ser encontrado na literatura trabalhos publicados relatando movimentos de segunda ordem no plano vertical é a SPAR. Como a geometria da SPAR é composta por um cilindro vertical com grande altura em relação ao diâmetro, o equacionamento do cálculo de forças de segunda ordem da SPAR pode ser feito através do método de faixas e utilizando formulações semi-empíricas para modelagem de efeitos não-lineares (equação de Morison modificada). Podem-se destacar aqui pesquisas realizadas por FISCHER (1998), CHEN *et al* (1999), MA & PATEL (2001), TAO *et al* (2004) e ANAM & ROSSET (2004).

### 3. MODELAGEM MATEMÁTICA

#### 3.1 Determinação dos carregamentos de segunda ordem

Nesta seção será apresentado um resumo da modelagem matemática para o cálculo das forças de segunda ordem agindo em um corpo flutuante, usando como base a teoria potencial. O sistema de coordenadas aqui adotado é cartesiano com a origem O fixa na superfície livre em repouso e o eixo Oz apontando para cima. O vetor posição de um ponto do domínio é escrito na forma  $\vec{X} = (x, y, z) = x\vec{i} + y\vec{j} + z\vec{k}$ . Considere a função potencial  $\phi(x, y, z, t)$ , que aqui nesse trabalho será representada apenas por  $\phi$ , cujo gradiente representa o campo de velocidades  $\vec{V}(\vec{X}, t)$  das partículas fluidas:

$$\vec{V}(\vec{X}, t) = u\vec{i} + v\vec{j} + w\vec{k} = \nabla\phi = \frac{\partial\phi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\phi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\phi}{\partial z}\vec{k} \quad (3.1)$$

A função  $\phi$  deve satisfazer as seguintes equações e condições de contorno:

- Equação de Laplace – considerando-se que o fluido é incompressível

( $\text{div}\vec{V}(\vec{X}, t) = 0$ ) e irrotacional ( $\text{rot}\vec{V}(\vec{X}, t) = \vec{0}$ ), então:

$$\nabla^2\phi = \frac{\partial^2\phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\phi}{\partial z^2} = 0 \quad (3.2)$$

- Condição de contorno no fundo – em um meio fluido de profundidade h, a modelagem matemática deve garantir que partículas fluidas não atravessem o fundo:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} \rightarrow 0 \Big|_{z \rightarrow h}$$

(3.3)

- Condição cinemática na superfície livre – considere a elevação da superfície livre  $z$  representada pela função  $\zeta(x, y, t)$ , isto é a superfície livre é descrita pela expressão  $F(x, y, z, t) = z - \zeta(x, y, t) = 0$ . Nessa superfície temos que impor a condição cinemática que diz que as partículas fluidas que a compõe têm que permanecer sobre ela, o que é equivalente a dizer que as velocidades das partículas fluidas e da superfície, em cada um de seus pontos, têm componentes iguais na direção da normal à superfície. Essa condição é traduzida pela aplicação da derivada material (substantiva):

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} + w \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial z}$$

à função  $F(x, y, z, t) = 0$ :

$$\frac{Dz}{Dt} - \frac{D\zeta(x, y, t)}{Dt} = 0.$$

Como

$$\frac{Dz}{Dt} = w = \frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=\zeta}$$

e

$$\frac{D\zeta(x, y, t)}{Dt} = \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{z=\zeta} + \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_{z=\zeta}$$

tem-se:

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} \Big|_{z=\zeta} - \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial t} - \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial x} \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_{z=\zeta} - \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial y} \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_{z=\zeta} = 0$$

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=\zeta} = \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial x} \left. \frac{\partial \phi}{\partial x} \right|_{z=\zeta} + \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial y} \left. \frac{\partial \phi}{\partial y} \right|_{z=\zeta} \quad (3.4)$$

A equação (3.4) impõe a relação que deve existir entre a função  $\zeta(x, y, t)$  e a função potencial  $\phi$  para que as partículas fluidas na superfície livre permaneçam na superfície livre.

- Condição dinâmica na superfície livre: a pressão exercida pelo meio fluido na superfície livre deve ser igual à pressão atmosférica. Dessa forma, através da integral da equação de Euler:

$$p = -\rho \left( \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \phi|^2 + gz \right), \quad (3.5)$$

fazendo  $p = p_{atm}$  e  $z = \zeta(x, y, t)$ , obtém-se:

$$p_{atm} = -\rho \left( \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=\zeta} + \frac{1}{2} \left. |\nabla \phi|^2 \right|_{z=\zeta} + g\zeta(x, y, t) \right) \quad (3.6)$$

Com  $p_{atm} = 0$  chega-se, portanto, a:

$$\zeta(x, y, t) = -\frac{1}{g} \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=\zeta} - \frac{1}{2g} \left. |\nabla \phi|^2 \right|_{z=\zeta} \quad (3.7)$$

As condições de superfície livre, expressas pelas equações (3.4) e (3.7), têm caráter não linear, pois a função potencial de velocidade e suas derivadas têm que ser

avaliadas na superfície livre que é uma incógnita do problema (não se sabe onde a superfície livre está antes de se resolver o problema). Além disto, observa-se a presença de termos de ordem quadrática.

Uma forma de eliminar a dependência implícita em  $z$  é através da transferência da avaliação das derivadas na superfície livre  $z = \zeta(x, y, t)$  para a posição média  $z = 0$  através da expansão de Taylor.

Assim, expandindo as equações (3.4) e (3.7) em torno de  $z = 0$  em série de Taylor e desprezando os termos de segunda ordem e superiores, tem-se:

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{\partial \zeta(x, y, t)}{\partial t} \right|_{z=0} \quad (3.8)$$

$$g\zeta(x, y, t) + \left. \frac{\partial \phi}{\partial t} \right|_{z=0} = 0 \quad (3.9)$$

Em seguida, ao substituir a função  $\zeta(x, y, t)$  obtida em (3.9) em (3.8), obtem-se uma condição de superfície livre para a função  $\phi$  (na forma conhecida como condição de Cauchy-Poisson):

$$g \left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} + \left. \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} \right|_{z=0} = 0 \quad (3.10)$$

Resolvendo-se o problema (3.10) para  $\phi$  e retornando à expressão (3.9) obtém-se a expressão para a função  $\zeta(x, y, t)$ . Este é o procedimento utilizado na teoria linear de Airy.

Para se aprimorar a solução, levando-se em conta a influência de efeitos devidos aos termos desprezados, pode-se utilizar uma técnica de perturbação bem conhecida que é a expansão proposta por Stokes. Considerando-se que o parâmetro de perturbação é a declividade da onda  $\delta = \frac{2A}{\lambda}$ , sendo  $A$  e  $\lambda$  a amplitude e o comprimento da onda respectivamente, é possível expandir o potencial de velocidades do escoamento  $\phi$  e a equação da superfície livre  $\zeta(x, y, t)$  da seguinte forma:

$$\phi(x, y, z, t) = \delta \cdot \phi^{(1)}(x, y, z, t) + \delta^2 \cdot \phi^{(2)}(x, y, z, t) + O(\delta^3) + \dots \quad (3.11)$$

$$\zeta(x, y, t) = \delta \cdot \zeta^{(1)}(x, y, t) + \delta^2 \cdot \zeta^{(2)}(x, y, t) + O(\delta^3) + \dots \quad (3.12)$$

Introduzindo as equações (3.11) e (3.12) nas condições de contorno definidas anteriormente em (3.4) e (3.7), e aplicando o conceito de ordem de magnitude, pode-se separar os problemas de valor de contorno para as funções  $\phi^{(n)}(x, y, z, t)$  e  $\zeta^{(n)}(x, y, t)$  nas diversas ordens. Os problemas de valor de contorno estabelecidos para as diversas ordens  $n$  são então resolvidos. Assim, desprezando termos de ordem cúbica ou superior na declividade, é possível obter dois conjuntos de equações complementares. O primeiro relativo à condição de contorno de primeira ordem, já definido anteriormente:

$$\nabla^2 \phi^{(1)} = 0 \quad (3.13)$$

$$\left. \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \right|_{z \rightarrow -\infty} \rightarrow 0 \quad (3.14)$$

$$\left. \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} = \frac{\partial \zeta^{(1)}(x, y, t)}{\partial t} \right|_{z=0} \quad (3.15)$$

$$\zeta^{(1)}(x, y, t) = -\frac{1}{g} \left. \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} \right|_{z=0} \quad (3.16)$$

O segundo grupo de equações representa o problema de segunda ordem, incluindo a equação de Laplace, condição de contorno de fundo e as condições cinemáticas e dinâmicas da superfície livre:

$$\nabla^2 \phi^{(2)} = 0 \quad (3.17)$$

$$\left. \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} \right|_{z \rightarrow -\infty} \rightarrow 0 \quad (3.18)$$

$$\left. \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} = \frac{\partial \zeta^{(2)}(x, y, t)}{\partial t} + \frac{\partial \zeta^{(1)}(x, y, t)}{\partial x} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial x} + \frac{\partial \zeta^{(1)}(x, y, t)}{\partial y} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial y} - \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial z^2} \zeta^{(1)}(x, y, t) \right|_{z=0} \quad (3.19)$$

$$\zeta^{(2)}(x, y, t) = -\frac{1}{g} \left. \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial t} - \frac{1}{2g} |\nabla \phi^{(1)}|^2 - \frac{1}{g} \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial t \partial z} \zeta^{(1)}(x, y, t) \right|_{z=0} \quad (3.20)$$

Da mesma forma que feito em (3.10), obtem-se a condição de superfície livre para o potencial  $\phi^{(2)}$ :



$$\frac{\partial^2 \phi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} = -\frac{\partial}{\partial t} |\nabla \phi^{(1)}|^2 + \frac{1}{g} \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\partial^2 \phi^{(1)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial z} \right) \quad (3.21)$$

É importante notar que, para encontrar a solução do potencial de segunda ordem  $\phi^{(2)}$  que atenda à equação (3.21), é preciso primeiramente resolver o problema de primeira ordem, ou seja, encontrar potencial  $\phi^{(1)}$ . Por esse motivo pode-se dizer que a solução do problema de segunda ordem é forçada pela solução linear.

Outra importante observação é que, além das condições de contorno apresentadas de (3.13) a (3.20), existem as condições de contorno do corpo que devem ser satisfeitas pelos potenciais de difração e irradiação e que não serão apresentadas neste trabalho.

Expandindo-se o campo de pressão e o vetor normal ao corpo (com sentido para fora do corpo) da mesma forma feita para o potencial de velocidades e a função que descreve a superfície livre, temos:

$$p(x, y, z, t) = p^{(0)} + \delta \cdot p^{(1)}(x, y, z, t) + \delta^2 \cdot p^{(2)}(x, y, z, t) + O(\delta^3) + \dots \quad (3.22)$$

$$\vec{n}(\vec{X}, t) = \vec{n}^{(0)} + \delta \cdot \vec{n}^{(1)}(\vec{X}, t) + \delta^2 \cdot \vec{n}^{(2)}(\vec{X}, t) + O(\delta^3) + \dots \quad (3.23)$$

sendo que, com a equação da integral de Euler (3.5) expandida em série de Taylor, chega-se a:

- $p^{(0)} = -\rho g \bar{z}$  - é a pressão hidrostática em  $\bar{z}$  (posição vertical média de cada ponto da superfície do casco)

- $p^{(1)} = -\rho g \Delta z^{(1)} - \rho \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t}$ , onde  $\Delta z$  é a variação da posição vertical de

cada ponto da superfície do casco com os movimentos do sistema flutuante;

- $p^{(2)} = -\rho g \Delta z^{(2)} - \rho \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial t} - \frac{1}{2} \rho \nabla |\phi^{(1)}|^2 - \rho \vec{\eta}^{(1)} \cdot \nabla \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t}$ , sendo

$\vec{\eta} = \vec{\eta}_l + \vec{\eta}_a \times \vec{r}$  o movimento linear  $\vec{\eta}$  de um ponto do casco, dado pela soma do movimento linear do corpo  $\vec{\eta}_l$  com o produto vetorial do movimento angular  $\vec{\eta}_a$  e o vetor posição  $\vec{r}$ .

(3.24)

As forças e momentos atuantes no corpo podem ser calculados através da integral do produto das pressões (3.22) pelo vetor normal ao corpo (3.23):

$$- \int_{S_0 + \Delta S} \left( p^{(0)} + \delta \cdot p^{(1)}(\vec{x}, t) + \delta^2 \cdot p^{(2)}(\vec{x}, t) + O(\delta^3) + \dots \right) \left( \vec{n}^{(0)} + \delta \cdot \vec{n}^{(1)}(\vec{x}, t) + \delta^2 \cdot \vec{n}^{(2)}(\vec{x}, t) + O(\delta^3) + \dots \right) dS \quad (3.25)$$

onde  $S_0$  é a área submersa do corpo flutuante na posição de equilíbrio estático e  $\Delta S$ , a variação da área do casco em relação aos movimentos do corpo e da superfície livre. As forças e momentos de segunda ordem serão gerados pelos seguintes produtos entre pressões e normais:

$$\vec{F}^{(2)}, \vec{M}^{(2)} = - \int_{S_0} \left( p^{(0)} \vec{n}^{(2)} + p^{(1)} \vec{n}^{(1)} + p^{(2)} \vec{n}^{(0)} \right) dS - \int_{\Delta S} \left( p^{(0)} \vec{n}^{(1)} + p^{(1)} \vec{n}^{(0)} \right) dS \quad (3.26)$$

Definindo agora os seguintes termos:

$\zeta_r^{(1)}(x, y, t)$  - deslocamento relativo entre a superfície livre e a linha d'água no equilíbrio estático;

$L$  e  $dl$  - a linha e o elemento de linha da interseção entre a superfície livre e a superfície do casco do corpo flutuante;

através de trabalhoso desenvolvimento da equação (3.26) e isolando os termos resultantes de segunda ordem como proposto por PINKSTER (1980), chega-se a cinco componentes para o cálculo de carregamentos de segunda ordem de excitação de onda:

- Componente I - Efeito do movimento relativo de primeira ordem onda-corpo próximo à superfície livre. Componente que vem da parcela com a derivada do potencial de primeira ordem em relação ao tempo na segunda integral da equação (3.26). Através do desenvolvimento de

$$-\int_{\Delta S} p^{(1)} \bar{n}^{(0)} dS = -\int_{\Delta S} \rho \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} \bar{n}^{(0)} dS, \text{ substituindo } -\rho \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} = \rho g \zeta_r^{(1)}(x, y, t) \text{ e}$$

transformando a integral na superfície oscilatória  $\Delta S$  em uma integral de linha no contorno da superfície do casco com a superfície livre, chega-se a:

$$\bar{F}_1^{(2)} = -\frac{1}{2} \rho g \int_L \zeta_r^{(1)}(x, y, t)^2 \bar{n}^{(0)} dl \quad (3.27)$$

$$\bar{M}_1^{(2)} = -\frac{1}{2} \rho g \int_L \zeta_r^{(1)}(x, y, t)^2 (\bar{r} \times \bar{n}^{(0)}) dl \quad (3.28)$$

- Componente II - Efeito do quadrado da Velocidade de Primeira Ordem. Surge da parcela quadrática do potencial de primeira ordem no terceiro termo da primeira integral da equação (3.26),  $-\int_{S_0} (p^{(2)} \bar{n}^{(0)}) dS$ :

$$\vec{F}_2^{(2)} = \int_{S_0} \frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2 \vec{n}^{(0)} dS \quad (3.29)$$

$$\vec{M}_2^{(2)} = \int_{S_0} \frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2 (\vec{r} \times \vec{n}^{(0)}) dS \quad (3.30)$$

- Componente III - Efeito do movimento de primeira ordem e a pressão de primeira ordem. Também é devida ao terceiro termo da primeira integral da equação (3.26), mas, nesse caso, da parcela vinda da expansão de Taylor em

$$p^{(2)}, - \int_{S_0} (p^{(2)} \vec{n}^{(0)}) dS :$$

$$\vec{F}_3^{(2)} = \int_{S_0} \rho \vec{\eta}^{(1)} \cdot \nabla \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} \vec{n}^{(0)} dS \quad (3.31)$$

$$\vec{M}_3^{(2)} = \int_{S_0} \rho \vec{\eta}^{(1)} \cdot \nabla \frac{\partial \phi^{(1)}}{\partial t} (\vec{r} \times \vec{n}^{(0)}) dS \quad (3.32)$$

- Componente IV – Contribuição dos produtos de movimentos angulares de primeira ordem e forças de inércia. Vem do segundo termo da primeira integral da equação (3.26). Através do desenvolvimento de

$$- \int_{S_0} (p^{(1)} \vec{n}^{(1)}) dS = -\vec{\eta}_\alpha^{(1)} \times \int_{S_0} (p^{(1)} \vec{n}^{(0)}) dS = \vec{\eta}_\alpha^{(1)} \times \left\{ \vec{F}^{(1)} - \vec{\eta}_\alpha^{(1)} \times (0,0, Mg) \right\} \quad \text{e} \quad \text{da}$$

aplicação da segunda Lei de Newton  $\vec{F}^{(1)} - \vec{\eta}_\alpha^{(1)} \times (0,0, Mg) = M \ddot{\vec{\eta}}_l^{(1)}$ , chega-se a:

$$\vec{F}_4^{(2)} = \vec{\eta}_\alpha^{(1)} \times \ddot{\vec{\eta}}_l^{(1)} M \quad (3.33)$$

$$\vec{M}_4^{(2)} = \vec{\eta}_\alpha^{(1)} \times \ddot{\vec{\eta}}_\alpha^{(1)} I \quad (3.34)$$

- Componente V – Efeito dos potenciais de segunda ordem. Essa componente

surge do termo de potencial de segunda ordem de  $p^{(2)}$  em  $\int_{S_0} (p^{(2)} \vec{n}^{(0)}) dS$  :

$$\vec{F}_5^{(2)} = \int_{S_0} \rho \left( \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial t} \right) \vec{n}^{(0)} dS \quad (3.35)$$

$$\vec{M}_5^{(2)} = \int_{S_0} \rho \left( \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial t} \right) (\vec{r} \times \vec{n}^{(0)}) dS \quad (3.36)$$

O termo  $\int_{\Delta S} (p^{(0)} \vec{n}^{(1)}) dS$  é nulo pois a pressão hidrostática  $p^{(0)}$  na superfície

oscilatória deve ser obtida em  $\bar{z}=0$ . Por fim,  $\int_{S_0} (p^{(0)} \vec{n}^{(2)}) dS$  e o termo da variação da

posição vertical de cada ponto da superfície do casco com os movimentos de segunda ordem do sistema flutuante no terceiro termo da primeira integral da equação (3.26) -

$\int_{S_0} (p^{(2)} \vec{n}^{(0)}) dS = \int_{S_0} \rho g \Delta z^{(2)} \vec{n}^{(0)} dS$  - são forças hidrostáticas reativas de segunda ordem e

não forças de segunda ordem de excitação de onda.

### 3.2 Carregamentos de segunda ordem para duas ondas

Considere um mar bi-cromático incidindo sobre um corpo flutuante. Ou seja, uma série temporal formada pela combinação de duas ondas de amplitudes e frequências distintas  $(A_1; \omega_1)$  e  $(A_2; \omega_2)$ . O potencial de primeira ordem para esse problema pode ser definido da seguinte forma:

$$\phi^{(1)}(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \left[ A_1 \phi_1^{(1)}(x, y, z) e^{-i\omega_1 t} + A_2 \phi_2^{(1)}(x, y, z) e^{-i\omega_2 t} \right] + (*); \quad (3.37)$$

sendo  $(*)$  o complexo conjugado do termo à esquerda. Note que  $\phi^{(1)}$  é a função potencial de primeira ordem na sua forma real, e que  $A_1, A_2, \phi_1^{(1)}$  e  $\phi_2^{(1)}$  são números e funções complexos.

Como visto em (3.24), a parcela de segunda ordem do campo de pressão devida ao quadrado do gradiente do potencial de primeira ordem é dada por:

$$p_1^{(2)}(x, y, z, t) = -\frac{1}{2} \rho |\nabla \phi^{(1)}|^2 \quad (3.38)$$

Através de (3.37) em (3.38) chega-se a um equacionamento onde é possível verificar a influência dos potenciais de primeira ordem de cada onda harmônica no campo de pressões de segunda ordem:

$$p_1^{(2)}(x, y, z, t) = -\frac{1}{8} \rho \left[ \begin{aligned} & A_1 A_1^* |\nabla \phi_1^{(1)}| |\nabla \phi_1^{(1)*}| + A_2 A_2^* |\nabla \phi_2^{(1)}| |\nabla \phi_2^{(1)*}| + A_1^2 |\nabla \phi_1^{(1)}|^2 e^{-2i\omega_1 t} + \\ & A_2^2 |\nabla \phi_2^{(1)}|^2 e^{-2i\omega_2 t} + 2A_1 A_2 |\nabla \phi_1^{(1)}| |\nabla \phi_2^{(1)}| e^{-i(\omega_1 + \omega_2)t} + \\ & + A_1 A_2^* |\nabla \phi_1^{(1)}| |\nabla \phi_2^{(1)*}| e^{-i(\omega_1 - \omega_2)t} + A_1^* A_2 |\nabla \phi_1^{(1)*}| |\nabla \phi_2^{(1)}| e^{i(\omega_1 - \omega_2)t} + (*) \end{aligned} \right] \quad (3.39)$$

Para a obtenção da força de segunda ordem é necessário integrar o campo de pressão  $p_1^{(2)}(x, y, z, t)$  em torno da superfície do corpo ( $S_0$ ):

$$\vec{F}_2^{(2)}(t) = \iint_{S_0} p_1^{(2)}(x, y, z, t) \vec{n}^{(0)} dS . \quad (3.40)$$

Note que (3.40) é a Componente II da força de segunda ordem total mostrada em (3.29) na seção 3.1. Não é difícil perceber através de (3.39) e (3.40) que as forças de segunda ordem serão formadas por parcelas constantes no tempo ( $\omega = 0$ ), componentes de alta frequência ( $2\omega_1; 2\omega_2; \omega_1 + \omega_2$ ) e componentes com frequências mais lentas que as das ondas originais ( $\omega_1 - \omega_2$ ), como descrito no primeiro parágrafo da introdução deste texto. As Componentes I, III e IV, de forma análoga à Componente II, também são formadas por produtos de dois termos oscilatórios de primeira ordem, e a mesma conclusão para a Componente II descrita na frase anterior pode ser feita para as outras componentes citadas aqui.

Para finalmente concluir-se sobre as frequências presentes na força total de segunda ordem, falta apenas avaliar a sua Componente V -  $\vec{F}_5^{(2)}$  - mostrada em (3.35). Ao introduzirmos o potencial de primeira ordem de duas ondas harmônicas como descrito em (3.37) na condição de superfície livre do potencial de segunda ordem – equação (3.21) – obtem-se:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial^2 \phi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} = & -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left| \nabla \left[ A_1 \phi_1^{(1)} e^{-i\omega_1 t} + A_2 \phi_2^{(1)} e^{-i\omega_2 t} + (*) \right]^2 + \right. \\
& \frac{1}{4g} \frac{\partial \left[ A_1 \phi_1^{(1)} e^{-i\omega_1 t} + A_2 \phi_2^{(1)} e^{-i\omega_2 t} + (*) \right]}{\partial t} \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial^2 \left[ A_1 \phi_1^{(1)} e^{-i\omega_1 t} + A_2 \phi_2^{(1)} e^{-i\omega_2 t} + (*) \right]}{\partial t^2} + \\
& \left. \frac{1}{4} \frac{\partial \left[ A_1 \phi_1^{(1)} e^{-i\omega_1 t} + A_2 \phi_2^{(1)} e^{-i\omega_2 t} + (*) \right]}{\partial t} \frac{\partial^2 \left[ A_1 \phi_1^{(1)} e^{-i\omega_1 t} + A_2 \phi_2^{(1)} e^{-i\omega_2 t} + (*) \right]}{\partial z^2} \right]
\end{aligned}
\tag{3.41}$$

Vê-se que o termo forçante da condição de superfície livre (3.41) apresenta combinações de produtos de funções harmônicas em  $\omega_1$  e  $\omega_2$ . De forma similar ao que foi observado em (3.39) e (3.40), a função  $\phi^{(2)}$  será composta por termos harmônicos em  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $\omega_1 + \omega_2$  e  $\omega_1 - \omega_2$  e constante no tempo em  $\omega = 0$ , e portanto, a Componente V da força total de segunda ordem também.

Assim, com o descrito nos dois últimos parágrafos, conclui-se que o carregamento total de segunda ordem será formado por uma parcela constante no tempo ( $\omega = 0$ ), e termos oscilatórios em  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $\omega_1 + \omega_2$  e  $\omega_1 - \omega_2$ .

Um importante ponto a ser destacado nesse momento é que as frequências das funções potenciais corresponderão aos números de ondas  $K = 0$ ,  $K = f(2\omega_1)$ ,  $K = f(2\omega_2)$ ,  $K = f(\omega_1 + \omega_2)$  ou  $K = f(\omega_1 - \omega_2)$  em que a relação funcional segue a equação de dispersão. Nesta pesquisa, porém, existe o interesse particular em carregamentos na frequência diferença ( $\omega_1 - \omega_2$ ), pois elas é que serão capazes de excitar os movimentos ressonantes no plano vertical de plataformas semi-submersíveis. Para a frequência diferença, ter-se-á um  $K$  pequeno, indicando que os efeitos do potencial relativo à diferença de frequência caem mais lentamente com a profundidade



do que os originais de primeira ordem e os demais de segunda ordem associadas às outras composições de frequência. Dessa forma, o aumento de calado em unidades flutuantes aumenta a importância do potencial de segunda ordem na diferença de frequência em relação às outras parcelas da função potencial.

Outra observação com relação ao cálculo de carregamentos de segunda ordem é que a parcela de força oriunda do potencial de segunda ordem, equação (3.35), requer a solução do problema de valor de contorno de segunda ordem cujas condições na superfície livre são não-homogêneas, e, portanto, a discretização numérica da superfície livre é necessária. Já as componentes I, II, III e IV dependem apenas dos potenciais e movimentos de primeira ordem, e, portanto, o cálculo numérico desses carregamentos não necessita da discretização da superfície livre.

### 3.3 Forças de segunda ordem para várias componentes de ondas

Passando do problema de duas ondas harmônicas para um mar real, sabe-se que este último é modelado como composto por um grande número ( $N$ ) de componentes harmônicas com amplitudes e frequências distintas. Agora, para o cálculo da força total de segunda ordem será necessário combinar todas frequências presentes em uma onda irregular ( $\omega_j; \omega_k; j = 1, \dots, N, k = 1, \dots, N$ ) como mostrado a seguir:

$$\vec{F}_\alpha^{(2)}(t) = \sum_{j=1}^N \sum_{k=j}^N A_j A_k^* T_\alpha(\omega_j, \omega_k) e^{-i(\omega_j - \omega_k)t} + (*); \quad (3.42)$$

onde a função complexa  $T_\alpha(\omega_j, \omega_k)$  é chamada de função de transferência bi-quadrática (*Quadratic Transfer Function*, QTF) para cada grau de liberdade  $\alpha$  do sistema - ver

PINKSTER (1974). Para os casos em que as frequências diferença  $\mu = \omega_j - \omega_k$  são iguais a zero, sabe-se que as QTFs terão o valor das forças de deriva média ( $D_\alpha(\omega)$ ) do sistema:

$$T_\alpha(\omega, \omega) = D_\alpha(\omega) \quad (3.43)$$

### 3.4 Previsão das Estatísticas de Resposta em Segunda Ordem

Nos itens anteriores, foi apresentado o desenvolvimento teórico para o cálculo da força de segunda ordem. Como explicado na seção 3.2, a presente pesquisa está interessada nos movimentos ressonantes lentos causados pelas forças de segunda ordem na frequência diferença, aqui denotados por  $T_\alpha^{(-)}(\omega_i; \omega_j)$  com  $\alpha$  sendo o indicativo do respectivo grau-de-liberdade considerado. Essa parcela da força total de segunda ordem pode ser reescrita utilizando a frequência diferença  $\mu = \omega_j - \omega_i$ :

$$T_\alpha^{(-)}(\omega_i; \omega_j) \equiv T_\alpha^{(-)}(\omega; \omega + \mu) \quad (3.44)$$

O espectro de forças de segunda ordem é calculado através do cruzamento espectral das QTFs (3.44) com o espectro de energia do mar  $S(\omega)$ , como mostrado a seguir - ver PINKSTER (1974):

$$S_{F,\alpha}^{(-)}(\mu) = 8 \int_0^\infty S(\omega) S(\omega + \mu) |T_\alpha^{(-)}(\omega; \omega + \mu)|^2 d\omega \quad (3.45)$$

Portanto, para se obter o espectro de resposta dos movimentos de segunda ordem de baixa frequência no grau de liberdade  $\alpha$  ( $S_{\alpha}^{(-)}(\omega)$ ) basta fazer o produto do quadrado da função de transferência de força unitária ( $H_{\alpha k}(\omega)$ ) pelo espectro de força de segunda ordem indicado em (3.45):

$$S_{\alpha}^{(-)}(\omega) = \sum_{k=1}^6 |H_{\alpha k}(\omega)|^2 S_{F,k}^{(-)}(\omega) \quad (3.46)$$

Sendo:

$$H_{\alpha k}(\omega) = \frac{1}{-\omega^2 (M_{\alpha k} + A_{\alpha k}(\omega)) + i\omega (B_{\alpha k}(\omega) + B'_{\alpha k}) + (C_{\alpha k} + C'_{\alpha k})} \quad (3.47)$$

a função de transferência que possui as características dinâmicas do sistema flutuante onde A, B, e C representam, respectivamente, as matrizes de massa adicional, amortecimento potencial e restauração hidrostática do corpo, com  $\alpha$  e  $k$  variando de 1 a 6.  $B'_{\alpha k}$  é a matriz de amortecimento viscoso que deve ser somada à matriz de amortecimento potencial e  $C'_{\alpha k}$  é a matriz de rigidez presente no sistema além da restauração hidrostática, como por exemplo, causada pelas linhas de ancoragem e *risers*.

Uma aproximação que pode ser adotada para (3.46) é considerar  $H_{\alpha k}(\omega)$  apenas no grau de liberdade de interesse. Assim, ter-se-ia:

$$S_{\alpha}^{(-)}(\omega) \cong |H_{\alpha}(\omega)|^2 S_{F,\alpha}^{(-)}(\omega) \quad (3.48)$$

Sendo:

$$H_{\alpha}(\omega) = \frac{1}{-\omega^2(M_{\alpha\alpha} + A_{\alpha\alpha}(\omega)) + i\omega(B_{\alpha\alpha}(\omega) + B'_{\alpha\alpha}) + (C_{\alpha\alpha} + C'_{\alpha\alpha})} \quad (3.49)$$

A aproximação (3.49) considera apenas os coeficientes da diagonal principal das matrizes de massa, amortecimento e de rigidez de  $H_{\alpha k}(\omega)$ . Essa aproximação será tão melhor quanto mais fracamente acoplados forem os movimentos em cada grau de liberdade do sistema flutuante.

A partir do espectro de resposta do movimento de segunda ordem  $S_{\alpha}^{(-)}(\omega)$ , obtém-se os momentos de densidade espectral calculados da seguinte forma:

$$m_k = \int_0^{\infty} \omega^k S_{\alpha}^{(-)}(\omega) d\omega \quad (3.50)$$

onde k indica a ordem do momento. Através dos momentos podemos obter as informações estatísticas do movimento de segunda ordem, tais como:

- Variância do movimento:  $m_0 = \int_0^{\infty} S_{\alpha}^{(-)}(\omega) d\omega$  (3.51)

- Amplitude e altura significativa:  $A_s = 2\sqrt{m_0}$   
 $H_s = 4\sqrt{m_0}$  (3.52)

- Período entre Zeros-Ascendentes:  $T_z = \sqrt{\frac{m_0}{m_2}}$  (3.53)

- Período de pico:  $T_p = \sqrt{\frac{m_2}{m_4}}$  (3.54)

Apesar do programa WAMIT® calcular as forças de segunda ordem  $T_\alpha^{(-)}(\omega; \omega + \mu)$  no plano vertical é possível verificar que o cálculo (3.45) pede um número grande de combinações de frequências, exigindo, assim, um esforço computacional considerável. Para cada uma das frequências, as forças de segunda ordem devem ser calculadas para diversos valores de  $\mu$ , ou, seja, para diferentes pares de frequências  $(\omega_i; \omega_j)$ .

No plano horizontal, uma metodologia largamente utilizada é a aproximação de NEWMAN (1974). Por essa aproximação, obtêm-se as funções de transferência quadráticas a partir da seguinte formulação:

$$T_\alpha^{(-)}(\omega, \omega + \mu) = D_\alpha(\omega + \mu/2) \quad (3.55)$$

ARANHA & FERNANDES (1994) demonstram que quando  $\mu \cong \mu_n = \omega_n$  e  $\mu_n \ll 1$ , a aproximação acima apresenta erro  $O(\mu_n^2)$ . Em sistemas flutuantes ancorados, onde os períodos naturais de *surge*, *sway* e *yaw* são geralmente maiores que 100 segundos e como as forças de deriva média podem ser obtidas facilmente a partir da solução do problema de primeira-ordem, a aproximação (3.55) permite estimar de maneira relativamente simples as forças de deriva lenta no plano horizontal. Portanto, essa metodologia evita o cálculo de um grande número de combinações de frequências, reduzindo o esforço computacional.

No entanto, para movimentos no plano vertical de uma semi-submersível, os períodos naturais de *heave*, *roll* e *pitch* estão na faixa de 20 a 80 segundos, consideravelmente menores que os do plano horizontal. Isso, em princípio, pode inviabilizar o emprego da aproximação de NEWMAN para o cálculo dos movimentos no plano vertical, uma vez que sua precisão, nesse caso, fica comprometida.

Essa constatação fez com que fosse proposta nesta pesquisa outra abordagem para o plano vertical: a utilização da aproximação de ruído branco que é apresentada na próxima seção.

### 3.5 Modelo Proposto: Aproximação de Ruído Branco

Os movimentos no plano vertical de uma Semi-submersível são caracterizados por apresentarem valores de amortecimento baixos. Devido a isso, os espectros de resposta dos movimentos no plano vertical desses sistemas são de banda estreita, com um pico pronunciado na frequência natural. Nesse caso, é possível calcular os espectros de resposta dos movimentos verticais de segunda ordem (3.46) pela aproximação de “ruído branco” indicada pela seguinte equação:

$$S_{\alpha}^{(-)}(\omega) \cong |H_{\alpha}(\omega)|^2 S_{F,\alpha}^{(-)}(\omega_{n,\alpha}) \quad (3.56)$$

onde  $\omega_{n,\alpha}$  representa a frequência natural de movimento do grau  $\alpha$ . Essa aproximação considera que o espectro de força é constante e igual ao valor do espectro real calculado na frequência natural.

Dessa forma, o espectro de força de segunda ordem para um determinado grau de liberdade  $\alpha$  será calculado para apenas uma única diferença de frequência equivalente à frequência natural  $\omega_{n,\alpha}$ , ou seja,  $\mu = \mu_n = \omega_{n,\alpha}$ :

$$S_{F,\alpha}^{(-)}(\omega_{n,\alpha}) = 8 \int_0^{\infty} S(\omega)S(\omega + \omega_{n,\alpha}) \left| T_{\alpha}^{(-)}(\omega; \omega + \omega_{n,\alpha}) \right|^2 d\omega \quad (3.57)$$

Com a aproximação de ruído branco validada para os movimentos no plano vertical de uma semi-submersível, o esforço computacional necessário para estimar os movimentos de segunda ordem terá uma redução significativa.

Na Figura 3-1 é possível visualizar os valores de  $T_{\alpha}(\omega, \omega + \mu)$  (QTFs) para *heave* (a) e *pitch* (d) calculados com o programa WAMIT® para a plataforma P-52. É possível perceber que a linha diagonal no centro dos gráficos representa os valores de QTF para  $\mu = 0$ . A região acima dessa linha diagonal contém os QTFs para diferenças de frequência e abaixo, para a soma de frequência, sendo que eles são simétricos em relação à linha diagonal para  $\mu = 0$ . Retas paralelas a partir dessa linha representam valores de  $\mu$  constantes e estes tendem a aumentar de valor à medida que elas se distanciam da linha diagonal com  $\mu = 0$ . Os gráficos (b) e (e) são os valores obtidos para o cálculo  $S(\omega)S(\omega + \mu)$  e (c) e (f) representam  $S(\omega)S(\omega + \mu) \left| T_{\alpha}^{(-)}(\omega; \omega + \mu) \right|^2$ . Note que este último cálculo integrado  $\omega$  e multiplicado pelo módulo da função de transferência de força unitária ao quadrado irá gerar o espectro de resposta de movimento. A região entre as linhas pontilhadas representa a região onde foram observadas respostas de *heave* e *pitch* nos ensaios experimentais, portanto, o cálculo de (3.45) só é necessário ser feito na região entre as linhas pontilhadas.

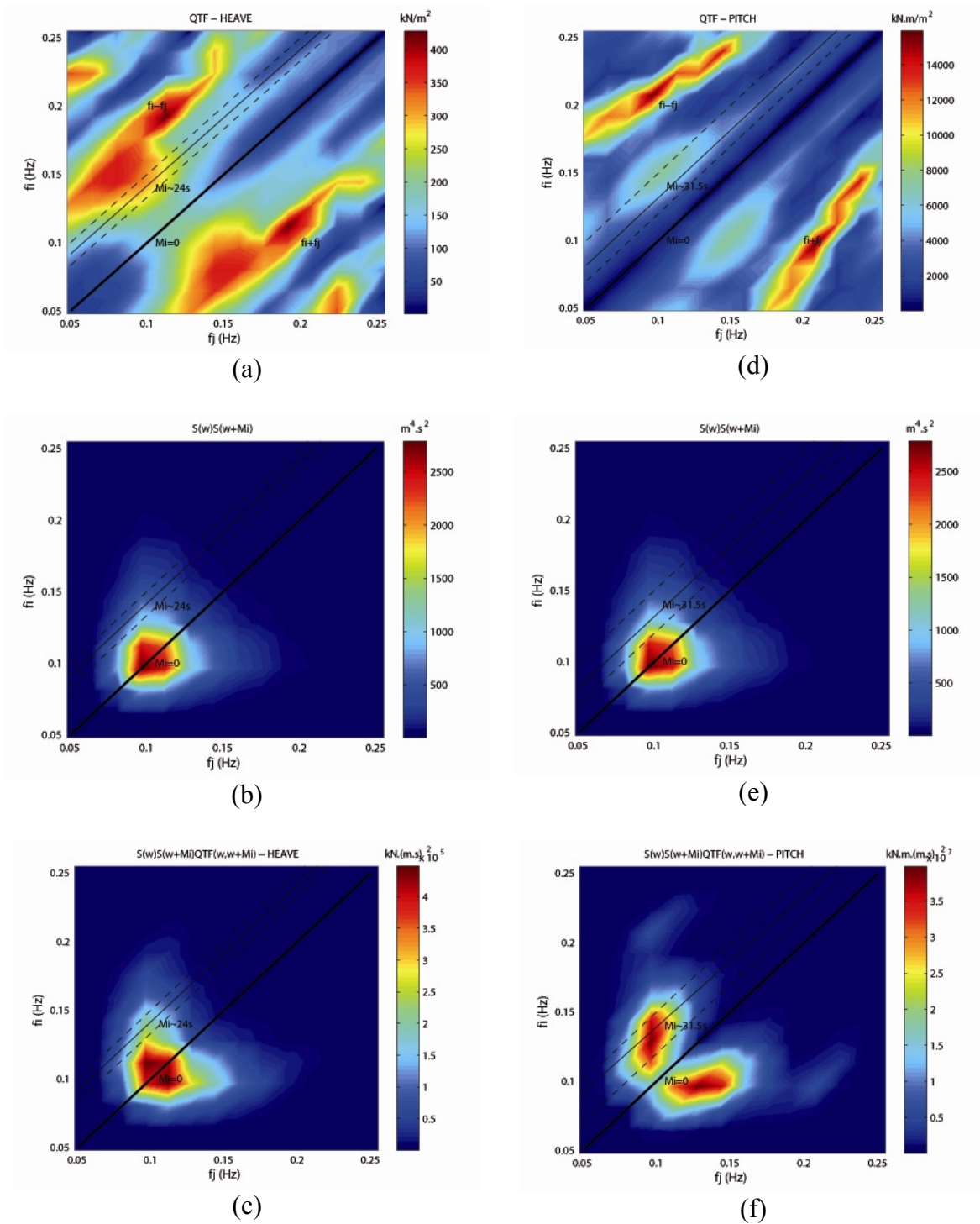


Figura 3-1 – Valores de  $|T_\alpha^{(-)}(\omega; \omega + \mu)|$ ,  $S(\omega)S(\omega + \mu)$ ,  $S(\omega)S(\omega + \mu)|T_\alpha^{(-)}(\omega; \omega + \mu)|^2$  para heave (a,b,c) e pitch (d,e,f) respectivamente.

O cálculo através do método de ruído branco utiliza os valores apenas apresentados pelas retas com diferenças de frequência correspondentes aos períodos naturais de heave



(24 s) e *pitch* (31.5 s) – ver (3.57) – usando um número bem menor de QTFs do que na região entre as retas pontilhadas.

#### **4. ESTUDO EXPERIMENTAL E TEÓRICO PARA PLATAFORMA SEMI-SUBMERSÍVEL P-52:**

Neste capítulo, serão apresentados os estudos experimentais com modelos reduzidos e numéricos realizados para a plataforma PETROBRAS 52 (P-52). Todos os resultados aqui apresentados estão extrapolados para a escala real.

Os ensaios experimentais foram realizados nos seguintes laboratórios e datas:

- Marintek (2002)
- IPT (2003 e 2004)
- LabOceano (2007)

A primeira vez onde se constatou movimentos de segunda ordem no plano vertical em projetos de sistemas flutuantes da PETROBRAS foi durante os testes em tanque de prova com a plataforma semi-submersível P-52. Esses testes foram realizados inicialmente no *Norwegian Marine Technology Research Institute* em 2002 (ver MARINTEK 2002) e depois repetidos no Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo (IPT) em 2003 e 2004 (ver EPUSP 2004).

Novos ensaios com o modelo da P-52 foram realizados no Marintek em 2006 e no Laboratório de Tecnologia Oceânica (LabOceano) em 2007. O objetivo desses ensaios foi estudar diferentes formas de truncamento de um sistema de ancoragem *taut-leg* de uma plataforma semi-submersível e a extrapolação dos resultados obtidos para simuladores numéricos - ver BARREIRA (2008).

Primeiramente, serão analisados os resultados obtidos nos testes realizados no Marintek em 2002, em seguida no IPT com a comparação dos resultados entre os dois laboratórios e explicações sobre as diferenças obtidas. Por fim, serão avaliados os ensaios realizados no LabOceano com comparações relativas ao amortecimento obtido nos ensaios de decaimento e em ondas irregulares.

As séries temporais dos movimentos medidos nos testes indicados acima foram avaliadas através de análise espectral que nos dá a indicação das contribuições em frequências contidas em um sinal oscilatório irregular. Uma importante propriedade da função densidade espectral é que a sua área é igual à variância do sinal que ela representa e, portanto, é possível relacioná-la com a amplitude e altura significativa do sinal como mostrado em (3.52). Todas as funções densidade espectral desse trabalho foram calculadas com base na estimativa da densidade espectral cruzada das séries temporais através do método do Periodograma Médio de Welch (que utiliza a Transformada Rápida de Fourier – “FFT” – aplicada aos dados), e suavizados por uma janela do tipo Hanning com 50% de *overlap*. Para a obtenção de uma estimativa consistente, o espectro bruto, originado a partir da série temporal completa, é suavizado por uma janela em frequência de forma Gaussiana com um desvio padrão  $\sigma$ . Os graus de liberdade (GDL) identificados nos gráficos com as funções densidade espectral representam o número de pontos para cada segmento dividido pelo número de segmentos usado na subdivisão da série temporal. O espectro alisado é obtido com a intenção de minimizar o ruído normalmente presente no espectro bruto. Para as análises espectrais foi utilizada a função CSD (*Cross Spectral Density*) do programa Matlab®.

Os cálculos teóricos presentes neste capítulo foram feitos através dos resultados obtidos pelo programa WAMIT® (*WaveAnalysisMIT*) desenvolvido pelo Departamento de Engenharia Oceânica do MIT (*Massachusetts Institute of Technology*) para analisar a interação entre ondas de superfície e estruturas *offshore*. É um programa de intensa aplicação e muito aceito em toda a comunidade hidrodinâmica. Ele é baseado no método de painéis tridimensional com o qual é possível avaliar os potenciais de velocidades e outros parâmetros hidrodinâmicos desejáveis. Há dois métodos para a discretização da geometria do corpo: *Low-order* ou *Higher-order* (ver Apêndice A.2). A interação entre vários corpos pode ser analisada, considerando tanto casos com profundidades finitas quanto infinita. Os corpos em estudo podem estar completamente submersos ou não. O fluido é considerado ideal e as ondas, harmônicas. Os potenciais de velocidade de radiação e difração na superfície molhada do corpo são determinados através da solução da equação integral obtida usando o Teorema de Green. A versão 6.1S desse programa inclui a análise completa do problema hidrodinâmico de segunda ordem, tanto na frequência soma como na frequência diferença, permitindo obter carregamentos e RAOs de segunda ordem, todos na presença de ondas bi-cromáticas e/ou bi-direcionais incidentes. Maiores informações sobre o WAMIT® e sua utilização nesse trabalho estão presentes no Apêndice A.

#### **4.1 Análise dos ensaios da P-52 no Marintek**

A escala utilizada para o modelo da P-52 foi de 1:100. As principais características e propriedades em escala real do modelo ensaiado estão apresentadas a seguir:

Tabela 4.1: Propriedades do modelo da P-52 ensaiada no Marintek.

Comprimento (m)	120.0
Boca (m)	110.0
Calado (m)	27.5
Volume (m <sup>3</sup> )	79000.0
Deslocamento (ton)	80975.0
GMt (m)	4.6
Kxx (m)	36.4
Kyy (m)	38.2

É importante ressaltar que diferentes configurações de sistemas de ancoragem e *risers* foram utilizadas nos testes, entre elas, os ensaios com sistema de amarração truncada e ensaios com amarração horizontal. Os primeiros foram também conduzidos na presença de modelo do sistema de *risers* e na sua ausência.

Com relação às condições ambientais, dois mares centenários da Bacia de Campos (ver Figura 4-1 a Figura 4-6) foram utilizados:

1. JONSWAP:  $H_s = 6.3\text{m}$ ;  $T_p = 10\text{s}$ ;  $\gamma = 2.4$
2. JONSWAP:  $H_s = 7.8\text{m}$ ;  $T_p = 15.35\text{s}$ ;  $\gamma = 1.7$

sendo que, os ensaios com o Mar 1 foram realizados com ( $U_c = 1.96\text{m/s}$ ) e sem correnteza, enquanto os ensaios com o Mar 2 foram realizados apenas na ausência de correnteza.

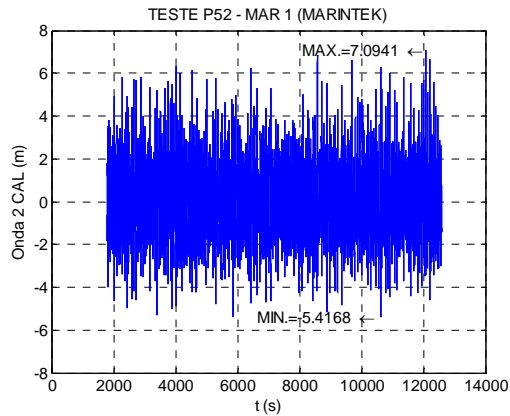


Figura 4-1 – Série temporal do Mar 1 medida na posição do modelo.

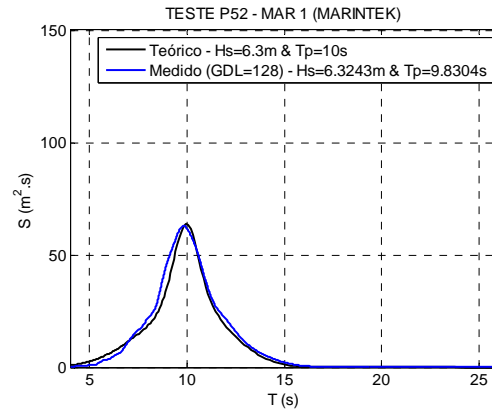


Figura 4-2 – Função densidade espectral da elevação de onda medida comparada com a teórica do Mar 1.

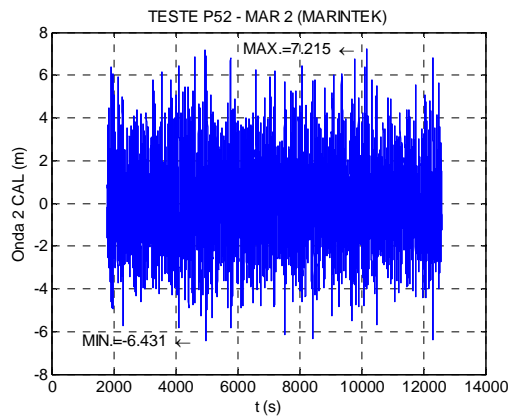


Figura 4-3 – Série temporal do Mar 2 medida na posição do modelo.

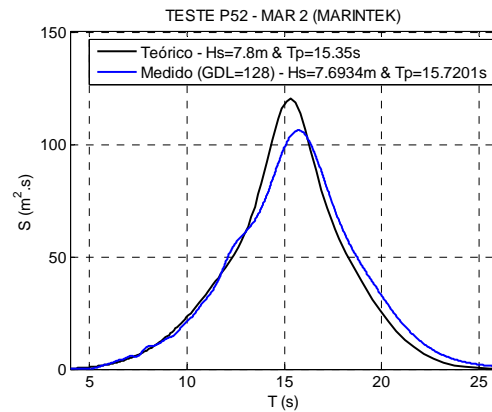


Figura 4-4 – Função densidade espectral da elevação de onda medida comparada com a teórica do Mar 2.

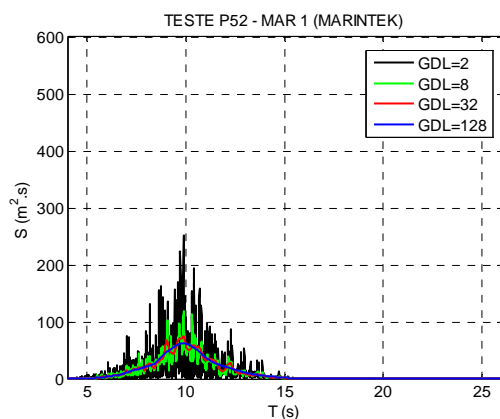


Figura 4-5 – Função densidade espectral da elevação de onda medida do Mar 1 variando-se o GDL.

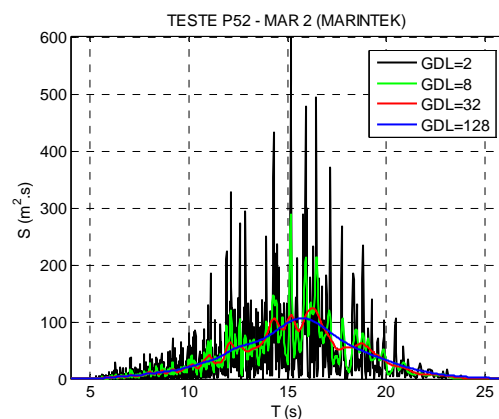


Figura 4-6 – Função densidade espectral da elevação de onda medida do Mar 2 variando-se o GDL.

Esta seção apresenta as análises e comparações entre resultados teóricos e experimentais para o seguinte conjunto de ensaios:

*Tabela 4.2: Ensaios do Marintek analisados.*

<b>Num. do Teste</b>	<b>Configuração</b>	<b>Condição Ambiental</b>
5130	Ancoragem Horizontal	Mar 1 sem correnteza
5150	Ancoragem Horizontal	Mar 2 sem correnteza
2310	Amarração Truncada sem risers	Mar 1 sem correnteza
2110	Amarração Truncada com risers	Mar 1 sem correnteza
2220	Amarração Truncada com risers	Mar 1 com correnteza

Todos os ensaios acima foram realizados com onda e correnteza incidindo pela proa do modelo.

#### **4.1.1. Ensaio com Ancoragem Horizontal e sem correnteza ( $H_s=6.3\text{m}$ ; $T_p=10\text{s}$ ; $U_c=0\text{m/s}$ ) – Teste Número 5130**

Na Figura 4-7, a série temporal de *pitch* medida para o teste desta seção está impressa. O modelo da P-52 foi submetido ao Mar 1 (Figura 4-1) por 3 horas e meia e a taxa de aquisição dos sinais foi de 4 Hz (escala real). A primeira meia hora foi descartada para evitar a influência de transitórios.

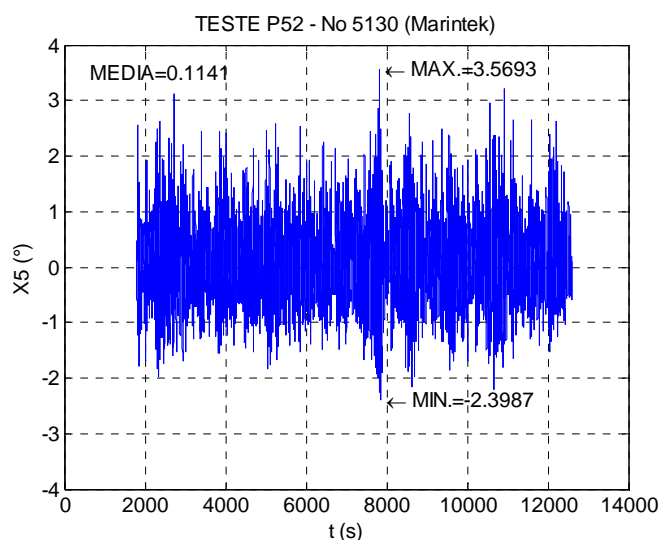


Figura 4-7 – Série temporal do movimento de pitch (Teste 5130).

A série temporal de *pitch* mostrada na Figura 4-7 foi submetida a uma análise espectral como explicado na introdução do capítulo 4. O resultado dessa análise é apresentado na Figura 4-8. É possível notar que o valor do pico do espectro de potência do movimento de *pitch* no período natural reduz significativamente com o alisamento do espectro, ou seja, com os graus de liberdade (GDL) (ver também Figura 4-10). Além disso, a largura de banda na mesma faixa de frequência também aumenta com o alisamento. No entanto, na Figura 4-9 constata-se que a combinação das variações do valor do pico do espectro e da largura de banda fazem com que os momentos de ordem 0 ( $m_0$ ) permaneçam praticamente constantes com os GDLs, o que será melhor explicado no próximo parágrafo.



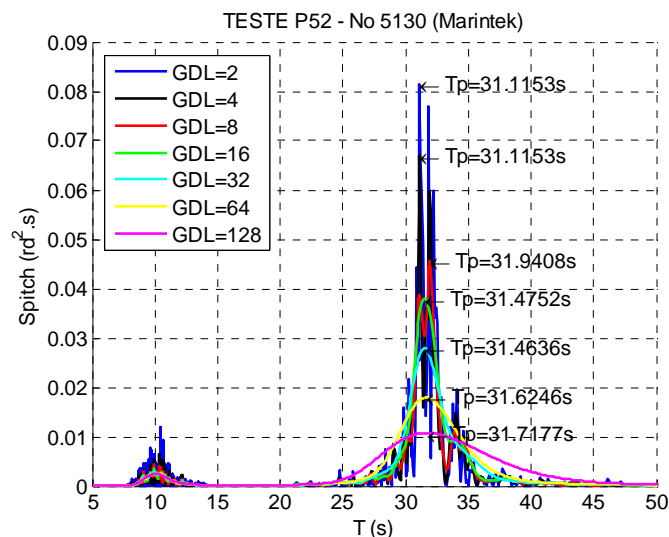


Figura 4-8 – Função densidade espectral do movimento de pitch (Teste 5130).

O gráfico da Figura 4-9 foi gerado da seguinte forma:

- Para cada função de densidade espectral calculada com diferente nível de alisamento (GDL) foi obtida a área do espectro ( $m_0$  - equação (3.51) – variância do movimento) na região de energia de onda (5 a 20 segundos) gerando os valores da curva vermelha.
- Na região de períodos maiores (18 a 57 segundos) o mesmo cálculo foi realizado obtendo-se a curva preta.
- A curva azul é a soma das curvas azul e preta.
- A curva verde foi obtida com o cálculo de  $m_0$  para todas as frequências obtidas na análise espectral.
- Por fim, a curva de cor magenta foi obtida através do cálculo da variância estatística da série temporal:

$$\sigma^2 = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{n-1}$$

(4.1)

sendo  $n$  o número de dados,  $x_i$ , cada valor medido da série temporal e  $\bar{x}$ , o valor médio. Como (4.1) não tem relação com o alisamento da função de densidade espectral, esse valor é constante e foi colocado no gráfico apenas para comparação dos valores.

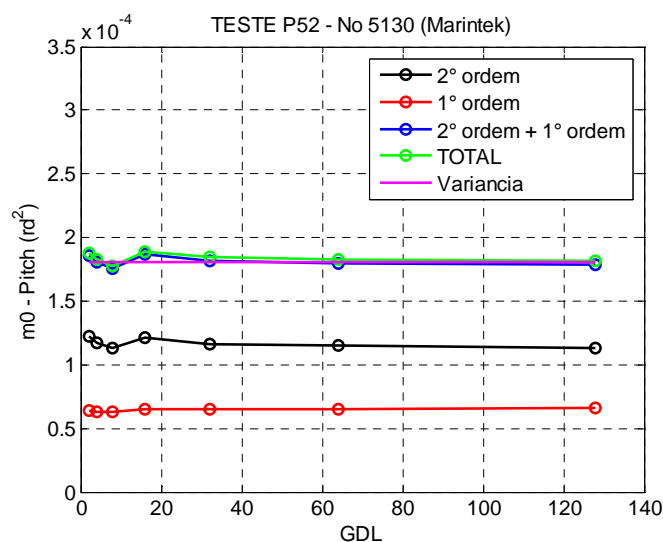


Figura 4-9 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de pitch (Teste 5130).

Pela Figura 4-9, nota-se que a variância do sinal de *pitch* varia muito pouco com o número de GDL. O mesmo não acontece com o valor do pico do espectro (Figura 4-10) na região do período natural do movimento. Isso mostra que, independente do alisamento escolhido, a comparação com os resultados numéricos deve ser feita com a amplitude significativa do movimento que é igual a  $2\sqrt{m_0}$ . Como era de se esperar, a soma das áreas do espectro na região de primeira ordem e de segunda ordem são equivalentes ao valor da variância do sinal, indicando que a energia total do sinal está bem representada pelo espectro de potência, o que também não é afetado pelo nível de alisamento.

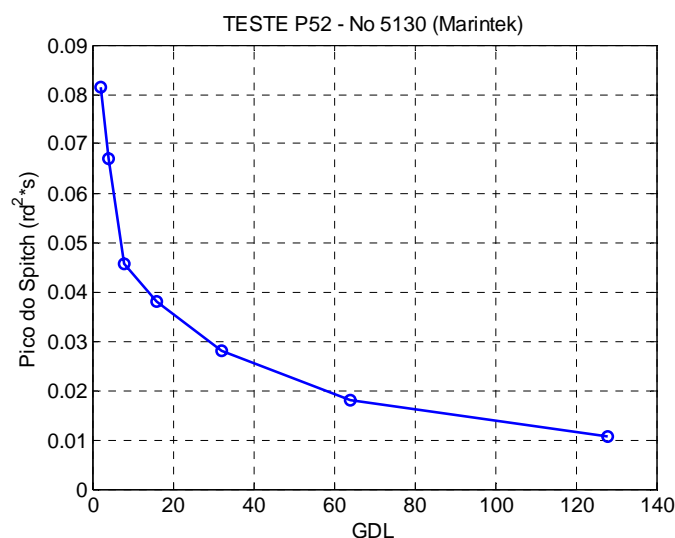


Figura 4-10 – Variação do pico da função densidade espectral do movimento de *pitch* com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 5130).

Note também, pela tabela a seguir, que o período de pico da função densidade espectral do movimento de *pitch* na região de segunda ordem varia em torno de uma média com a variação do GDL. Isso é explicado pelo fato de que o alisamento muda a discretização na frequência, além do próprio alisamento poder variar o pico do espectro. No entanto, essa variação é muito pequena e supor que o período de pico do espectro para esse caso deva coincidir com o período natural de *pitch* desse sistema (31,5 s) é uma estimativa bastante razoável.

Tabela 4.3: Variação do período de pico da função densidade espectral do movimento de *pitch* na região da 2<sup>o</sup> ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 5130).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MEDIA
Tpico_2° (s)	31.12	31.12	31.94	31.48	31.46	31.62	31.72	<b>31.49</b>

O estudo mostrado anteriormente foi realizado também para o movimento de *heave*. De forma análoga ao *pitch*, conclusões semelhantes podem ser obtidas com relação ao pico e área da função densidade espectral e a variância do sinal medido para o movimento de *heave* (ver Figura 4-11 a Figura 4-14).

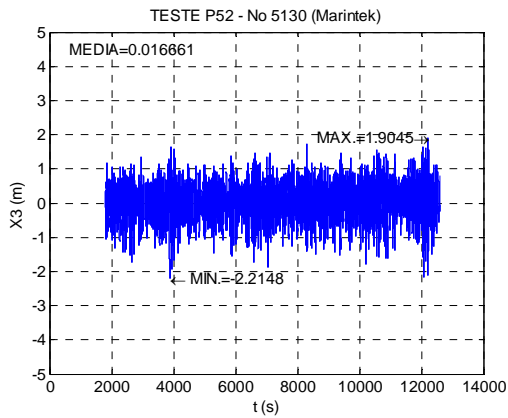


Figura 4-11 – Série temporal do movimento de heave (Teste 5130).

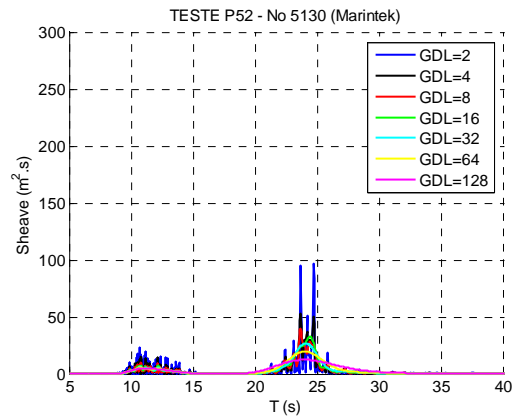


Figura 4-12 – Função densidade espectral do movimento de heave (Teste 5130).

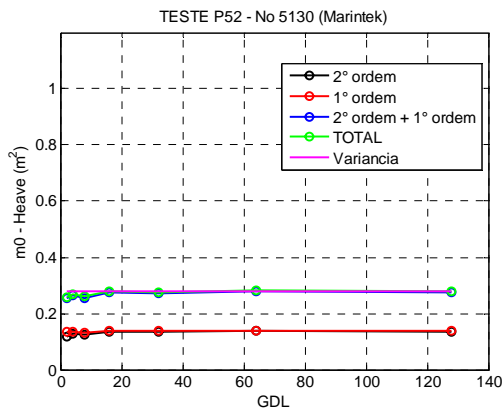


Figura 4-13 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de heave (Teste 5130).

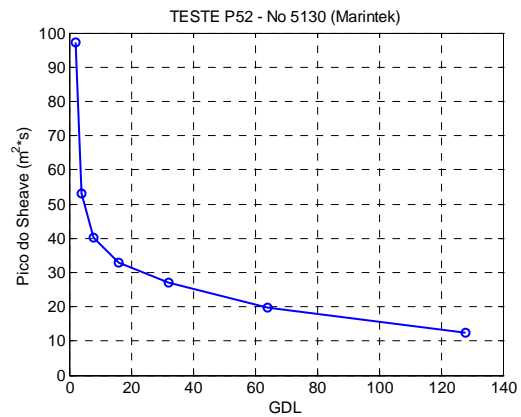


Figura 4-14 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de heave com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 5130).

Tabela 4.4: Variação do período de pico da função densidade espectral de movimento de heave na região da 2ª ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 5130).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MÉDIA
Tpico_2° (s)	24.71	23.68	23.68	24.43	24.04	24.02	23.96	<b>24.07</b>

#### 4.1.2. Ensaio com ancoragem horizontal e sem correnteza ( $H_s=7.8\text{m}$ ; $T_p=15.35\text{s}$ ; $U_c=0\text{m/s}$ ) – Teste Número 5150

Neste teste, o sistema apresenta a mesma configuração do caso anterior (com ancoragem horizontal) mudando apenas a onda que incidiu no modelo. O Mar 2 apresenta a altura significativa e período de pico maiores que o Mar 1, porém tanto a resposta de pitch (compare Figura 4-16 com Figura 4-8) quanto a de heave (compare Figura 4-20 com Figura 4-12) do Teste 5150 apresentaram respostas de segunda ordem menores que o Teste 5130.

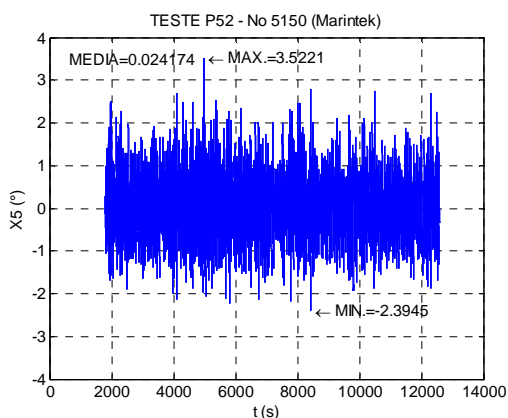


Figura 4-15 – Série temporal do movimento de pitch (Teste 5150).

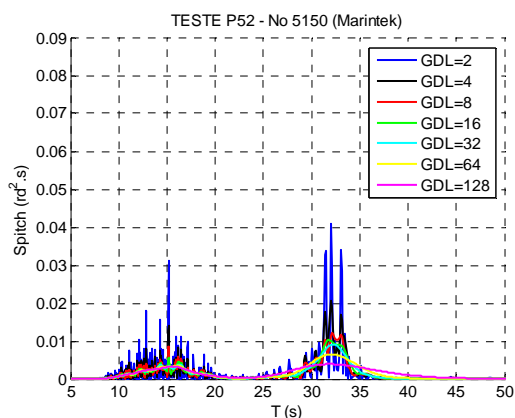


Figura 4-16 – Função densidade espectral de movimento de pitch (Teste 5150).

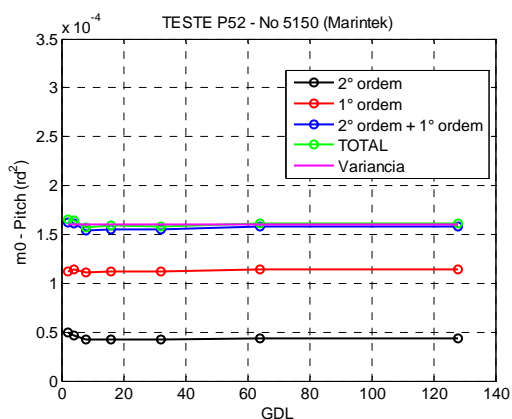


Figura 4-17 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de pitch (Teste 5150).

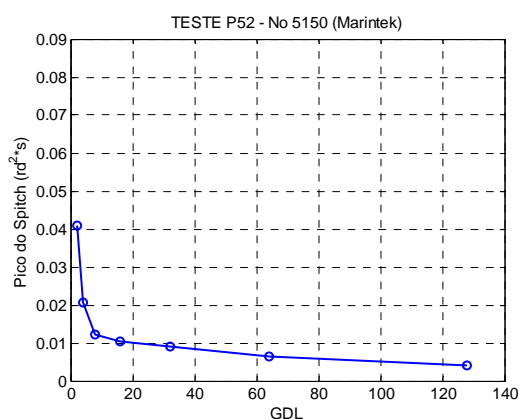


Figura 4-18 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de pitch com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 5150).

Tabela 4.5: Variação do período de pico da função densidade espectral do movimento de pitch na região da 2<sup>o</sup> ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 5150).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MÉDIA
Tpico_2 <sup>o</sup> (s)	32.02	32.02	32.11	31.73	32.29	32.10	31.81	<b>32.01</b>

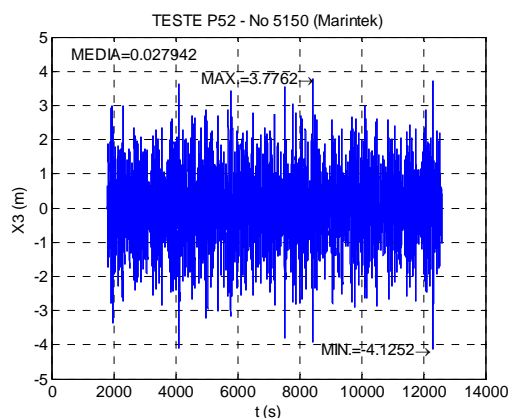


Figura 4-19 – Série temporal do movimento de heave (Teste 5150).

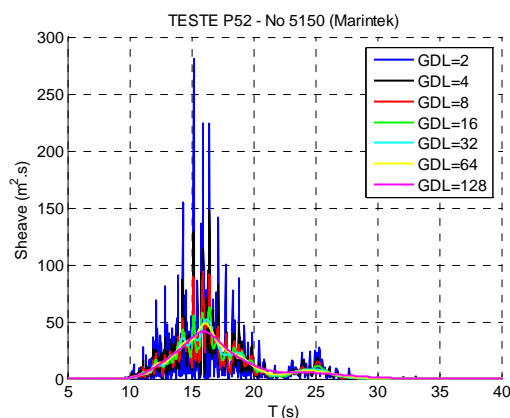


Figura 4-20 – Função densidade espectral de movimento de heave (Teste 5150).

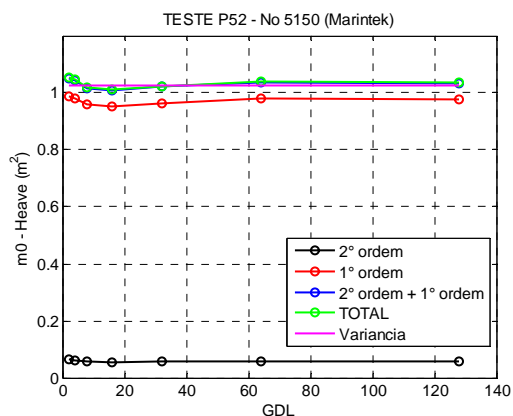


Figura 4-21 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de heave (Teste 5150).

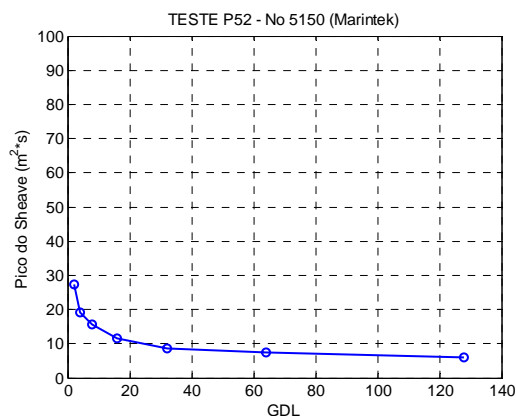


Figura 4-22 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de heave com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 5150).

Tabela 4.6: Variação do período de pico da função densidade espectral de movimento de heave na região da 2<sup>o</sup> ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 5150).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MÉDIA
Tpico_2 <sup>o</sup> (s)	25.27	25.15	25.15	25.15	24.73	24.45	22.01	<b>24.56</b>

### 4.1.3. Ensaio com amarração truncada e sem *risers* e correnteza ( $H_s = 6.3\text{m}$ ; $T_p = 10\text{s}$ ; $U_c = 0\text{m/s}$ ) – Teste Número 2310

Neste caso, volta-se para o mesmo Mar 1 utilizado na seção 4.1.1. No entanto, aqui a ancoragem horizontal é substituída pela ancoragem truncada. Algumas diferenças na resposta de *pitch* podem ser observadas devido à mudança no sistema de ancoragem. Comparando-se os gráficos da Figura 4-25 e Figura 4-9, verifica-se que houve pouca influência nos movimentos de primeira ordem e ressonantes (curvas vermelhas e pretas respectivamente). Conclui-se que somente a inclusão das linhas de ancoragem truncadas não é suficiente para que se tenha um aumento no amortecimento significativo para influenciar o movimento ressonante de *pitch*. Além disso, no teste desta seção, tem-se que a soma de  $m_0$  dos movimentos de primeira ordem com os ressonantes (curva azul da Figura 4-25) não representam a variância de todo o sinal (curva de cor magenta) ou a área total da função densidade espectral (curva verde). Isso indica que existe outra região do gráfico com energia, ou seja, com movimentos fora da faixa de energia de ondas e do período natural de *pitch*.

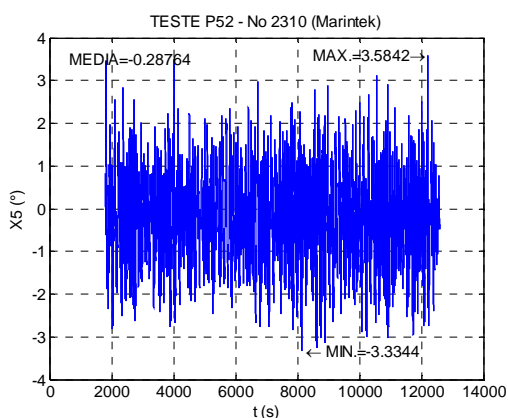


Figura 4-23 – Série temporal do movimento de pitch (Teste 2310).

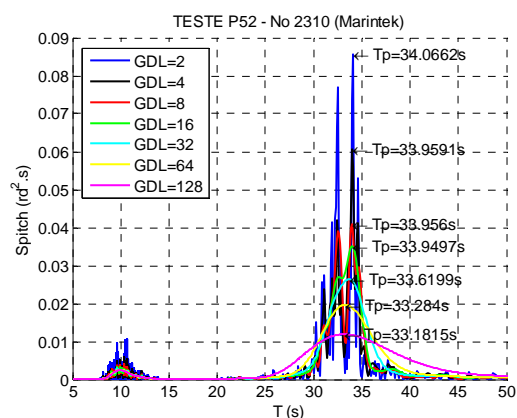


Figura 4-24 – Função densidade espectral de movimento de pitch (Teste 2310).

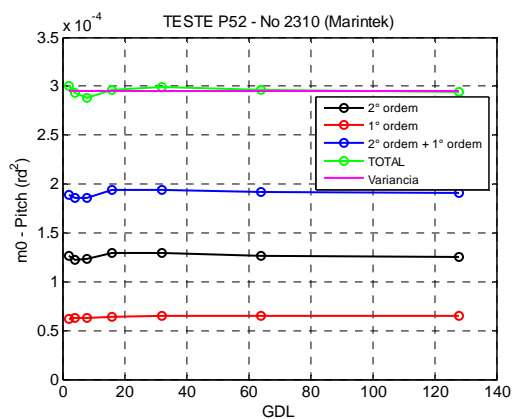


Figura 4-25 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de pitch (Teste 2310).

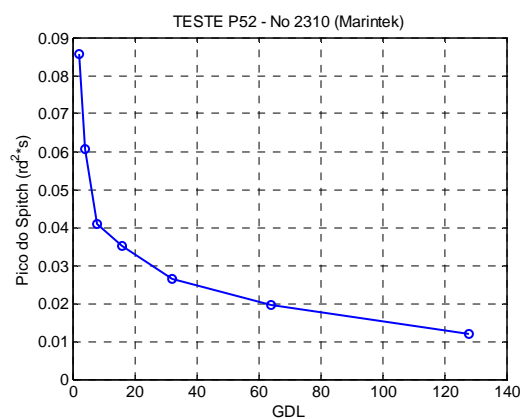


Figura 4-26 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de pitch com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 2310).

De fato, ao imprimir o gráfico da função densidade espectral de movimento de pitch da Figura 4-24 em uma faixa maior de frequências (ver Figura 4-27) é visível a presença de mais uma região com movimentos significativos em períodos superiores. Esse outro tipo de movimento com período de pico por volta de 130 segundos é explicado pelo acoplamento do movimento de surge com o pitch, ou seja, o próprio movimento de deriva lenta de surge induz um movimento de pitch em torno do período natural de surge. Esse acoplamento é causado pelo sistema de ancoragem truncado que fornece um valor significativo no termo cruzado surge-pitch da matriz de rigidez externa ( $C'_{15}$  e  $C'_{51}$ ). Veja na Figura 4-29 que a função densidade espectral de movimento de surge também apresenta um pico próximo de 130 segundos.



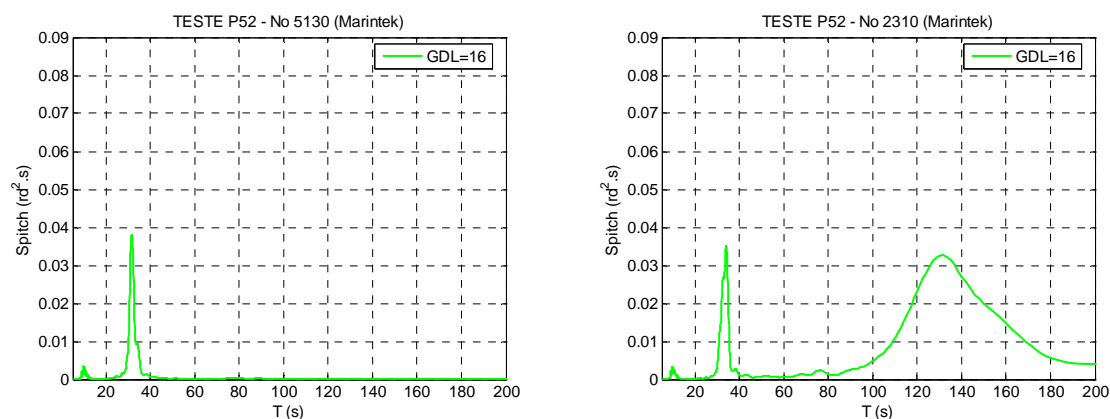


Figura 4-27 – Comparação entre as funções densidade espectral de movimento de *pitch* dos Testes 5130 e 2310.

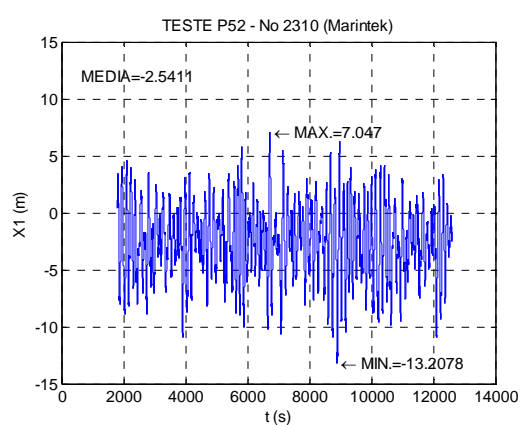


Figura 4-28 – Série temporal do movimento de surge (Teste 2310).

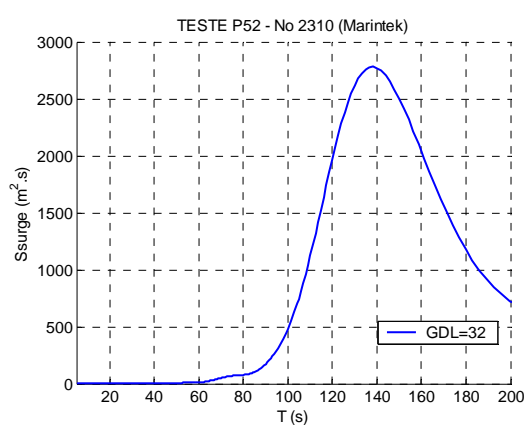


Figura 4-29 – Função densidade espectral de movimento de surge (Teste 2310).

Outra influência significativa da inclusão do sistema de ancoragem truncado foi no período de pico da função densidade espectral de movimento de *pitch* na região ressonante que aumentou de 31.5 segundos (Tabela 4.3) para 33.7 segundos (Tabela 4.7). Mudanças nas massas para compensar a introdução da ancoragem e na rigidez do sistema de ancoragem em *pitch* podem ter gerado essa diferença em relação ao sistema com ancoragem horizontal.

Tabela 4.7: Variação do período de pico da função densidade espectral de movimento de *pitch* na região da 2ª ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 2310).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MÉDIA
Tpico_2º (s)	34.07	33.96	33.96	33.95	33.62	33.28	33.18	<b>33.72</b>

Em relação ao movimento de *heave*, houve uma pequena queda na área do espectro de resposta e, portanto, na amplitude do movimento de segunda ordem (ver Figura 4-12 e Figura 4-31). A ancoragem truncada não provoca acoplamento do movimento horizontal *surge* com o *heave*, o que pode também ser notado na Figura 4-31.

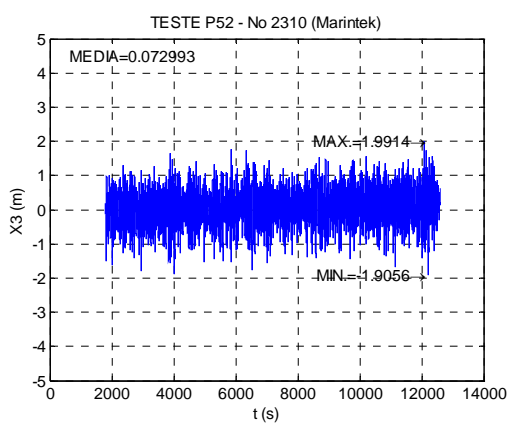


Figura 4-30 – Série temporal do movimento de *heave* (Teste 2310).

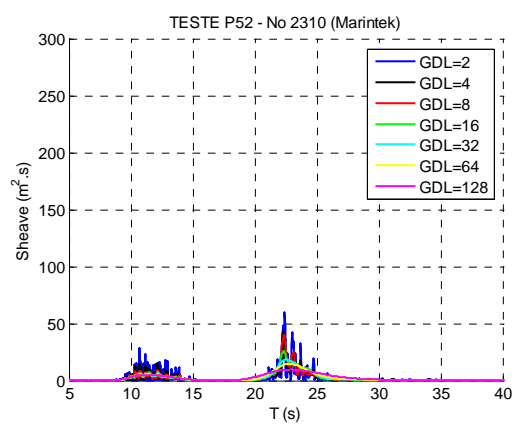


Figura 4-31 – Função densidade espectral de movimento de *heave* (Teste 2310).

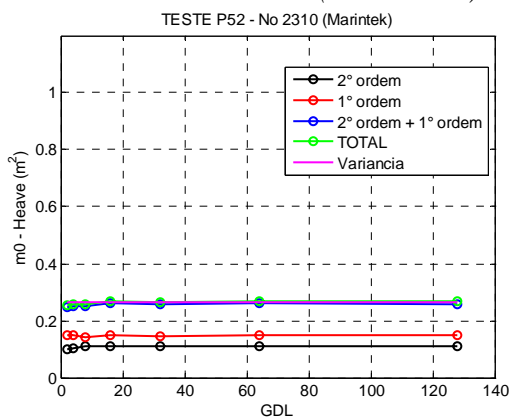


Figura 4-32 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de *heave* (Teste 2310).

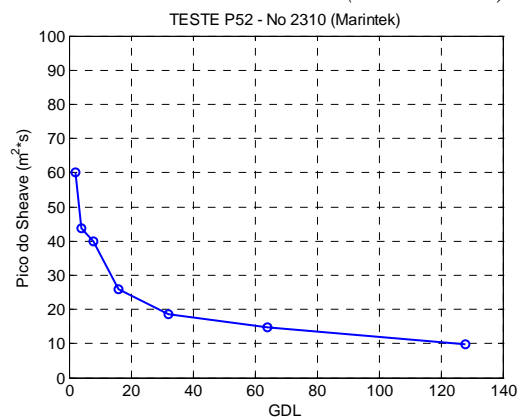


Figura 4-33 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de *heave* com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 2310).

Tabela 4.8: Variação do período de pico da função densidade espectral de movimento de heave na região da 2ª ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 2310).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MÉDIA
Tpico_2º (s)	22.40	22.27	22.31	22.31	22.53	22.75	22.90	22.49

#### 4.1.4. Ensaio com amarração truncada e risers e sem correnteza ( $H_s = 6.3\text{m}$ ; $T_p = 10\text{s}$ ; $U_c = 0\text{m/s}$ ) – Teste Número 2110

Da mesma forma que na seção 4.1.3, o acoplamento do movimento de *surge* com o de *pitch* faz com que no gráfico da Figura 4-36 a soma das áreas das funções densidade espectral na região de ondas e em torno do período natural do movimento de *pitch* não seja igual a área total do espectro. Isso ocorre obviamente pela presença do sistema de ancoragem truncado. Aqui, a presença dos *risers* reduz um pouco mais o movimento de segunda ordem de *pitch* e de *heave* devido ao aumento do amortecimento viscoso no sistema.

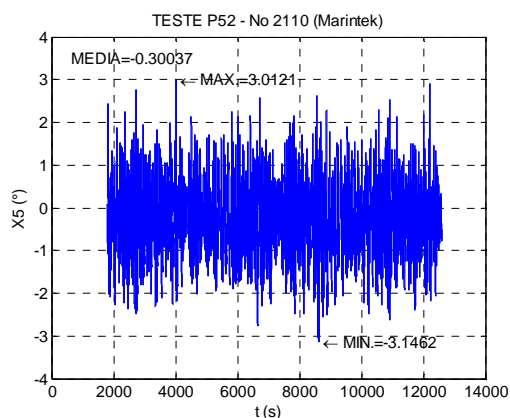


Figura 4-34 – Série temporal do movimento de *pitch* (Teste 2110).

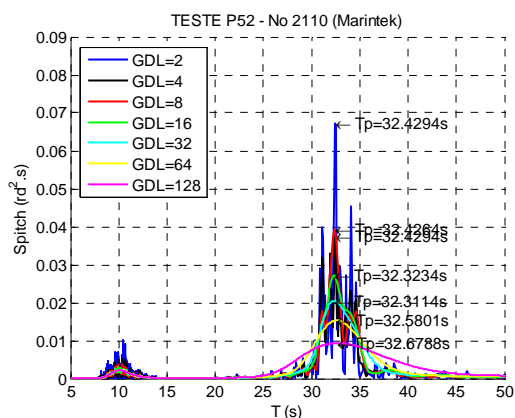


Figura 4-35 – Função densidade espectral de movimento de *pitch* (Teste 2110).

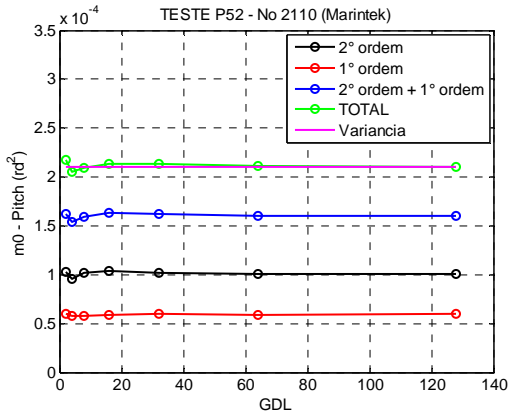


Figura 4-36 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de pitch (Teste 2110).

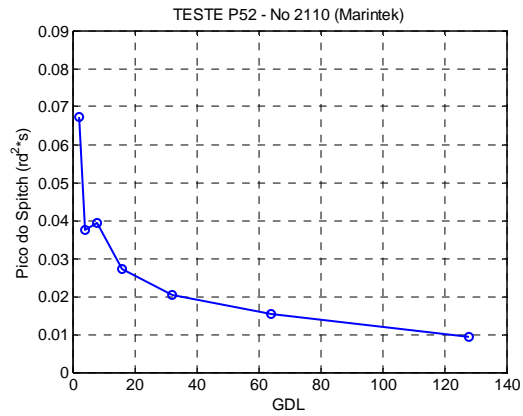


Figura 4-37 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de pitch com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 2110).

Tabela 4.9: Variação do período de pico da função densidade espectral de movimento de pitch na região da 2º ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 2110).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MEDIA
Tpico_2º (s)	32.43	32.43	32.43	32.32	32.31	32.58	32.68	<b>32.45</b>

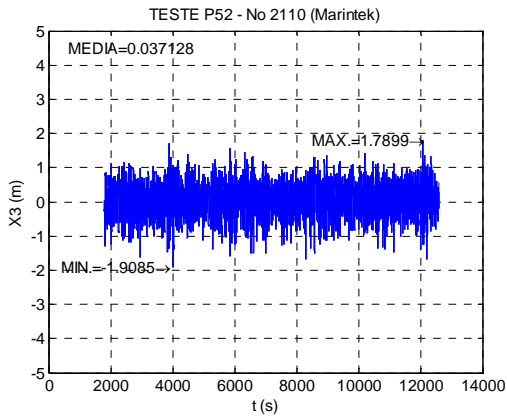


Figura 4-38 – Série temporal do movimento de heave (Teste Marintek No 2110).

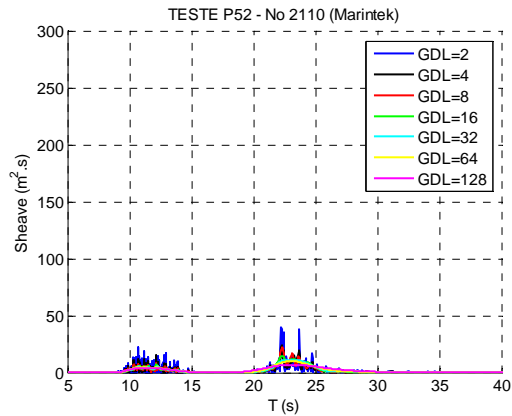


Figura 4-39 – Função densidade espectral de movimento de heave (Teste 2110).

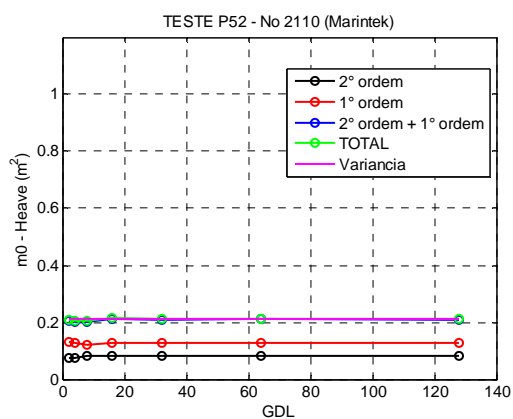


Figura 4-40 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de heave (Teste 2310).

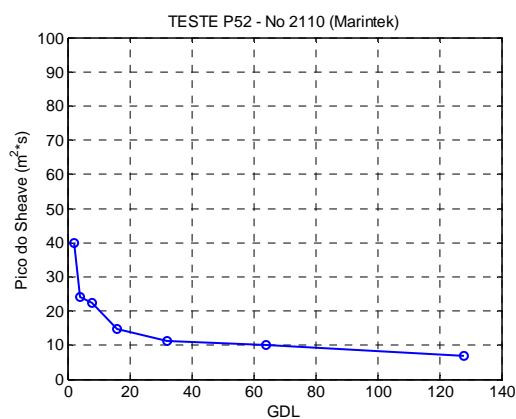


Figura 4-41 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de heave com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 2310).

Tabela 4.10: Variação do período de pico da função densidade espectral de movimento de heave na região da 2ª ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 2110).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MEDIA
Tpico_2º (s)	22.22	22.27	22.31	22.31	22.62	23.04	23.14	22.56

#### 4.1.5. Ensaio com amarração truncada e risers e com correnteza ( $H_s = 6.3\text{m}$ ; $T_p = 10\text{s}$ ; $U_c = 1.96\text{m/s}$ ) – Teste Número 2220

Neste teste, a queda dos movimentos de segunda ordem de *heave* e de *pitch* foi a mais significativa. Isso pode ser explicado pela presença da correnteza com velocidade centenária ( $U_c = 1.96\text{m/s}$ ) que aumenta significativamente o amortecimento do sistema (casco e linhas), além da deriva média. No caso das linhas é importante notar que o coeficiente de arrasto, que terá influência no amortecimento do sistema, depende do número de Keulegan–Carpenter (KC). Essa característica é uma das dificuldades encontradas em se estabelecer qual parcela do amortecimento é devida ao casco e às linhas. Também existe o efeito da correnteza nas ondas, no entanto, a calibração da onda no ensaio é feita considerando-se esse efeito. É importante notar, que mesmo com

a redução do movimento de segunda ordem, ele não foi desprezível se comparado com o movimento de primeira ordem.

Veja na Figura 4-44 que a soma da área do espectro na região ressonante de *pitch* e de energia de onda, ficou bem próxima da soma total do espectro. Apesar da existir o sistema de ancoragem truncado, parece que a correnteza também aumenta o amortecimento para o movimento de segunda ordem de *surge*, reduzindo bastante o movimento de *pitch* causado pelo acoplamento com o *surge*. De fato, isso pode ser confirmado ao se verificar na Figura 4-47 que o espectro de resposta de *surge* é significativamente menor se comparado com o da Figura 4-29.

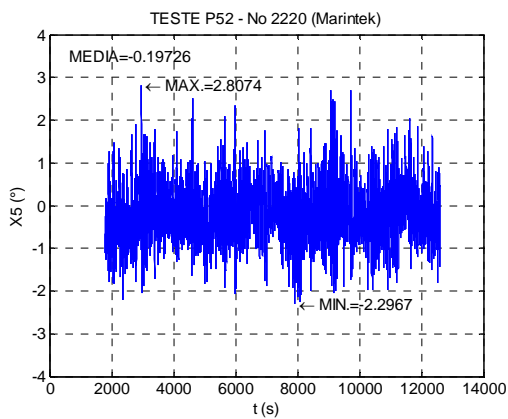


Figura 4-42 – Série temporal do movimento de *pitch* (Teste 2220).

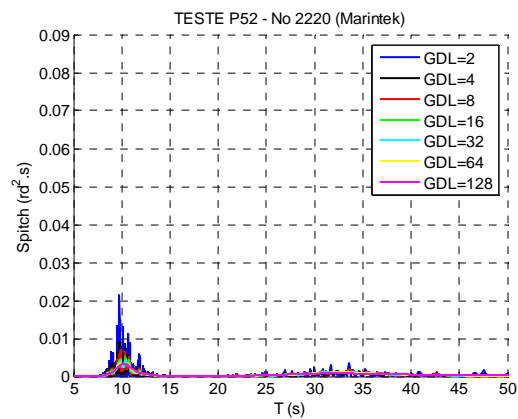


Figura 4-43 – Função densidade espectral de movimento de *pitch* (Teste 2220).

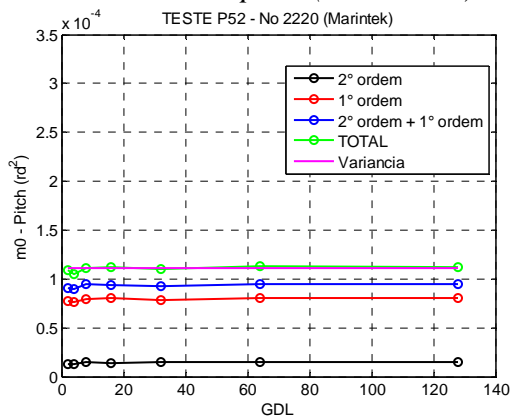


Figura 4-44 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de *pitch* (Teste 2220).

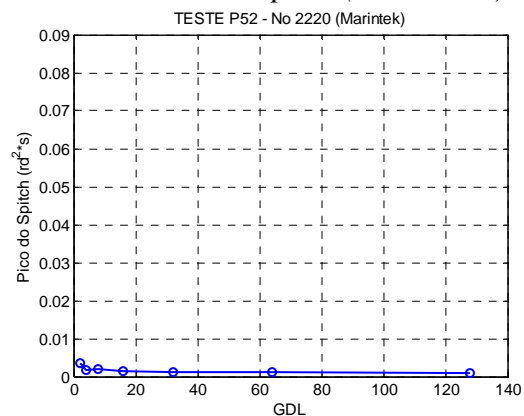
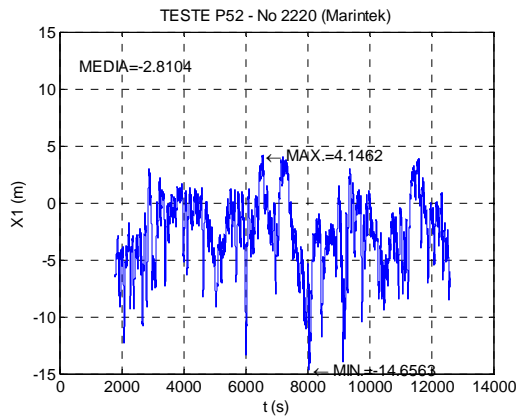


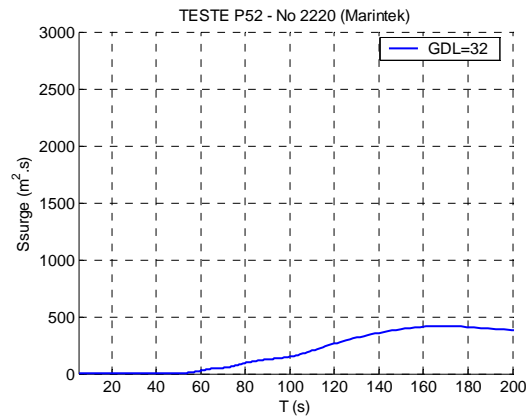
Figura 4-45 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de *pitch* com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 2220).

*Tabela 4.11: Variação do período de pico da função de densidade espectral de movimento de pitch na região da 2ª ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 2220).*

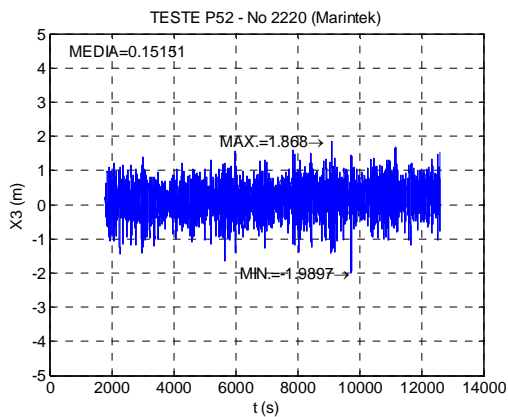
GDL	2	4	8	16	32	64	128	MÉDIA
Tpico_2° (s)	33.51	33.72	33.61	33.50	33.18	32.68	32.19	<b>33.20</b>



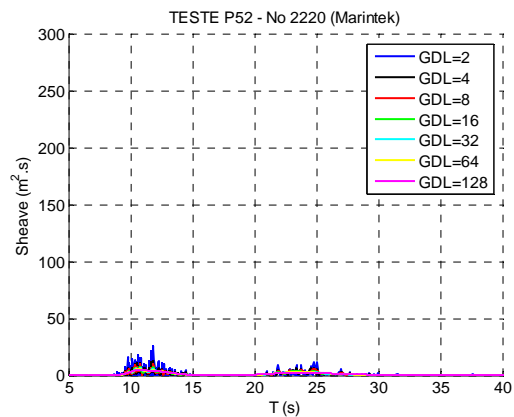
*Figura 4-46 – Série temporal do movimento de surge (Teste 2220).*



*Figura 4-47 – Função densidade espectral de movimento de surge (Teste 2310).*



*Figura 4-48 – Série temporal do movimento de heave (Teste 2220).*



*Figura 4-49 – Espectro de potência do movimento de heave (Teste 2220).*

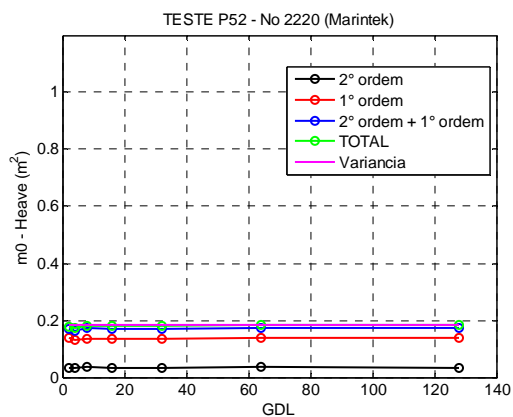


Figura 4-50 – Variação do  $m_0$  com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral do movimento de heave (Teste 2220).

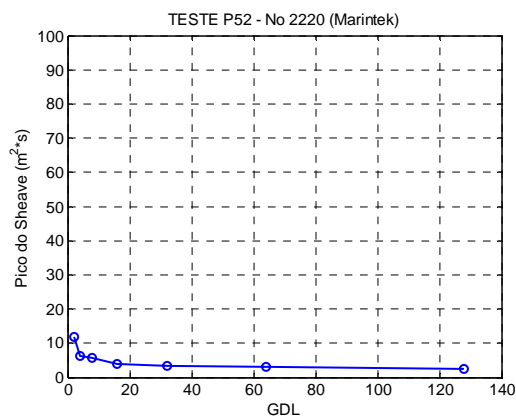


Figura 4-51 – Variação do pico da função densidade espectral de movimento de heave com os GDL (graus de liberdade) da análise espectral (Teste 2220).

Tabela 4.12: Variação do período de pico da função densidade espectral de movimento de heave na região da 2ª ordem com o grau de liberdade da análise espectral (Teste 2220).

GDL	2	4	8	16	32	64	128	MEDIA
Tpico_2º (s)	25.04	24.81	24.80	24.74	23.19	23.55	23.70	<b>24.26</b>

#### 4.1.6. Conclusões das análises espectrais dos movimentos de *pitch* e *heave*

Na Tabela 4.13 e na Figura 4-52 encontra-se um resumo dos resultados de *pitch* dos testes realizados. Vê-se que a mudança da ancoragem horizontal (Teste 5130) para a truncada (Teste 2310), pouca diferença faz no movimento ressonante em *pitch*. No entanto, com a inclusão dos *risers* (Teste 2110) e principalmente da correnteza (Teste 2220), há uma redução significativa na resposta devido ao aumento do amortecimento. A resposta de *pitch* causada pelo acoplamento com o movimento de *surge*, como era de se esperar, não ocorre no sistema com ancoragem horizontal. Esse movimento é maior com o sistema truncado sem *risers* (Teste 2310) do que com *risers* (Teste 2110) porque a presença dos *risers* aumenta o amortecimento viscoso reduzindo o movimento ressonante de *surge* e conseqüentemente o de *pitch*. Por fim, a presença da correnteza



(Teste 2220) aumenta ainda mais o amortecimento reduzindo consideravelmente o movimento de *surge* e, conseqüentemente, o de *pitch* na região do período natural de *surge*.

Tabela 4.13: Resumo dos resultados de amplitude significativa de 1° e 2° ordem e total do movimento de *pitch* obtidos com as análises espectrais.

TESTES	GDL	2	4	8	16	32	64	128	MEDIA
5130	Asig_1°	0.913	0.911	0.908	0.922	0.926	0.923	0.928	<b>0.919</b>
	Asig_2°	1.266	1.242	1.216	1.264	1.236	1.227	1.219	<b>1.239</b>
	Asig_Total	1.571	1.551	1.529	1.576	1.556	1.547	1.544	<b>1.553</b>
5150	Asig_1°	1.214	1.224	1.209	1.216	1.215	1.226	1.225	<b>1.219</b>
	Asig_2°	0.807	0.786	0.744	0.749	0.744	0.753	0.757	<b>0.763</b>
	Asig_Total	1.474	1.471	1.435	1.444	1.441	1.455	1.455	<b>1.453</b>
2310	Asig_1°	0.904	0.910	0.909	0.920	0.924	0.922	0.925	<b>0.916</b>
	Asig_2°	1.287	1.270	1.273	1.302	1.301	1.290	1.282	<b>1.286</b>
	Asig_Total	1.986	1.961	1.944	1.971	1.984	1.971	1.967	<b>1.969</b>
2110	Asig_1°	0.885	0.875	0.872	0.882	0.884	0.883	0.884	<b>0.881</b>
	Asig_2°	1.163	1.121	1.155	1.167	1.159	1.153	1.151	<b>1.153</b>
	Asig_Total	1.690	1.640	1.658	1.674	1.673	1.665	1.662	<b>1.666</b>
2220	Asig_1°	1.009	0.997	1.023	1.025	1.015	1.026	1.027	<b>1.017</b>
	Asig_2°	0.414	0.418	0.440	0.431	0.437	0.443	0.440	<b>0.432</b>
	Asig_Total	1.196	1.175	1.207	1.214	1.205	1.217	1.215	<b>1.204</b>

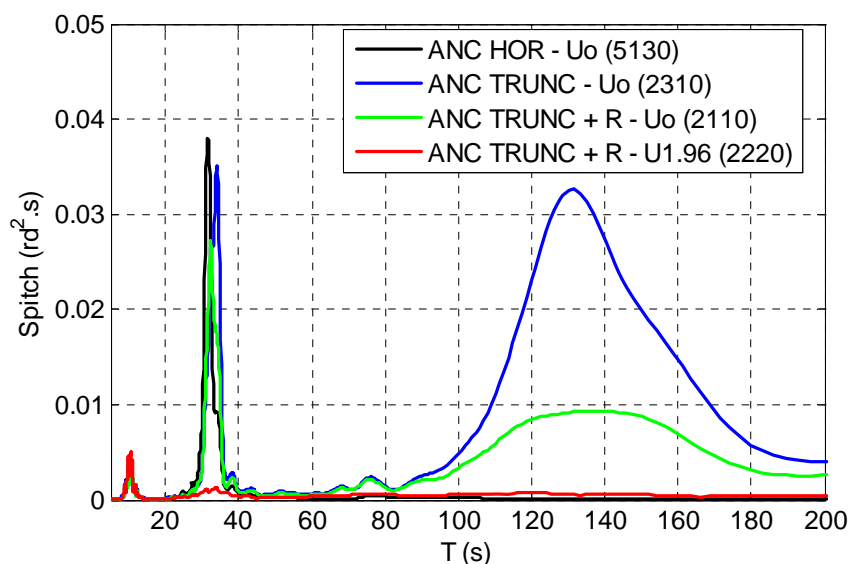


Figura 4-52 – Funções densidade espectral de movimento de *pitch* (GDL=16) para diferentes configurações de ancoragem e o mesmo Mar 1.

O resumo dos resultados de *heave* é apresentado na Tabela 4.13 e na Figura 4-53. De forma análoga ao movimento de *pitch*, a mudança da ancoragem horizontal

(Teste 5130) para o truncado (Teste 2310), pouca diferença faz no movimento ressonante em *heave*. Porém, com a inclusão dos *risers* (Teste 2110) e da correnteza (Teste 2220), há uma redução significativa na resposta de *heave* devida ao aumento do amortecimento.

Tabela 4.14: Resumo dos resultados de amplitude significativa de 1° e 2° ordem e total do movimento de *heave* obtidos com as análises espectrais.

TESTES	GDL	2	4	8	16	32	64	128	MEDIA
5130	Asig_1°	0.755	0.761	0.743	0.773	0.767	0.781	0.807	<b>0.770</b>
	Asig_2°	0.665	0.696	0.686	0.706	0.708	0.705	0.668	<b>0.691</b>
	Asig_Total	1.013	1.038	1.019	1.056	1.053	1.062	1.058	<b>1.043</b>
5150	Asig_1°	1.986	1.980	1.960	1.954	1.963	1.981	1.977	<b>1.972</b>
	Asig_2°	0.495	0.482	0.459	0.452	0.460	0.450	0.437	<b>0.462</b>
	Asig_Total	2.054	2.045	2.020	2.013	2.024	2.040	2.037	<b>2.033</b>
2310	Asig_1°	0.772	0.770	0.753	0.775	0.767	0.775	0.772	<b>0.769</b>
	Asig_2°	0.632	0.639	0.663	0.668	0.663	0.664	0.663	<b>0.656</b>
	Asig_Total	1.006	1.013	1.017	1.038	1.029	1.036	1.034	<b>1.025</b>
2110	Asig_1°	0.722	0.716	0.697	0.720	0.711	0.718	0.714	<b>0.714</b>
	Asig_2°	0.549	0.549	0.569	0.579	0.574	0.573	0.571	<b>0.566</b>
	Asig_Total	0.912	0.907	0.906	0.929	0.921	0.925	0.921	<b>0.917</b>
2220	Asig_1°	0.740	0.722	0.733	0.737	0.736	0.744	0.744	<b>0.737</b>
	Asig_2°	0.365	0.371	0.388	0.375	0.370	0.378	0.374	<b>0.374</b>
	Asig_Total	0.841	0.833	0.854	0.852	0.849	0.859	0.859	<b>0.850</b>

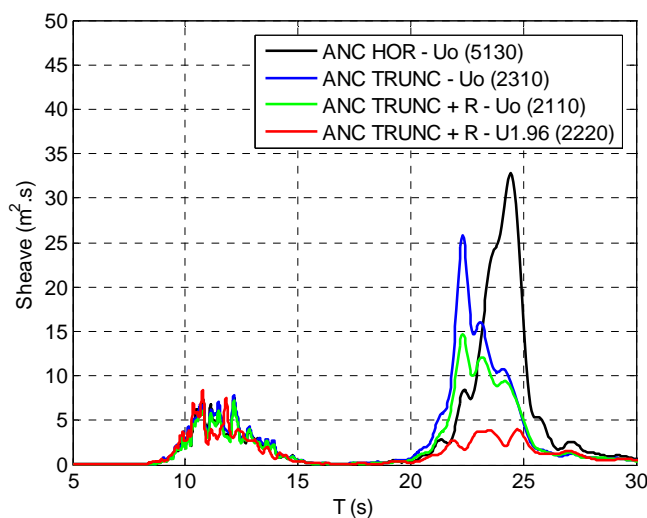


Figura 4-53 – Funções densidade espectral de movimento de *heave* (GDL=16) para diferentes configurações de ancoragem e o mesmo Mar 1.

#### 4.1.7. Comparações entre experimentos e modelos teóricos

Esta seção traz as comparações dos resultados obtidos com os ensaios experimentais do modelo da P-52 e os cálculos teóricos utilizando coeficientes hidrodinâmicos obtidos com o programa WAMIT®. Os cálculos do espectro de resposta de segunda ordem foram realizados com diferentes abordagens de cálculo.

Maiores detalhes sobre o modelo numérico criado com o programa WAMIT® e sobre os testes de convergência realizados para esse modelo estão detalhados no Apêndice A.

##### 4.1.7.1. Definição de frequências para o cálculo numérico

Ao observar a equação (3.45), percebe-se que o cálculo das forças de segunda ordem é necessário apenas na faixa em que exista energia considerável no produto  $S(\omega)S(\omega + \mu)$ . Para cada estado de mar é possível determinar a faixa de frequências de interesse em função da diferença  $\mu$ . Adotou-se, portanto, a faixa de frequências onde o valor de  $S(\omega)S(\omega + \mu) > 1/1000 \text{MAX}(S(\omega)S(\omega + \mu))$  é maior do que 1/1000 do valor máximo desse cruzamento para cada valor de  $\mu$ . Note que, na equação (3.45), o integrando da equação também apresenta os valores das QTFs, porém, mesmo assim, o procedimento descrito na última frase parece ser bem razoável. Na Figura 4-54 é apresentada a aplicação desse critério para o Mar 1 e o Mar 2. A curva azul representa a frequência  $\omega_i$  mínima e a curva em vermelho, a máxima em função da diferença de frequências  $\mu = (\omega_i - \omega_j)$ .

Com a definição das faixas de frequência para cada valor de  $\mu$ , fica apenas faltando definir os valores de  $\mu$  necessários para o cálculo com a matriz completa de QTFs. Analisando os gráficos de espectro de resposta dos movimentos de *heave* e *pitch* apresentados na seção 4.1.6, a seguinte largura de banda de frequência foi selecionada:

$$18 < 2\pi / \mu < 57 \text{ s}$$

As linhas pretas verticais na Figura 4-54 indicam os limites selecionados para valores de  $\mu$ . Na Tabela A.2 vê-se a escolha das frequências para o cálculo dos carregamentos de segunda ordem com os limites estabelecidos na Figura 4-54.

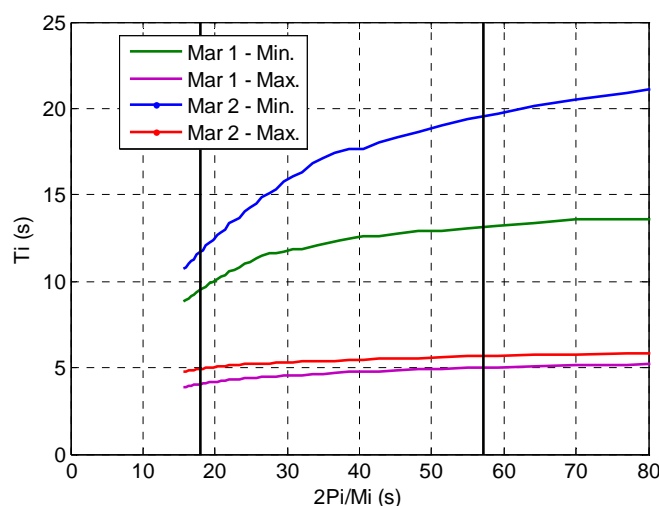


Figura 4-54 – Definição da faixa de frequências para as análises numéricas com o Mar 1 e o Mar 2.

#### 4.1.7.2. Modelo geométrico e propriedades mecânicas

Na seção 4.1 vimos que o modelo da P-52 foi ensaiado no Marintek em três configurações diferentes: ancoragem horizontal e ancoragem *taut-leg* truncada com e sem *risers*. Para cada ensaio, o calado de 27.5 m foi mantido, mas para se manter esse calado, em cada configuração é necessária uma calibração específica das massas e

rigidez do sistema. Em Marintek (2002), não foi possível encontrar um detalhamento das propriedades mecânicas específico para cada configuração adotada. Além disso, não foram realizados ensaios de decaimento para o movimento de *pitch* (importante grau de liberdade neste estudo) em cada configuração ensaiada.

O foco deste trabalho não é a calibração do código numérico para o cálculo de movimentos de primeira ordem, no entanto, é importante que o modelo numérico esteja consistente quando forem avaliados os movimentos de segunda ordem. Dessa forma, neste trabalho, adotou-se o seguinte procedimento para a calibração dos modelos numéricos:

- A massa foi estimada como a massa deslocada pelo volume obtido com o modelo numérico multiplicado pela massa específica da água;
- A altura do centro de gravidade (KG) foi escolhida como sendo aquela que recuperasse o valor de GMt especificado em Marintek (2002). O KG foi mantido constante para todas as configurações ensaiadas já que provavelmente as medições de movimentos foram feitas sempre em relação ao mesmo ponto. As posições longitudinais e transversais do centro de gravidade foram consideradas na seção mestra e linha de centro;
- A inércia (M55) e a rigidez externa (C'55) de *pitch* foram adotadas como aquelas que representassem melhor o movimento de primeira ordem de *pitch* e mantivessem o período natural (Tn5) definido pelo pico do espectro de resposta do movimento de segunda ordem experimental.

Note na Tabela 4.15 que os valores de inércia (M55) e rigidez externa (C'55) de *pitch* variaram consideravelmente. No entanto, nos subitens 4.1.7.4 a 4.1.7.8 será verificado que esses valores de inércia e rigidez produziram diferenças percentuais pequenas entre as amplitudes significativas de primeira ordem experimentais e numéricas.

Tabela 4.15: Propriedades mecânicas utilizadas nos modelos numéricos.

TESTE	5130	5150	2310	2110	2220
M33 (t)	79695.9				
M44 (t.m <sup>2</sup> )	107271411.5				
M55 (t.m <sup>2</sup> )	103404299.4	87715371.2	101621466.6	110535630.3	75948675.0
M66 (t.m <sup>2</sup> )	103404299.4				
Kxx (m)	36.7				
Kyy (m)	36.0	33.2	35.7	37.2	30.9
KG (m)	25.0				
GMt (m)	4.7				
GMI (m)	6.5				
C'11 (kN/m)	876.3	876.3	270.9	220.6	81.9
C'22 (kN/m)	867.9	867.9	179.1	182.6	182.6
C'44 (kN.m/rd)	2762200.0	2762200.0	2762200.0	2954900.0	2954900.0
C'55 (kN.m/rd)	1739700.0	914460.0	802160.0	1607800.0	56324.0
C'66 (kN.m/rd)	3156800.0	3156800.0	847740.0	847740.0	1307900.0
Tn1 (s)	75.8	75.8	131.7	143.0	191.0
Tn2 (s)	78.8	78.8	156.5	155.5	155.5
Tn4 (s)	33.0	33.0	32.5	32.5	32.5
Tn5 (s)	31.5	32.0	33.7	32.5	33.2
Tn6 (s)	45.9	45.9	88.5	88.5	67.0

O modelo geométrico da P-52 foi construído através do programa Multisurf®. Para as análises numéricas realizadas na seção 4.1.7, foi escolhido o modelo com 1928 painéis (método *low-order*) representando a geometria do modelo abaixo da linha d'água (ver Figura 4-55). A malha da superfície livre foi incluída manualmente com 12256 painéis e um raio de 200m (ver Figura 4-56). Outros parâmetros escolhidos para os arquivos do programa WAMIT® com extensão “.fdf” que define a superfície livre foram:

NAL=1

DEL=1

NCIRE=4

NGSP=8

Veja maiores detalhes sobre a escolha da malha para o cálculo numérico do modelo da P-52 utilizada neste estudo no apêndice A.

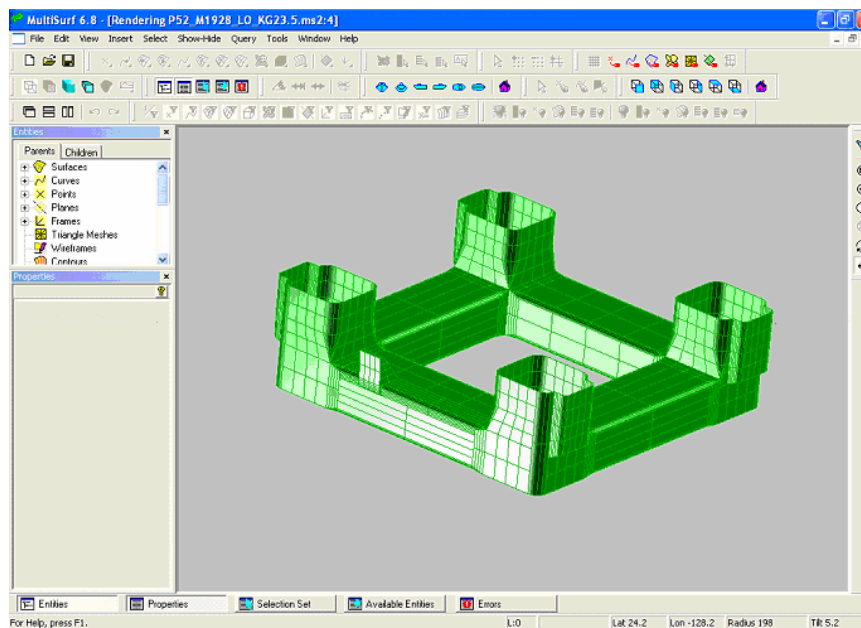


Figura 4-55 – Malha geométrica do modelo da P-52 com 1928 painéis.

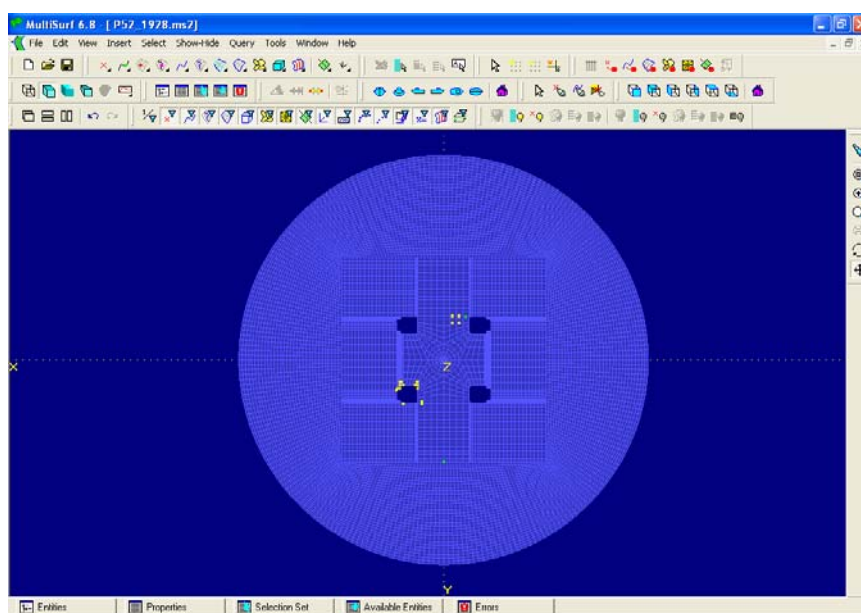


Figura 4-56 – Vista da discretização da superfície livre.

#### 4.1.7.3. Aproximações hidrodinâmicas para o cálculo de forças e momentos de segunda ordem:

O programa WAMIT® permite calcular os carregamentos de segunda ordem incorporando ou não o potencial de segunda ordem. As saídas dos arquivos com extensão “.10d” e “.11d” ou “.12d” apresentam respectivamente os carregamentos de segunda ordem na diferença de frequências com a inclusão ou não da Componente V, mostrado nas equações (3.35) e (3.36), que é o termo de força e momento totais de segunda ordem vindo da integral do potencial de segunda ordem na superfície do corpo.

Portanto, as saídas “.11d” ou “.12d”, consideradas como forças e momentos totais de segunda ordem, apresentam todas as cinco componentes dos carregamentos de segunda ordem mostrados de (3.27) a (3.36), e com as condições cinemáticas e dinâmicas da superfície livre representadas em (3.19) e (3.20) sendo satisfeitas. A saída “.12d” tem a componente V da força de segunda ordem calculada através de

$$\bar{F}_5^{(2-)} = -i\rho(\omega_i - \omega_j) \iint_{S_0} (\phi_I^{(2-)} + \phi_S^{(2-)}) n^{(0)} dS \quad (4.2)$$

que é o método direto como mostrado em LEE *et al* (1991), onde  $\phi_I^{(2-)}$  e  $\phi_S^{(2-)}$  são respectivamente os potenciais de segunda ordem de onda incidente e difratada (ou espalhada). Já a saída “.11d” é calculada pelo método indireto introduzido por FALTINSEN & LOKEN (1978), LIGHTHILL (1979) e MOLIN (1979):

$$\bar{F}_5^{(2-)} = -i\rho(\omega_i - \omega_j) \left[ \iint_{S_0} \left( \phi_I^{(2-)} \frac{\partial \phi_\alpha^{(-)}}{\partial n} + \phi_\alpha \frac{\partial \phi_S^{(2-)}}{\partial n} \right) dS + \iint_{S_{FS}} \left( \frac{q_s}{g} \phi_\alpha^{(-)} \right) dS \right] \quad (4.3)$$



onde  $q_s$  é a função forçante não-homogênea da superfície livre e  $\phi_\alpha^{(-)}$ , o potencial de irradiação. As saídas dos arquivos com extensão “.11d” e “.12d” são os mesmos carregamentos físicos calculados através de diferentes métodos, sendo que eles devem convergir com o aumento da discretização das malhas do problema.

Outra aproximação disponibilizada pelo programa WAMIT® é o cálculo dos carregamentos de segunda ordem sem a forçante de superfície livre. Nesse caso, o potencial de segunda ordem é aproximado por uma função  $\phi^{(2)}$  que satisfaz apenas a solução homogênea da condição de superfície livre mostrada em (3.21), ou seja,  $\phi^{(2)}$  deverá apenas atender a:

$$\frac{\partial^2 \phi^{(2)}}{\partial t^2} + g \frac{\partial \phi^{(2)}}{\partial z} = 0 \quad (4.4)$$

A vantagem dessa aproximação é que não é preciso discretizar a malha na superfície livre e o tempo computacional para a solução do problema de segunda ordem reduz consideravelmente. No entanto o próprio manual do WAMIT® alerta que essa aproximação deve ser usada com critério e sua aplicação dependerá do tipo de problema em estudo.

Outro importante arquivo de saída do programa WAMIT®, que deve ser comentado aqui, é aquele com extensão “.16d”. Nesse arquivo são impressos os RAOs de segunda ordem calculados da seguinte forma:

$$RAO_\alpha^{(2-)}(\omega; \omega + \mu) = T_\alpha^{(-)}(\omega; \omega + \mu) H_{\alpha k}(\mu) \quad (4.5)$$

com  $T_{\alpha}^{(-)}$  sendo a função de transferência bi-quadrática (QTF) e  $H_{\alpha k}$ , a função de transferência de força unitária, funções definidas em (3.42) e (3.47) respectivamente. Dessa forma, para se obter a função densidade espectral de movimento de segunda ordem, com resultado equivalente a (3.48), deve-se fazer:

$$S_{\alpha}^{(-)}(\mu) = 8 \int_0^{\infty} S(\omega) S(\omega + \mu) |RAO_{\alpha}^{(2-)}(\omega; \omega + \mu)|^2 d\omega \quad (4.6)$$

Observe que, caso seja utilizada a aproximação sem a forçante de superfície livre, o RAO de segunda ordem também será obtido através do arquivo com extensão “.16d” com essa aproximação no cálculo. Alguns cálculos realizados nos próximos itens deste trabalho utilizaram os arquivos de saída do WAMIT® com extensão “.10d”, “.11d”, “.12d” e “.16d”, além do arquivo de massa adicional e amortecimento potencial (“.1”), de carregamentos de excitação (“.2”) e RAO (“.4”) de primeira ordem, e de carregamentos de deriva média de onda unitária (“.9”).

Na Figura 4-57 vêem-se gráficos de momentos de segunda ordem de *pitch* calculados pelo programa WAMIT® para três combinações de frequências diferença  $\mu$  com as aproximações de cálculo citadas acima. Note que foram escolhidos valores de diferença de frequência para o maior e menor valores definidos em 4.1.7.1 e na frequência natural de *pitch* para os Testes 5130 (ver Tabela 4.15). Observa-se que em todos os casos de diferença de frequência o momento de segunda ordem de *pitch* sem a Componente V do carregamento de segunda ordem difere bastante do momento com todas as cinco componentes. O momento de segunda ordem sem o termo forçante de superfície livre tem valores mais próximos do momento total. Isso mostra que a utilização dessa aproximação tem um potencial grande de aplicação e deve ser testada

quando é necessário ganhar tempo computacional no cálculo de carregamentos de momento de segunda ordem no plano vertical. É importante chamar atenção para o fato de que as curvas “10.d” e “10.d SEM SL” na verdade correspondem ao mesmo cálculo e mesmo valores, já que o arquivo com extensão “10.d” do WAMIT® desconsidera o potencial de segunda ordem, e, portanto, a discretização da superfície livre.

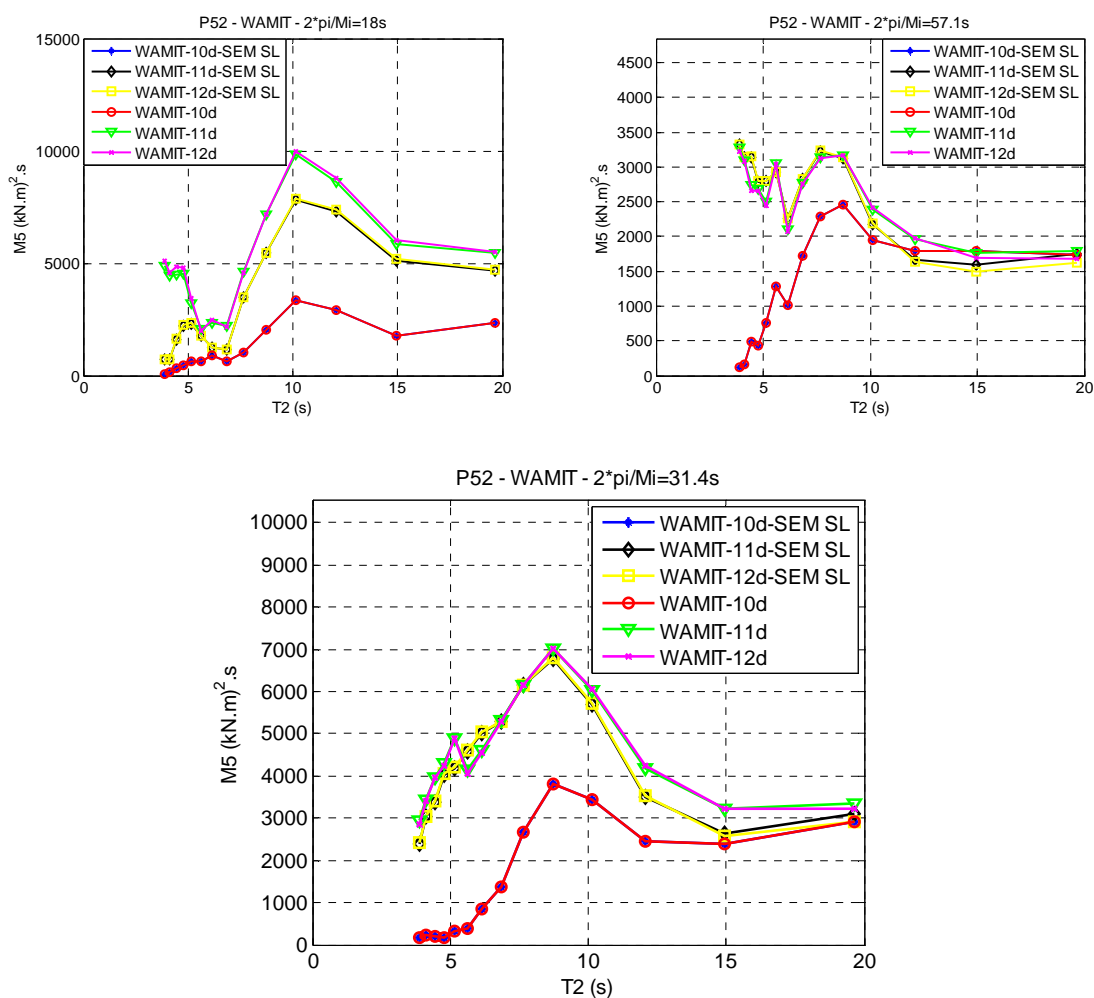


Figura 4-57 – Momento de segunda ordem (para amplitude unitária de onda) de pitch para diferentes aproximações de cálculo hidrodinâmico.

Na Figura 4-58 são apresentados gráficos semelhantes aos da Figura 4-57, mas nesse caso para o movimento de *heave*. Conclusões similares para os momentos de *pitch* descritos no parágrafo anterior, podem ser também realizadas aqui.

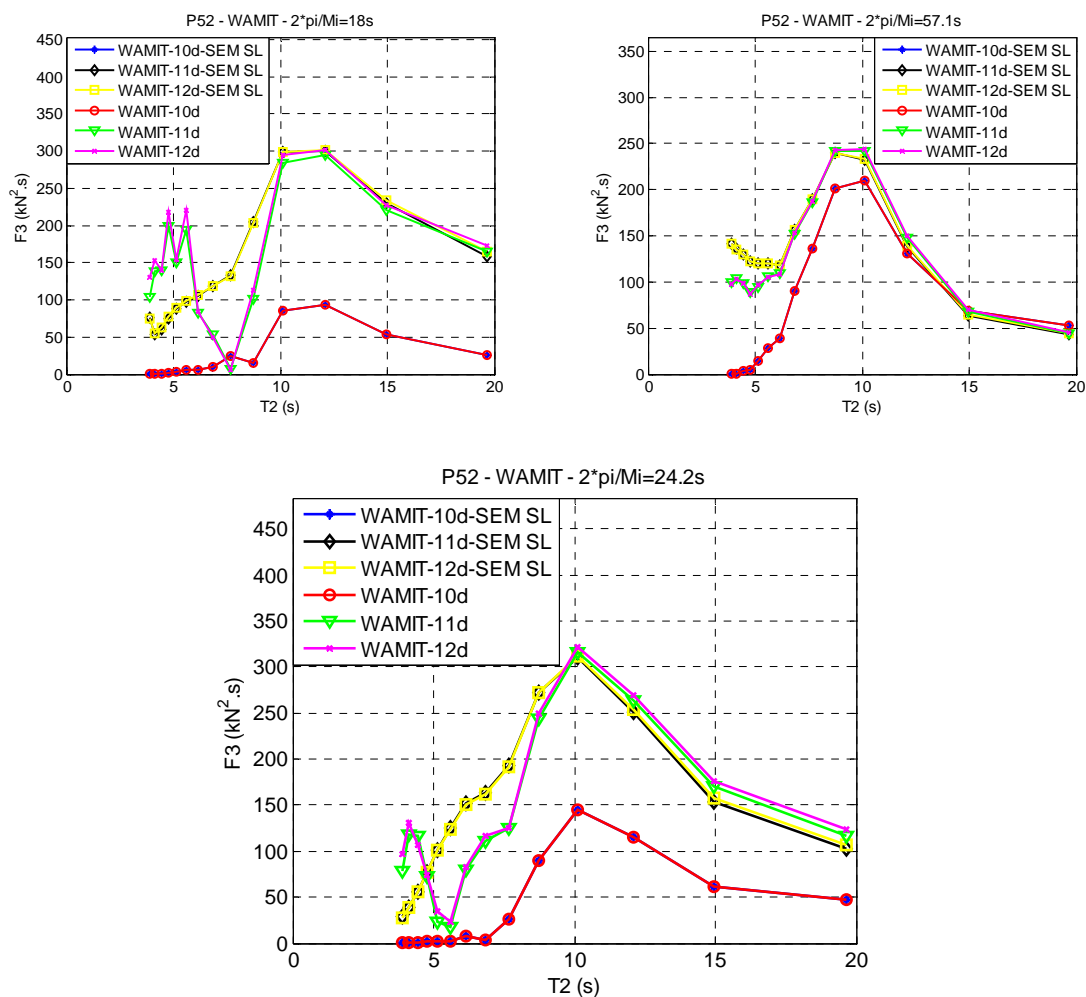


Figura 4-58 – Força de segunda ordem (para amplitude unitária de onda) de heave para diferentes aproximações de cálculo hidrodinâmico.

#### 4.1.7.4. Resultados teórico e experimental do Teste 5130

Como já descrito anteriormente, movimentos ressonantes são afetados significativamente pelo nível de amortecimento do sistema. Para avaliar essa influência, foi realizado o cálculo do espectro de resposta de *pitch* da P-52 através do RAO de segunda ordem obtido pelo programa WAMIT® (arquivo “.16d”) e da função densidade espectral de elevação de onda do Mar1 – ver (4.6) - com diferentes níveis de amortecimento externo (Figura 4-59). Nesse caso, foi usado o cálculo completo do potencial de segunda ordem realizado pelo programa WAMIT® (incluindo os termos

forçantes da superfície livre) no cálculo dos carregamentos, como explicado na seção 4.1.7.3. Um ponto importante que deve ser lembrado aqui é relativo ao pico do espectro de resposta (ver Figura 4-8 e Figura 4-10), que diminui com o aumento do alisamento do espectro, ou seja, com o aumento do número dos graus de liberdade (GDL) da análise espectral. Assim, o gráfico da Figura 4-59 é construído forçando o GDL do espectro de resposta calculado com o sinal do *pitch* do Teste 5130 que mais se aproxima do pico obtido pelo cálculo teórico.

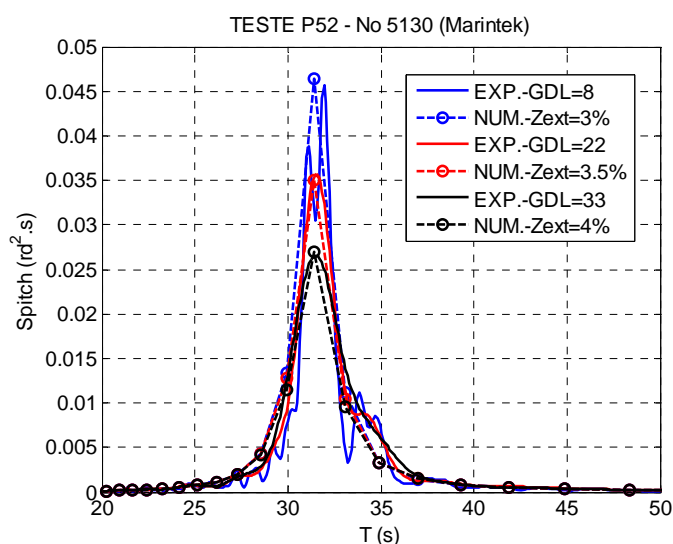


Figura 4-59 – Comparações da função densidade espectral de movimento de pitch obtida para o Teste 5130 com o cálculo numérico (usando  $RAO_5^{(2-)}$  do WAMIT® com potencial de segunda ordem completo), variando-se o amortecimento externo.

A questão agora é estimar qual o amortecimento do modelo teórico que melhor representa os resultados obtidos do ensaio, lembrando que  $m_0$  não varia significativamente com a variação do GDL da análise espectral (ver Figura 4-9). A Tabela 4.16 indica que o valor de amortecimento que mais se aproxima ao resultado do ensaio experimental é com  $\zeta_v=3.5\%$ . Todos os cálculos mostrados a seguir para as diferentes aproximações dinâmicas e hidrodinâmicas utilizaram esse valor de amortecimento nos modelos teóricos para comparação com os resultados de movimento

de *pitch* do Teste 5130. É importante ressaltar que a função densidade espectral de elevação de onda também varia com o GDL da análise espectral (ver Figura 4-5 e Figura 4-6). Portanto, os resultados de amplitude significativa para os cálculos numéricos da Tabela 4.16 foram realizados variando-se o alisamento dos espectros do Mar 1 (GDL=4 a 64).

*Tabela 4.16: Comparação dos resultados experimental (Teste 5130) e numéricos (usando  $RAO_5^{(2-)}$  do WAMIT® com potencial de segunda ordem completo) para amplitude significativa de movimento de pitch em graus variando-se  $\zeta_v$ .*

TESTE 5130 - PITCH							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	1.242	1.216	1.264	1.236	1.227	1.237	-
NUM.- $\zeta_v=3\%$	1.363	1.354	1.387	1.391	1.387	1.376	11.26
NUM.- $\zeta_v=3.5\%$	1.240	1.235	1.265	1.269	1.264	1.255	1.42
NUM.- $\zeta_v=4\%$	1.147	1.143	1.171	1.175	1.171	1.161	-6.14

Nos gráficos da Figura 4-60 é possível verificar a comparação da função densidade espectral de momento de *pitch* calculada de acordo com (3.45) com três abordagens de aproximação hidrodinâmica diferentes para o cálculo das QTFs:

- (a) potencial de segunda ordem – foram utilizadas as curvas com cor verde ou magenta (saída “.11d” ou “.12d” do WAMIT®) dos gráficos da Figura 4-57 que são as QTFs calculadas com o potencial de segunda ordem incluindo os termos forçantes da superfície livre.
- (b) potencial de segunda ordem sem o termo forçante de superfície livre – foram utilizadas as curvas com cor preta ou amarela (saída “.11d” ou “.12d” do WAMIT®) dos gráficos da Figura 4-57 que são as QTFs calculadas com o potencial de segunda ordem sem os termos forçantes da superfície livre.

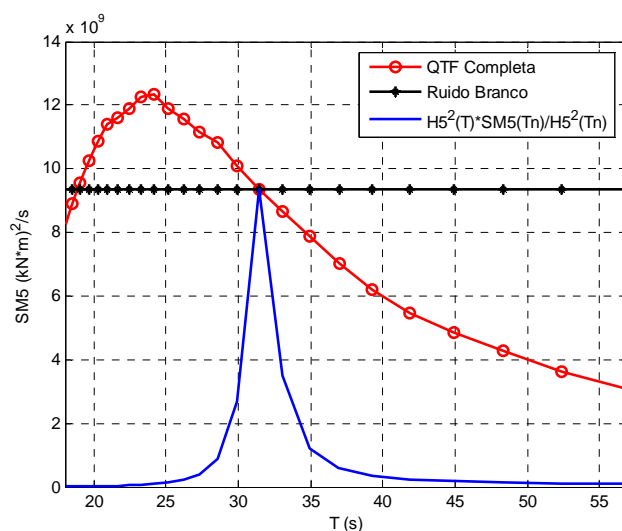
- (c) sem o potencial de segunda ordem – foram utilizadas as curvas com cor azul ou vermelha (saída “.10d” do WAMIT®) dos gráficos da Figura 4-57 que são as QTFs calculadas sem o potencial de segunda ordem. No caso da Aproximação de NEWMAN, as QTFs foram aproximadas pelas forças de deriva média de onda unitária que não apresentam o potencial de segunda ordem em seu cálculo.

Observação: A função densidade espectral de elevação de onda aqui utilizada foi com  $GDL=22$ .

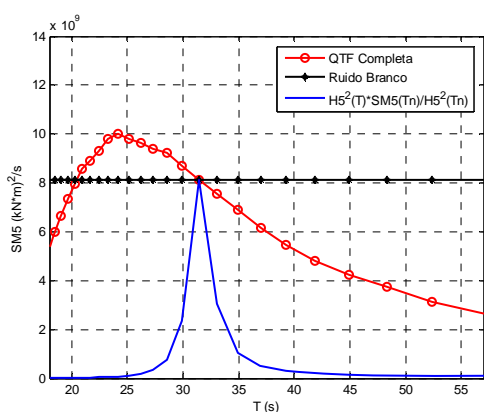
Com relação às aproximações dinâmicas dos gráficos da Figura 4-60, as seguintes considerações podem ser feitas:

- QTF completa – foram utilizadas todas as QTFs calculadas para todas as combinações de frequências definidas na Tabela A.2.
- Ruído Branco – a função densidade espectral de momento tem valor constante para todas as diferenças de frequência e é igual ao cálculo apenas na diferença de frequência relativa ao período natural de *pitch* como mostrado em (3.57);
- Aproximação de NEWMAN – as QTFs nas diferenças de frequência  $\mu = (\omega_i - \omega_j)$  são aproximadas pelas forças de deriva média de onda unitária nas frequências  $(\omega_i + \mu/2)$  como mostrado em (3.55).

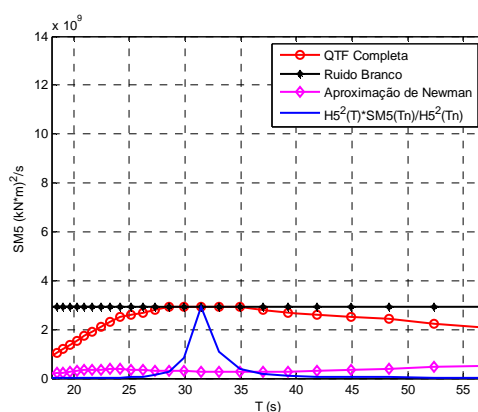
Observação: Apenas para uma melhor visualização da influência das funções densidade espectral de momento no cálculo dos espectros de resposta, também foi impresso nos gráficos da Figura 4-57 o quadrado da função de transferência de momento unitário de *pitch* normalizada para que o pico do quadrado dessa função seja igual ao valor do espectro de momento na frequência natural.



(a)



(b)



(c)

Figura 4-60 – Comparação da função densidade espectral de momento de pitch calculada com diferentes aproximações para o Teste 5130: (a) potencial de segunda ordem completo; (b) potencial de segunda ordem sem o termo forçante de superfície livre; (c) sem o potencial de segunda ordem.

Através dos gráficos da Figura 4-60 vê-se que quanto mais aproximações hidrodinâmicas são incluídas no cálculo, menor são os valores das funções de densidade espectral de momento. Note que a aproximação sem o potencial de segunda ordem reduz o espectro de momento de forma mais significativa do que a aproximação sem as parcelas forçantes da superfície livre no potencial de segunda ordem.



Agora será avaliada a função de densidade espectral de movimento de *pitch* também através de algumas aproximações hidrodinâmicas e dinâmicas. Os três gráficos da Figura 4-61 (a,b e c) apresentam aproximações hidrodinâmicas idênticas ao já explicado anteriormente para o cálculo das funções de densidade espectral de momento de *pitch*. Com relação às aproximações dinâmicas, é importante destacar os seguintes pontos:

- NUM. (6gdl) – o cálculo é realizado como mostrado em (4.8), através dos arquivos de saída “.16d” que são os RAOs de segunda ordem. Portanto, nesse cálculo existe a influência do acoplamento entre os movimentos nos seis graus de liberdade;
- NUM. (1gdl) – o cálculo é realizado como mostrado em (3.48), com a matriz de QTFs (saída “.11d”, “.12d” ou “.10d” do WAMIT®, lembrando que os dois primeiros devem ter valores iguais ou muito próximos) para todas as diferenças de frequência  $\mu = (\omega_i - \omega_j)$  (ver curvas vermelhas da Figura 4-60). Além disso, a diferença primordial deste último caso para o caso anterior com 6gdl, é que a função de transferência de momento unitário aqui é aproximada por um cálculo com apenas um grau de liberdade de movimento, ou seja, através de (3.49) e não de (3.47). Sendo que  $A_{\alpha\alpha}(\omega)$  e  $B_{\alpha\alpha}(\omega)$  são obtidos através do arquivo de saída do WAMIT® com extensão “.1” com  $\alpha=5$  e  $B'_{\alpha\alpha}$  é o valor do amortecimento viscoso (nesse caso,  $\zeta_v=3.5\%$ ). Assim, nesse cálculo não existe a influência do acoplamento entre os movimentos nos seis graus de liberdade;

- Ruído Branco – o cálculo é realizado como mostrado em (3.56), com a matriz de QTFs (saída “.11d”, “.12d” ou “.10d” do WAMIT®) apenas nas diferenças de frequência relativas ao período natural de *pitch*  $(\omega_i - \omega_j) = \mu_n$  (ver curvas pretas da Figura 4-60). A função de transferência de momento unitário foi calculada da mesma forma como explicado anteriormente em NUM. (1gdl);
- Ap. de Newman – o cálculo é realizado como mostrado em (3.48), com a função densidade espectral de momento calculada a partir de (3.45) e as QTFs  $(T_{\alpha}^{(-)}(\omega; \omega + \mu))$  aproximadas como mostrado em (3.55) (usando a saída “.9” do WAMIT®). A função de transferência de momento unitário foi calculada da mesma forma como explicado anteriormente em NUM. (1gdl).

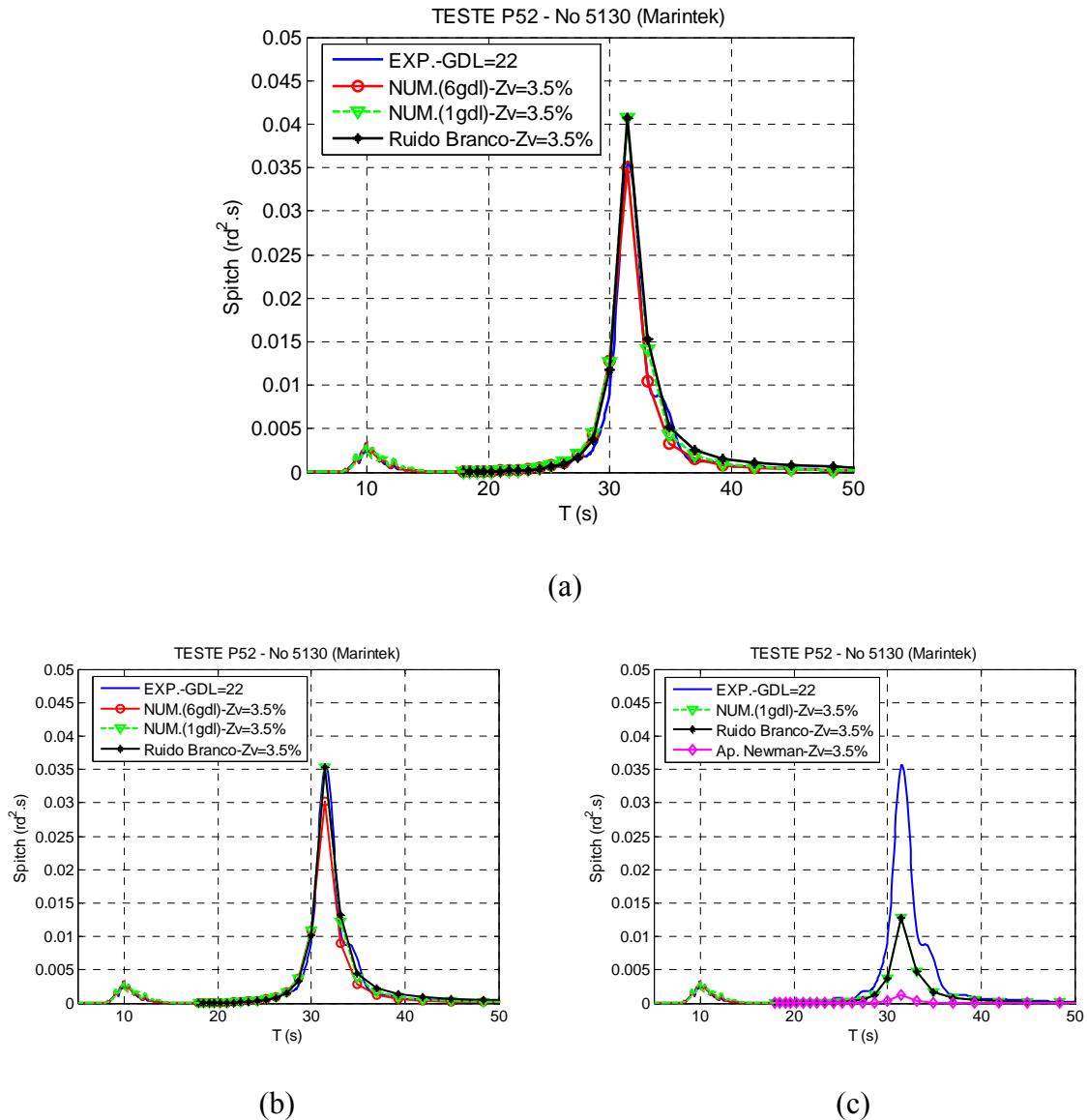


Figura 4-61 – Comparação da função densidade espectral de movimento de pitch obtida no Teste 5130 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT®: (a) potencial de segunda ordem completo; (b) potencial de segunda ordem sem o termo forçante de superfície livre; (c) sem o potencial de segunda ordem.

Note que, como era de se esperar e discutido no capítulo 3 deste trabalho, o cálculo com a aproximação de NEWMAN não teve uma boa aderência com o resultado experimental. Da mesma forma, os outros métodos que desprezam o potencial de segunda ordem também não tiveram boa aderência. A aproximação que usa o potencial de segunda ordem sem os termos forçantes de segunda ordem parece obter resultados bem razoáveis em relação ao cálculo com o potencial de segunda ordem completo e o

experimento. Os métodos de cálculo que utilizam um grau de liberdade de movimento (1 gdl e Ruído Branco) tendem a obter maior amplitude significativa de movimento do que os casos incluindo os seis graus de liberdade de movimento (ver Tabela 4.17) usando o mesmo valor de amortecimento externo ( $\zeta_v=3.5\%$  do amortecimento crítico). Isso pode ser explicado devido ao acoplamento do *pitch* com outros movimentos e essa diferença é visível na Figura 4-62 onde o RAO de *pitch* foi calculado utilizando as matrizes completas (6 gdl) de massa, amortecimento e rigidez (que é o próprio arquivo de saída com extensão “.4” do WAMIT®) e comparando com o RAO calculado utilizando apenas os coeficientes da diagonal principal (1 gdl) - usando os arquivos “.1” (massa adicional e amortecimento potencial) e “.2” (força de excitação de primeira ordem) do WAMIT®.

*Tabela 4.17: Comparação dos resultados experimental (Teste 5130) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de pitch.*

TESTE 5130 - PITCH - $\zeta_v=3.5\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.911	0.908	0.922	0.926	0.923	0.918	-
	Numérico-6gdl	0.912	0.907	0.926	0.929	0.926	0.920	0.23
	Numérico-1gdl	0.951	0.944	0.965	0.967	0.965	0.958	4.41
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	1.242	1.216	1.264	1.236	1.227	1.237	-
2ª Ordem - Cálculo Completo	Numérico-6gdl	1.240	1.235	1.265	1.269	1.264	1.255	1.42
	Numérico-1gdl	1.331	1.324	1.356	1.359	1.356	1.345	8.72
	Numérico-RB	1.372	1.342	1.374	1.377	1.374	1.368	10.55
2ª Ordem - Sem Superfície Livre	Numérico-6gdl	1.148	1.145	1.171	1.175	1.170	1.162	-6.10
	Numérico-1gdl	1.237	1.232	1.260	1.264	1.260	1.251	1.09
2ª Ordem - Sem Potencial de 2ª Ordem	Numérico-RB	1.277	1.251	1.280	1.283	1.279	1.274	2.99
	Numérico-1gdl	0.749	0.744	0.762	0.764	0.763	0.756	-38.87
	Numérico-RB	0.769	0.751	0.770	0.772	0.771	0.767	-38.03
	Numérico-AN	0.235	0.234	0.236	0.237	0.237	0.236	-80.95

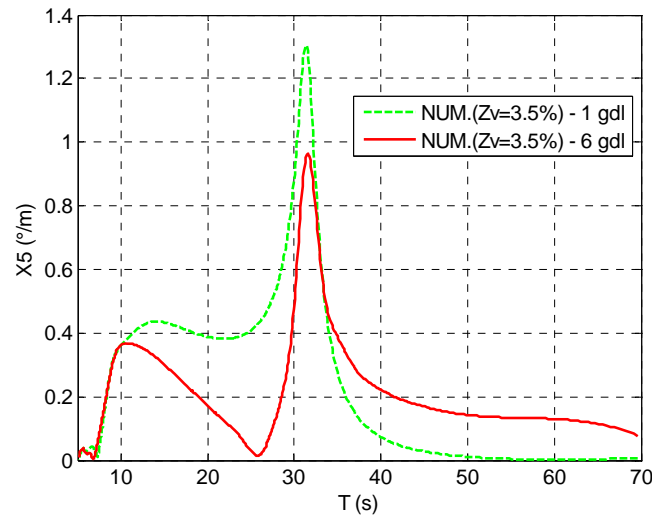


Figura 4-62 – RAO de Pitch calculado com 1 e 6 graus de liberdade de movimento.

É evidente que é sempre possível calibrar a amplitude significativa do cálculo com um grau de liberdade de movimento aumentando o valor de amortecimento  $\zeta_v$  da mesma forma que foi feito para o cálculo com 6gdl. Na figura e tabela abaixo, vê-se uma melhor aderência com o resultado experimental ao se utilizar o valor de  $\zeta_v=4.0\%$  do amortecimento crítico para os cálculos com 1 grau de liberdade de movimento com potencial completo de segunda ordem. Note que estão sendo estudados movimentos de amplitude pequena. Por exemplo, a diferença experimental encontrada para a amplitude significativa de segunda ordem entre o modelo de ruído branco com o potencial de segunda ordem completo ( $\zeta_v=3.5\%$ ) e o experimento foi de 10.55%, e essa diferença representa aproximadamente 0.13 graus (ver Tabela 4.17).

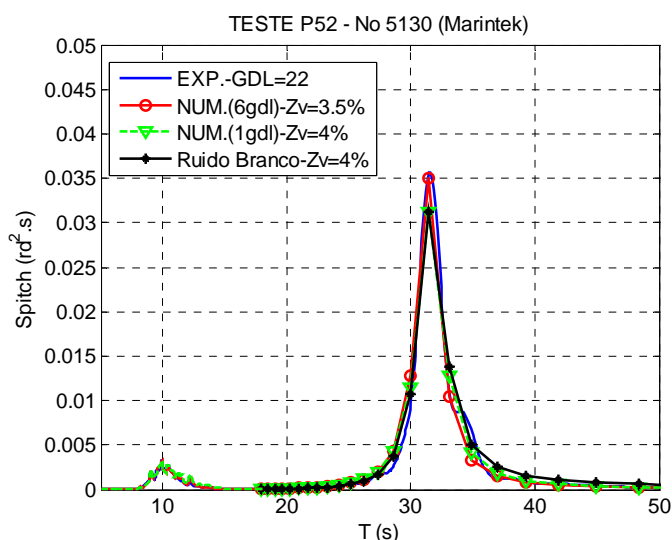


Figura 4-63 – Comparação da função densidade espectral de movimento de pitch obtida no Teste 5130 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT® com potencial de segunda ordem completo.

Tabela 4.18: Comparação dos resultados experimental (Teste 5130) e numéricos com potencial de segunda ordem completo e diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de pitch.

TESTE 5130 - PITCH								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	1.2424	1.2162	1.2644	1.2356	1.227	1.237	-
	Num.-6gdl-Zv=3.5%	1.2404	1.2349	1.2649	1.2686	1.2644	1.255	1.42
	Num.-1gdl-Zv=4%	1.2302	1.2256	1.2553	1.2583	1.2552	1.245	0.63
	Num.-RB-Zv=4%	1.2727	1.2445	1.2744	1.277	1.2749	1.269	2.55

Com relação ao movimento de *heave*, o mesmo estudo descrito acima para o *pitch* foi realizado. Nesse caso, houve uma variação de 1.7% do período de pico do movimento de segunda ordem entre o modelo numérico ( $T_n \approx 23.7s$ ) e o experimental ( $T_n \approx 24.1s$ ). Da mesma forma que para o movimento de *pitch*, aqui também foi calculado teoricamente a função densidade espectral do movimento de *heave* com o RAO de segunda ordem do WAMIT® com o potencial completo de segunda ordem para diferentes níveis de amortecimento externo, como mostrado na figura a seguir. A Tabela 4.19 indica que o amortecimento externo que mais aproxima os resultados numéricos e experimentais é  $\zeta_v = 2\%$ .

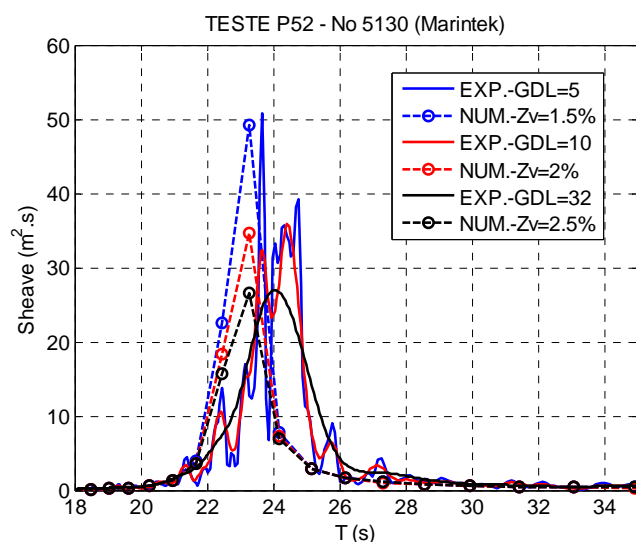


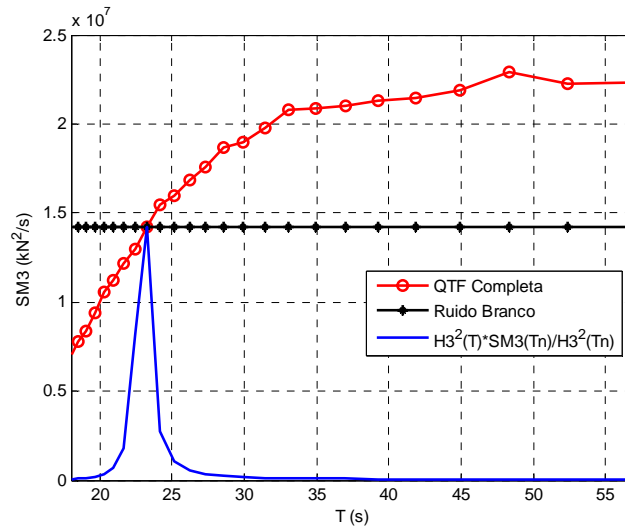
Figura 4-64 – Comparações da função densidade espectral de movimento de heave obtida para o Teste 5130 com o cálculo teórico (usando  $RAO_3^{(2-)}$  do WAMIT® com potencial de segunda ordem completo), variando-se o amortecimento externo.

Tabela 4.19: Comparação dos resultados experimental (Teste 5130) e numéricos (usando  $RAO_3^{(2-)}$  do WAMIT® com potencial de segunda ordem completo) para amplitude significativa de movimento de heave em metros variando-se  $\zeta_v$ .

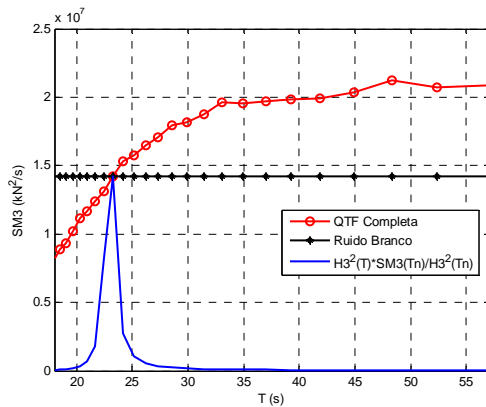
TESTE 5130 - HEAVE							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	0.720	0.709	0.734	0.737	0.744	0.729	-
NUM.- $\zeta_v=1.5\%$	0.764	0.766	0.788	0.789	0.787	0.779	6.86
NUM.- $\zeta_v=2\%$	0.687	0.689	0.709	0.710	0.708	0.701	-3.85
NUM.- $\zeta_v=2.5\%$	0.625	0.626	0.645	0.645	0.644	0.637	-12.60

Para o *heave* (diferentemente do *pitch* mostrado anteriormente), houve uma melhor aderência com relação a se considerar seis ou um grau de liberdade no cálculo da função de transferência de força unitária. Isso pode ser verificado na Figura 4-66 e explicado pelo fato de o movimento de *heave* ser menos sensível a efeitos de acoplamento do que o *pitch*. De fato, na Figura 4-67 se verifica que as curvas de RAO de *heave* não variam significativamente ao se considerar 1 ou 6 graus de liberdade de movimento.

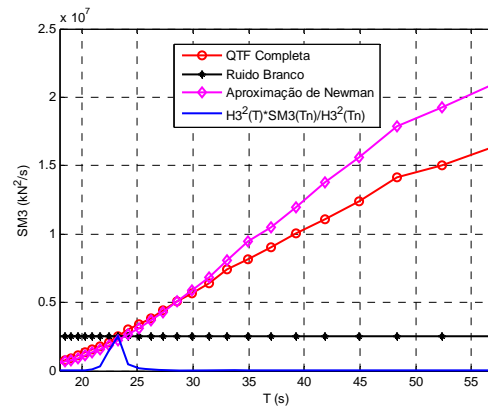
Também é possível concluir que no caso da P-52 os cálculos com o potencial completo de segunda ordem e com a aproximação sem os termos forçantes de superfície livre geram resultados muito próximos tanto para a função densidade espectral de força, quanto para movimento de *heave*.



(a)



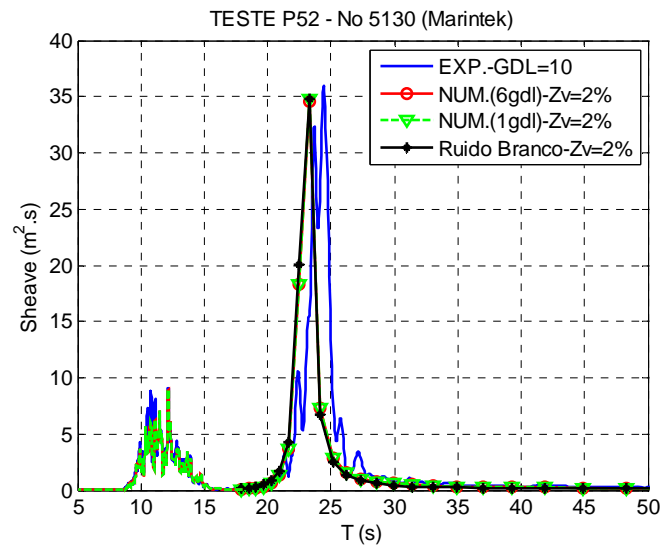
(b)



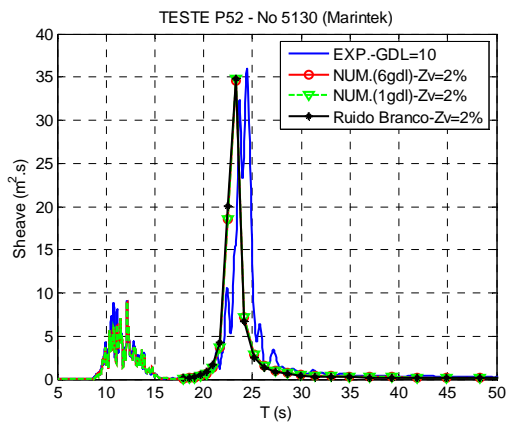
(c)

Figura 4-65 – Comparação da função densidade espectral de força de heave calculada com diferentes aproximações para o Teste 5130: (a) potencial de segunda ordem completo; (b) potencial de segunda ordem sem o termo forçante de superfície livre; (c) sem o potencial de segunda ordem.

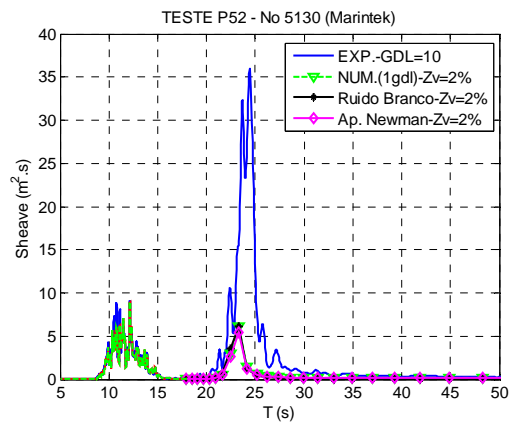




(a)



(b)



(c)

Figura 4-66 – Comparação da função densidade espectral de resposta de heave obtido no Teste 5130 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT®: (a) potencial de segunda ordem completo; (b) potencial de segunda ordem sem o termo forçante de superfície livre; (c) sem o potencial de segunda ordem.

Tabela 4.20: Comparação dos resultados experimental (Teste 5130) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de heave.

TESTE 5130 - HEAVE - $\zeta_v=2\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.739	0.722	0.749	0.741	0.746	0.739	-
	Numérico-6gdl	0.786	0.765	0.797	0.787	0.797	0.786	6.33
	Numérico-1gdl	0.762	0.741	0.771	0.762	0.772	0.762	2.99
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.720	0.709	0.734	0.737	0.744	0.729	-
2ª Ordem - Cálculo Completo	Numérico-6gdl	0.687	0.689	0.709	0.710	0.708	0.701	-3.85
	Numérico-1gdl	0.688	0.690	0.710	0.711	0.709	0.701	-3.74
	Numérico-RB	0.697	0.695	0.713	0.714	0.711	0.706	-3.10
2ª Ordem - Sem Superfície Livre	Numérico-6gdl	0.687	0.689	0.708	0.709	0.707	0.700	-3.91
	Numérico-1gdl	0.688	0.690	0.709	0.710	0.708	0.701	-3.80
2ª Ordem - Sem Potencial de 2ª Ordem	Numérico-RB	0.697	0.695	0.712	0.714	0.710	0.706	-3.16
	Numérico-1gdl	0.298	0.299	0.308	0.309	0.308	0.304	-58.25
	Numérico-RB	0.293	0.292	0.301	0.302	0.300	0.298	-59.15
	Numérico-AN	0.290	0.287	0.296	0.294	0.297	0.293	-59.80

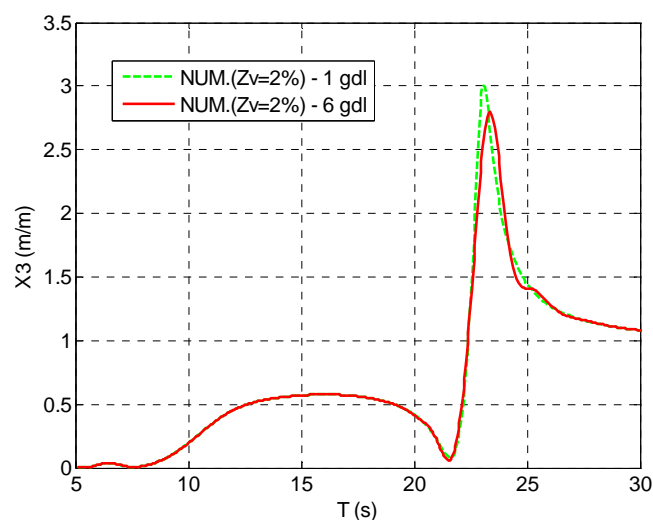


Figura 4-67 – RAO de Heave calculado com 1 e 6 graus de liberdade de movimento.

#### 4.1.7.5. Resultados teórico e experimental do Teste 5150

De forma análoga ao realizado para o Teste 5130, o movimento de *pitch* obtido no Teste 5150 foi avaliado. Aqui apenas não estão impressas as funções densidade espectral de momento de *pitch* como mostrado na Figura 4-60. Portanto, os cálculos aqui realizados foram obtidos da mesma forma como explicado na seção 4.1.7.4.

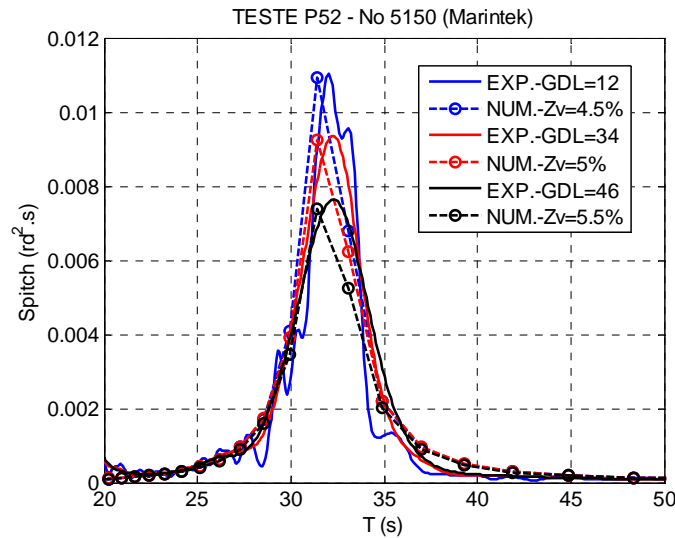


Figura 4-68 – Comparações do espectro de resposta de pitch obtido para o Teste 5150 com o cálculo teórico, variando-se o amortecimento externo.

Tabela 4.21: Comparação dos resultados experimental (Teste 5150) e numéricos (usando  $RAO_5^{(2-)}$  do WAMIT® com potencial de segunda ordem completo) para amplitude significativa de movimento de pitch em graus variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE 5150 - PITCH							
GDL	4	8	16	32	64	MEDIA (°)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	0.786	0.744	0.749	0.744	0.753	0.755	-
NUM.- $\zeta_v=4.5\%$	0.838	0.808	0.815	0.803	0.814	0.816	7.99
NUM.- $\zeta_v=5\%$	0.792	0.764	0.771	0.759	0.769	0.771	2.10
NUM.- $\zeta_v=5.5\%$	0.753	0.726	0.732	0.722	0.731	0.733	-2.97

Pela Tabela 4.21 vê-se que o amortecimento que melhor recuperou o cálculo teórico com o potencial de segunda ordem completo para amplitude significativa de movimento de pitch obtida no Teste 5150 foi  $\zeta_v=5.0\%$ .

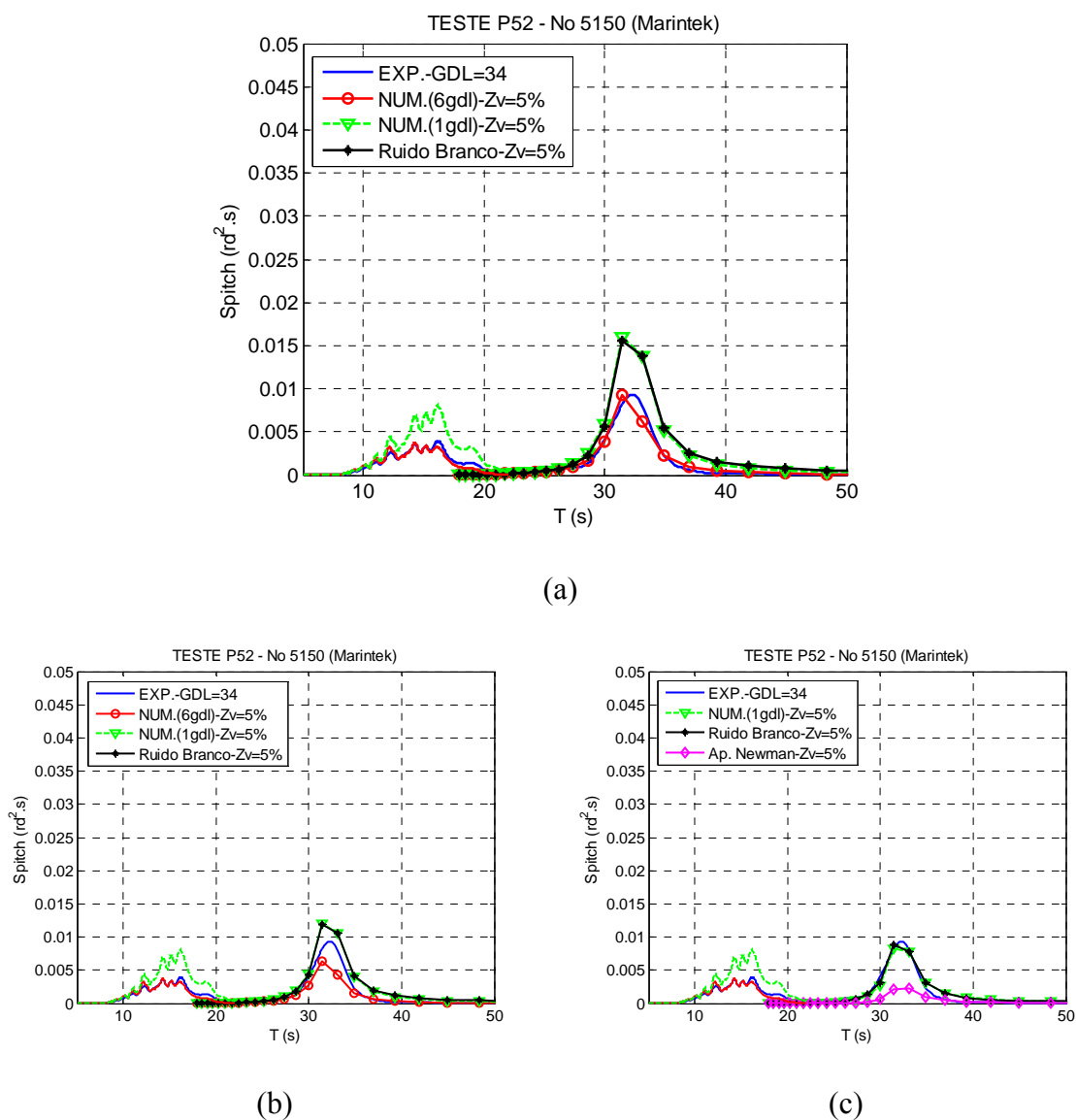


Figura 4-69 – Comparação da função densidade espectral de movimento de pitch obtida no Teste 5150 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT®: (a) potencial de segunda ordem completo; (b) potencial de segunda ordem sem o termo forçante de superfície livre; (c) sem o potencial de segunda ordem.

Pelas Figura 4-69 e Tabela 4.22 vê-se uma diferença mais significativa entre os cálculos utilizando seis ou um graus de liberdade de movimento do que o que foi verificado no Teste 5130. À medida que as aproximações do potencial de segunda ordem são aplicadas, as amplitudes significativas de movimento de *pitch* tendem a diminuir, a ponto dos cálculos com 1gdl sem o potencial de segunda ordem obterem pequena diferença percentual em relação ao experimento, o que é apenas uma

coincidência já que a diferença percentual desses procedimentos com 1gdl e o potencial de segunda ordem completo foi de quase 40%. Novamente, a aproximação de Newman não gerou bons resultados aqui.

*Tabela 4.22: Comparação dos resultados experimental (Teste 5150) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de pitch.*

TESTE 5150 - PITCH - $\zeta_v=5\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MEDIA (°)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	1.224	1.209	1.216	1.215	1.226	1.218	-
	Numérico-6gdl	1.233	1.211	1.211	1.208	1.220	1.217	-0.12
	Numérico-1gdl	1.644	1.622	1.621	1.619	1.635	1.628	33.64
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.786	0.744	0.749	0.744	0.753	0.755	-
2ª Ordem - Cálculo Completo	Numérico-6gdl	0.753	0.726	0.732	0.722	0.731	0.733	-2.97
	Numérico-1gdl	1.069	1.038	1.049	1.034	1.047	1.047	38.69
	Numérico-RB	1.068	1.039	1.047	1.032	1.042	1.046	38.45
2ª Ordem - Sem Superfície Livre	Numérico-6gdl	0.659	0.635	0.640	0.630	0.638	0.640	-15.19
	Numérico-1gdl	0.933	0.908	0.917	0.903	0.915	0.915	21.18
2ª Ordem - Sem Potencial de 2ª Ordem	Numérico-RB	0.935	0.912	0.918	0.904	0.912	0.916	21.30
	Numérico-1gdl	0.776	0.759	0.767	0.756	0.766	0.765	1.26
	Numérico-RB	0.802	0.787	0.791	0.780	0.785	0.789	4.44
	Numérico-AN	0.407	0.399	0.403	0.397	0.402	0.401	-46.86

Nesta seção é apenas apresentada a análise para o movimento de *pitch*. Como o nível de energia do espectro do Mar 2 chega até o período natural do movimento de *heave*, existe uma superposição dos efeitos de primeira e segunda ordem, tornando a análise através do domínio da frequência problemática devida a perda de informação de fase nos cálculos do cruzamento espectral da onda com o RAO de primeira ordem e da equação (3.45). Nesse caso, um cálculo de simulação no domínio do tempo é mais indicado.

As análises mostradas anteriormente parecem ter sido suficientes para a avaliação das diferentes aplicações de aproximações hidrodinâmicas e dinâmicas no cálculo dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical de uma semi-submersível. Nos subitens 4.1.7.6 a 4.1.7.8 serão apresentados, portanto, os resultados para os testes 2310, 2110 e 2220 com estudos similares aos realizados para os testes

5130 e 5150, mas, nesse caso, com um enfoque maior no levantamento dos amortecimentos obtidos na calibração dos modelos teóricos. Assim, todos os cálculos mostrados a seguir nos subitens 4.1.7.6 a 4.1.7.8 foram realizados com os RAOs e carregamentos calculados com o programa WAMIT® com o potencial completo de segunda ordem.

#### 4.1.7.6. Resultados teórico e experimental do Teste 2310

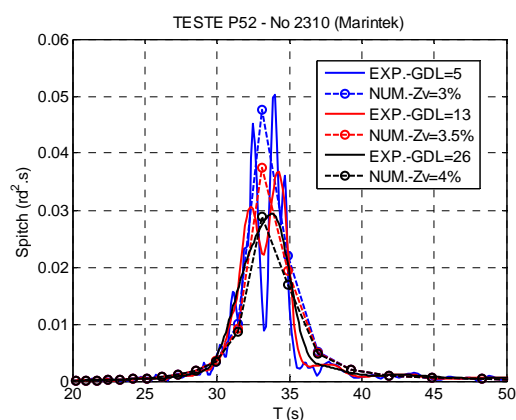


Figura 4-70 – Comparações do espectro de resposta de pitch obtido para o Teste 2310 com o cálculo teórico, variando-se o amortecimento externo.

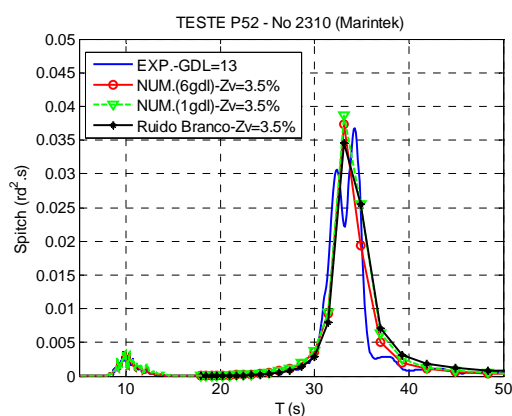


Figura 4-71 – Comparação do espectro de resposta de pitch obtido no Teste 2310 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT.

Tabela 4.23: Comparação dos resultados experimental (Teste 2310) e numéricos para amplitude significativa de movimento de pitch em graus variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE2310 - PITCH							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	1.270	1.273	1.302	1.301	1.290	1.287	-
NUM.- $\zeta_v=3\%$	1.401	1.408	1.437	1.439	1.439	1.425	10.68
NUM.- $\zeta_v=3.5\%$	1.296	1.302	1.329	1.332	1.331	1.318	2.38
NUM.- $\zeta_v=4\%$	1.209	1.214	1.240	1.243	1.242	1.230	-4.46

Tabela 4.24: Comparação dos resultados experimental (Teste 2310) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de pitch.

TESTE 2310 - PITCH - $\zeta_v=3.5\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.910	0.909	0.920	0.924	0.922	0.917	-
	Numérico-6gdl	0.908	0.904	0.923	0.926	0.925	0.917	0.02
	Numérico-1gdl	0.946	0.939	0.960	0.962	0.962	0.954	4.04
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	1.270	1.273	1.302	1.301	1.290	1.287	-
	Numérico-6gdl	1.296	1.302	1.329	1.332	1.331	1.318	2.38
	Numérico-1gdl	1.370	1.376	1.405	1.408	1.408	1.393	8.25
	Numérico-RB	1.343	1.340	1.371	1.376	1.374	1.361	5.72

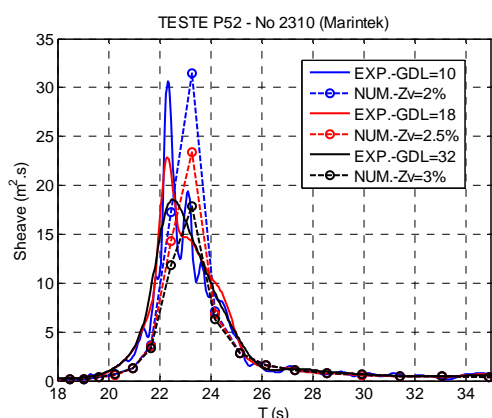


Figura 4-72 – Comparações do espectro de resposta de heave obtido para o Teste 2310 com o cálculo teórico, variando-se o amortecimento externo.

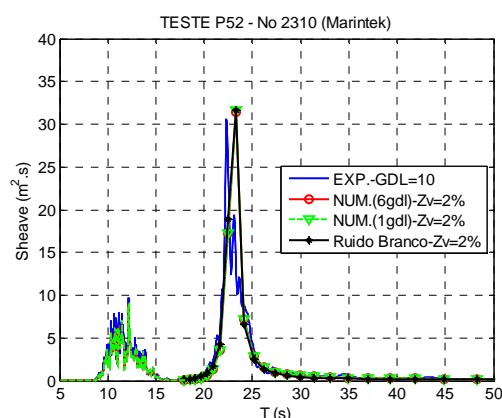


Figura 4-73 – Comparação do espectro de resposta de heave obtido no Teste 2310 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT.

Tabela 4.25: Comparação dos resultados experimental (Teste 2310) e numéricos para amplitude significativa de movimento de heave variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE 2310 - HEAVE							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	0.639	0.663	0.668	0.663	0.664	0.659	-
NUM.- $\zeta_v=2\%$	0.667	0.668	0.688	0.689	0.690	0.680	3.21
NUM.- $\zeta_v=2.5\%$	0.604	0.606	0.624	0.624	0.625	0.617	-6.47
NUM.- $\zeta_v=3\%$	0.554	0.556	0.573	0.573	0.574	0.566	-14.17

Tabela 4.26: Comparação dos resultados experimental (Teste 2310) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de heave.

TESTE 2310 - HEAVE - $\zeta_v=2\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.770	0.753	0.775	0.767	0.775	0.768	-
	Numérico-6gdl	0.786	0.764	0.797	0.788	0.798	0.786	2.41
	Numérico-1gdl	0.761	0.740	0.771	0.763	0.773	0.762	-0.82
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.639	0.663	0.668	0.663	0.664	0.659	-
	Numérico-6gdl	0.667	0.668	0.688	0.689	0.690	0.680	3.21
	Numérico-1gdl	0.667	0.669	0.689	0.690	0.691	0.681	3.31
	Numérico-RB	0.676	0.674	0.692	0.693	0.693	0.685	3.97

#### 4.1.7.7. Resultados teórico e experimental do Teste 2110

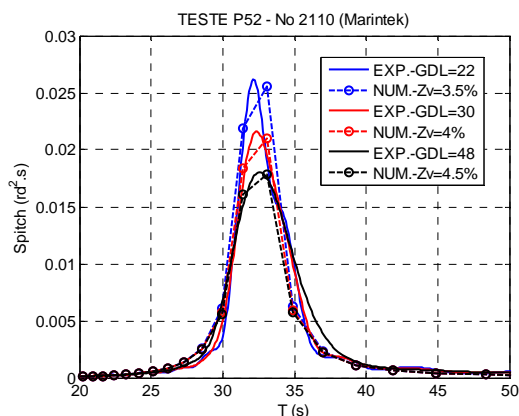


Figura 4-74 – Comparações do espectro de resposta de pitch obtido para o Teste 2110 com o cálculo teórico, variando-se o amortecimento externo.

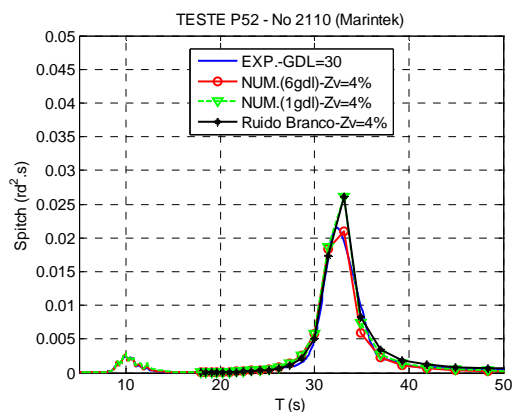


Figura 4-75 – Comparação do espectro de resposta de pitch obtido no Teste 2110 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT.

Tabela 4.27: Comparação dos resultados experimental (Teste 2110) e numéricos para amplitude significativa de movimento de pitch em graus variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE 2110 - PITCH							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	1.121	1.155	1.167	1.159	1.153	1.151	-
NUM.- $\zeta_v=3.5\%$	1.209	1.209	1.236	1.238	1.238	1.226	6.52
NUM.- $\zeta_v=4\%$	1.132	1.132	1.158	1.160	1.160	1.149	-0.20
NUM.- $\zeta_v=4.5\%$	1.066	1.066	1.090	1.093	1.093	1.082	-6.03

Tabela 4.28: Comparação dos resultados experimental (Teste 2110) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de pitch.

TESTE 2110 - PITCH - $\zeta_v=4\%$								
	GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.875	0.872	0.882	0.884	0.883	0.879	-
	Numérico-6gdl	0.870	0.866	0.884	0.887	0.886	0.878	-0.05
	Numérico-1gdl	0.907	0.899	0.920	0.922	0.922	0.914	4.02
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	1.121	1.155	1.167	1.159	1.153	1.151	-
	Numérico-6gdl	1.132	1.132	1.158	1.160	1.160	1.149	-0.20
	Numérico-1gdl	1.203	1.203	1.230	1.232	1.233	1.220	6.03
	Numérico-RB	1.194	1.206	1.227	1.227	1.229	1.217	5.73



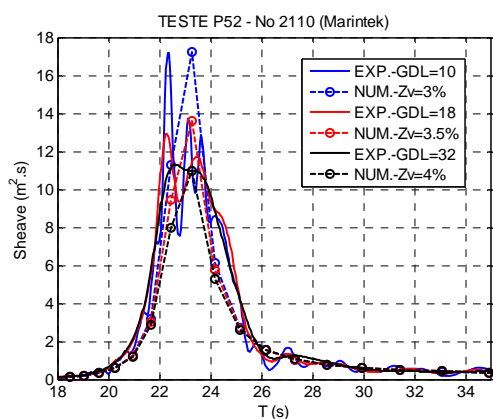


Figura 4-76 – Comparações do espectro de resposta de heave obtido para o Teste 2110 com o cálculo teórico, variando-se o amortecimento externo.

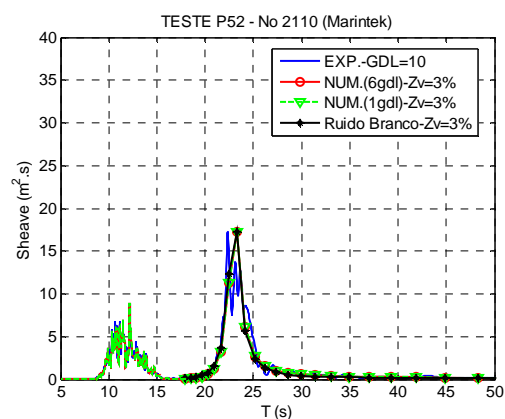


Figura 4-77 – Comparação do espectro de resposta de heave obtido no Teste 2110 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT.

Tabela 4.29: Comparação dos resultados experimental (Teste 2110) e numéricos para amplitude significativa de movimento de heave variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE 2110 - HEAVE							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	0.549	0.569	0.579	0.574	0.573	0.569	-
NUM.- $\zeta_v=3\%$	0.556	0.557	0.574	0.574	0.575	0.567	-0.28
NUM.- $\zeta_v=3.5\%$	0.515	0.516	0.532	0.533	0.533	0.526	-7.51
NUM.- $\zeta_v=4\%$	0.482	0.483	0.498	0.498	0.499	0.492	-13.44

Tabela 4.30: Comparação dos resultados experimental (Teste 2110) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de heave.

TESTE 2110 - HEAVE - $\zeta_v=3\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.716	0.697	0.720	0.711	0.718	0.712	-
	Numérico-6gdl	0.783	0.762	0.794	0.786	0.796	0.784	10.05
	Numérico-1gdl	0.759	0.738	0.769	0.761	0.770	0.759	6.56
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.549	0.569	0.579	0.574	0.573	0.569	-
	Numérico-6gdl	0.556	0.557	0.574	0.574	0.575	0.567	-0.28
	Numérico-1gdl	0.556	0.557	0.574	0.574	0.575	0.567	-0.26
	Numérico-RB	0.562	0.559	0.574	0.575	0.575	0.569	0.05

4.1.7.8. Resultados teórico e experimental do Teste 2220

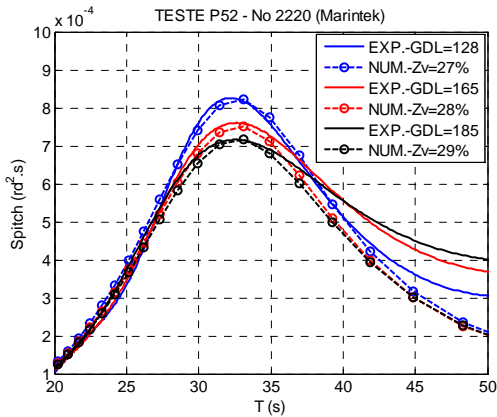


Figura 4-78 – Comparações do espectro de resposta de pitch obtido para o Teste 2220 com o cálculo teórico, variando-se o amortecimento externo.

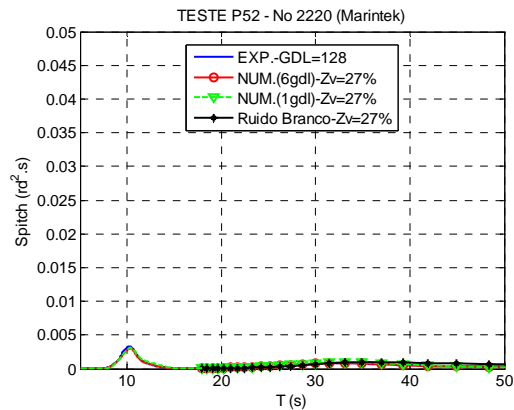


Figura 4-79 – Comparação do espectro de resposta de pitch obtido no Teste 2220 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT.

Tabela 4.31: Comparação dos resultados experimental (Teste 2220) e numéricos para amplitude significativa de movimento de pitch em graus variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE 2220 - PITCH							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	0.418	0.440	0.431	0.437	0.443	0.434	-
NUM.- $\zeta_v=27\%$	0.448	0.434	0.430	0.429	0.435	0.435	0.29
NUM.- $\zeta_v=28\%$	0.437	0.424	0.419	0.419	0.425	0.425	-2.09
NUM.- $\zeta_v=29\%$	0.427	0.414	0.410	0.410	0.415	0.415	-4.34

Tabela 4.32: Comparação dos resultados experimental (Teste 2220) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de pitch.

TESTE 2220 - PITCH - $\zeta_v=27\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (°)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.997	1.023	1.025	1.015	1.026	1.017	-
	Numérico-6gdl	0.988	0.971	0.981	0.976	0.977	0.979	-3.79
	Numérico-1gdl	1.025	1.007	1.017	1.012	1.015	1.015	-0.23
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.418	0.440	0.431	0.437	0.443	0.434	-
	Numérico-6gdl	0.448	0.434	0.430	0.429	0.435	0.435	0.29
	Numérico-1gdl	0.470	0.456	0.451	0.451	0.457	0.457	5.27
	Numérico-RB	0.495	0.474	0.467	0.466	0.474	0.475	9.45

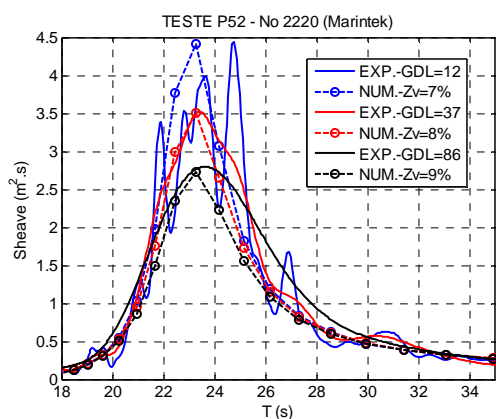


Figura 4-80 – Comparações do espectro de resposta de heave obtido para o Teste 2220 com o cálculo teórico, variando-se o amortecimento externo.

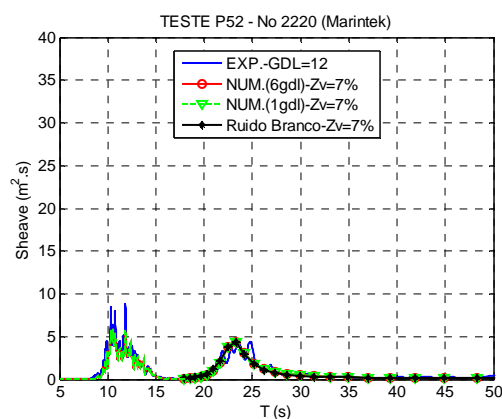


Figura 4-81 – Comparação do espectro de resposta de heave obtido no Teste 2220 com os resultados numéricos utilizando o programa WAMIT.

Tabela 4.33: Comparação dos resultados experimental (Teste 2220) e numéricos para amplitude significativa de movimento de heave variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE 2220 - HEAVE							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
EXPERIMENTAL	0.371	0.388	0.375	0.370	0.378	0.376	-
NUM.- $\zeta_v=7\%$	0.392	0.382	0.379	0.377	0.381	0.382	1.55
NUM.- $\zeta_v=8\%$	0.365	0.355	0.353	0.351	0.355	0.356	-5.43
NUM.- $\zeta_v=9\%$	0.343	0.333	0.331	0.330	0.334	0.334	-11.24

Tabela 4.34: Comparação dos resultados experimental (Teste 2220) e numéricos com diferentes abordagens de cálculo para amplitude significativa de movimento de heave.

TESTE 2220 - HEAVE - $\zeta_v=7\%$								
GDL		4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
1ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.722	0.733	0.737	0.736	0.744	0.735	-
	Numérico-6gdl	0.701	0.684	0.690	0.692	0.697	0.693	-5.69
	Numérico-1gdl	0.685	0.670	0.676	0.678	0.682	0.678	-7.67
2ª Ordem	EXPERIMENTAL	0.371	0.388	0.375	0.370	0.378	0.376	-
	Numérico-6gdl	0.392	0.382	0.379	0.377	0.381	0.382	1.55
	Numérico-1gdl	0.392	0.381	0.379	0.377	0.381	0.382	1.53
	Numérico-RB	0.399	0.389	0.388	0.386	0.393	0.391	3.94

#### 4.1.7.9. Conclusões das Comparações entre experimentos e modelos teóricos

A calibração dos modelos teóricos para o cálculo do movimento de segunda ordem permitiu uma avaliação do amortecimento viscoso  $\zeta_v$  presente em cada ensaio com ondas irregulares. Na Tabela 4.35 vê-se um resumo dos resultados de

amortecimento externo obtidos com o modelo teórico completo: matriz completa de QTF e 6 graus de liberdade de movimento. Para o movimento de *pitch*, a inclusão de linhas de ancoragem e *risers* não interfere de forma significativa no nível de amortecimento do sistema (testes 5130, 5150, 2310, 2110), no entanto, a presença de uma correnteza centenária fez o nível de amortecimento subir consideravelmente. O movimento de *heave* teve comportamento similar ao de *pitch*, sendo que a presença da correnteza também aumenta consideravelmente o amortecimento viscoso.

*Tabela 4.35: Amortecimentos viscoso em porcentagem de amortecimento crítico ( $\zeta_v$ ) utilizados nos modelos teóricos.*

CONFIGURAÇÃO	NUM. TESTE	PITCH	HEAVE
ANC HOR - U <sub>0</sub>	5130	3.5	2
ANC HOR - U <sub>0</sub>	5150	5	-
ANC TRUNC - U <sub>0</sub>	2310	3.5	2
ANC TRUNC + R - U <sub>0</sub>	2110	4	3
ANC TRUNC + R - U	2220	27	7

A constatação do descrito no parágrafo anterior remete ao cuidado que deve ser tomado na extrapolação de resultados de movimentos de segunda ordem verticais obtidos em tanques com ondas. Além dos efeitos de escala no amortecimento do casco e das linhas, a diferença no comprimento das linhas de um sistema truncado para o real também pode interferir no nível de amortecimento do sistema. Muitos ensaios com modelo truncado são realizados para se obter valores de *airgap* dinâmico devido à dificuldade em realizar esse cálculo com programas numéricos. Sem uma representação correta dos movimentos verticais de segunda ordem, esse procedimento pode obter movimentos relativos entre a onda e a plataforma diferentes da realidade.

Com relação às aproximações hidrodinâmicas e dinâmicas testadas nos subitens anteriores, é possível observar nas Figura 4-61, Figura 4-66 e Figura 4-69 que a

Aproximação de NEWMAN largamente usada para estimar movimentos de segunda ordem no plano horizontal não apresenta bons resultados quando aplicada em movimentos no plano vertical, nesse caso, *heave* e *pitch*. Com relação aos outros cálculos com a aproximação sem o potencial de segunda ordem, seus resultados obtiveram uma discrepância considerável em relação ao cálculo com o potencial de segunda ordem completo considerando-se o mesmo nível de amortecimento, portanto, esse tipo de aproximação deve ser evitado no caso de movimentos ressonantes de segunda ordem de plataformas semi-submersíveis. A aproximação sem os termos forçantes de superfície livre para o cálculo do potencial de segunda ordem apresentou resultados bem mais próximos aos do cálculo do potencial completo, indicando que esse tipo de aproximação pode ser utilizado em aplicações desse tipo. Obviamente as aproximações devem ser sempre testadas para alguns casos com o cálculo completo para uma maior garantia de sua aplicação.

Com relação às aproximações dinâmicas, a Tabela 4.36 traz um resumo das diferenças percentuais obtidas nesses cálculos com o potencial de onda de segunda ordem completo em relação aos experimentos para o movimento de *pitch* (todos procedimentos com o mesmo nível de amortecimento). A maior diferença percentual encontrada na comparação do experimento com a utilização do método de ruído branco foi com o teste 5150 – 38.5%. É importante sempre lembrar que estão sendo aqui tratados movimentos de amplitude pequena e a diferença apresentada anteriormente representa um ângulo de apenas 0.29 graus. Outra importante constatação que também pode ser verificada na Tabela 4.36 é que a diferença percentual entre o cálculo com 1 e 6 graus de liberdade e QTF inteira é bem maior que aquela obtida entre a aproximação de ruído branco e o cálculo com 1 grau de liberdade e QTF inteira. Isso indica que a

aproximação de ruído branco não foi a causadora das maiores diferenças percentuais e sim a aproximação do procedimento de cálculo de 6 graus de liberdade de movimento para apenas 1gdl. Isso também foi mostrado com a comparação dos RAOs na Figura 4-62, ou seja, o acoplamento do movimento de *pitch* com outros movimentos interfere na resposta do mesmo. Uma forma de se evitar esse problema e mantendo a aproximação do modelo de ruído branco, seria realizando o cálculo de ruído branco nos 6 graus de liberdade de movimento, da seguinte forma:

$$S_{\alpha}^{(-)}(\omega) = \sum_{k=1}^6 |H_{\alpha k}(\omega)|^2 S_{F,\alpha}^{(-)}(\omega_n), \quad (4.7)$$

com a vantagem de ainda termos uma redução considerável nos pares de frequências necessários para o cálculo numérico da segunda ordem.

*Tabela 4.36: Diferenças percentuais obtidas nas diferentes aproximações dinâmicas de cálculos (com o potencial completo de segunda ordem) com os resultados experimentais para o movimento de pitch.*

PITCH					
TESTE	5130	5150	2310	2110	2220
6gdl	1.42	2.097	2.38	-0.20	0.29
1gdl	8.72	38.77	8.25	6.03	5.27
RB	10.55	38.53	5.72	5.73	9.45

Já para o movimento de *heave*, a maior diferença percentual com relação aos diferentes ensaios e aproximações dinâmicas de cálculo com o potencial de segunda ordem completo foi de 8.25% (todos os modelos de cálculo com o mesmo nível de amortecimento), o que é bastante razoável. Diferentemente do *pitch* mostrado anteriormente, o movimento de *heave* não é afetado pelo acoplamento com outros movimentos (ver Figura 4-67). Dessa forma, o modelo com ruído branco e um grau de liberdade apresenta melhores resultados em relação ao caso anterior.

*Tabela 4.37: Diferenças percentuais obtidas nas diferentes aproximações dinâmicas de cálculos (com o potencial completo de segunda ordem) com os resultados experimentais para o movimento de heave.*

HEAVE					
TESTE	5130	5150	2310	2110	2220
6gdl	-3.85	-	2.38	-0.20	1.55
1gdl	-3.74	-	8.25	6.03	1.53
RB	-3.10	-	5.72	5.73	3.94

Por fim, é importante lembrar que cada aproximação, apesar de aumentar o erro no cálculo, traz ganhos relativos ao esforço computacional e ao tempo das análises. Isso pode ter grande impacto, por exemplo, em fases iniciais de projeto onde se procura estabelecer as dimensões do casco da plataforma. Em alguns casos são até utilizados algoritmos de otimização para a busca de um casco com menor movimento, mas a utilização desses algoritmos requer uma metodologia de cálculo rápida. Dessa forma, os resultados apresentados acima indicam que a aproximação hidrodinâmica com o potencial de segunda ordem sem o cálculo das forçantes de superfície livre gera resultados com diferenças percentuais pequenas e torna o cálculo mais ágil, já que evita uma série de cálculos numéricos na superfície livre discretizada de difícil convergência. Com relação às aproximações dinâmicas, o método de ruído branco também reduz de forma considerável o tempo computacional diminuindo o número de diferenças de frequências para apenas uma, no período natural do grau de liberdade em estudo. Apesar da aproximação de cálculos com 6 graus de liberdade de movimento para 1 gdl terem aumentado a diferença percentual dos movimentos consideravelmente para o caso do *pitch*, como estamos lidando com movimentos de pequena amplitude, esse método também pode ser recomendado em casos de necessidade de agilidade nos cálculos.

Portanto, o cálculo dos movimentos ressonantes de *heave*, *roll* e *pitch* no domínio da frequência pode ser realizado com aproximações sem os termos forçantes de superfície livre para o potencial de segunda ordem, com o método de ruído branco aplicado com um grau de liberdade de movimento para plataformas semi-submersíveis em fases iniciais de projeto. Sempre lembrando que, como a metodologia proposta apresenta várias aproximações, recomenda-se realizar alguns testes comparativos com o cálculo completo. Outro ponto de atenção é que a metodologia no domínio da frequência deve ser usada apenas nos casos em que as elevações de onda e os movimentos de primeira ordem estão em faixas de frequência separadas dos movimentos ressonantes de segunda ordem. Isso acontecerá praticamente em todos os casos analisados para os movimentos de *roll* e *pitch* de plataformas semi-submersíveis já que seus períodos naturais normalmente são acima de 30 segundos. Mas, no caso do *heave* que tem o período natural em torno de 25 segundos, funções densidade espectral de elevação de ondas com períodos de pico altos podem apresentar energia de excitação na região de movimento ressonante de *heave*. O cálculo aqui proposto não quantifica os movimentos causados pelo acoplamento da ancoragem entre *surge* e *pitch* ou *sway* e *roll*, o que também podem causar movimentos lentos no plano vertical com períodos superiores a 100 segundos.

#### **4.2 Análise dos ensaios da P-52 no IPT**

Em 2004, foi realizada no tanque de reboque do Instituto de Pesquisas Tecnológicas do Estado de São Paulo (IPT) uma repetição dos ensaios do Marintek mostrados na seção anterior com o modelo da P-52. O objetivo principal era sanar



dúvidas que existiam quanto à influência da correnteza sobre o *airgap* dinâmico da plataforma.

Dadas as limitações físicas do tanque (as dimensões do tanque de reboque do IPT são 280 x 6,6 x 4,0 m e do Marintek, 80 x 50 x 10 m), foi elaborado um modelo de linhas equivalentes composto por quatro molas lineares submersas, conforme ilustrado na figura abaixo.

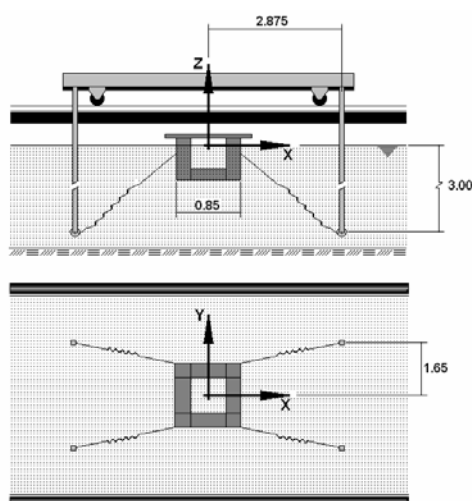
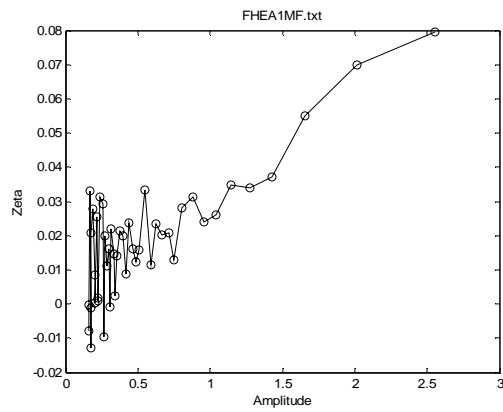


Figura 4-82 – Desenho esquemático do sistema de amarração utilizado no ensaio do IPT, (Ref.: EPUSP(2004)).

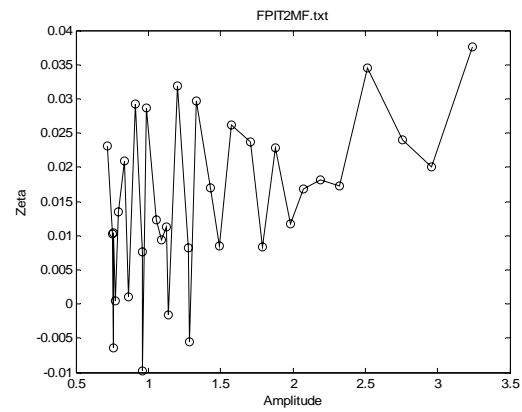
O objetivo principal nesta seção é apresentar algumas discrepâncias que foram observadas nos movimentos de segunda ordem obtidos nos ensaios do Marintek e do IPT e discutir suas origens, à luz do modelo teórico com o cálculo dos movimentos ressonantes no plano vertical completo: incluindo os termos forçantes de superfície livre do potencial de segunda ordem, matriz completa de QTFs com as frequências discretizadas da mesma forma que na seção 4.1.7.1 e seis graus de liberdade de movimento – ver (4.6). As malhas do casco e da superfície livre aqui utilizados (método *low-order*), bem como os parâmetros de configuração dos arquivos de entrada do

WAMIT® foram idênticos aos utilizados na seção 4.1. Serão identificados os principais parâmetros para que seja reproduzida em um tanque de ondas a dinâmica de sistemas oceânicos sujeitos a movimentos de segunda-ordem no plano vertical.

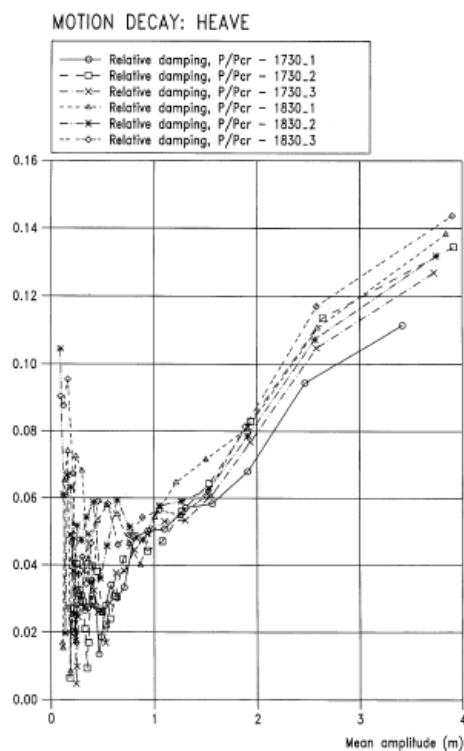
Por apresentar um sistema de ancoragem com apenas 4 linhas e com linhas mais curtas, espera-se um nível de amortecimento menor no ensaio do IPT (o modelo do Marintek no teste 2310 apresentava 16 linhas truncadas) e, portanto, com amplitudes de movimentos de segunda ordem maiores. De fato, na Figura 4-83 é verificado um nível de amortecimento menor nas curvas de decaimento de *heave* e *pitch* do IPT do que nas curvas de *heave* e *roll* para o Marintek. Para a amplitude média de 1 metro de movimento de *heave*, o nível de amortecimento do modelo ensaiado no Marintek está em torno de  $\zeta_t=5\%$ , enquanto que o do IPT é cerca de  $\zeta_t=2.5\%$ . Nos testes do Marintek, não foram realizados ensaios de decaimento do movimento de *pitch*, tendo sido realizado para o movimento de *roll*. Considerando-se que a plataforma tem características aproximadamente simétricas, pode-se considerar que o nível de amortecimento desses dois movimentos será similar. Portanto, para o movimento de *roll*, considerando a amplitude média de 1 grau, o modelo do Marintek obteve nível de amortecimento em torno de  $\zeta_t=5\%$ . Já o IPT, para o movimento de *pitch*, o amortecimento encontrado não foi maior que  $\zeta_t=3\%$ , para o mesmo 1 grau de amplitude média.



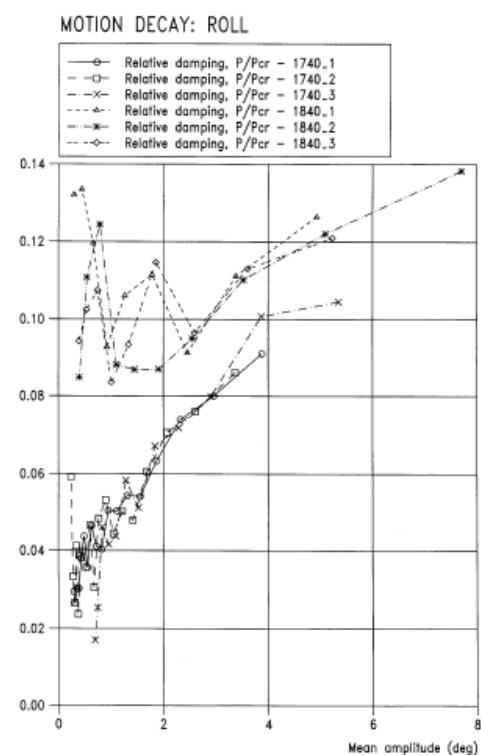
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 4-83 – Fator de amortecimento  $\zeta_t$  (%) obtido em ensaios de decaimento do IPT (a) Heave; (b) Pitch - sem correnteza e do Marintek (c) Heave; (d) Roll - sem risers e com e sem correnteza (Ref.: EPUSP(2004) e Marintek(2002)).

Além do nível de amortecimento, outro importante fator na dinâmica de movimentos de segunda ordem é a onda incidindo sobre o modelo. Foi observado que os espectros de mar correspondentes ao Mar 1 (JONSWAP,  $H_s = 6.3\text{m}$ ;  $T_p = 10\text{s}$ )

gerados no IPT apresentavam energia um pouco menor do que a esperada na faixa de altas frequências do espectro. Embora essa diferença não afete de forma significativa os movimentos de primeira ordem, tem importante influência nos movimentos de segunda ordem pelos motivos que serão discutidos a seguir.

Na Figura 4-84, abaixo, é apresentada a comparação entre o espectro de ondas teórico e o espectro de ondas experimental. A Figura 4-85, por sua vez, traz a comparação entre a função espectro de grupo de onda, a qual traz informações importantes para o problema de 2ª ordem em baixa frequência. A função espectro de grupo de onda é definida como:

$$G(\mu) = 8 \int_0^{\infty} S(\omega) S(\omega + \mu) d\omega \quad (4.8)$$

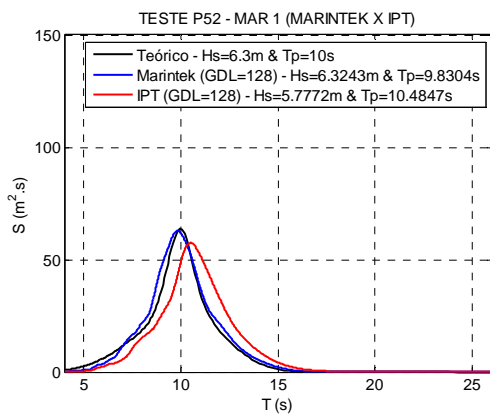


Figura 4-84 – Comparação dos espectros de mar teórico e obtidos no IPT e Marintek.

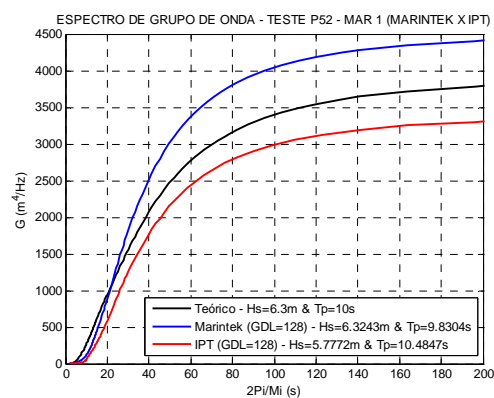


Figura 4-85 – Comparação dos espectros de grupo de onda teórico e obtidos no IPT e Marintek.

A comparação entre as funções espectro de grupo teórica e experimental permite inferir, diretamente, que o espectro experimental obtido no IPT implicará em energia menor de movimentos de 2ª ordem para os movimentos de *heave* e *pitch*, em toda a região onde a frequência diferença para os movimentos de segunda ordem verticais é

importante, ou seja, de 20 a 60 segundos. Portanto, espera-se que com um nível de excitação menor, os movimentos de segunda ordem verticais obtidos no IPT sejam menores que os obtidos no Marintek.

De fato, na Figura 4-86 e Tabela 4.38, é possível verificar o fato abordado no parágrafo acima. A amplitude significativa de segunda ordem do movimento de *pitch* para o ensaio no Marintek com ancoragem truncada (teste 2310- ver Tabela 4.23) foi de 1.287 graus, enquanto que, no IPT, foi de 0.861 graus - diferença de 33.1%. Já com relação ao movimento de primeira ordem, os movimentos foram bem mais próximos, no IPT, amplitude significativa de 0.922 graus e no Marintek de 0.917 graus (ver Tabela 4.24) – diferença de 0.5%. Outro fato interessante é observar que o modelo teórico aqui utilizado - ver (4.8) - indica um nível de amortecimento para o ensaio do Marintek menor que do IPT ( $\zeta_v=3.5\%$  e  $4.5\%$ , respectivamente). Essa conclusão contradiz o observado nos ensaios de decaimento, o que será discutido ao fim desta seção.

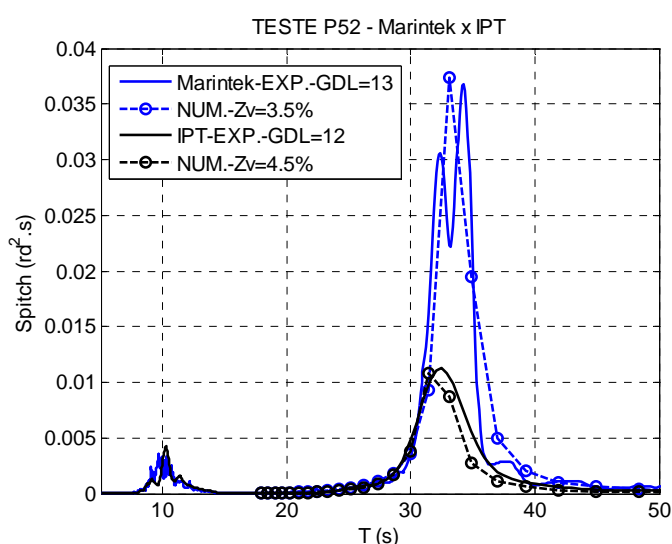


Figura 4-86 – Espectros resposta experimentais e numéricos para o movimento de *pitch* (IPT e Marintek – Teste 2310).

Tabela 4.38: Comparação dos resultados experimental (Teste IPT) e numéricos para amplitude significativa de movimento de pitch variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE IPT - PITCH							
GDL	4	8	16	32	64	MEDIA (°)	DIF. (%)
EXP.-1ª ordem	0.932	0.929	0.923	0.909	0.916	0.922	-
NUM.-1ª ord.- $\zeta_v=4.5\%$	0.905	0.906	0.901	0.887	0.895	0.899	-2.49
EXP.-2ª ordem	0.884	0.857	0.851	0.864	0.851	0.861	-
NUM.-2ª ord.- $\zeta_v=4\%$	0.909	0.905	0.897	0.879	0.883	0.931	8.07
NUM.-2ª ord.- $\zeta_v=4.5\%$	0.855	0.852	0.844	0.828	0.832	0.842	-2.23

Com relação ao movimento de *heave*, conclusões similares podem ser obtidas ao descrito acima para o movimento de *pitch*. A amplitude significativa de segunda ordem no ensaio do IPT foi de 0.445m e no Marintek de 0.659m (ver Tabela 4.25) – diferença de 32.5%. Novamente, os movimentos de primeira ordem ficaram mais próximos: IPT e Marintek com amplitude significativa de 0.852m e 0.768m (ver Tabela 4.26) respectivamente – diferença de 11%. O modelo teórico estimou um amortecimento externo no ensaio do IPT de  $\zeta_v=3\%$ , já no Marintek, essa estimativa foi de  $\zeta_v=2\%$ .

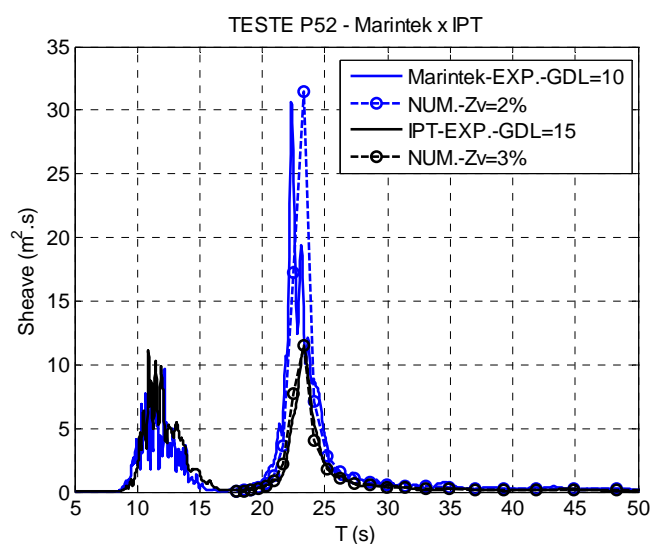


Figura 4-87 – Espectros resposta experimentais e numéricos para o movimento de *heave* (IPT e Marintek).

Tabela 4.39: Comparação dos resultados experimental (Teste IPT) e numéricos para amplitude significativa de movimento de pitch variando-se  $\zeta_v$ .

TESTE IPT - HEAVE							
GDL	4	8	16	32	64	MÉDIA (m)	DIF. (%)
EXP.-1ª ordem	0.863	0.859	0.853	0.841	0.844	0.852	-
NUM.-1ª ord.- $\zeta_v=3\%$	0.844	0.842	0.838	0.829	0.831	0.837	-1.78
EXP.-2ª ordem	0.456	0.447	0.437	0.443	0.441	0.445	-
NUM.-2ª ord.- $\zeta_v=3\%$	0.462	0.462	0.466	0.457	0.458	0.461	3.63
NUM.-2ª ord.- $\zeta_v=3.5\%$	0.429	0.429	0.432	0.423	0.425	0.428	-3.88

Para os dois modos de movimento *heave* e *pitch* abordados acima, pode-se concluir que a geração de ondas no IPT obteve um espectro de grupo de onda com nível inferior ao do Marintek e, portanto, excitou menos os movimentos de segunda ordem verticais do modelo da P-52. Com movimentos menores, era de se esperar que o amortecimento externo necessário no modelo numérico para representar os ensaios da P-52 no IPT teria níveis inferiores ao do Marintek, o que não foi verificado. Isso indica que na montagem do ensaio do IPT pode ter havido algum dispositivo, que introduziu um amortecimento adicional ao sistema não capturado com os ensaios de decaimento realizados com o modelo na posição neutra. Note que por se tratar de movimentos de pequena amplitude, existe uma dificuldade considerável na estimativa do valor de amortecimento com ensaios de decaimento já que a dispersão dos pontos aumenta com a diminuição da amplitude. (ver Figura 4-83).

A repetição dos ensaios do modelo da P-52 no IPT e a comparação com os do Marintek e os cálculos teóricos leva a conclusão que duas características são fundamentais para a boa representação dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical: a reprodução da onda no tanque e o nível de amortecimento do modelo. Atenção especial deve ser dada no projeto do ensaio pra que seja garantido um aparato que represente corretamente o amortecimento do sistema em estudo (lembrando sempre que efeitos de escala no amortecimento estão presentes em ensaios com modelos

reduzidos). A calibração da onda deve ser repetida até que se tenha o mais próximo possível das curvas teóricas pedidas, os espectros de onda e de grupo de onda (principalmente nas regiões dos períodos naturais do sistema).

### **4.3 Análise dos ensaios da P-52 no LabOceano**

Em Junho de 2007, foi realizada uma série de testes com modelo da plataforma P-52 no LabOceano com o intuito de se estudar diferentes tipos de truncamento de sistema de ancoragem e a extrapolação dos resultados dos testes para simuladores numéricos. Além disso, os testes foram uma repetição dos testes realizados no Marintek em 2006 para a comparação dos resultados dos dois laboratórios - ver BARREIRA (2008). Nesta seção, serão apenas tratados os resultados obtidos nos testes realizados no LabOceano. O intuito aqui é avaliar as incidências de onda a 180 e 225 graus, comparando os amortecimentos obtidos dos ensaios de decaimento com aqueles necessários para calibrar o modelo numérico com os ensaios em ondas irregulares.

Foram realizados ensaios com ancoragem horizontal, truncada e completa, com apenas onda incidindo no modelo, ou seja, sem corrente e vento. Este estudo irá focar apenas nos ensaios com ancoragem horizontal. O modelo da P-52 ensaiado foi o mesmo utilizado nos ensaios do Marintek em 2002 (escala 1:100). A Tabela 4.40 apresenta as propriedades desse modelo com a calibração realizada no LabOceano:



Tabela 4.40: Propriedades do modelo da P-52 ensaiada no LabOceano.

Comprimento (m)	120.0
Boca (m)	110.0
Calado (m)	27.5
Deslocamento (ton)	79856
KG (m)	24.9
GMt (m)	5.01
GMI (m)	6.65
Rxx (m)	35.27
Ryy (m)	37.07
Rzz (m)	38.8

Ensaio de decaimento foram realizados com a ancoragem horizontal para *surge*, *heave*, *roll* e *pitch*. Esses ensaios permitiram calibrar melhor o modelo numérico. A partir dos valores de período natural, foi possível introduzir valores de rigidez externa para que os valores de período natural entre modelo numérico e ensaio fossem compatíveis. Para os modos sem ensaio de decaimento (*sway* e *yaw*), através do pico do espectro de resposta de ensaios com ondas irregulares, também foi possível estimar o período natural.

Tabela 4.41: Períodos naturais e valores de rigidez externa incluídos no modelo numérico para cada grau de liberdade de movimento (gdl).

gdl	Tn (s)	Rext	Unidade
1	127	295	kN/m
2	130	297	kN/m
3	23.7	0	kN/m
4	35.2	1628100	kN.m/rd
5	32.8	1340100	kN.m/rd
6	74.5	1317800	kN.m/rd

Com relação às ondas irregulares, foram utilizados os mesmos mares centenários da Bacia de Campos escolhidos nos testes do Marintek em 2002 (ver seção 4.1) com a adição de mais uma onda de menor energia:

Mar 1 - JONSWAP:  $H_s = 6.3\text{m}$ ;  $T_p = 10\text{s}$ ;  $\gamma = 2.4$

Mar 2 - JONSWAP:  $H_s = 7.8\text{m}$ ;  $T_p = 15.35\text{s}$ ;  $\gamma = 1.7$

Mar 3 - JONSWAP:  $H_s = 3.26\text{m}$ ;  $T_p = 17.5\text{s}$ ;  $\gamma = 1.57$

A numeração dos testes que estão aqui analisados está descrita na tabela a seguir:

*Tabela 4.42: Ensaios do LabOceano analisados.*

<b>Num. do Teste</b>	<b>Configuração</b>	<b>Condição Ambiental</b>	<b>Incidência da Onda</b>
T100-400	Ancoragem Horizontal	Mar 3	180°
T100-500	Ancoragem Horizontal	Mar 1	180°
T100-600	Ancoragem Horizontal	Mar 2	180°
T100-1100	Ancoragem Horizontal	Mar 3	225°
T100-1200	Ancoragem Horizontal	Mar 1	225°
T100-1300	Ancoragem Horizontal	Mar 2	225°

As malhas geométricas do corpo e da superfície livre são as mesmas utilizadas na seção 4.1.7 (método *low-order*), ou seja, foi utilizada a malha com 1928 painéis mostrada na Figura 4-55 e uma malha de superfície livre com 12256 painéis e raio de 200m (Figura 4-56). Com os dados das Tabela 4.40 e Tabela 4.41, utilizou-se, portanto, o programa WAMIT® para o cálculo dos movimentos de segunda ordem no plano vertical considerando-se a matriz de QTF inteira (incluindo os efeitos do potencial de segunda com os termos forçantes de superfície livre) com as frequências discretizadas da mesma forma que na seção 4.1.7.1 e com os efeitos de acoplamento entre os movimento na equação dinâmica de movimento (6gdl) – ver (4.8).

Para o movimento de *heave*, foram apenas analisados os ensaios T100-500 e T100-1200, ambos com o Mar 1. Os outros mares, por terem períodos de pico altos, acabavam por apresentar energia na região ressonante do movimento de *heave*. Dessa forma, fica impraticável separar o que é movimento gerado pela primeira e pela segunda ordem apenas com uma análise no domínio da frequência. Observe que o amortecimento necessário para calibrar os movimentos de segunda ordem de *heave* foi de  $\zeta_v=2\%$  para a onda com incidência de 180 graus e de  $\zeta_v=1\%$  para a onda de 225 graus (ver Tabela 4.43), mesmo com os dois testes apresentando praticamente o mesmo movimento de *heave*.

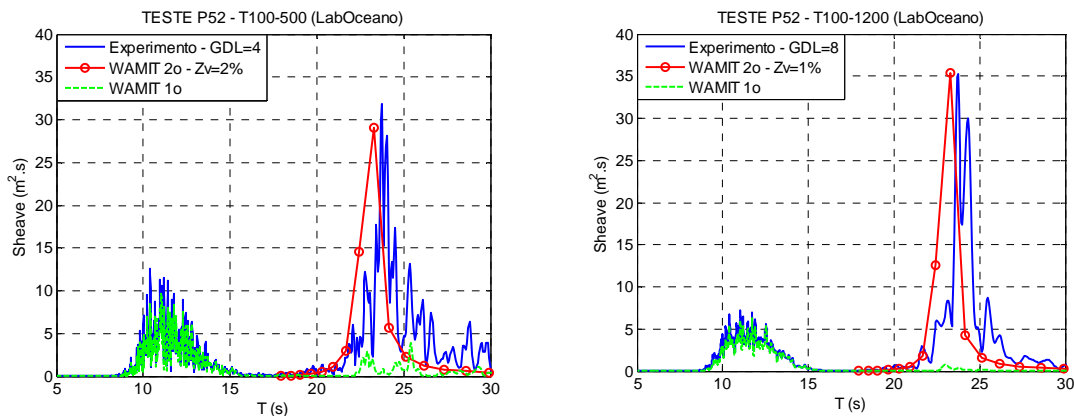


Figura 4-88 – Comparação dos espectros resposta experimentais e numéricos para o movimento de *heave*.

Tabela 4.43: Resultados de amplitude significativa de *heave* para os ensaios com o modelo da P-52 no LabOceano.

GDL		A <sub>s</sub> - HEAVE (m)						DIF. (%)	ζ <sub>v</sub> (%)	B' (tm <sup>2</sup> /s)	
		4	8	16	32	64	MÉDIA				
T100-500	1º Ordem	EXPER.	0.7656	0.7757	0.7825	0.775	0.7823	0.776	-	2.00	1.91E+03
		WAMIT	0.7024	0.7149	0.7187	0.7112	0.7217	0.714	-8.04		
	2º Ordem	EXPER.	0.647	0.628	0.641	0.641	0.642	0.640	-		
		WAMIT	0.629	0.625	0.637	0.628	0.637	0.631	-1.36		
T100-1200	1º Ordem	EXPER.	0.7204	0.7182	0.7146	0.7141	0.7167	0.717	-	1.00	9.56E+02
		WAMIT	0.6488	0.6498	0.6466	0.6484	0.6525	0.649	-9.43		
	2º Ordem	EXPER.	0.610	0.604	0.610	0.617	0.610	0.610	-		
		WAMIT	0.625	0.617	0.626	0.628	0.623	0.624	2.26		

Para o movimento de *roll* foi possível comparar os resultados numéricos e experimentais para os testes com incidência de onda de 225 graus. Um fato também curioso na calibração realizada para os movimentos de segunda ordem de *roll* é que o amortecimento necessário no cálculo para o teste T100-1300 foi maior que no teste T100-1200 mesmo este último tendo apresentado maiores movimentos de segunda ordem (ver Tabela 4.44).

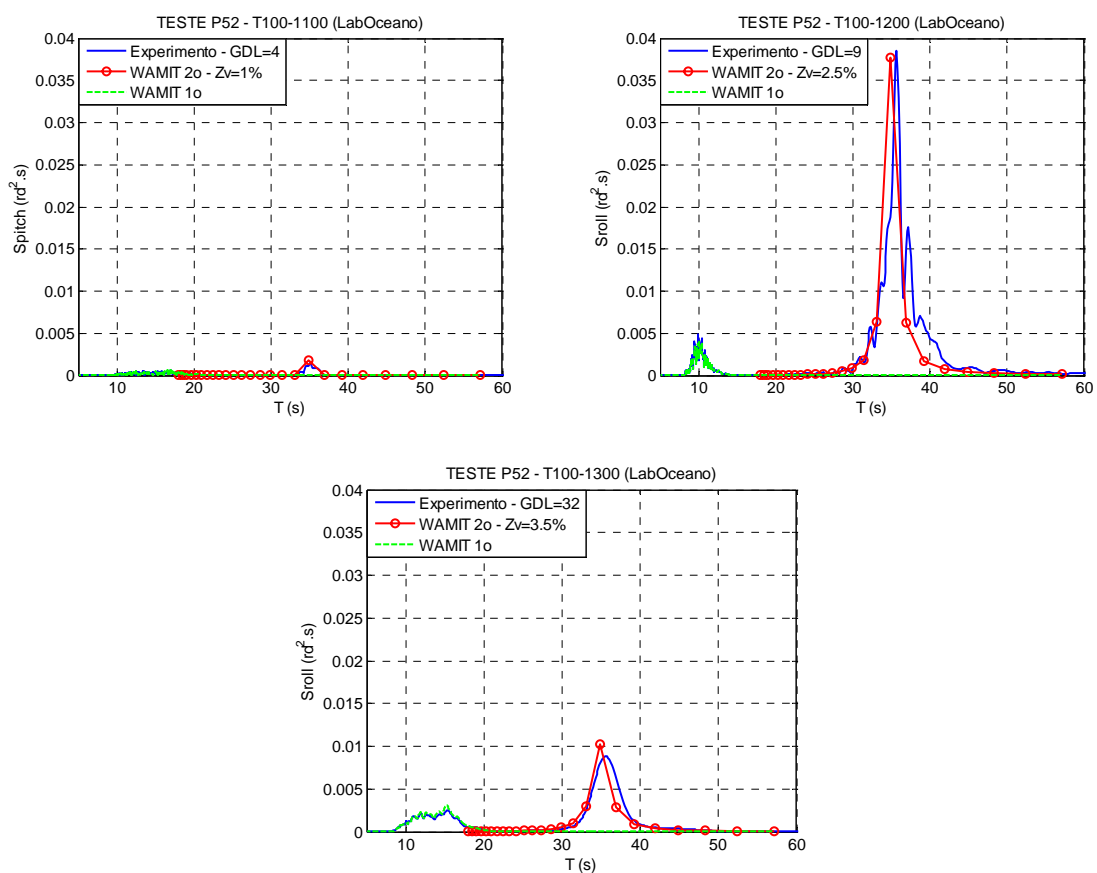


Figura 4-89 – Comparação dos espectros resposta experimentais e numéricos para o movimento de *roll*.

Tabela 4.44: Resultados de amplitude significativa de roll para os ensaios com o modelo da P-52 no LabOceano.

GDL		A <sub>s</sub> - ROLL (°)							DIF. (%)	ζ <sub>v</sub> (%)	B' (tm <sup>2</sup> /s)
		4	8	16	32	64	MÉDIA				
T100-1100	1º Ordem	EXPER.	0.4189	0.4184	0.4197	0.4202	0.4177	0.419	-	1.00	6.05E+05
		WAMIT	0.415	0.4157	0.4165	0.4167	0.4144	0.416	-0.79		
	2º Ordem	EXPER.	0.173	0.180	0.180	0.184	0.183	0.180	-		
		WAMIT	0.207	0.209	0.210	0.210	0.208	0.209	15.99		
T100-1200	1º Ordem	EXPER.	0.9965	0.9873	0.9855	0.9822	0.9833	0.987	-	2.50	1.70E+06
		WAMIT	0.9442	0.9393	0.9364	0.9362	0.9336	0.938	-4.97		
	2º Ordem	EXPER.	1.134	1.109	1.077	1.076	1.063	1.092	-		
		WAMIT	1.090	1.077	1.092	1.096	1.091	1.089	-0.24		
T100-1300	1º Ordem	EXPER.	1.0855	1.0802	1.082	1.0801	1.0779	1.081	-	3.50	2.38E+06
		WAMIT	1.1106	1.1069	1.1095	1.1081	1.1041	1.108	2.47		
	2º Ordem	EXPER.	0.673	0.670	0.670	0.660	0.669	0.668	-		
		WAMIT	0.651	0.648	0.655	0.655	0.649	0.652	-2.46		

O movimento de *pitch* foi analisado em todos os seis testes realizados, pois seu período natural acima de 30 segundos está sempre distante da faixa de energia dos mares e as ondas incidentes de 180 e 225 graus sempre irão gerar movimentos de *pitch*. De forma análoga ao *roll*, o teste T100-1300 precisou de mais amortecimento do que o teste T100-1200. Essa aparente incoerência parece acontecer apenas na incidência de 225 graus, pois o teste T100-600 precisou de menos amortecimento em sua calibração do que o teste T100-500 que apresenta níveis de movimentos de segunda ordem maiores.

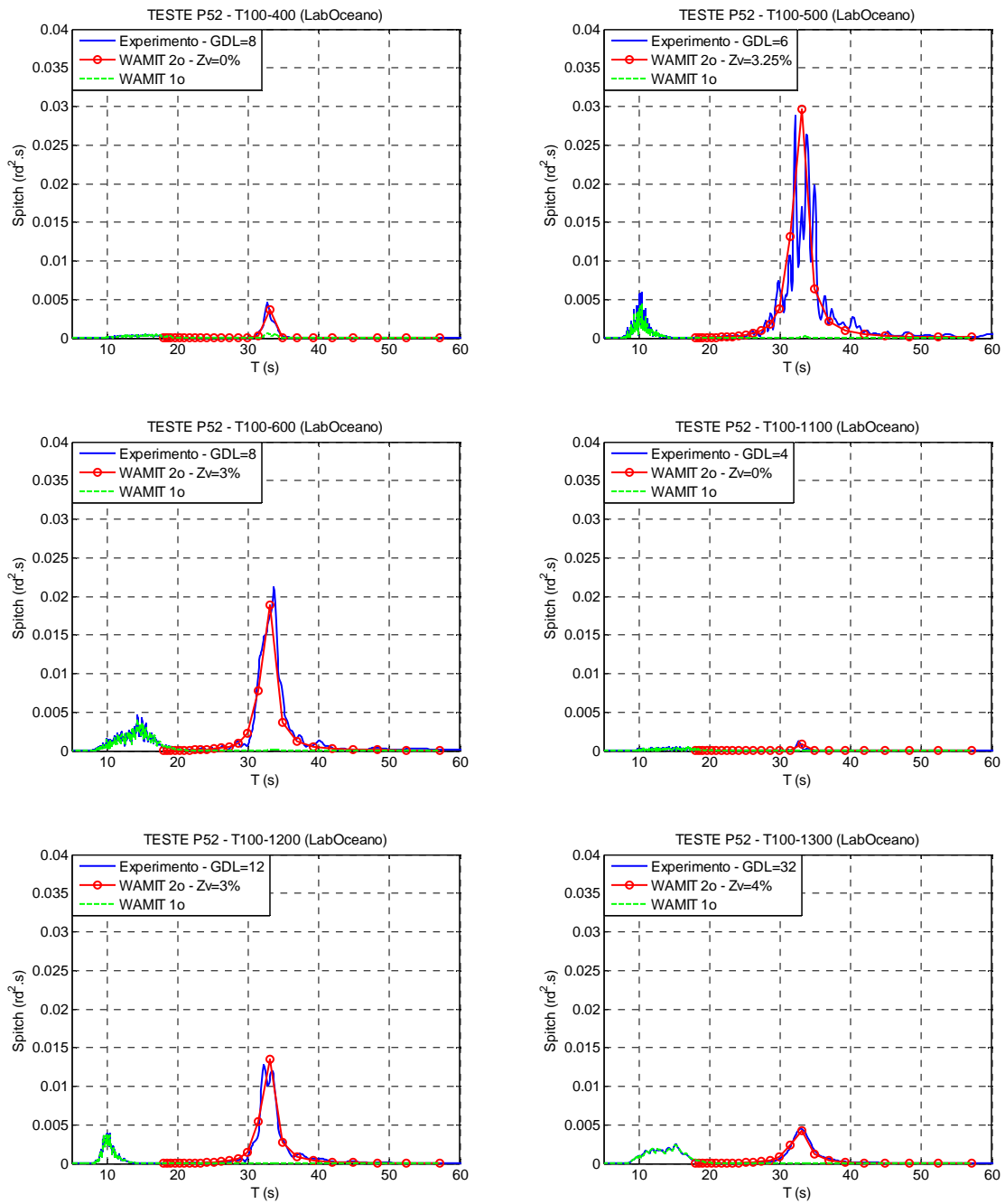


Figura 4-90 – Comparação dos espectros resposta experimentais e numéricos para o movimento de pitch.

Tabela 4.45: Resultados de amplitude significativa de pitch para os ensaios com o modelo da P-52 no LabOceano.

GDL			A <sub>s</sub> - PITCH (°)						DIF. (%)	ζ <sub>v</sub> (%)	B' (tm <sup>2</sup> /s)
			4	8	16	32	64	MÉDIA			
T100-400	1º Ordem	EXPER.	0.4272	0.4296	0.4356	0.4301	0.4368	0.432	-	0.00	0.00E+00
		WAMIT	0.4191	0.4201	0.4264	0.4212	0.4278	0.423	-2.07		
	2º Ordem	EXPER.	0.308	0.310	0.320	0.318	0.316	0.314	-		
		WAMIT	0.297	0.297	0.301	0.294	0.301	0.298	-5.22		
T100-500	1º Ordem	EXPER.	0.9684	0.9811	0.9954	0.9869	0.9881	0.984	-	3.25	2.21E+06
		WAMIT	0.857	0.8723	0.8846	0.8764	0.8801	0.874	-11.17		
	2º Ordem	EXPER.	1.157	1.138	1.122	1.130	1.161	1.142	-		
		WAMIT	1.140	1.146	1.172	1.162	1.171	1.158	1.45		
T100-600	1º Ordem	EXPER.	1.0881	1.0906	1.1037	1.0901	1.1048	1.095	-	2.75	1.87E+06
		WAMIT	1.0491	1.0487	1.062	1.0501	1.0655	1.055	-3.69		
	2º Ordem	EXPER.	0.955	0.938	0.930	0.936	0.939	0.940	-		
		WAMIT	0.939	0.936	0.952	0.935	0.958	0.944	0.46		
T100-1100	1º Ordem	EXPER.	0.396	0.3943	0.3955	0.3955	0.3923	0.395	-	0.00	0.00E+00
		WAMIT	0.3723	0.3729	0.374	0.3742	0.3719	0.373	-5.49		
	2º Ordem	EXPER.	0.141	0.142	0.140	0.137	0.138	0.140	-		
		WAMIT	0.145	0.146	0.148	0.148	0.147	0.147	5.09		
T100-1200	1º Ordem	EXPER.	0.9412	0.9323	0.9296	0.9272	0.9278	0.932	-	3.00	2.04E+06
		WAMIT	0.8967	0.8919	0.8889	0.8889	0.8859	0.890	-4.42		
	2º Ordem	EXPER.	0.745	0.716	0.721	0.715	0.715	0.723	-		
		WAMIT	0.742	0.733	0.747	0.747	0.742	0.742	2.74		
T100-1300	1º Ordem	EXPER.	1.02	1.0168	1.0192	1.0184	1.015	1.018	-	4.00	2.72E+06
		WAMIT	1.0123	1.0081	1.0111	1.0098	1.0058	1.009	-0.83		
	2º Ordem	EXPER.	0.456	0.472	0.484	0.476	0.478	0.473	-		
		WAMIT	0.471	0.470	0.475	0.476	0.472	0.473	-0.11		

As Tabela 4.45 e Tabela 4.46 mostram os resultados comparativos de movimentos de primeira ordem de *surge* e *sway* respectivamente. Os resultados nessas duas tabelas indicam que o cálculo numérico está representando de forma adequada esses movimentos (maior diferença percentual encontrada foi de 4.1%).

Tabela 4.46: Resultados de amplitude significativa de surge para os ensaios com o modelo da P-52 no LabOceano.

GDL			A <sub>s</sub> - SURGE (m)						DIF. (%)
			4	8	16	32	64	MÉDIA	
T100-400	1º Ordem	EXPER.	0.9637	0.9754	0.9775	0.975	0.9873	0.976	-
		WAMIT	0.948	0.9611	0.9681	0.9625	0.9808	0.964	-1.20
T100-500	1º Ordem	EXPER.	0.6134	0.6171	0.6206	0.6167	0.622	0.618	-
		WAMIT	0.5986	0.6062	0.6074	0.6028	0.6122	0.605	-2.03
T100-600	1º Ordem	EXPER.	1.9465	1.9592	1.9626	1.9513	1.979	1.960	-
		WAMIT	1.9052	1.9171	1.9219	1.91	1.9388	1.919	-2.10
T100-1100	1º Ordem	EXPER.	0.7353	0.738	0.7321	0.7312	0.7312	0.734	-
		WAMIT	0.7056	0.707	0.7006	0.7002	0.7042	0.704	-4.10
T100-1200	1º Ordem	EXPER.	0.4064	0.4032	0.4012	0.4011	0.4031	0.403	-
		WAMIT	0.3896	0.39	0.3876	0.389	0.3923	0.390	-3.30
T100-1300	1º Ordem	EXPER.	1.4042	1.404	1.3906	1.3879	1.3986	1.397	-
		WAMIT	1.4437	1.4512	1.4402	1.439	1.4446	1.444	3.34

Tabela 4.47: Resultados de amplitude significativa de sway para os ensaios com o modelo da P-52 no LabOceano.

GDL			A <sub>s</sub> - SWAY (m)					DIF. (%)	
			4	8	16	32	64		MEDIA
T100-1100	1º Ordem	EXPER.	0.716	0.721	0.715	0.716	0.718	0.717	-
		WAMIT	0.707	0.709	0.702	0.702	0.706	0.705	-1.69
T100-1200	1º Ordem	EXPER.	0.4064	0.4032	0.4012	0.4011	0.4031	0.403	-
		WAMIT	0.3959	0.3961	0.3936	0.3954	0.3985	0.396	-1.76
T100-1300	1º Ordem	EXPER.	1.4042	1.404	1.3906	1.3879	1.3986	1.397	-
		WAMIT	1.4471	1.4548	1.4437	1.4425	1.4481	1.447	3.59

Para a configuração com ancoragem horizontal, foram realizados ensaios de decaimento de *heave*, *roll* e *pitch* de duas formas: a primeira, o executor do ensaio aplica oscilações iniciais com as próprias mãos e deixa em seguida o modelo oscilar livremente até parar (séries temporais da primeira coluna da Figura 4-91) e a segunda, é montado um aparato que coloca o modelo com uma deriva inicial em repouso sendo que, a partir de um certo instante, o modelo é liberado pelo aparato e oscila livremente até parar (séries temporais da segunda coluna da Figura 4-91). O primeiro procedimento será aqui chamado de “Início Forçado” e o segundo, de “Início Estático”. Todos os ensaios de decaimento foram repetidos três vezes cada.

Os coeficientes de amortecimento podem ser obtidos através das séries temporais de decaimento considerando-se o amortecimento com comportamento quadrático:

$$\ddot{x} + p_1 \dot{x} + p_2 |\dot{x}| \dot{x} + p_3 x = 0 \quad (4.9)$$

Os coeficientes linear ( $P_1$ ) e quadrático ( $P_2$ ) são obtidos a partir da seguinte relação como mostrado em FALTINSEN (1990):

$$\frac{2}{T_n} \log \left( \frac{X_{n-1}}{X_{n+1}} \right) = p_1 + \frac{16}{3} \frac{X_n}{T_n} p_2, \quad (4.10)$$



onde  $X_n$  é a amplitude da enésima oscilação e  $T_n/2$ , meio período entre  $X_n$  e  $X_{n+1}$ .

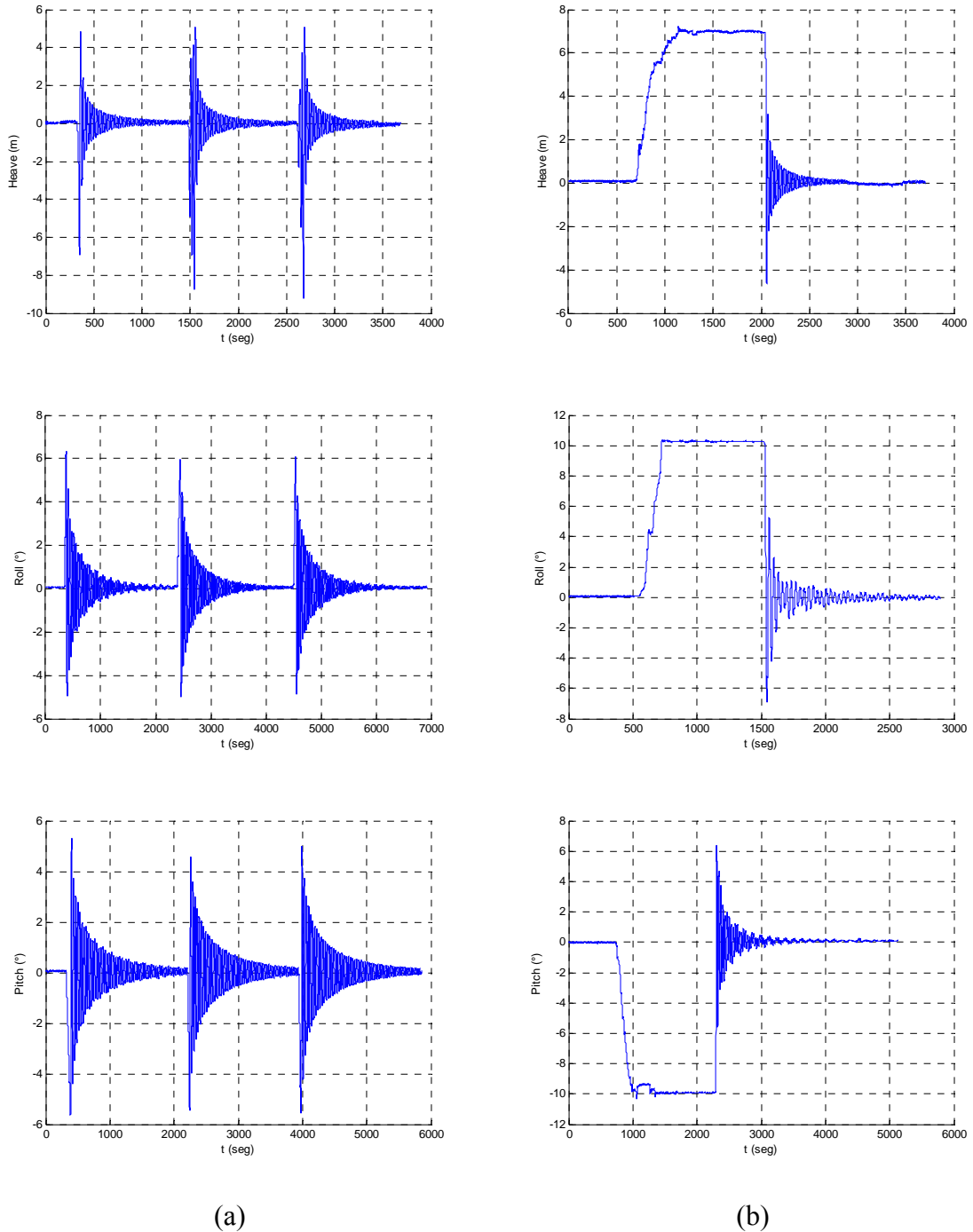


Figura 4-91 – Séries temporais de decaimento de heave, roll e pitch: (a) “Início Forçado” e (b) “Início Estático”.

Os amortecimentos obtidos para a calibração dos modelo numéricos (ver Tabela 4.43 à Tabela 4.45) também podem ser impressos junto com as curvas de amortecimento dos ensaios de decaimento (Figura 4-92 a Figura 4-94). No eixo X dos gráficos de amortecimento pode-se considerar o seguinte valor para os amortecimentos

dos ensaios com ondas irregulares:  $\frac{16 A_{S,\alpha}^{(2)}}{3 T_{n,\alpha}}$ , e no eixo Y, basta dividir o amortecimento

total calibrado para o ensaio com onda irregular pela massa ou inércia total do

respectivo movimento de interesse:  $p_\alpha = \frac{B_{T,\alpha}}{M_{T,\alpha}}$ .

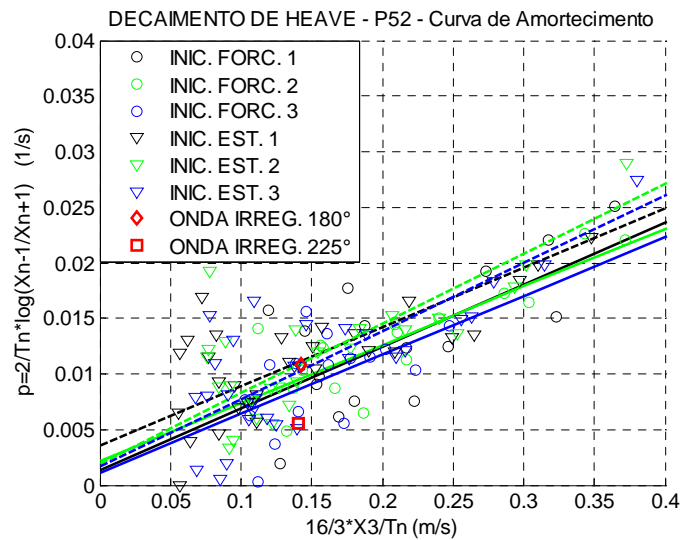


Figura 4-92 – Curvas de amortecimento dos ensaios de decaimento de heave através de início forçado ou estático e amortecimentos obtidos de ensaios com ondas irregulares para calibração do modelo numérico.

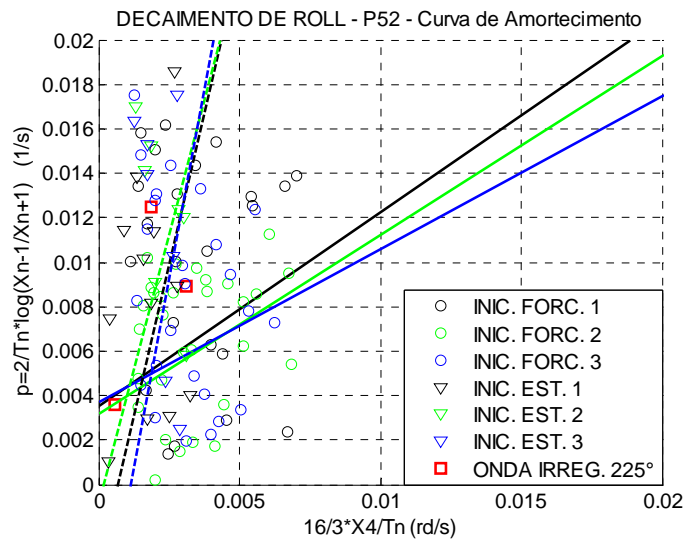


Figura 4-93 – Curvas de amortecimento dos ensaios de decaimento de roll através de início forçado ou estático e amortecimentos obtidos de ensaios com ondas irregulares para calibração do modelo numérico.

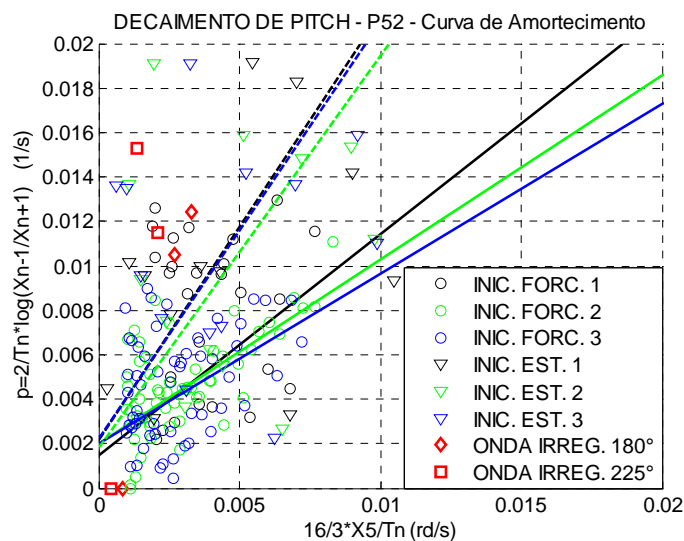


Figura 4-94 – Curvas de amortecimento dos ensaios de decaimento de pitch através de início forçado ou estático e amortecimentos obtidos de ensaios com ondas irregulares para calibração do modelo numérico.

Algumas observações bem interessantes podem ser feitas ao se analisar as Figura 4-91 à Figura 4-94. Nos ensaios de decaimento angulares, o procedimento com início estático sempre teve uma declividade maior, ou seja, uma parcela do amortecimento quadrático maior que o procedimento com início forçado. Isso pode ter relação com a

inclinação inicial maior sempre obtida pelo ensaio com início estático (ver Figura 4-91). Note que, no caso do movimento de *heave*, isso não aconteceu, já que todas as curvas de decaimento ficaram bem próximas. Mas também é possível verificar na Figura 4-91, que as derivas iniciais nos ensaios de decaimento de *heave* foram sempre bem próximas independente do procedimento de realização do ensaio. Em relação à comparação com os ensaios com ondas irregulares, de uma forma geral, parece que o procedimento com início estático tende a ser mais próximo dos ensaios com ondas irregulares. É possível perceber, que os ensaios de decaimento podem fornecer uma estimativa razoável para a calibração dos modelos numéricos, na falta dos ensaios com ondas irregulares.

## 5. ESTUDO DOS MOVIMENTOS EM ESCALA REAL DA PLATAFORMA SEMI-SUBMERSÍVEL P-52:

A plataforma PETROBRAS 52 (P-52) foi instalada no campo de Roncador (Bacia de Campos) em Outubro de 2007. Ela está ancorada em uma lâmina d'água de cerca de 1.800m através de um sistema de ancoragem com 16 linhas com configuração do tipo “*taut-leg*”. Seu aproamento é de 0 graus, ou seja, a proa aponta para o Norte. Algumas das propriedades dessa unidade estão descritas na Tabela 5.1.



Figura 5-1 – Foto da plataforma P-52 após instalação do topside através de operação de deck matting em Angra dos Reis.

Tabela 5.1: Características da plataforma P-52.

Comprimento (m)	120.0
Boca (m)	110.0
Calado (m)	27.5
<i>Air Gap</i> (m)	11.0
Deslocamento (ton)	80985.8
Capacidade de Produção de óleo (bpd)	180.000
Capacidade de Compressão de gás (m <sup>3</sup> pd)	9.3MM

Desde o início de sua operação, foi instalado na P-52 um MRU (*Motion Reference Unit*) para a medição de seus movimentos nos 6 graus de liberdade. O

modelo de MRU escolhido é denominado OCTANS® sendo que o mesmo é constituído por três acelerômetros e três giroscópios de fibra óptica. Maiores informações técnicas sobre esse equipamento podem ser encontradas no Apêndice B. A partir de Junho de 2008, com o OCTANS® devidamente comissionado, a gerência de métodos científicos (CENPES/PDP/MC) da PETROBRAS vem disponibilizando os dados de movimento da P-52. Na Figura 5-2 é possível ver duas fotos do equipamento OCTANS® instalado na P-52.



*Figura 5-2 – Foto do equipamento OCTANS® que mede os movimentos da plataforma P-52.*

A seguir são apresentados gráficos com estatísticas obtidas com as análises dos sinais de movimentos medidos na P-52 para cada hora do mês de junho de 2008. A taxa de aquisição das medições dos movimentos foi de 1 Hz.

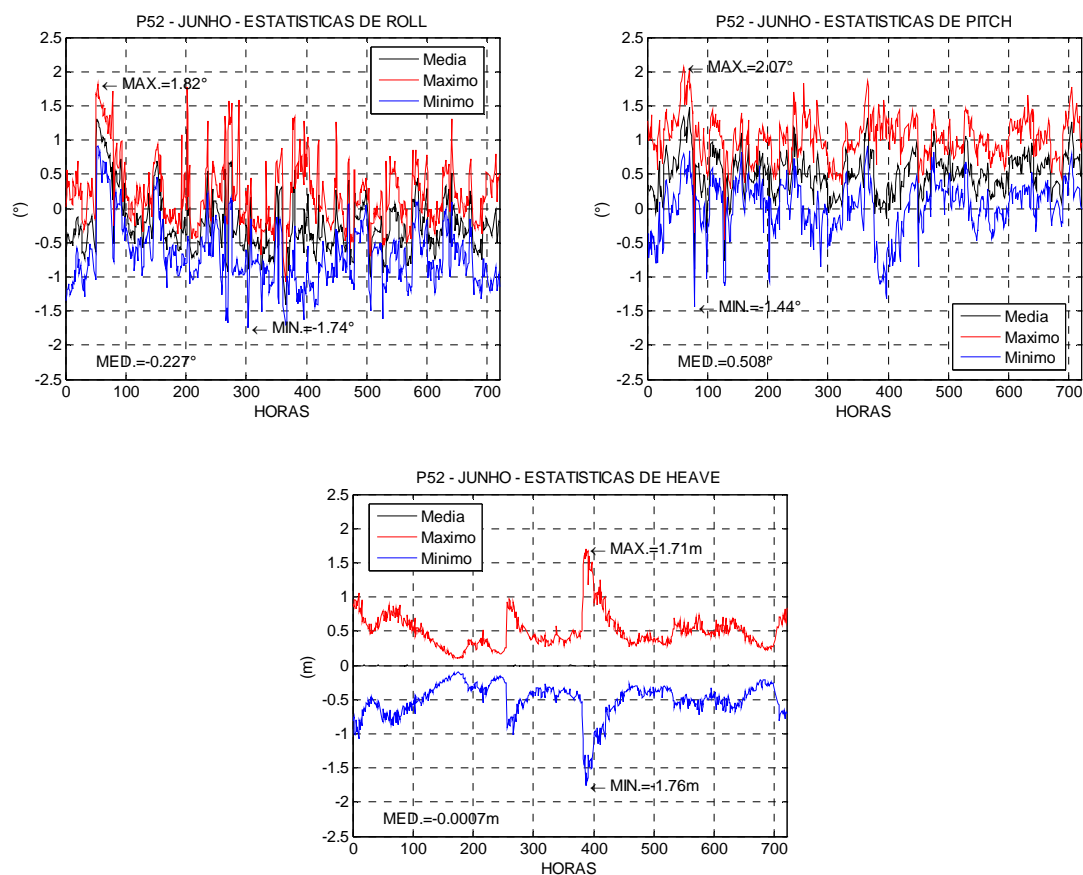


Figura 5-3 – Valores máximos, médios e mínimos para os movimentos de heave, roll e pitch da P-52 em Junho de 2008.

Além das estatísticas, foi possível realizar análises espectrais também a cada hora do mês de Junho. O mesmo procedimento descrito na introdução do capítulo 4 foi utilizado aqui. Todas as análises espectrais foram realizadas com o mesmo nível de alisamento ( $\text{GDL}=16$ ). Para a estimativa das amplitudes significativas de segunda ordem de *roll* e *pitch*, foi calculada a área abaixo da função de densidade espectral de 25 a 80 segundos, e para o *heave* de 21 a 30 segundos. Os períodos naturais informados abaixo foram estimados a partir da identificação do pico da função densidade espectral nas faixas de frequência definidas como sendo de segunda ordem. Para as amplitudes significativas de primeira ordem, foram escolhidas faixas de períodos abaixo das descritas anteriormente.

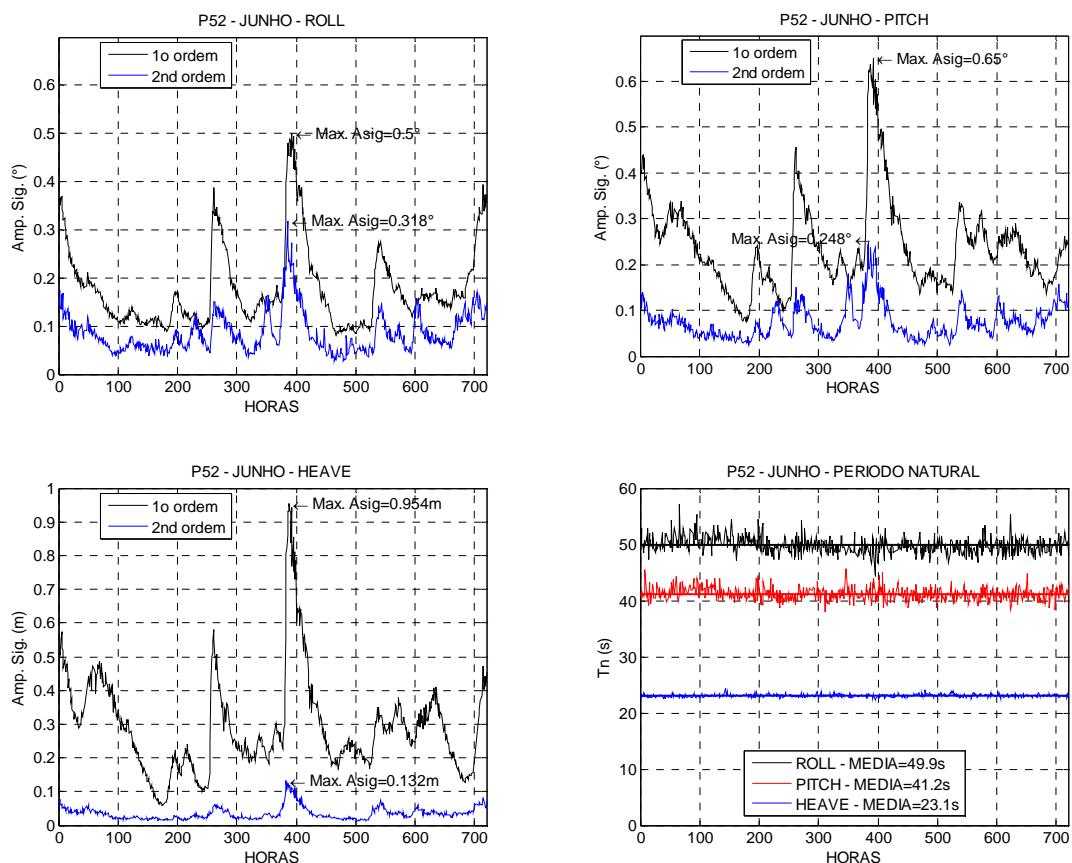


Figura 5-4 – Valores de amplitudes significativas e de período natural para os movimentos de heave, roll e pitch da P-52 em Junho de 2008.

A primeira constatação que pode ser feita ao ver-se os resultados dos gráficos da Figura 5-4 é que os movimentos de segunda ordem, apesar de menores que os de primeira, não são desprezíveis. Em alguns momentos, para *roll* e *pitch*, as amplitudes significativas de segunda ordem chegam a ser do mesmo nível que as de primeira. Para o movimento de *heave*, os movimentos de segunda ordem parecem ter importância menor: nesse caso, a razão das amplitudes de segunda pelas de primeira ordem é consideravelmente menor se comparado com os movimentos de *roll* e *pitch*. Com relação aos períodos naturais, percebe-se que os valores obtidos para *heave*, *roll* e *pitch* são em média 23.1, 41.1 e 50 segundos respectivamente. Será visto posteriormente que os valores de períodos naturais para *roll* e *pitch* são coerentes com os valores de altura metacêntrica (GMt e GMI) obtidos pelos boletins de estabilidade da P-52.



Para uma melhor visualização das análises espectrais realizadas serão impressas a seguir as funções densidade espectral dos movimentos de *heave*, *roll* e *pitch* para um dos momentos com maiores valores de movimentos de segunda ordem no mês de junho de 2008: na primeira hora do dia 17.

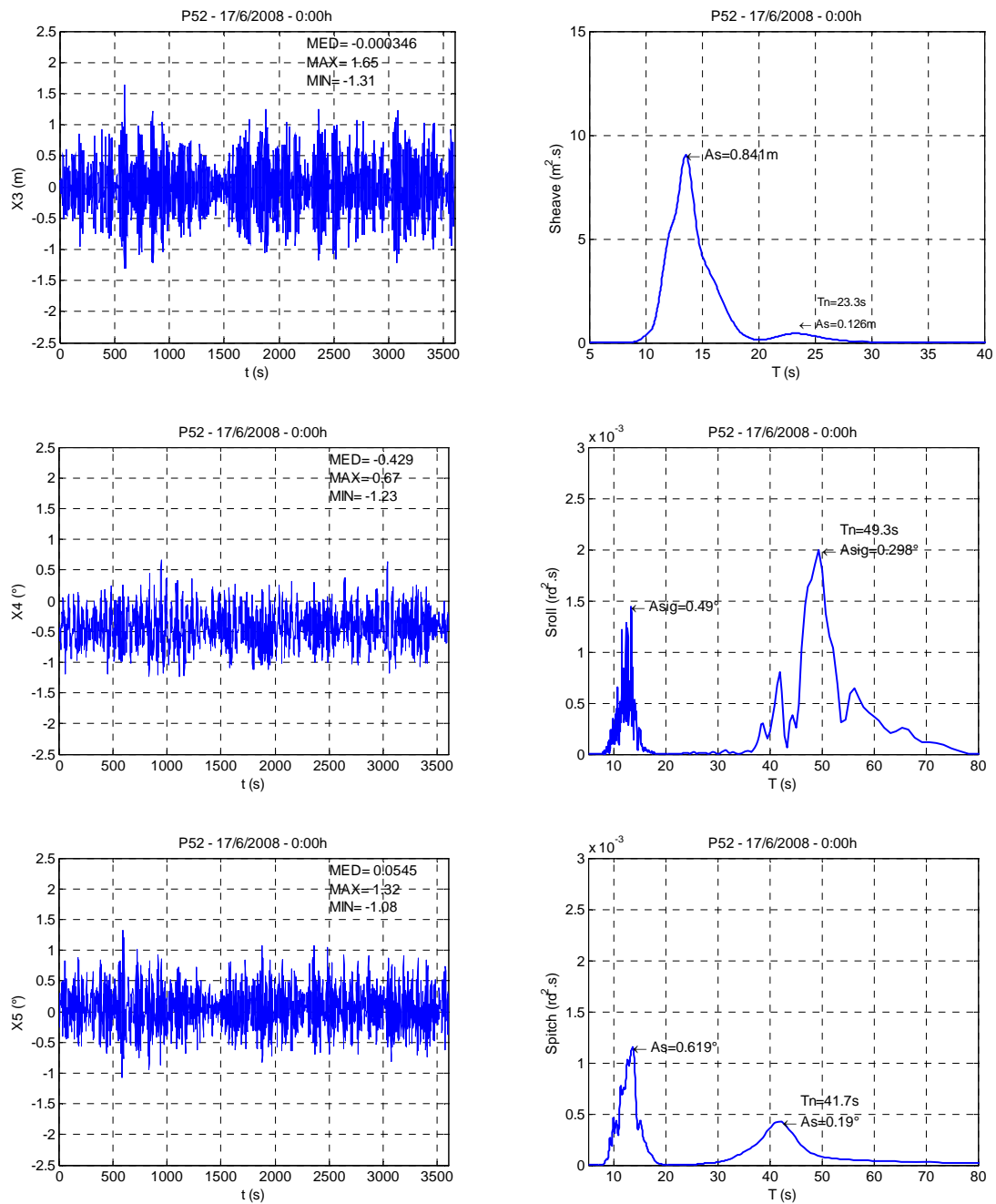


Figura 5-5 – Séries temporais e funções densidade espectral ( $GDL=16$ ) para os movimentos de heave, roll e pitch da P-52 na primeira hora do dia 17 de junho de 2008.

Um fato curioso que pode ser observado nos gráfico da Figura 5-5 é que o movimento de primeira ordem de *pitch* é maior do que o de *roll*, no entanto, ao analisarmos os movimentos ressonantes, o inverso acontece.

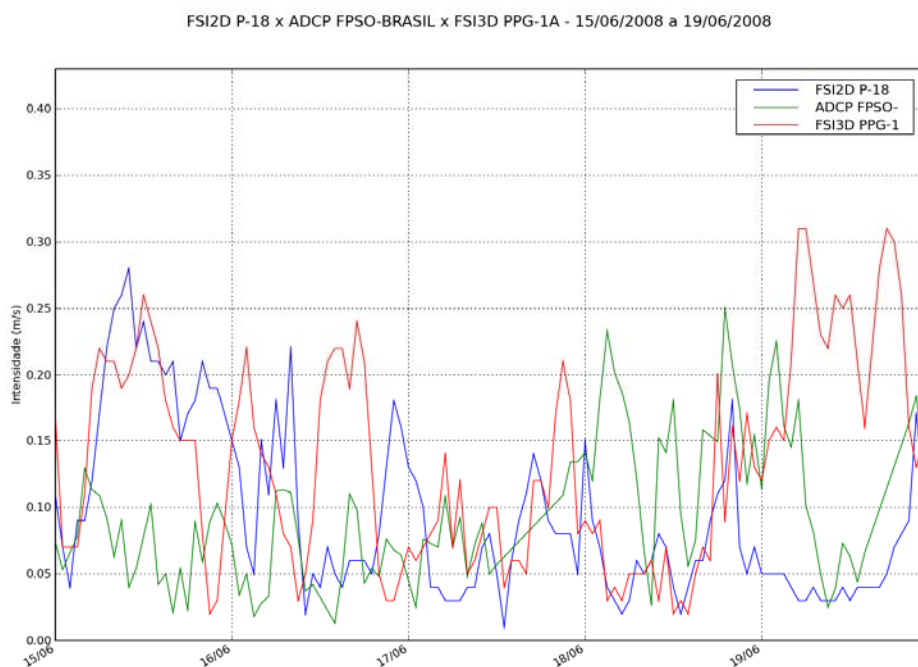
Para a continuação do estudo, é necessário obter as condições ambientais no período de interesse e aplicar modelos teóricos de predição dos movimentos em uma tentativa de correlacioná-los. A gerência responsável pela medição e aquisição dos dados ambientais na PETROBRAS é a Geodésia do setor de serviços do E&P (E&P-SERV/US-SUB/GDS). O exemplo mostrado anteriormente será usado para a realização deste estudo de caso.

O gráfico da Figura 5-6 a seguir mostra a medição de intensidade de correnteza nas proximidades da P-52 através dos seguintes equipamentos:

- FSI-2D na P-18 (à cerca de 50 Km da P-52, profundidade de medição: 10m)  
- ver [www.falmouth.com/DataSheets/2ACMRev3.pdf](http://www.falmouth.com/DataSheets/2ACMRev3.pdf);
- ADCP no FPSO Brasil (à cerca de 10 Km da P-52, profundidade de medição: 57 m)  
– ver [www.rdinstruments.com/datasheets/oceanobserver\\_ds\\_lr.pdf](http://www.rdinstruments.com/datasheets/oceanobserver_ds_lr.pdf);
- FSI 3D na PPG-1 (à cerca de 72Km da P-52, profundidade de medição: 13m) – ver [www.falmouth.com/DataSheets/3DWAVE.pdf](http://www.falmouth.com/DataSheets/3DWAVE.pdf);

Note que a velocidade de correnteza medida é muito baixa, em torno de 0.1 m/s, portanto, é evidente que a correnteza não foi a agente ambiental que causou os movimentos de segunda ordem no plano vertical da P-52. No entanto, é importante lembrar que a correnteza baixa tem influência significativa nos movimentos de segunda

ordem, já que a mesma aumenta o amortecimento viscoso e reduz os movimentos ressonantes como visto na seção 4.1. Assim, o valor da correnteza baixa na primeira hora do dia 17 de junho de 2008 e os altos valores de movimentos de segunda ordem naquele período parecem ter relação direta.



*Figura 5-6 – Medição da velocidade da correnteza em (m/s) nas proximidades da P-52 (50m de profundidade) nos dias 15 a 19 de junho de 2008.*

O próximo agente ambiental a ser analisado é o vento. Infelizmente, não foi possível obter uma série temporal contínua de vento, na Bacia de Campos, o padrão de aquisição de dados de vento é de 10 minutos contínuos a cada hora. No entanto, na plataforma P-52 o ajuste de aquisição de dados de vento está configurado para 10 minutos a cada 20 minutos. Portanto, aqui serão analisadas as aquisições feitas das 23h40 do dia 16 de junho até às 1h20 do dia 17, o que deve ser suficiente para a identificação da excitação provocada pelo vento naquele período. As intensidades de

velocidade e direção do vento foram medidas na própria P-52 a uma altura de 78 m acima da linha d'água através da estação meteorológica YOUNG (ver [www.youngusa.com](http://www.youngusa.com)) com uma taxa de aquisição de 1Hz.

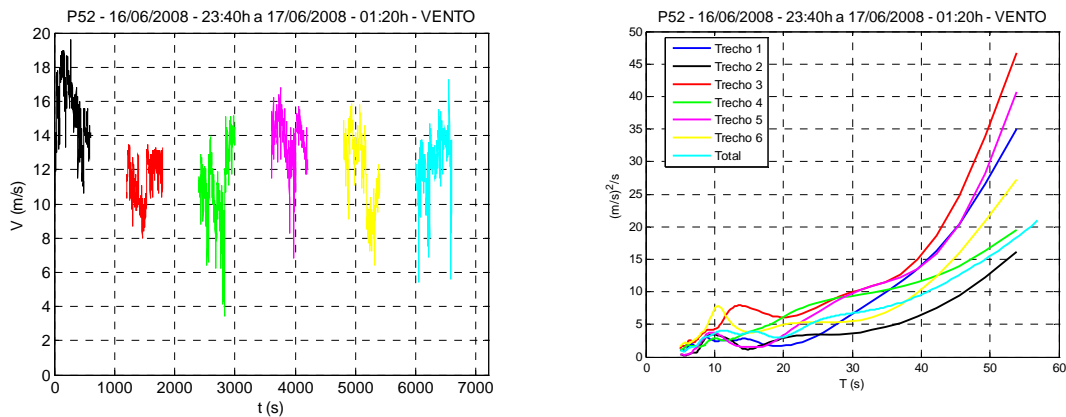


Figura 5-7 – Medição da velocidade de vento na P-52 e respectivas funções de densidade espectral ( $GDL=16$ ) em torno da primeira hora do dia 17 de junho de 2008.

Nos gráficos da Figura 5-7 é possível verificar o módulo da intensidade de vento nos trechos medidos e suas respectivas funções densidade espectral da velocidade. Além da análise espectral por trecho, também foi realizada uma análise considerando os trechos unidos como uma série contínua. Repare que existe uma dispersão considerável nas funções densidade espectral para os períodos de interesse que são de até 50 segundos (período natural do *roll*). Para que não seja subestimada a importância que talvez o vento exerça na excitação dos movimentos ressonantes de *roll* e *pitch*, será considerada a função espectral estimada de maior energia que foi a do trecho 3 (0h20 do dia 17).

Dessa forma, a Figura 5-8 apresenta as séries temporais e funções densidade espectral das componentes x e y da velocidade no trecho 3 explicado acima. Lembrando que a plataforma está alinhada com o Norte e que, portanto, a velocidade na direção x

pode induzir movimentos de *pitch* e na direção *y*, de *roll*. Note que a intensidade da velocidade é bem maior na direção *x* do que *y*, o que indica para esse caso que o vento tem uma direção incidindo na plataforma mais longitudinalmente.

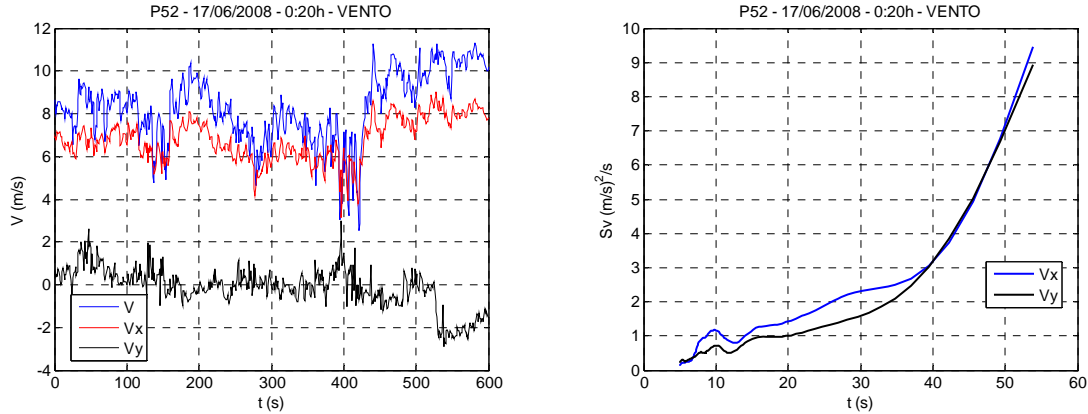


Figura 5-8 – Medição da velocidade de vento e respectivas funções de densidade espectral ( $GDL=16$ ) das componentes *x* e *y*.

Tendo o espectro de vento estimado, o próximo passo agora é obter os momentos espectrais de *roll* e *pitch*. Para isso, serão utilizadas as expressões apresentadas por KAREEM (1980) para o cálculo de forças dinâmicas de vento.

Considere a força de arrasto em uma estrutura definida como:

$$\bar{F}_d = \frac{1}{2} \rho_{ar} A_V C_d \bar{U}_{10}^2, \quad (5.1)$$

sendo  $\rho_{ar}$ , a massa específica do ar,  $A_V$ , a área projetada na direção do vento incidente,  $C_d$ , o coeficiente de arrasto e  $\bar{U}_{10}$ , a velocidade média do vento a uma elevação de 10 metros. Caso o vento não tenha sido medido a uma altura  $z$  de 10 metros acima da superfície do mar, o que é o caso aqui, deve-se utilizar a seguinte formulação corretiva para a velocidade:

$$U_{10} = U_z \left( \frac{10}{z} \right)^{\frac{1}{7}}$$

(5.2)

Os gráficos da Figura 5-8 já foram impressos considerando a correção especificada em (5.2).

Outro importante parâmetro que deve ser definido aqui é a função de transferência aerodinâmica que pode ser calculada através de:

$$|\chi(\omega)|^2 = \frac{1}{1 + \left( \frac{2\omega\sqrt{A_v}}{3\bar{U}_{10}} \right)^2} \quad (5.3)$$

Note que, através de (5.3), é possível concluir que a medida que a frequência aumenta, a força dinâmica do vento irá diminuir. Por fim, o espectro de momento causado pelo vento é obtido da seguinte forma:

$$S_{M_v}(\omega) = 4 \frac{\bar{F}_d^2 Z_a^2}{\bar{U}_{10}^2} |\chi(\omega)|^2 S_v(\omega) \quad (5.4)$$

sendo  $Z_a$  a distância entre o centro de área da estrutura exposta ao vento até o centro de gravidade do corpo e  $S_v$ , a função densidade espectral da velocidade do vento.

As informações de coeficientes aerodinâmicos da P-52 foram obtidas através do relatório de ancoragem da P-52, ver ROSSI (2006). As áreas de vento na direção x e y são respectivamente 2709 e 3007 m<sup>2</sup>. Os centros de área de pressão são 22m e 23m acima da linha d'água também em x e y. Os coeficientes de arrasto estão apresentados no gráfico da Figura 5-9.

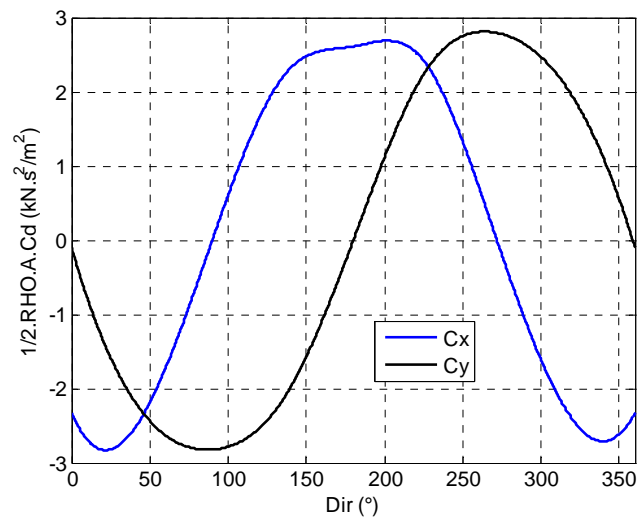


Figura 5-9 – Coeficientes de força por direção de incidência de vento - ver ROSSI (2006).

Assim, usando (5.4) e as informações aerodinâmicas da P-52, foi possível obter os espectros de momento de vento de *roll* e *pitch* mostrados na Figura 5-10. Basta agora comparar com os espectros de momento causados pela onda para verificar se o momento causado pelo vento tem valor significativo para a dinâmica de segunda ordem de *roll* e *pitch* da P-52, o que será feito posteriormente.

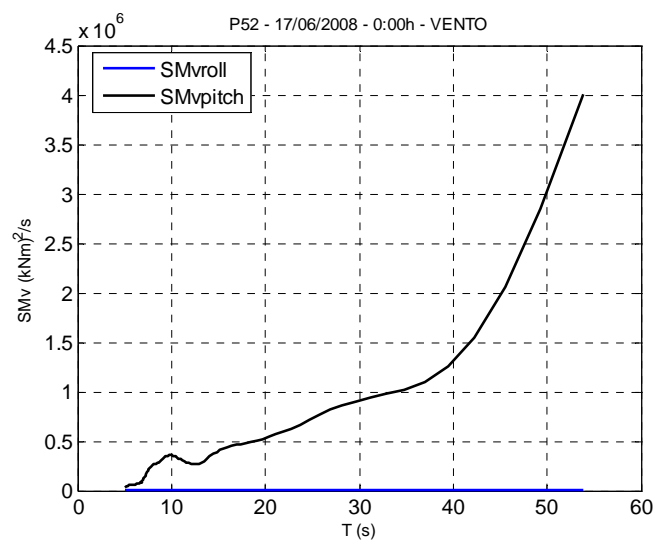
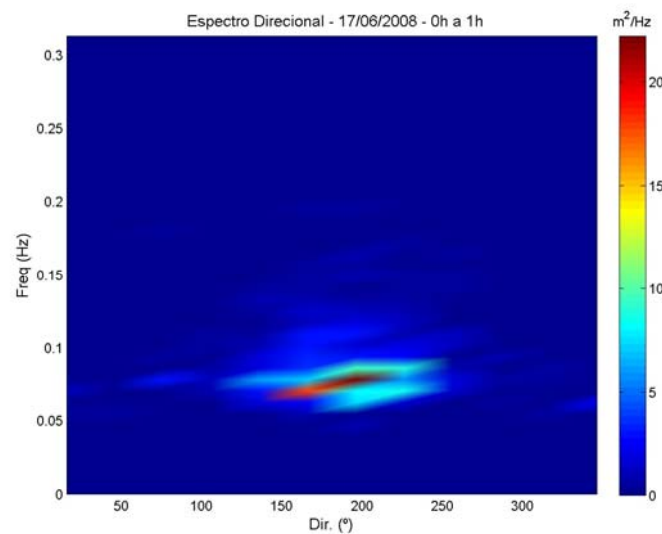


Figura 5-10 – Espectro de momento causado pelo vento na P-52.

Finalmente será tratado agora o agente ambiental de onda. Os dados de onda foram medidos pelo equipamento radar MIROS MKII (ver [www.miros.no/wave\\_and\\_current\\_radar.php](http://www.miros.no/wave_and_current_radar.php)) na unidade P-18 que está a cerca de 50Km da P-52. A figura a seguir apresenta o gráfico do espectro direcional medido na hora de interesse deste estudo de caso.



*Figura 5-11 – Espectro direcional de elevação de onda medido na primeira hora do dia 17 de junho de 2008.*

Apenas por facilidade de cálculo, pode-se tratar o espectro direcional para que se tenha um espectro unidirecional. A formulações a seguir indicam como isso pode ser feito e a Figura 5-12 mostra o resultado desse tratamento:

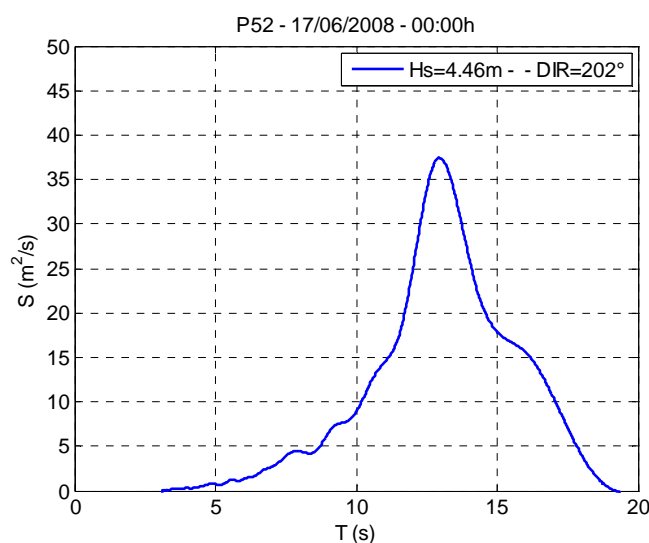
$$S(\omega) = \sum_{j=1}^J S(\omega, \theta_j)$$

(5.5)

sendo  $j$  o índice de cada direção de onda do espectro direcional. A direção principal do espectro unidirecional é definida da seguinte forma: é identificado a frequência com maior energia no espectro unidirecional e, a partir da distribuição de energia na direção



nessa frequência específica, a direção com o maior valor de energia é a direção principal.



*Figura 5-12 – Espectro unidirecional de elevação de onda medido na primeira hora do dia 17 de junho de 2008.*

Com o espectro de onda definido, agora é preciso preparar um modelo numérico com o programa WAMIT® que represente a plataforma P-52 no momento deste estudo de caso. Primeiramente são necessárias as informações das condições de carregamento de peso em que a plataforma estava submetida naquele instante. A equipe de estabilidade da plataforma P-52 preenche diariamente o programa SSTAB – ver SSTAB (2004) - com informações sobre o nível de tanques e distribuição dos pesos da plataforma. Na Figura 5-13, é possível ver o modelo da P-52 criado para o programa SSTAB. O programa está preparado para a realização de todos os cálculos de estabilidade da plataforma e para informar a posição do centro de gravidade e calado, informações primordiais para a preparação do modelo numérico de movimentos. No Apêndice C deste texto, encontra-se uma tabela com um resumo das informações de Altura do centro de gravidade e alturas metacêntricas transversal e longitudinal da P-52 para o mês de junho de 2008. Nessa tabela é possível perceber que o GMI é sempre

maior que o GMt. O período natural de um corpo flutuante pode ser calculado através de:

$$T_n = 2\pi \sqrt{\frac{I + I_a}{GM\Delta + C'}}, \quad (5.6)$$

sendo  $C'$ , o acréscimo de rigidez causado pela ancoragem e *risers*. Considerando que as inércias de *roll* e *pitch* da P-52 não devem ser muito diferentes graças à sua geometria mais simétrica, e da mesma forma  $C'$ , conclui-se que o período natural de *pitch* deve ser sempre menor que o de *roll*. Essa percepção pode ser confirmada na Figura 5-4.

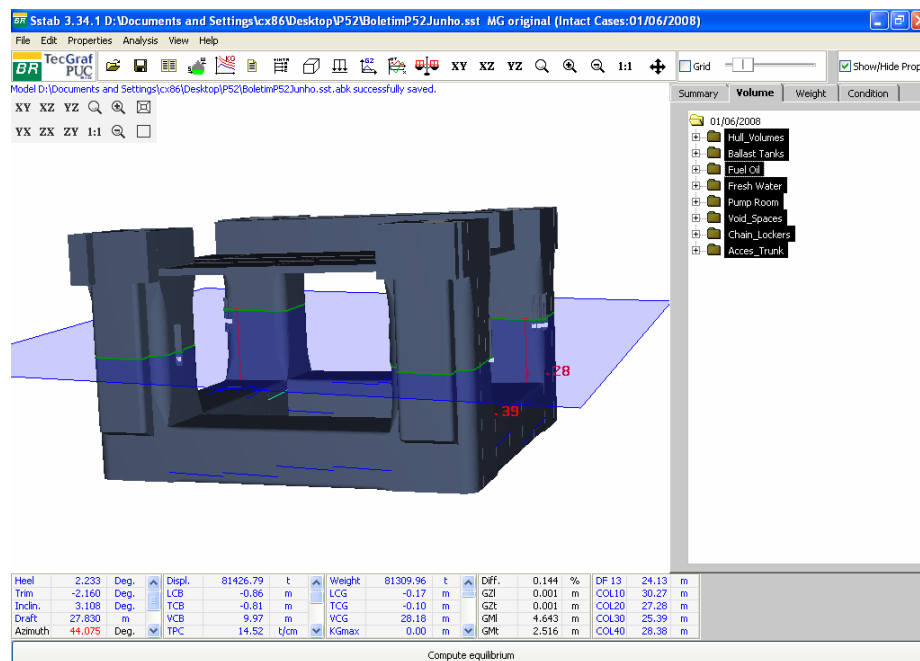


Figura 5-13 – Modelo no SSTAB preparado para a P-52.

Retornando à preparação do modelo numérico, no boletim de estabilidade da P-52 resumido no Apêndice C têm-se os valores de calado ( $T=27.87\text{m}$ ) e a altura do centro de gravidade ( $KG=28\text{m}$ ). Ainda faltaria obter os valores de inércia e da restauração externa  $C'$  causada pela ancoragem e *risers*.

Decidiu-se adotar o seguinte procedimento para a calibração do modelo numérico. Após a preparação do modelo geométrico mostrado na Figura 5-14 utilizando-se o programa MultSurf®, procurou-se os valores de inércia de *roll* e *pitch* que aproximavam melhor os resultados de amplitude significativa de movimentos de primeira ordem obtidos pela análise espectral dos sinais medido pela OCTANS®. Com a inércia estimada, encontrou-se o valor de  $C'$  que fazia os valores de período natural serem iguais aos identificados pelo pico do espectro de resposta de *roll* e *pitch* na região ressonante (48.43 e 41.67, respectivamente). Assim, as matrizes de massa e rigidez utilizadas no programa WAMIT® para este estudo de caso foram:

*Tabela 5.2: Matriz de massa da P-52 utilizada para o estudo de caso.*

	<b>SURGE</b>	<b>SWAY</b>	<b>HEAVE</b>	<b>ROLL</b>	<b>PITCH</b>	<b>YAW</b>
<b>SURGE</b>	81032.7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
<b>SWAY</b>	0.0	81032.7	0.0	0.0	0.0	0.0
<b>HEAVE</b>	0.0	0.0	81032.7	0.0	0.0	0.0
<b>ROLL</b>	0.0	0.0	0.0	63776242.2	0.0	0.0
<b>PITCH</b>	0.0	0.0	0.0	0.0	120127021.9	0.0
<b>YAW</b>	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	120127021.9

*Tabela 5.3: Unidades utilizadas na matriz de massa.*

	<b>1</b>	<b>2</b>	<b>3</b>	<b>4</b>	<b>5</b>	<b>6</b>
<b>1</b>						
<b>2</b>	t			t.m		
<b>3</b>						
<b>4</b>	t.m			t.m <sup>2</sup>		
<b>5</b>						
<b>6</b>						

Tabela 5.4: Matriz de rigidez externa causada pela ancoragem e risers da P-52 utilizada para o estudo de caso.

	SURGE	SWAY	HEAVE	ROLL	PITCH	YAW
SURGE	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
SWAY	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
HEAVE	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
ROLL	0.0	0.0	0.0	379232.9	0.0	0.0
PITCH	0.0	0.0	0.0	0.0	721246.0	0.0
YAW	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

Tabela 5.5: Unidades utilizadas na matriz de rigidez externa.

	1	2	3	4	5	6
1	KN/m			KN		
2	KN/m			KN		
3	KN/m			KN		
4	KN			KN.m		
5	KN			KN.m		
6	KN			KN.m		

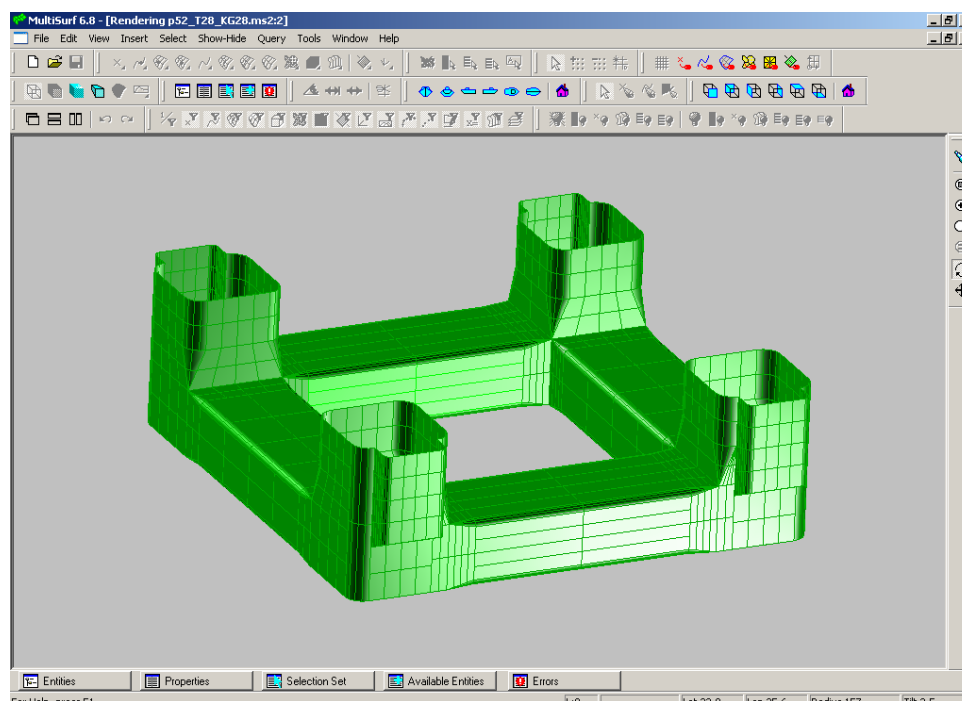


Figura 5-14 – Modelo geométrico da P-52 no programa MultSurf®.

A definição de frequências para as rodadas no WAMIT® foram as mesmas especificadas na seção 4.1.7.1. O potencial de segunda ordem foi calculado incluindo-se os termos forçantes da superfície livre. Dessa forma, a superfície livre foi discretizada

manualmente com 2344 painéis e um raio de 80m. Outros parâmetros escolhidos para os arquivos do programa WAMIT® com extensão “.fdf” que define a superfície livre foram:

NAL=1

DEL=1

NCIRE=6

NGSP=8

Com o modelo numérico preparado, foram finalmente comparadas as funções densidade espectral de momento de roll e pitch causados pela onda e vento:

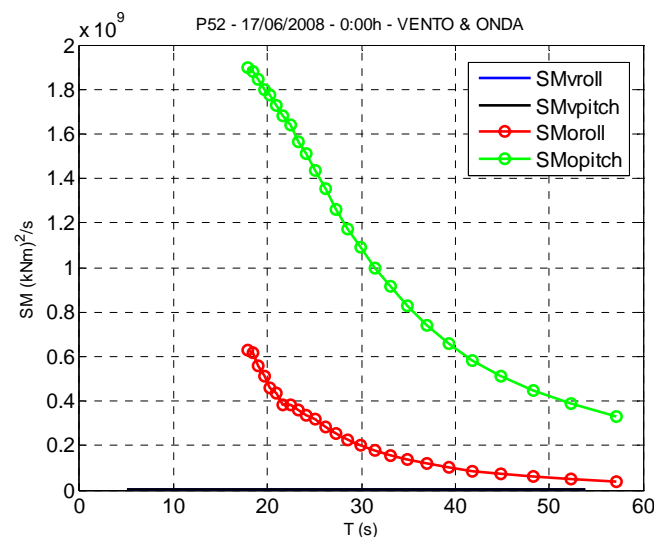


Figura 5-15 – Espectro de momento de roll e pitch causados pelo vento ( $SM_{vroll}$  e  $SM_{vpitch}$ ) e onda ( $SM_{oroll}$  e  $SM_{opitch}$ ) na primeira hora do dia 17 de junho de 2008.

Enquanto as funções densidade espectral de momento causadas pelo vento são da ordem de  $10^6$  (ver Figura 5-10), as de onda são da ordem de  $10^8$  e  $10^9$ . Pode-se considerar então que os momentos causados pelo vento são desprezíveis em relação aos de onda. Como a correnteza também havia sido descartada como possível agente ambiental causadora dos movimentos de segunda ordem da P-52, conclui-se que os

movimentos de segunda ordem de *roll* e *pitch* neste estudo de caso foram excitados apenas pela onda. Para o *heave*, a onda também é a única fonte de excitação já que é a única atuante na direção vertical.

Com o modelo numérico preparado, foram obtidos os amortecimentos que melhor ajustavam as amplitudes significativas na região ressonante. Os gráficos da Figura 5-16 indicam que os amortecimentos necessários para calibrar os movimentos de *heave*, *roll* e *pitch* são  $\zeta_v$  igual a 6.9, 2 e 10%, respectivamente. Observe que esses amortecimentos são devidos não só ao casco da P-52, mas todo o sistema flutuante incluindo linhas de ancoragem e *risers*. Para a estimativa em escala real somente do valor do amortecimento devido apenas ao casco, uma comparação com um simulador dinâmico no domínio do tempo incluindo as linhas conectadas ao casco e seus respectivos coeficientes de atrito estimados para a escala real seria mais indicada. Note que o amortecimento viscoso estimado para o movimento de *roll* teve valor muito mais baixo do que os de *heave* e *pitch*. Isso pode ter sido causado pela transformação do espectro direcional de onda em apenas uma direção, por não se considerar termos cruzados nas matrizes de massa, amortecimento e rigidez ou ainda, os erros inerentes às várias medições realizadas. Uma melhor avaliação sobre o efeito do espectro direcional será discutida a seguir.

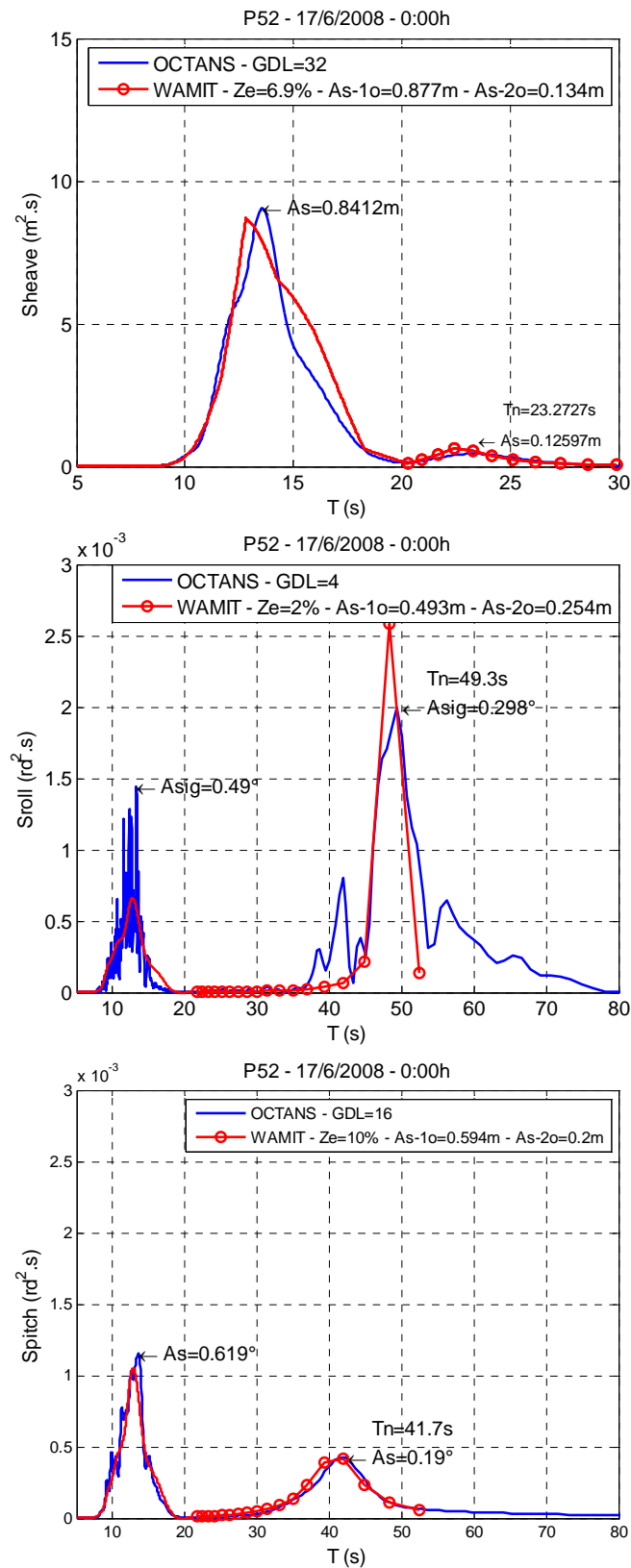


Figura 5-16 – Comparação dos espectros de resposta medidos e teóricos de heave, roll e pitch da P-52 na primeira hora do dia 17 de junho de 2008.

Para realizar o cálculo com o espectro direcional de onda, primeiramente foi verificada a calibração dos movimentos de primeira ordem. A partir da equação a seguir:

$$A_{S,\alpha} = 2 \sqrt{\sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m S(\omega_i, \theta_j) * |RAO_{\alpha}(\omega_i, \theta_j)|^2 \Delta\omega\Delta\theta} \quad (5.7)$$

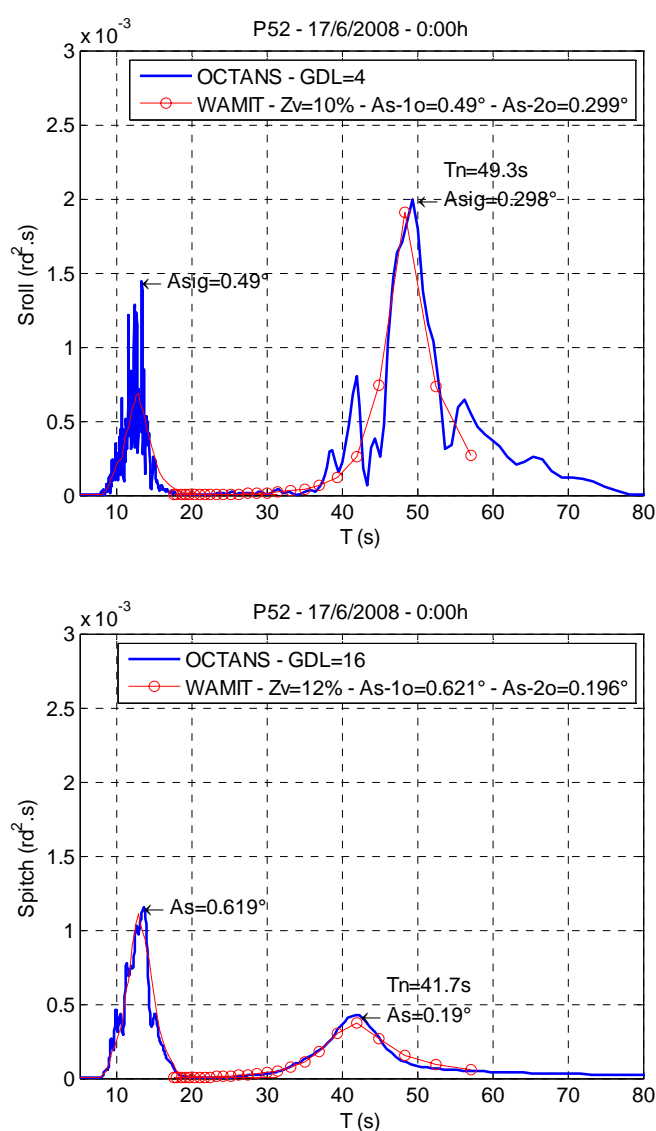
sendo n e m, o número de frequências e direções de onda respectivamente, foram obtidos os valores de inércia e rigidez que melhor aderissem às amplitudes significativas de primeira ordem e períodos naturais de *roll* e *pitch* medidos em escala real. Os raios de giração de *roll* e *pitch* obtidos anteriormente foram de  $K_{xx}=28.95m$  e  $K_{yy}=37.23m$ . Com o cálculo utilizando o espectro direcional, os raios de giração são  $K_{xx}=37.75m$  e  $K_{yy}=39.05m$ . Note que os valores de raios de giração de *roll* e *pitch* com este último procedimento ficaram mais próximos entre si do que o procedimento anterior e, considerando que a plataforma semi-submersível P-52 tem propriedades mais simétricas, este último resultado parece ser mais coerente. Por fim, foi aplicado o cálculo para se obter a amplitude significativa para o movimento de segunda ordem de *roll* e *pitch* variando-se o amortecimento até encontrar o que melhor representasse os movimentos medidos em escala real. A expressão utilizada está mostrada a seguir:

$$A_{S,\alpha} = 2 \sqrt{8 \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^n \sum_{l=1}^m S(\omega_i, \theta_j) * S(\omega_k, \theta_l) * |RAO_{\alpha}^{(2-)}(\omega_i, \theta_j, \omega_k, \theta_l)|^2 \Delta\omega\Delta\theta} \quad (5.8)$$

O número de pares de frequências diferença necessários para a convergência dos resultados foi de 18268. Na Figura 5-17 vê-se os gráficos com o espectro de resposta teóricos utilizando o espectro direcional de onda e medidos comparados entre si para *roll* e *pitch*. Note que, aplicando este último método de cálculo, os amortecimentos de



*roll* e *pitch* - 10% e 12%, respectivamente, são do mesmo nível, o que era de se esperar já que a ordem de grandeza dos movimentos para os dois graus de liberdade é a mesma e o sistema flutuante é consideravelmente simétrico. Pode-se concluir, portanto, que o método teórico de cálculo com o espectro direcional de onda é mais indicado para comparações com medições em escala real no caso de avaliação de movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical.



*Figura 5-17 – Comparação dos espectros de resposta medidos e teóricos de roll e pitch da P-52 na primeira hora do dia 17 de junho de 2008 – cálculo teórico com o espectro direcional de onda.*

## 6. CONCLUSÕES E RECOMENDAÇÕES PARA TRABALHOS FUTUROS:

Um estudo teórico e experimental dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical (*heave*, *roll* e *pitch*) de uma plataforma semi-submersível (usando-se como caso base a unidade PETROBRAS 52 – P-52) foi realizado com um enfoque no domínio da frequência. Os cálculos teóricos foram executados com o auxílio do programa numérico WAMIT® que utiliza a teoria potencial para os cálculos de coeficientes hidrodinâmicos. Essa teoria é baseada na hipótese de pequenas amplitudes e todos os casos aqui analisados foram considerados com profundidade infinita. Os estudos experimentais foram realizados a partir de ensaios em tanques de prova no Marintek, IPT e LabOceano, além de medições em escala real realizadas na própria P-52 em Junho de 2008.

No capítulo 3, foi realizado um resumo da teoria hidrodinâmica para o cálculo dos carregamentos de segunda ordem. Nesse desenvolvimento são obtidas todas as cinco componentes de forças e momentos de segunda ordem. É discutido como, a partir dessas componentes, surgem termos harmônicos em  $2\omega_1$ ,  $2\omega_2$ ,  $\omega_1 + \omega_2$  e  $\omega_1 - \omega_2$  e constante no tempo em  $\omega = 0$ . Os cálculos do carregamento de segunda ordem para um mar irregular e dos espectros de força, momento e movimento são apresentados. Algumas discussões são feitas em relação ao número grande de combinações de frequências para o cálculo dos carregamentos de segunda ordem, o que acarreta em um alto custo computacional e de tempo. A aproximação de NEWMAN (1974) que é largamente usada para a estimativa de movimentos de deriva lenta no plano horizontal apresenta erros da ordem de  $(\mu_n)^2$  como mostrado em ARANHA & FERNANDES (1994). Como os períodos naturais de *heave*, *roll* e *pitch* são geralmente bem mais

baixos do que os de *surge*, *sway* e *yaw* em plataformas semi-submersíveis, conclui-se que a aproximação de NEWMAN não deve gerar bons resultados para a estimativa dos movimentos no plano vertical. Dessa forma, com o objetivo de se reduzir o tempo computacional no levantamento dos movimentos ressonantes no plano vertical, foi apresentado e proposto o método de ruído branco - ver CRANDALL & MARK (1963): uma aproximação clássica para análise de sistemas mecânicos com respostas de banda estreita.

Em seguida, no capítulo 4, foram apresentados os estudos experimentais em três tanques de prova (Marintek, IPT e LabOceano) e teóricos com a P-52. Para os testes do Marintek, inicialmente foi realizado um estudo através de análises espectrais dos sinais de elevação de onda e de movimentos medidos nos ensaios, onde foi constatado que, apesar do aumento do alisamento das análises espectrais reduzir o pico e aumentar a banda da função densidade espectral de movimento na região ressonante, a integral desses espectros ( $m_0$ ) com diferentes alisamentos geram valores próximos, indicando que a comparação dos resultados dos testes com os cálculos teóricos deve ser feita através dos momentos de ordem zero ou das amplitudes significativas de movimento obtidas a partir de  $m_0$ . Ainda nos estudos com análise espectral dos sinais dos ensaios foi possível perceber uma redução mais significativa nos movimentos ressonantes no plano vertical com a introdução da correnteza centenária do que aquela devida à inclusão de linhas de ancoragem e *risers* truncados em relação ao sistema com ancoragem horizontal. Note que, como estão sendo estudados movimentos ressonantes, qualquer aumento de amortecimento viscoso no sistema tenderá a reduzir esses movimentos, e, portanto, a estimativa dos amortecimentos passa a ser de importância fundamental no cálculo em questão.

Ainda avaliando os ensaios da P-52 no Marintek, um modelo numérico com o programa WAMIT® foi criado. Algumas aproximações hidrodinâmicas permitidas no cálculo dos carregamentos de segunda ordem com o programa WAMIT® são explicadas: sem o potencial de segunda ordem, com o potencial de segunda ordem sem os termos forçantes de superfície livre e com o potencial de segunda ordem completo. Algumas QTFs de *heave* e *pitch* para a P-52 foram impressas mostrando diferenças maiores nos valores obtidos para a aproximação sem o potencial de segunda ordem do que com o potencial de segunda ordem sem os termos forçantes de superfície livre em relação ao potencial completo. Outras aproximações dinâmicas são sugeridas, tais como, através do cálculo com apenas um grau de liberdade de movimento (desconsiderando-se os acoplamentos entre os movimentos na equação dinâmica) e o modelo de ruído branco. Além disso, a aproximação de Newman também é aplicada e testada. Dessa forma, várias aproximações hidrodinâmicas e dinâmicas foram utilizadas para a comparação do cálculo teórico com os experimentos, lembrando aqui que o cálculo teórico foi realizado variando-se o alisamento do espectro de elevação de onda e tendo sido constatado que esse procedimento pouca diferença faz nos resultados. Assim, as seguintes conclusões das comparações com diferentes aproximações de cálculo teórico de movimentos de segunda ordem no plano vertical com os experimentos da P-52 podem ser feitas:

- A aproximação de NEWMAN e a aproximação sem o potencial de segunda ordem obtiveram discrepâncias consideráveis em relação ao cálculo com o potencial completo e experimentos e não devem ser aplicadas para a estimativa de movimentos ressonantes no plano vertical de semi-submersíveis;

- A aproximação sem os termos forçantes de superfície livre para o cálculo do potencial de segunda ordem apresentou resultados próximos aos do cálculo do potencial completo e experimentos, indicando que esse tipo de aproximação pode ser utilizado em aplicações desse tipo, ao menos para cascos semelhantes;
- A aproximação do cálculo com um grau de liberdade (sem os acoplamentos entre os movimentos na equação dinâmica) em relação ao cálculo com seis graus de liberdade e experimentos apresentou excelentes resultados para o movimento de *heave* e maiores discrepâncias em relação ao de *pitch*. No entanto, como estamos tratando de movimentos pequenos, as diferenças percentuais grandes obtidas representam amplitudes de movimentos muito pequenas;
- A aproximação utilizada no método de ruído branco obteve pouca diferença em relação aos cálculos com a matriz de QTF inteira. As discrepâncias obtidas por esse método em relação aos experimentos foram causadas muito mais pelos cálculos terem sido realizados com apenas um grau de liberdade de movimento do que devidas à proposta desse método.

É importante ressaltar aqui que as aproximações devem ser sempre testadas para alguns casos com o cálculo completo para uma maior garantia de sua aplicação

As aproximações testadas nesta pesquisa aumentam os erros nas estimativas dos cálculos de movimentos ressonantes no plano vertical, no entanto, reduzem o esforço computacional e o tempo das análises. Nas fases iniciais de projeto, onde se procura estabelecer as dimensões do casco da plataforma ou até, em alguns casos, onde são utilizados algoritmos de otimização para a busca de um casco com menor movimento, é

primordial a utilização de metodologias de análise rápidas. Dessa forma, com relação às conclusões obtidas no último parágrafo, pode-se destacar:

- A aproximação hidrodinâmica com o potencial de segunda ordem sem o cálculo das forçantes de superfície livre, pois evita uma série de cálculos numéricos na superfície livre discretizada de difícil convergência;
- O método de ruído branco, que diminui o número de diferenças de frequências necessárias para apenas uma: no período natural do grau de liberdade em estudo.
- A desconsideração dos termos cruzados que produzem os acoplamentos entre os movimentos na equação dinâmica (cálculos com 1 gdl) também pode ser recomendada em casos de necessidade de agilidade nos cálculos.

Portanto, o cálculo dos movimentos ressonantes de *heave*, *roll* e *pitch* no domínio da frequência pode ser realizado com aproximações sem os termos forçantes de superfície livre para o potencial de segunda ordem, com o método de ruído branco aplicado com um grau de liberdade de movimento para plataformas semi-submersíveis em fases iniciais de projeto. Atente para o fato de que a metodologia no domínio da frequência não deve ser usada nos casos em que as elevações de onda e os movimentos de primeira ordem estão nas mesmas faixas de frequência dos movimentos ressonantes de segunda ordem porque existe a perda de informação da fase dos carregamentos nos cálculos. Nesses casos, análises no domínio do tempo são mais indicadas. Outra importante observação é que o cálculo aqui proposto não quantifica os movimentos causados pelo acoplamento da ancoragem entre *surge* e *pitch* ou *sway* e *roll*, o que também pode causar movimentos lentos significativos no plano vertical, mas em períodos mais elevados.

Tratando agora da estimativa do amortecimento viscoso, a calibração dos modelos teóricos para o cálculo do movimento de segunda ordem permitiu uma avaliação de  $\zeta_v$  presente em cada ensaio com ondas irregulares realizados no Marintek. Novamente, foi constatado que a presença de uma correnteza centenária fez o nível de amortecimento subir consideravelmente, o que remete ao cuidado que deve ser tomado na extrapolação de resultados de movimentos de segunda ordem verticais obtidos em tanques com ondas. Além dos efeitos de escala no amortecimento do casco e das linhas, a diferença no comprimento das linhas de um sistema truncado para o real também pode interferir no nível de amortecimento do sistema. Muitos ensaios com modelo truncado são realizados para se obter valores de *airgap* dinâmico devido à dificuldade em realizar esse cálculo com programas numéricos. Sem uma representação correta dos movimentos verticais de segunda ordem, esse procedimento pode obter movimentos relativos entre a onda e a plataforma diferentes da realidade, trazendo informações erradas para o projeto de plataformas semi-submersíveis. Um procedimento que parece mais razoável é calibrar os simuladores numéricos com o amortecimento apenas devido ao casco do sistema flutuante através dos ensaios em tanques de prova (modelo com ancoragem horizontal, por exemplo). A influência do amortecimento vindo das linhas seria incluída nos próprios simuladores numéricos através de modelos acoplados e com valores de coeficientes de arrasto estimados para escala real.

Continuando o enfoque dado com relação à reprodução dos movimentos de segunda ordem no plano vertical com ensaios em tanque de prova com modelos reduzidos de plataformas semi-submersíveis, na seção 4.2, uma discussão foi feita sobre as diferenças obtidas nos ensaios do Marintek e IPT. Foram repetidos no IPT os

mesmos ensaios realizados no Marintek com a mesma geometria de casco do modelo da P-52 (mesma escala) e com as mesmas ondas. No entanto, os movimentos ressonantes no plano vertical obtidos no IPT foram de menor amplitude que aqueles no Marintek. A única diferença a princípio observada entre os ensaios nos dois laboratórios era o sistema de ancoragem truncado devido às variações de profundidade e largura entre os dois tanques. Após uma análise dos sinais de elevação de ondas medidos nos ensaios dos dois laboratórios, pode-se concluir que a geração de ondas no IPT obteve um espectro de grupo de onda com nível inferior ao do Marintek e, portanto, excitou com menos intensidade os movimentos de segunda ordem verticais do modelo da P-52. Com movimentos menores, era de se esperar que o amortecimento externo necessário no modelo numérico para representar os ensaios da P-52 no IPT teria níveis inferiores ao do Marintek, o que não foi verificado após comparação dos resultados dos ensaios com o cálculo teórico. Essa conclusão é contrária ao percebido nos ensaios de decaimento realizados nos dois laboratórios. Isso indica que, na montagem do ensaio do IPT, pode ter havido algum dispositivo que introduziu um amortecimento adicional ao sistema não capturado com os ensaios de decaimento realizados com o modelo na posição neutra. É importante ressaltar aqui que, por se tratar de movimentos de pequena amplitude, existe uma dificuldade considerável na estimativa do valor de amortecimento com ensaios de decaimento já que a dispersão dos pontos aumenta com a diminuição da amplitude.

A repetição dos ensaios do modelo da P-52 no IPT e a comparação com os resultados do Marintek e o cálculo teórico levam à conclusão que duas características são fundamentais para a boa representação dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical em ensaios com modelo reduzido em tanques de prova:

- a reprodução da onda no tanque;



- e o nível de amortecimento viscoso do modelo do sistema flutuante.

A calibração da onda deve ser repetida até que se tenha o mais próximo possível das curvas teóricas pedidas, os espectros de onda e de grupo de onda (principalmente nas regiões dos períodos naturais do sistema). Dispositivos como roldanas, que podem aumentar o nível de amortecimento do sistema e que a estimativa desses amortecimentos é difícil ou inviável, devem ser evitados.

Para um aprofundamento no ponto mais crítico do estudo de movimentos ressonantes no plano vertical de plataformas semi-submersíveis, a estimativa dos amortecimentos viscosos, decidiu-se também realizar uma análise dos testes no LabOceano com o mesmo modelo da P-52 utilizado no Marintek. Dessa vez, foram comparados os amortecimentos obtidos no processo de calibração do cálculo teórico dos movimentos de *heave*, *roll* e *pitch* para ensaios em duas incidências de três ondas irregulares com os estimados através de decaimentos do modelo na configuração com ancoragem horizontal. Aparentemente, em todos os casos com incidência de 225 graus de onda, existiu uma incoerência entre os valores de amplitude significativa de segunda ordem e amortecimentos, ou seja, nesses casos, os cálculos teóricos com maior movimento ressonante resultaram em amortecimentos menores em relação aos ensaios com movimentos ressonantes menores. Os ensaios de decaimento foram realizados a partir de dois processos iniciais: um em que o modelo parte do repouso (início estático) e outro, em que o modelo é forçado a oscilar e depois liberado (início forçado). Nos ensaios de decaimento angulares, o procedimento com início estático sempre teve uma declividade maior, ou seja, uma parcela do amortecimento quadrático maior que o procedimento com início forçado, o que pode ter relação com a inclinação inicial maior sempre obtida pelo ensaio com início estático. Esse raciocínio, de certa forma, também

é validado no caso do movimento de *heave*, onde todas as curvas de decaimento ficaram bem próximas, independente do procedimento de realização do ensaio de decaimento. Em relação à comparação dos ensaios de decaimento com os ensaios com ondas irregulares, de uma forma geral, parece que o procedimento com início estático tende a obter resultados de amortecimento viscoso mais próximos dos com ondas irregulares, confirmando, assim, que os ensaios de decaimento podem fornecer uma estimativa razoável para a calibração dos modelos numéricos, na falta dos ensaios com ondas irregulares.

Por fim, foi realizado um estudo em escala real com a plataforma P-52, instalada no campo de Roncador (Bacia de Campos) em Outubro de 2007. A campanha de medições estudada foi realizada em Junho de 2008. A partir da análise espectral dos sinais de movimentos medidos através de um medidor inercial (MRU) instalado na P-52 foi possível calcular as amplitudes significativas de movimentos ressonantes e na faixa de frequência das ondas. Foi possível constatar que durante o mês de Junho de 2008, principalmente para os movimentos de *roll* e *pitch*, os movimentos ressonantes não são desprezíveis em relação aos de primeira ordem chegando, em alguns casos, ao mesmo nível de valores. Para o movimento de *heave*, os movimentos ressonantes também puderam ser identificados, mas com menor relevância em relação aos de primeira ordem. A identificação dos picos de resposta ressonante também permitiu avaliar os períodos naturais de movimento da P-52 em escala real. Com o intuito de se comprovar a origem dos movimentos ressonantes identificados, foi realizado um estudo de caso para a primeira hora do dia 17 de Junho de 2008, um dos momentos onde foram identificados níveis mais altos de movimentos ressonantes no plano vertical. A partir de medições ambientais de vento, onda e corrente e confrontando as medições realizadas

com os cálculos teóricos, foi possível comprovar que os movimentos ressonantes medidos para a hora daquele estudo de caso foram excitados pela incidência de ondas. Além disso, através do cálculo teórico de movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical excitados por onda, foi possível estimar o amortecimento em escala real do sistema flutuante da P-52 (incluindo casco, linhas de ancoragem e *risers*) para o estudo de caso mencionado. No entanto, recomenda-se que, para essa estimativa, deve ser considerado o espectro direcional de onda, evitando-se a consideração do espectro de onda em apenas uma direção.

Com base nos resultados discutidos neste trabalho, percebe-se que os movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical podem apresentar uma contribuição significativa na dinâmica de plataformas semi-submersíveis e, portanto, devem ser considerados nas análises de projeto desses sistemas flutuantes. Portanto, uma continuação evidente para o trabalho aqui apresentado é a verificação das conseqüências dos movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical em parâmetros de projeto que são afetados pelos movimentos de sistemas flutuantes, tais como *air gap* dinâmico da plataforma vindo a causar problemas inesperados de *slamming* no convés e *green-water*, além das cargas dinâmicas nos *risers* e linhas de amarração. Apesar da incorporação dos efeitos de segunda ordem provavelmente aumentar a resposta do sistema flutuante, os movimentos de segunda ordem apresentam frequências menores e, portanto, podem ter pouca influência em relação a carregamentos dinâmicos. No caso de um futuro projeto de unidade de completação seca (onde o movimento relativo entre casco e *riser* nos tensionadores é restritivo) ou de alguns carregamentos estáticos nos *risers* devido a movimentos máximos, a

incorporação do cálculo de movimentos ressonantes de segunda ordem no plano vertical podem ter impactos significativos.

Outra continuação do trabalho aqui realizado que pode ser feita, diz respeito às medições em escala real. Um procedimento que traria informações preciosas seria a estimativa do amortecimento viscoso em escala real apenas do casco da P-52. Para isso, uma comparação com um simulador dinâmico no domínio do tempo incluindo as linhas conectadas ao casco e seus respectivos coeficientes de atrito estimados para a escala real seria mais indicada. Dessa forma, através da análise de vários casos de medição em escala real, seria possível obter relações de movimento x correnteza x amortecimento. A comparação desses resultados com ensaios em tanques de prova do modelo com ancoragem horizontal permitiria concluir se é razoável utilizar a calibração de modelos teóricos através de ensaios com modelos reduzidos em tanques de prova.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANAM, I., ROSSET, J.M., 2004, “Slender-Body Approximations of Hydrodynamic Forces for Spar Platforms”, *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, v. 14, n. 2 (June), pp.104-109.
- ARANHA, J. A. P., FERNANDES, A. C., 1994, “On the second order low frequency force spectrum”, In: *Applied Ocean Research*, pp. 311-313, São Paulo, July.
- BARREIRA, R.A., 2008, *Avaliação do método híbrido com truncagem das linhas para a simulação da dinâmica das plataformas oceânicas*. Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Oceânica, COPPE/UFRJ, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.
- CHEN, X.; ZHANG, J.; MA, W, 1999, *On dynamic coupling effects between a spar and its mooring lines*, Ocean Engineering Program, Civil Engineering Department, Texas A&M University, Texas, USA.
- CRANDALL, H.S. & MARK, W.D., 1963, **Random Vibration in Mechanical System**. Academic Press.
- DALLINGA, R.P., HUIJSMANS, R.H.M., PINKSTER, J.A, 1988, “Combined Statistics of First and Second Order Motions of Semi-Submersibles”. In: *BOSS Conference*, pp. 733-54, Trondheim.
- EPUSP, 2004, *Análise do Air-gap das plataformas P-51 e P-52 em ondas e correntezas*. Relatório Técnico, 4 Vols, São Paulo, SP.
- EPUSP, 2005, *Model Tests - Waves*, Relatório Técnico I-RL-7000\_00-1350-941-EHL-005\_Rev. C, Projeto MONOBR-GoM, São Paulo, SP.
- FALTINSEN, O. M. & LOKEN, A. E., 1978, “Drift forces and slowly varying horizontal forces on a ship in waves”, In: *Symposium on Applied Mathematics Dedicated to the Late Prof. Dr. R. Timman*, Delft, Netherlands.
- FALTINSEN, O.M., 1990, **Sea loads on ships and offshore structures**. Cambridge, Cambridge University Press.
- FERREIRA, M.D. *et. al.*, 2005, “Hydrodynamic Aspects of the New Build FPSOBR”, *Proc. of the 2nd Intern. Workshop on Applied Offshore Hydrodynamics (IWAOH 2005)*, paper n.1514, LabOceano, Rio de Janeiro, April.
- FISCHER, F.J., 1998, “Some Observations on the Heave Behavior of Spar Platforms”, *Journal of Offshore Mech. and Arctic Eng.*, v.120, n. 4 (November), pp.221-225.
- HAVELOCK, T. H., 1942, “The Drift Force on a Ship Among Waves”, *Philosophical Magazine*, v. 33, n. 467.

- HSU, F. H., BLENKARN, K. A., 1970, "Analysis of peak mooring forces caused by slow vessel drift oscillations in random seas". In: *Offshore Technology Conference*, p. 1159, Houston, USA.
- KUDOU, K., 1977, "The drifting force acting on a three-dimensional body in waves", *J.S.N.A. Japan*, v. 141.
- LABOCEANO, 2006, *Ensaio com a Semi-sub PETROBRAS 55 – Parte 2 – Segunda Ordem e Mares Extremos*, Laboratório De Tecnologia Oceânica, Rio de Janeiro, RJ.
- LABOCEANO, 2006, *Ensaio Hidrodinâmicos de Modelo da P-57*, Laboratório De Tecnologia Oceânica, Rio de Janeiro, RJ.
- LEE, C.H., NEWMAN, J.N., KIM, M.H. & YUE, D.K.P., 1991, "The computation of second-order wave loads". In: *Proc. OMAE'91 Conference*, v. I-A Offshore Technology, pp.113-23, Stavanger, Norway.
- LEE, C.H. & NEWMAN, J.N., 2004, **Computation of wave effects using the panel method**. In: *Numerical Modeling in Fluid-Structure Interaction*, Edited by S. Chakrabarti, WIT Press.
- LIGHTHILL, M. J., 1979, "Waves and hydrodynamics loading". In: *2<sup>nd</sup> International Conference on the Behavior of Offshore Structures (BOSS 79)*, London.
- LIU, Y., 2003, "On Second-Order Roll Motions of Ships". In: *Proc. of the 22nd Int. Conf. on Offshore Mech. And Arctic Eng. (OMAE2003)*, paper OFT 37022, Cancun, Mexico.
- MA, Q.W., PATEL, M.H., 2001, "On the Non-Linear Forces Acting on a Floating Spar Platform in Ocean Waves", *Applied Ocean Research*, v. 23, n. 1 (Fev), pp.29-40.
- MARINTEK REPORT, 2002, *Roncador FPU Model Tests – Main Report*. Norwegian Marine Technology Research Institute.
- MARINTEK REPORT, 2006, *Roncador Semi P55 Model Tests – Main Report*, Norwegian Marine Technology Research Institute.
- MARINTEK REPORT, 2006, *P57 FPSO BR Model Tests ad Numerical Simulations – Main Report*. Norwegian Marine Technology Research Institute.
- MARUO, H. The drift of a body floating in waves, **Journal of Ship Research, Vol. 4, No. 3**, December 1960. rev
- MATLAB®, User Manual, Version 7.4, **The MathWorks, Inc.**, 2007. livro
- MOLIN, B., 1979, "Second order diffraction loads upon three dimensional bodies", *Applied Ocean Research 1*, pp. 197-202.
- MOLIN, B., 1993, "Second-Order Hydrodynamics Applied to Moored Structures". In: *19th WEGEMT School*, pp. 20-24, Nantes, September.

- MultiSurf®, 2008, **User Manual**, Version 6.9, AeroHydro, Inc.
- NEWMAN, J.N., 1967, “The drift force and moment on ships in waves”, *Journal of Ship Research*, v. 11, n. 1.
- NEWMAN, J.N., 1974, “Second-order, slowly varying forces on vessels in irregular waves”. In: *Proc. Int. Symp. Dynamics of Marine Vehicles and Structures in Waves*, ed. R.E.D. Bishop & W.G. Price, Mech. Eng. Publications, pp. 182-6, London.
- OGILVIE, F., 1963, “First and second-order forces on a cylinder submerged under a free surface”, *Journal of Fluid Mechanics*, v. 16, p. 451-472.
- OGILVIE, T.F., 1983, “Second-Order Hydrodynamic Effects on Ocean Platforms”. In: *International Workshop on Ship and Platform Motions*, University of California, Berkely.
- PINKSTER, J. A., 1974, “Low frequency phenomena associated with vessels moored at sea”. *European Spring Meeting of SPE-AIME*, Paper SPE 4837, Amsterdam.
- PINKSTER, J. A., OORTMERSSEN, G., 1977, “Computation of the first and second order wave forces on oscillating bodies in regular waves”, *Proc. Second Int. Conf. on Numerical Ship Hydrodynamics*, Berkeley.
- PINKSTER, J. A., 1980, *Low frequency second order wave exciting forces on floating structures*, Ph. D. Thesis, Technical University of Delft.
- REMERY, G. F. M., HERMANS, J. A., 1971, “The slow drift oscillations of a moored object in random seas”. In: *Offshore Technology Conference*, OTC 1500, Houston, USA.
- REZENDE, F.; CHEN, X. & FERREIRA, M. D., 2008, “Simulation of Second-order Roll Motions of a FPSO”. In: *Proc. of the 27nd Int. Conf. on Offshore Mech. And Arctic Eng. (OMAE2008)*, paper 57405, Estoril, Portugal.
- ROSSI, R. R., 2006, *P52 Mooring Análises*, Relatório Técnico I-RL-3010.64-1320-960-PPC-001\_C, CEMPES, Rio de Janeiro, RJ, Brasil.
- SSTAB, 2004, **Manual do Programa SSTAB**, Versão 2.68, TeCGraf - Grupo de Tecnologia em Computação Gráfica.
- SUYEHIRO, K., 1924, “The drift of ships caused by rolling among waves”, *Trans. INA*, v. 66, pp 60-76.
- TAO, L.; LIM, K.Y.; THIAGARAJAN, K., 2004, “Heave Response of a Classic Spar with Variable Geometry”, *Journal of Offshore Mech. and Arctic Eng.*, v.126 (February), pp. 90-95.
- URSELL, F., 1950, “Surface waves on deep water in the presence of a submerged circular cylinder”, *I. Proc. Camb. Phil. Soc.*, v. 46, pp. 141-52.

VOOGT, A.J., SOLES, J. J., DIJK, R.V., 2002, “Mean and Low Frequency Roll for Semi-submersibles in Waves”. In: *ISOPE Conf.*, Kitakyushu, Japão.

WAMIT®, 2006, **WAMIT User Manual Versions 6.3, 6.3PC, 6.3S, 6.3S-PC**, WAMIT Inc., MA, USA.

WATANABE, Y., 1938, “Some contribution to the theory of rolling”, *Trans. INA*, v. 80, pp. 408-432.



## APÊNDICE A – Procedimentos para Emprego do Programa WAMIT® e Análise de Convergência Numérica

O WAMIT® versão 6.1S é a versão estendida do WAMIT® 6.1 que inclui a análise completa do problema hidrodinâmico de segunda ordem, tanto na frequência soma como na frequência diferença, permitindo obter resultados tais como as Forças (e Momentos) devido ao potencial de segunda ordem, pressão de segunda ordem no(s) corpo(s) e no fluido, elevação de onda de segunda ordem e RAOs de segunda ordem, todos na presença de ondas bi-cromáticas e/ou bi-direcionais incidentes sobre uma ou mais estruturas, essas podendo estar livres, restritas, ou mesmo fixas. O manual do usuário do WAMIT® pode ser obtido em <http://www.wamit.com> para uma melhor compreensão dos parâmetros aqui citados.

A solução de segunda ordem pode ainda ser obtida usando-se qualquer um dos métodos de descrição da geometria do corpo (*low-order* ou *higher-order* – ver apêndice A.2). O problema de segunda ordem apenas não pode ser resolvido pelo WAMIT® 6.1S em algumas situações, tais como:

- Graus de Liberdade Generalizados (NEWDMS) não são permitidos.
- Graus de Liberdade “fixo-livres” não são permitidos.
- Paredes não são permitidas.
- Painéis de espessura nula, tais como bolinas, *strakes*, etc., não são permitidos.

### A.1 Procedimentos para emprego do Programa WAMIT:

Alguns dados de entrada adicionais aos tradicionais arquivos de entrada do problema de primeira ordem são necessários para a solução do problema de segunda ordem usando o WAMIT®, e isto será discutido a seguir.

Dados de entrada em <nome do arquivo>.wam:

O arquivo com a extensão “.wam” passa a ter a seguinte estrutura:

<nome do arquivo>.cfg

< nome do arquivo >.gdf

< nome do arquivo >.pot

< nome do arquivo >.frc

< nome do arquivo >.pt2

< nome do arquivo >.fdf

Como se vê, há os dados de entrada adicionais de dois arquivos, um de extensão “.pt2”, e outro de extensão “.fdf”, que serão discutidos mais adiante.

Dados de entrada em <nome do arquivo>.cfg:

Nesse arquivo, a única linha a ser adicionada é a que contém o flag abaixo:

I2ND=1

Os outros flags dependem das opções do usuário, ou seja, valem para o problema de segunda ordem as mesmas opções do problema de primeira ordem, como no exemplo a seguir:

IDIAG=0  
 I2ND=1                    %Resolve o problema de segunda ordem  
 IALTFRC=2                %Formato '2' do arquivo ".frc"  
 IALTPOT=1                %Formato '1' do arquivo ".pot"  
 IFORCE=1  
 IGENMDS=0  
 ILOWGDF=0  
 ILOWHI=1                 %Utiliza o método *higher-order*  
 ILOG=1  
 IPERIO=2                 %Frequência em rad/s  
 IPLTDAT=0  
 IPOTEN=1  
 IQUAD=0  
 IQUADI=0  
 IQUADO=0  
 IRR=0  
 ISCATT=0  
 ISOLVE=1                 %Resolve diretamente  
 ISOR=0  
 NUMHDR=0

OBSERVAÇÃO: AO SE UTILIZAR O MÉTODO *HIGHER-ORDER*,  
 NECESSARIAMENTE: ISOR=0 E ISCATT=0. AO SE UTILIZAR O MÉTODO  
*LOW-ORDER*, NECESSARIAMENTE: ISOR=1 E ISCATT=1.

Dados de entrada em <nome do arquivo>.gdf:

Não há inputs adicionais no arquivo com extensão ".gdf" para resolver o  
 problema de segunda ordem no WAMIT®, devendo o mesmo apenas ser coerente com  
 o método de solução escolhido pelo usuário (*low-order* ou *higher-order*).

Dados de entrada em <nome do arquivo>.pot:

Não são necessários dados adicionais no arquivo com extensão ".pot". O usuário  
 apenas precisa ter em mente um detalhe: o problema de segunda ordem, tanto na  
 frequência soma quanto na frequência diferença, é calculado para combinações de  
 frequências contidas no vetor PER (I), I=1,...,NPER. Em outras palavras, é necessário

que todas as frequências necessárias para o cálculo de segunda ordem estejam no arquivo aqui especificado.

No caso dos ensaios com o modelo da P-52, como mostrado na seção 4.1.7.1, as combinações de frequência de interesse são aquelas que geram diferenças com período variando de 18 a 57 segundos e apenas na faixa em que exista energia considerável no produto  $S(\omega)S(\omega + \mu)$ . Dessa forma, neste caso específico, foram escolhidas 187 frequências indicadas abaixo em rd/s.

Assim, o arquivo “p52.pot” usado tem o seguinte formato:

P-52 com 1928 painéis na malha do corpo – Testes 5130 e 5150

-1 0 0 -4.0 0

1 1

1 1 1 1 1 1

187

0.11 0.12 0.13 0.14 0.15 0.16 0.17 0.18 0.19 0.2 0.21 0.22 0.23 0.24 0.25 0.26  
 0.27 0.28 0.29 0.3 0.31 0.32 0.33 0.34 0.35 0.36 0.37 0.38 0.39 0.4 0.41 0.42  
 0.43 0.44 0.45 0.46 0.47 0.48 0.49 0.5 0.51 0.52 0.53 0.54 0.55 0.56 0.57 0.58  
 0.59 0.6 0.61 0.62 0.63 0.64 0.65 0.66 0.67 0.68 0.69 0.7 0.71 0.72 0.73 0.74  
 0.75 0.76 0.77 0.78 0.79 0.8 0.81 0.82 0.83 0.84 0.85 0.86 0.87 0.88 0.89 0.9  
 0.91 0.92 0.93 0.94 0.95 0.96 0.97 0.98 0.99 1 1.01 1.02 1.03 1.04 1.05 1.06  
 1.07 1.08 1.09 1.1 1.11 1.12 1.13 1.14 1.15 1.16 1.17 1.18 1.19 1.2 1.21 1.22  
 1.23 1.24 1.25 1.26 1.27 1.28 1.29 1.3 1.31 1.32 1.33 1.34 1.35 1.36 1.37 1.38  
 1.39 1.4 1.41 1.42 1.43 1.44 1.45 1.46 1.47 1.48 1.49 1.5 1.51 1.52 1.53 1.54  
 1.55 1.56 1.57 1.58 1.59 1.6 1.61 1.62 1.63 1.64 1.65 1.66 1.67 1.68 1.69 1.7  
 1.71 1.72 1.73 1.74 1.75 1.76 1.77 1.78 1.79 1.8 1.81 1.82 1.83 1.84 1.85 1.86  
 1.87 1.88 1.89 1.9 1.91 1.92 1.93 1.94 1.95 1.96 1.97

1 % número de incidências de onda

0 % incidência de onda de 0 graus

Dados de entrada em <nome do arquivo>.frc:

Quando I2ND=1 no arquivo com extensão “.cfg”, a dimensão do vetor IOPTN no arquivo com extensão “.frc” passa de 9 para 16, sendo os últimos 7 elementos a especificação das saídas de resultados do problema de segunda ordem. Quando I2ND=0, apenas os 9 primeiros elementos do vetor são lidos pelo programa. É importante que todos os 16 elementos do vetor IOPTN estejam na mesma linha, caso contrário IOPTN(10) será confundido pelo programa com a especificação do centro de gravidade vertical (VCG).

Para o problema de segunda ordem, se aplica as seguintes associações para o vetor IOPTN:

IOPTN(I) = 0	não mostra como saída o parâmetro “I”, I=10,...,16
IOPTN(I) = 1	mostra como saída o parâmetro “I”, I=10,...,16
IOPTN(16)=0	não mostra como saída o RAO de segunda ordem
IOPTN(16)=1	mostra como saída o RAO de segunda ordem usando a força excitante obtida pelo método “indireto”.
IOPTN(16)=2	mostra como saída o RAO de segunda ordem usando a força excitante obtida pelo método “direto”

Como já descrito na seção 4.1.7.3, a força obtida pelo método direto tem a componente V da força de segunda ordem (que é a força devida ao potencial de segunda ordem) calculada através de (4.2) como mostrado em LEE *et al* (1991), enquanto o método indireto introduzido por FALTISEN & LOKEN (1978), LIGHTHILL (1979) e MOLIN (1979) tem a mesma força calculada por (4.3). As duas forças calculadas pelo método direto e indireto têm o mesmo significado físico, apenas são obtidas de formas diferentes. Elas devem convergir com o aumento da discretização da malha utilizada.

Assim:

*Tabela A.1: Opções de cálculo do WAMIT® 6.2S.*

Opção	Descrição
10 (s), (d)	Parcela Quadrática da Força
11 (s), (d)	Força total de segunda ordem calculada pelo método “indireto”
12 (s), (d)	Força total de segunda ordem calculada pelo método “direto”
13 (s), (d)	Pressão hidrodinâmica de segunda ordem no corpo
14 (s), (d)	Pressão hidrodinâmica de segunda ordem no fluido
15 (s), (d)	Elevação de onda de segunda ordem na superfície livre
16 (s), (d)	RAO de segunda ordem

As extensões (s) e (d) acima indicam se o arquivo pertence ao cálculo da frequência soma (s) ou frequência diferença (d). A configuração desses resultados é feita no arquivo com extensão “.pt2”, que será explicado a seguir.

As opções IOPTN(14) e IOPTN(15) são calculadas nos pontos (X,Y,Z) do campo XFIELD no arquivo com extensão “.frc”, análogo ao problema de primeira ordem. Para IOPTN(15), necessariamente:  $Z=0$  (apenas na superfície livre).

As opções IOPTN(11) e IOPTN(12), isto é, a força total de segunda ordem, é a soma de duas parcelas: a Parcela Quadrática (IOPTN(10)) com a parcela proveniente do potencial de segunda ordem.

Observação: IOPTN(10) calculado na frequência diferença para duas ondas de mesma frequência é equivalente às opções IOPTN(8) e IOPTN(9) do problema de primeira ordem.

IMPORTANTE: para que os resultados IOPTN(10), IOPTN(11) E IOPTN(12) tenham a influência dos movimentos de primeira ordem, é imprescindível que IOPTN(4)=1.

Dados de entrada em <nome do arquivo>.pt2:

Esse arquivo contém dois conjuntos de parâmetros. Um especifica para quais modos (surge, sway, heave, roll, pitch, yaw) as opções IOPTN(10) a IOPTN(16) serão calculados. O outro especifica para quais combinações de frequência e direção de incidência dar-se-ão esses cálculos, tanto para o problema da frequência soma quanto para o da frequência diferença.

Assim, se o usuário deseja que sejam calculados os parâmetros IOPTN(I), I=10,...,16 para todas as frequências e direções contidas no arquivo da extensão “.pot”, deve-se configurar o “.pt2” da seguinte forma:

P-52 com 1928 painéis na malha do corpo

1 1

1 1 1 1 1 1

2 2

A primeira linha corresponde a um cabeçalho de até 72 caracteres ASCII. A segunda linha são os flags para o problema de radiação e difração de segunda ordem, nessa ordem. Vale aqui a mesma definição do problema de primeira ordem, no arquivo com extensão “.pot”:

-1: não resolve o problema.

0: resolve o problema para apenas os modos especificados na linha seguinte.

1: resolve para todos os modos.

A terceira linha corresponde aos modos de surge, sway, heave, roll, pitch, yaw, nessa ordem. A quarta linha apresenta os flags para o problema da frequência soma e da frequência diferença, nessa ordem. São admitidas três possibilidades para esses flags:

0: não resolve o problema soma/diferença.

1: resolve o problema soma/diferença para combinações de frequência e direção de incidências especificadas pelo usuário.

2: resolve para todas as combinações de frequência e direção de incidência de ondas contidas no arquivo com extensão “.pot”.

No caso dos ensaios com o modelo da P-52, como mostrado no capítulo 4, foram escolhidos 350 combinações de frequências e o arquivo com extensão “.pt2” ficou configurado da seguinte forma:

P-52 com 1928 painéis na malha do corpo – Testes 5130 e 5150

1 1

1 1 1 1 1 1

0 1

350

22 33 1

1 1

32 43 1

1 1

42 53 1

1 1

52 63 1

1 1



62	73	1
1	1	
72	83	1
1	1	
82	93	1
1	1	
92	103	1
1	1	.
.		
.		
.		
152	187	1
1	1	

Assim, na linha 6 aparece a primeira combinação de frequências em termos da posição no arquivo “p52.pot”. O terceiro elemento dessa linha, o número “1” quer dizer que para essa combinação de frequências será feita uma combinação de direção, o que nos leva à linha 7. A linha 7 quer dizer o seguinte: a frequência “1” (0.32 rad/s, posição 22 em “p52.pot”) da linha anterior tem como direção de incidência a posição 1 do vetor de direções do arquivo “p52.pot” (no caso, só há uma direção de incidência, 0 graus). Esse é o primeiro “1” da linha 7. O segundo “1” da linha 7 quer dizer que a segunda frequência da linha anterior (0.43 rad/s, posição 3 em “p52.pot”) tem como direção de incidência também a posição 1 do vetor de direções do arquivo “p52.pot”. Dessa forma, isso é feito para todas as combinações de frequências que interessam ao problema. Na Tabela A.2 são apresentadas todas as combinações de frequência utilizadas nas rodadas numéricas do WAMIT® mostradas nos itens 4 e 5 deste texto.

Tabela A.2: Definição de frequências para o cálculo numérico dos carregamentos de segunda ordem usando o programa WAMIT.

	2Pi/Mi (s)											
T1 (s)	57.12	52.36	48.33	44.88	41.89	39.27	36.96	34.91	33.07	31.42	29.92	28.56
19.51	14.54	14.22	13.90	13.60	13.31	13.04	12.77	12.52	12.27	12.04	11.81	11.59
14.89	11.81	11.59	11.38	11.18	10.98	10.80	10.61	10.44	10.27	10.10	9.94	9.79
12.04	9.94	9.79	9.64	9.49	9.35	9.21	9.08	8.95	8.82	8.70	8.58	8.47
10.10	8.58	8.47	8.36	8.25	8.14	8.03	7.93	7.83	7.74	7.64	7.55	7.46
8.70	7.55	7.46	7.37	7.29	7.21	7.12	7.04	6.97	6.89	6.81	6.74	6.67
7.64	6.74	6.67	6.60	6.53	6.46	6.40	6.33	6.27	6.21	6.15	6.09	6.03
6.81	6.09	6.03	5.97	5.92	5.86	5.81	5.75	5.70	5.65	5.60	5.55	5.50
6.15	5.55	5.50	5.45	5.41	5.36	5.32	5.27	5.23	5.18	5.14	5.10	5.06
5.60	5.10	5.06	5.02	4.98	4.94	4.90	4.86	4.83	4.79	4.75	4.72	4.68
5.14	4.72	4.68	4.65	4.61	4.58	4.55	4.51	4.48	4.45	4.42	4.39	4.36
4.75	4.39	4.36	4.33	4.30	4.27	4.24	4.21	4.18	4.16	4.13	4.10	4.07
4.42										3.90	3.87	3.85
4.13												
3.87												

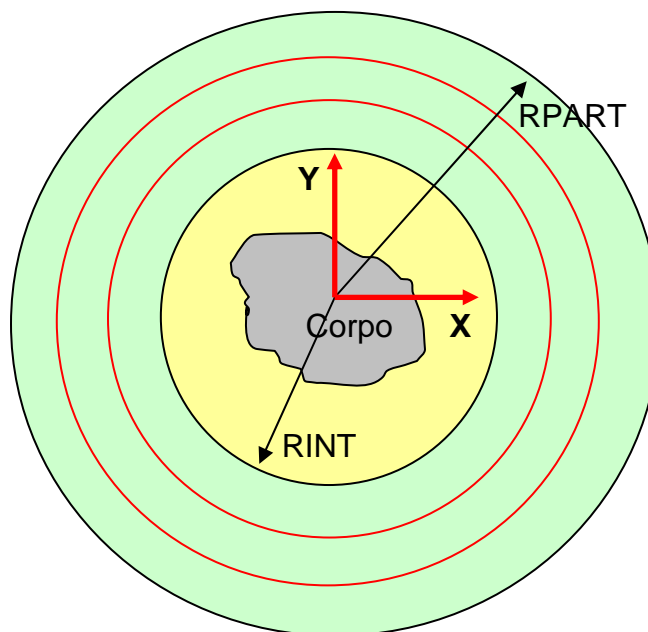
	2Pi/Mi (s)												
T1 (s)	27.32	26.18	25.13	24.17	23.27	22.44	21.67	20.94	20.27	19.63	19.04	18.48	17.95
19.51	11.38												
14.89	9.64	9.49	9.35	9.21	9.08	8.95	8.82	8.70	8.58	8.47	8.36	8.25	
12.04	8.36	8.25	8.14	8.03	7.93	7.83	7.74	7.64	7.55	7.46	7.37	7.29	7.21
10.10	7.37	7.29	7.21	7.12	7.04	6.97	6.89	6.81	6.74	6.67	6.60	6.53	6.46
8.70	6.60	6.53	6.46	6.40	6.33	6.27	6.21	6.15	6.09	6.03	5.97	5.92	5.86
7.64	5.97	5.92	5.86	5.81	5.75	5.70	5.65	5.60	5.55	5.50	5.45	5.41	5.36
6.81	5.45	5.41	5.36	5.32	5.27	5.23	5.18	5.14	5.10	5.06	5.02	4.98	4.94
6.15	5.02	4.98	4.94	4.90	4.86	4.83	4.79	4.75	4.72	4.68	4.65	4.61	4.58
5.60	4.65	4.61	4.58	4.55	4.51	4.48	4.45	4.42	4.39	4.36	4.33	4.30	4.27
5.14	4.33	4.30	4.27	4.24	4.21	4.18	4.16	4.13	4.10	4.07	4.05	4.02	4.00
4.75	4.05	4.02	4.00	3.97	3.95	3.92	3.90	3.87	3.85	3.83	3.80	3.78	3.76
4.42	3.80	3.78	3.76	3.74	3.71	3.69	3.67	3.65	3.63	3.61	3.59	3.57	3.55
4.13				3.53	3.51	3.49	3.47	3.45	3.43	3.41	3.39	3.37	3.36
3.87													3.19

Dado de entrada em <nome do arquivo>.fdf:

Como dito anteriormente, para o problema hidrodinâmico de segunda ordem há dois arquivos adicionais: o primeiro, com extensão “.pt2” diz respeito às combinações de frequências, soma e diferença. Este último arquivo diz respeito à discretização da superfície livre, necessário para o cálculo de IOPTN(11) a IOPTN(16).

Há duas maneiras disto ser feito: automaticamente pelo software, ou definida pelo usuário. Em ambos os casos, vale a seguinte idéia: a superfície livre discretizada é dividida em três regiões: uma interna, que vai da origem do eixo global de coordenadas

até uma distância chamada RINT; uma intermediária, que vai de RINT até RPART; e uma externa, que vai de RPART até  $\infty$ . Isso está esquematizado na figura abaixo:



*Figura A-1 – Definição da Superfície Livre Discretizada no programa WAMIT.*

Na figura acima, a região interna é a amarela, e a intermediária é a verde. A região intermediária pode ainda ser dividida em anéis de largura constante (na figura acima, a região intermediária está dividida em três partes, por dois anéis de cor vermelha).

Na forma automática, o arquivo com extensão “.fdf” tem a seguinte estrutura:

header 72 carac. ASCII

RINT

NPF SCALE

NAL DEL NCIRE NGSP

Sendo:

- RINT: raio (dimensional) da região interna. Ele deve ser maior ou igual a 1.25 vezes a maior distância do corpo à origem do sistema global de coordenadas.
- NPF: flag que indica qual o formato do arquivo com extensão “.fdf”. No formato ‘automático’, NPF deve ser um número negativo (por ex: -1).
- SCALE: fator de escala do tamanho do painel da superfície livre em relação ao comprimento médio dos painéis da linha d’água no corpo. Por exemplo, se SCALE=1.5, o painel da superfície livre é 1.5 vezes maior que o tamanho médio dos painéis do corpo na linha d’água.
- NAL: número de anéis que divide a região intermediária. Se NAL=0, os outros parâmetros dessa linha não precisam ser especificados.
- DEL: largura de cada anel que divide a região intermediária.
- NCIRE: expoente de 2 de tal modo que o número total de nós da integração azimutal baseado na quadratura de Gauss-Chebyshev é igual a  $2NCIRE+1$ .
- NGSP: número de nós usado na quadratura radial de Gauss-Chebyshev em cada anel.

Para a superfície livre definida pelo usuário, o formato do arquivo <filename>.fdf fica como abaixo:

```
header 72 carac. ASCII
RINT
NPF NTCL
NAL DEL NCIRE NGSP
X(1,1) X(2,1) X(3,1) X(4,1)
Y(1,1) Y(2,1) Y(3,1) Y(4,1)
```

X(1,NPF) X(2,NPF) X(3,NPF) X(4,NPF)

Y(1,NPF) Y(2,NPF) Y(3,NPF) Y(4,NPF)

Sendo:

- RINT: o mesmo do formato ‘automático’.
- NPF: o número total de painéis definido pelo usuário.
- NTCL: número total de segmentos usados para fazer o círculo interno.
- NAL, DEL, NCIRE, NGSP são os mesmos do formato ‘automático’.

As linhas subseqüentes são os painéis da superfície livre propriamente ditos, neste formato: primeiro as coordenadas ‘X’; em seguida as coordenadas ‘Y’ de cada painel.

É fácil perceber que  $RPART = RINT + NAL \times DEL$ , e esse parâmetro deve ser suficientemente grande para que a expansão assintótica dos potenciais seja válida na região externa ao círculo (de  $RPART$  até  $\infty$ ). Uma boa estimativa é  $RPART \sim o(h)$ , onde  $h$  é a profundidade da água (para profundidade finita) e  $RPART \sim o(\lambda)$ , onde  $\lambda$  é o maior comprimento de onda envolvido na rodada (para profundidade infinita). No caso do estudo no capítulo 4, o menor valor escolhido para  $\mu$  foi o correspondente ao período de 57 segundos. Nesse período temos que  $\lambda = \frac{Tg}{2\pi} \cong 5094m$ . Como  $RINT=80m$ , tem-se que  $NAL \times DEL=5094-80=5014$ . Alguns valores de  $NAL \times DEL$  serão verificados no apêndice A.2. Na página 11-10 do manual do WAMIT® (subitem

11.4.3), encontra-se uma tabela para a escolha do valor de NCIRE em função da razão entre a maior distância do corpo à origem do sistema global de coordenadas e o RINT, que neste estudo é 0.8, obtendo portanto pela tabela o valor NCIRE=6.

Uma aproximação que pode ser feita com o programa WAMIT® é obter a solução dos carregamentos de segunda ordem sem o cálculo da integral de superfície livre, reduzindo o esforço computacional. Para usar essa opção, os parâmetros NPF, NTCL e NAL no arquivo com extensão “.FDF” devem ter valores igual a 0 (PARTR pode ser qualquer número). Na seção 4.1.7.3 são apresentados alguns resultados de carregamentos de segunda ordem usando essa aproximação. O arquivo de entrada em questão fica da seguinte forma para que seja usada essa aproximação:

header 72 carac. ASCII

PARTR

0 0

0

## **A.2 Análises de sensibilidade e convergência:**

O programa WAMIT® usa dois métodos para a descrição da geometria do corpo em análise:

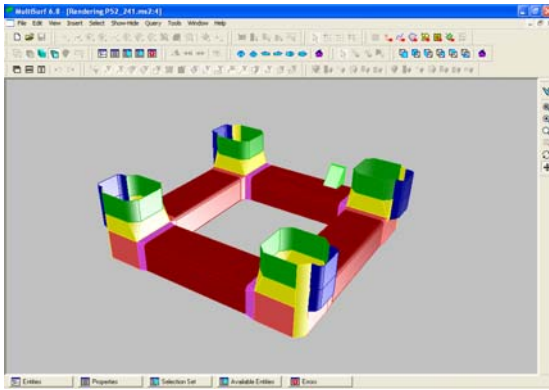
- *LOW-ORDER* – a geometria do corpo é representada por um conjunto de painéis quadriláteros planos ou faces. As soluções para o potencial de velocidades são aproximadas por valores constantes em cada painel.

- *HIGHER-ORDER* – a geometria do corpo pode ser representada por diferentes técnicas incluindo painéis planos, aproximações “B-spline”, modelos geométricos desenvolvidos no MultiSurf®, e fórmula analítica explícita. O potencial de velocidade no corpo é representado por “B-splines” de uma forma contínua, e a velocidade do fluido no corpo pode ser avaliada por diferenciação analítica. Na maioria das aplicações, esse método gera soluções mais corretas.

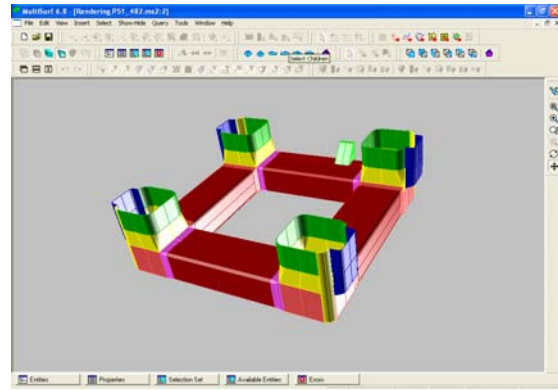
Neste apêndice será realizada uma análise de convergência para o cálculo de carregamentos de segunda ordem dos dois métodos de descrição de geometria do corpo citados acima. Além da malha do corpo, também será verificada a sensibilidade de diferentes discretizações da superfície livre.

#### **A.2.1 Convergência da malha do corpo com o método *LOW-ORDER*:**

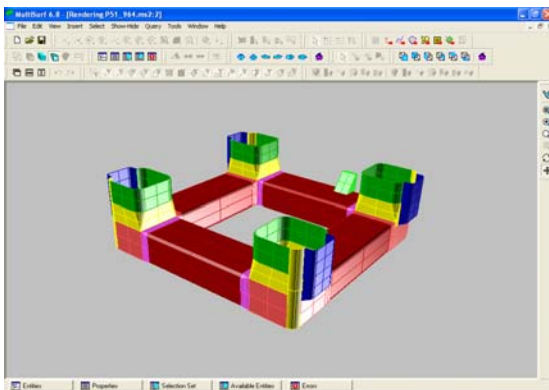
Usando o programa MultiSurf® foram criadas cinco discretizações de malhas para a geometria do corpo da P-52 com número de painéis variando de 241 a 3856.



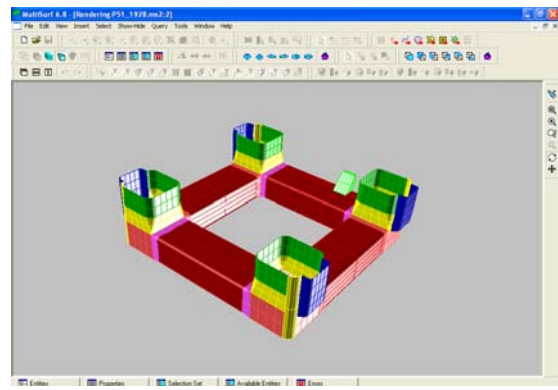
(NP=241)



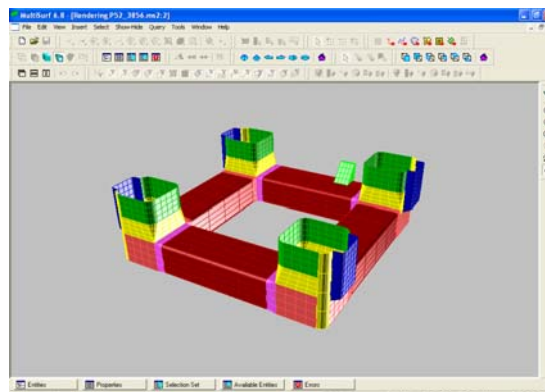
(NP=482)



(NP=964)



(NP=1928)



(NP=3856)

*Figura A-2 – Malhas do corpo da P-52 com diferentes números de painéis geradas no programa MultiSurf®.*

Os gráficos apresentados nas figuras A-3 e A-4 apresentam os resultados de momento de pitch e força de heave de segunda ordem total (saída “.12d”) para as discretizações mostradas na figura A-2 em três valores de  $\mu$ .



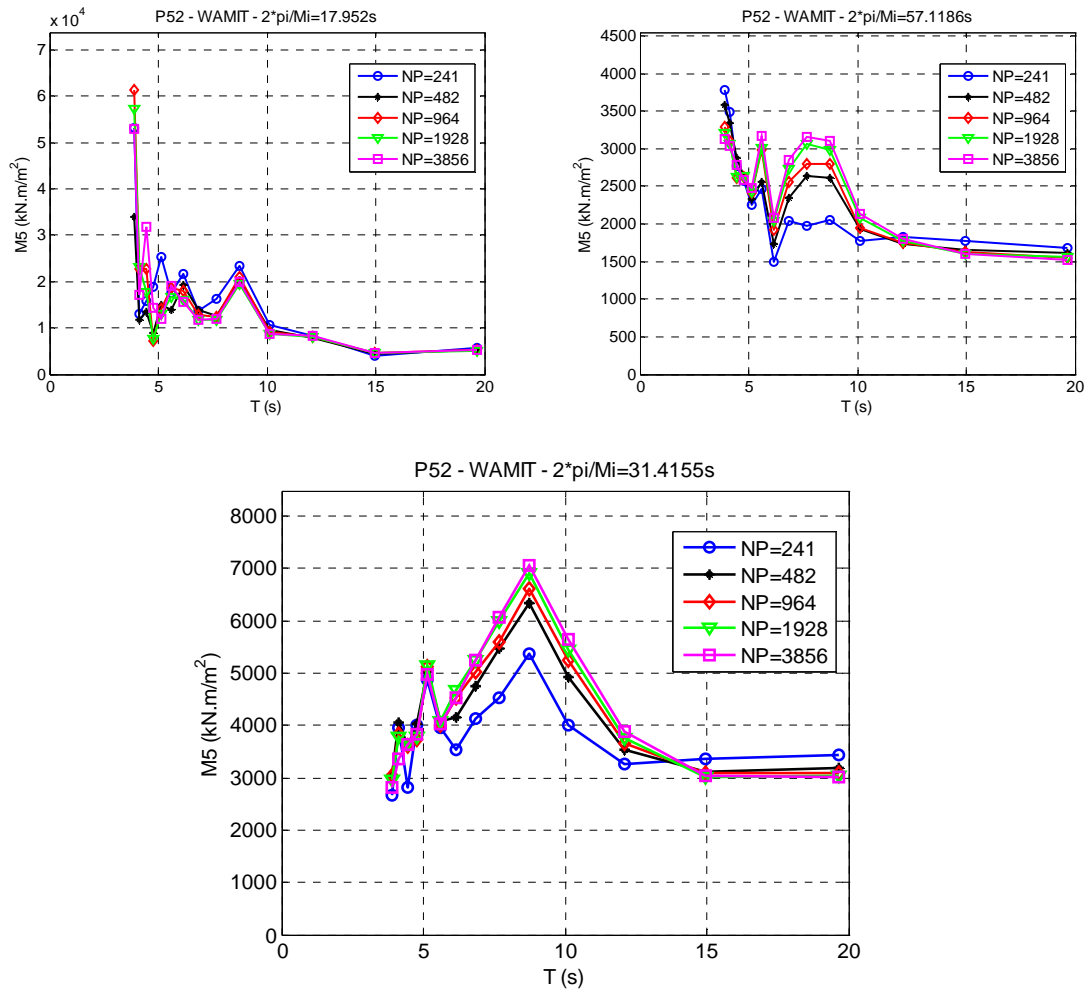


Figura A-3 – Momento de segunda ordem total de pitch para diferentes número de painéis (NP).

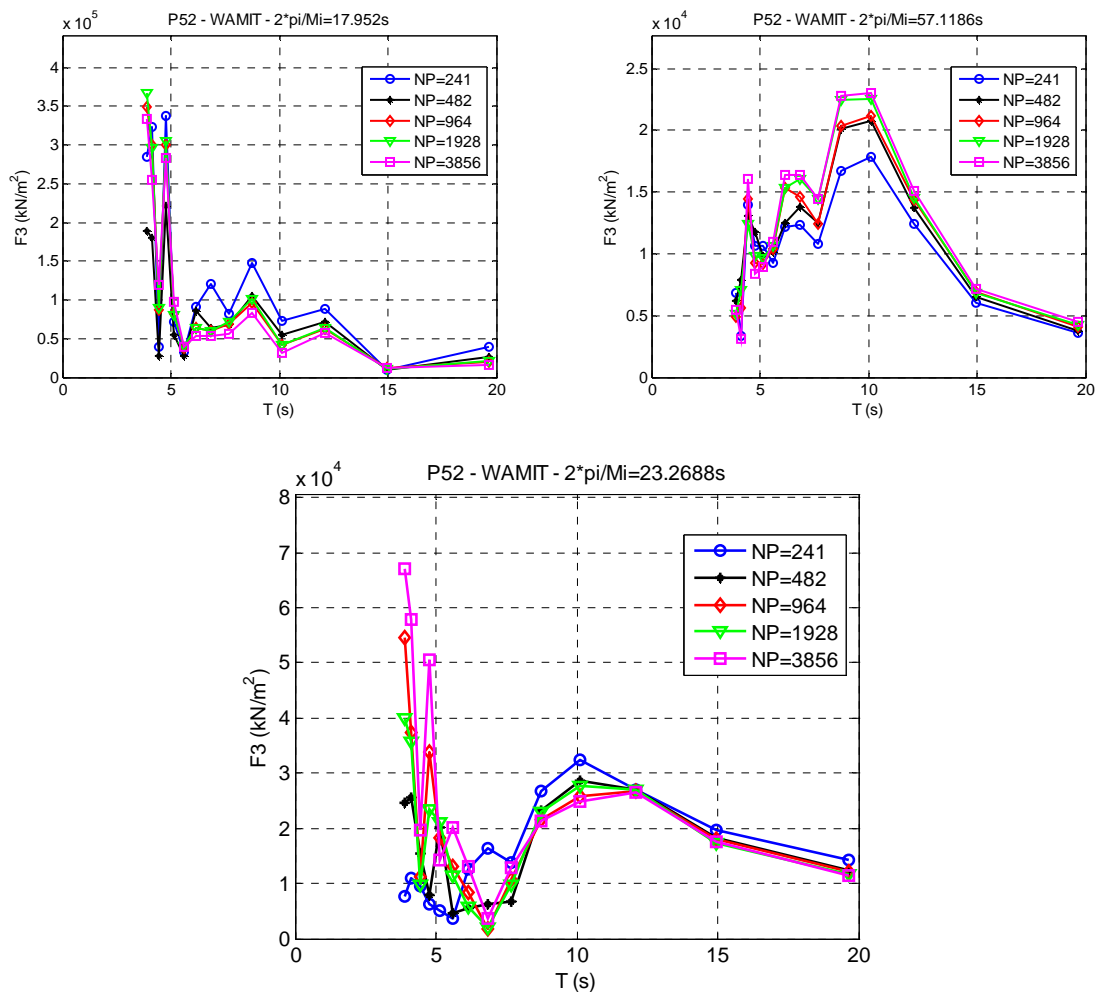


Figura A-4 – Força de segunda ordem total de heave para diferentes número de painéis ( $NP$ ).

Todos os resultados neste apêndice foram obtidos com uma superfície livre discretizada manualmente. O arquivo com extensão “.fdf” foi configurado com uma malha de 12256 painéis e com seguinte parâmetros: RINT=200, NAL=2, DEL=140, NCIRE=4 e NGPS=8. Na Figura 4-56 encontra-se uma vista da superfície livre discretizada manualmente.

### A.2.2 Convergência da malha do corpo com o método *HIGHER-ORDER*:

No método higher-order a convergência da malha deve ser realizada através do valor incluído para `PANEL_SIZE` no arquivo com extensão “.cfg”. Esse parâmetro é usado na subdivisão automática dos pedaços do método higher-order de painéis. Os gráficos da Figura A-5 e Figura A-6 indicam que um valor de `PANEL_SIZE` de 20 é suficiente para a convergência dos carregamentos de segunda ordem.

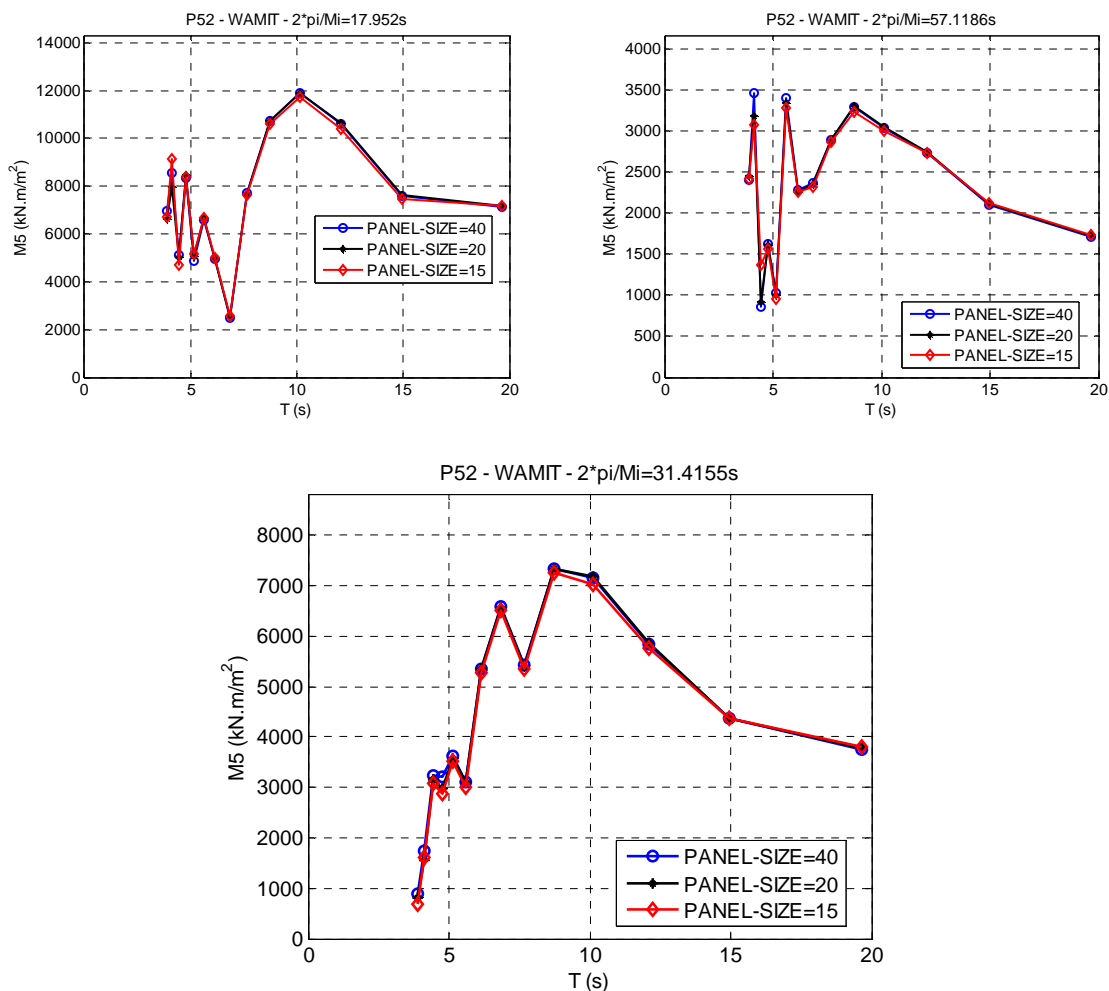


Figura A-5 – Momento de segunda ordem total de pitch para diferentes tamanhos de painéis (PANEL SIZE).

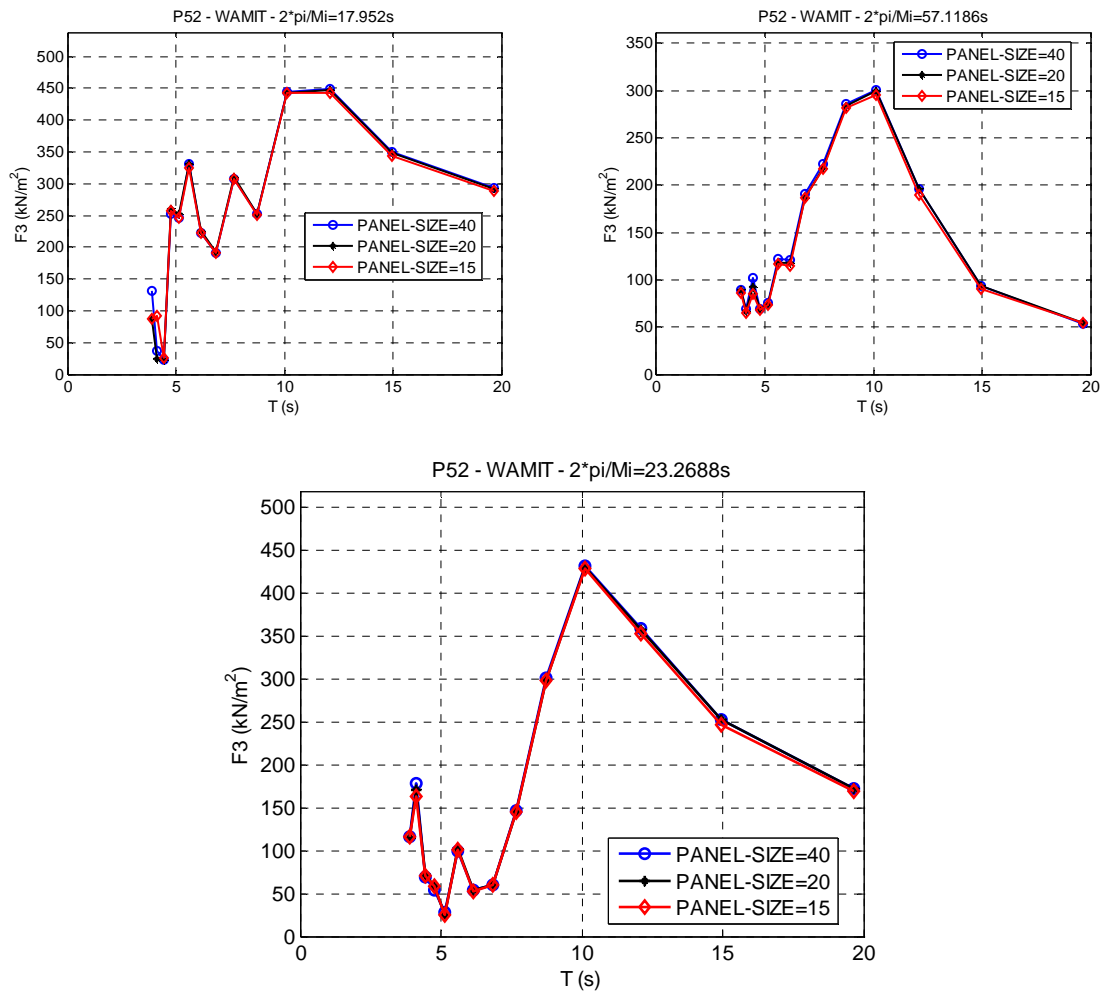


Figura A-6 – Força de segunda ordem total de heave para diferentes tamanhos de painéis (PANEL SIZE).

Nos gráficos das Figura A-7 e Figura A-8 é feita uma comparação dos resultados de carregamento de segunda ordem com os dois métodos de discretização de geometria. Foi usada a mesma malha manual na superfície livre para os dois casos e o arquivo extensão “.fdf” teve os seguintes parâmetros definidos:

Plataforma P52

80.0

2344 256

3 200.0 6 65

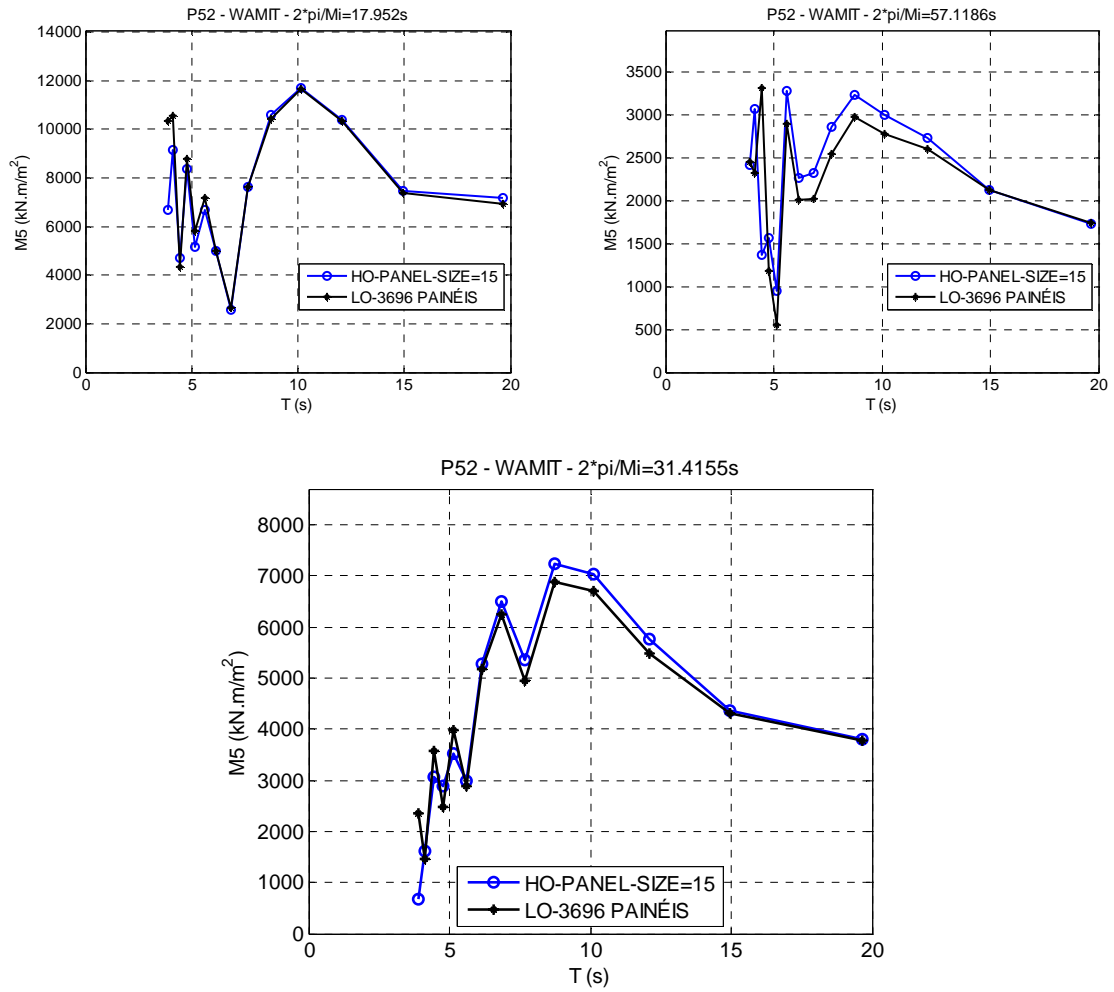


Figura A-7 – Momento de segunda ordem total de pitch calculado pelos métodos “HIGHER-ORDER” e “LOW-ORDER”.

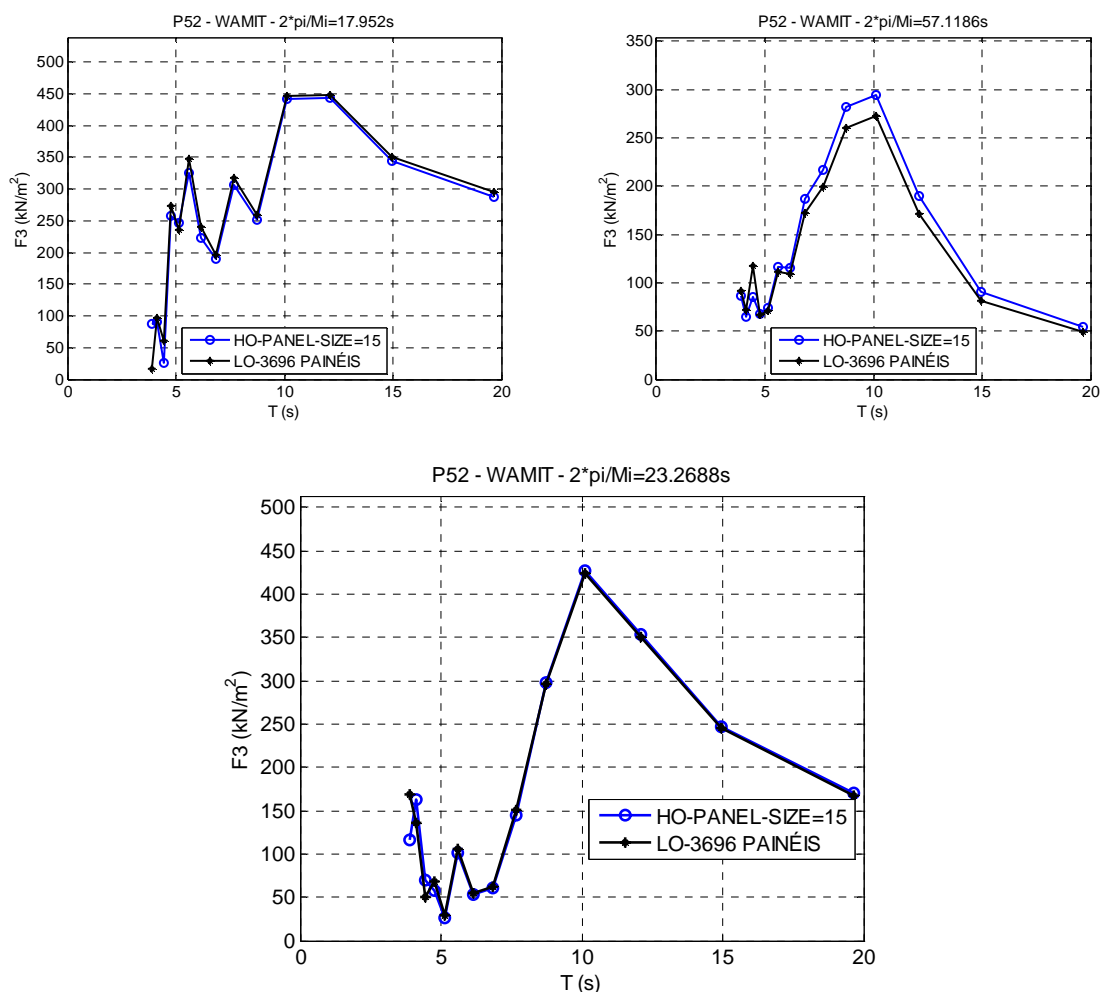


Figura A-8 – Força de segunda ordem total de heave calculado pelos métodos “HIGHER-ORDER” e “LOW-ORDER”.

Apesar da observação de alguma discrepância entre os dois métodos, nas frequências diferenças iguais às ressonâncias do casco em questão (que são os valores mais significativos para o cálculo dos movimentos de segunda ordem), os resultados foram muito próximos. Isso mostra que os dois métodos poderiam ser usados neste trabalho.

Vale aqui lembrar que o próprio manual do WAMIT® alerta para o fato de que uma desvantagem de utilização do método higher-order é que a aproximação da pressão de segunda ordem devida ao quadrado da velocidade fluida em cascos com quinas é

mais difícil do que no método low-order. Dessa forma, neste trabalho, optou-se pela utilização do método low-order.

### **A.2.3 Convergência da malha com diferentes discretizações de superfície livre:**

Como já discutido no Apêndice A.1, vários parâmetros definidos no arquivo extensão “.fdf” são importantes para o cálculo do carregamento de segunda ordem. Segue abaixo, resultados de saída do arquivo “.12d” usando a geração automática de superfície livre do WAMIT e o modelo do corpo com 1928 painéis. O arquivo com extensão “.fdf” teve a seguinte configuração:

```
Plataforma P52  
80  
-1 SCALE  
200 100 4 8
```

Os parâmetros SCALE usados foram 1.5, 2, 5 e 10, e, respectivamente, o número de painéis gerados automaticamente na superfície livre foram 4308, 2828, 1180 e 796.

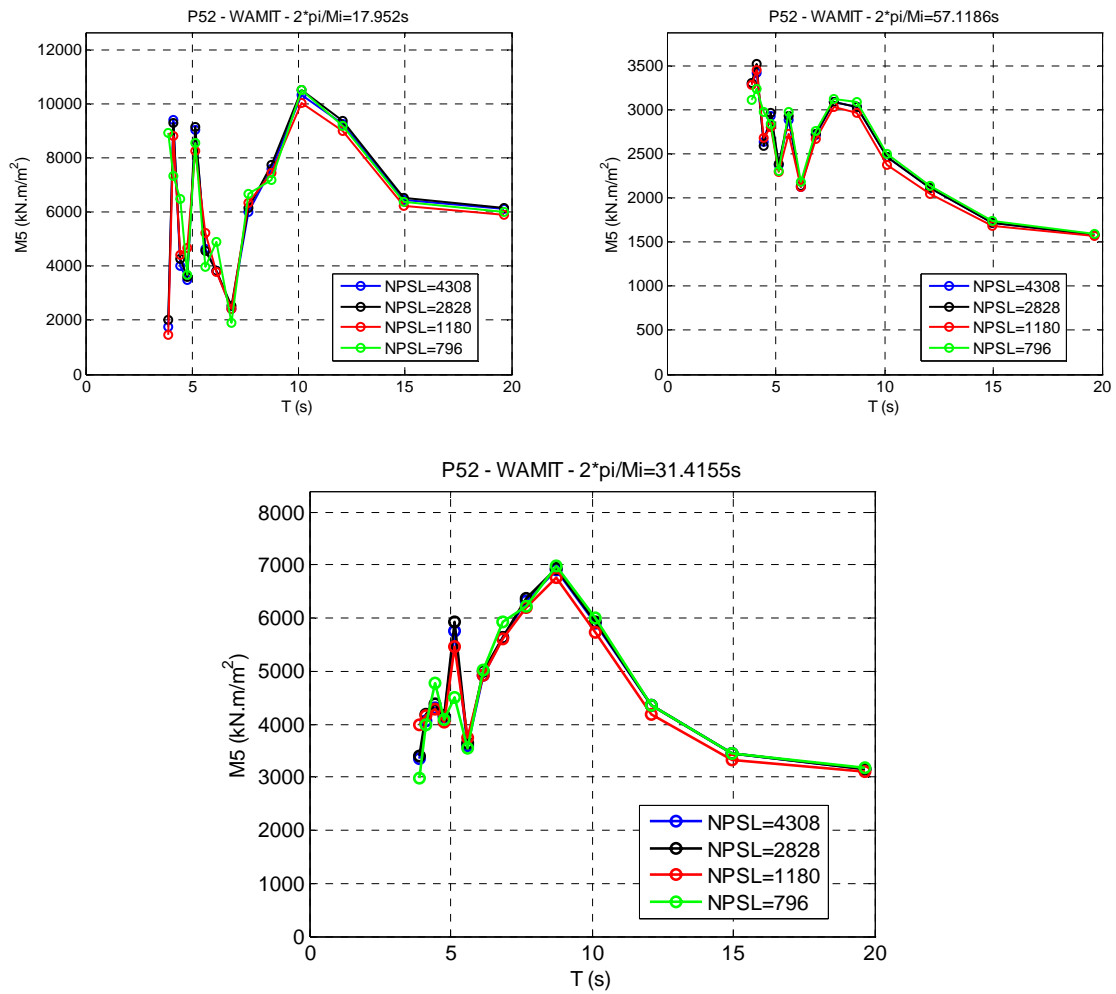


Figura A-9 – Momento de segunda ordem total de pitch para diferentes número de painéis na superfície livre (NPSL).



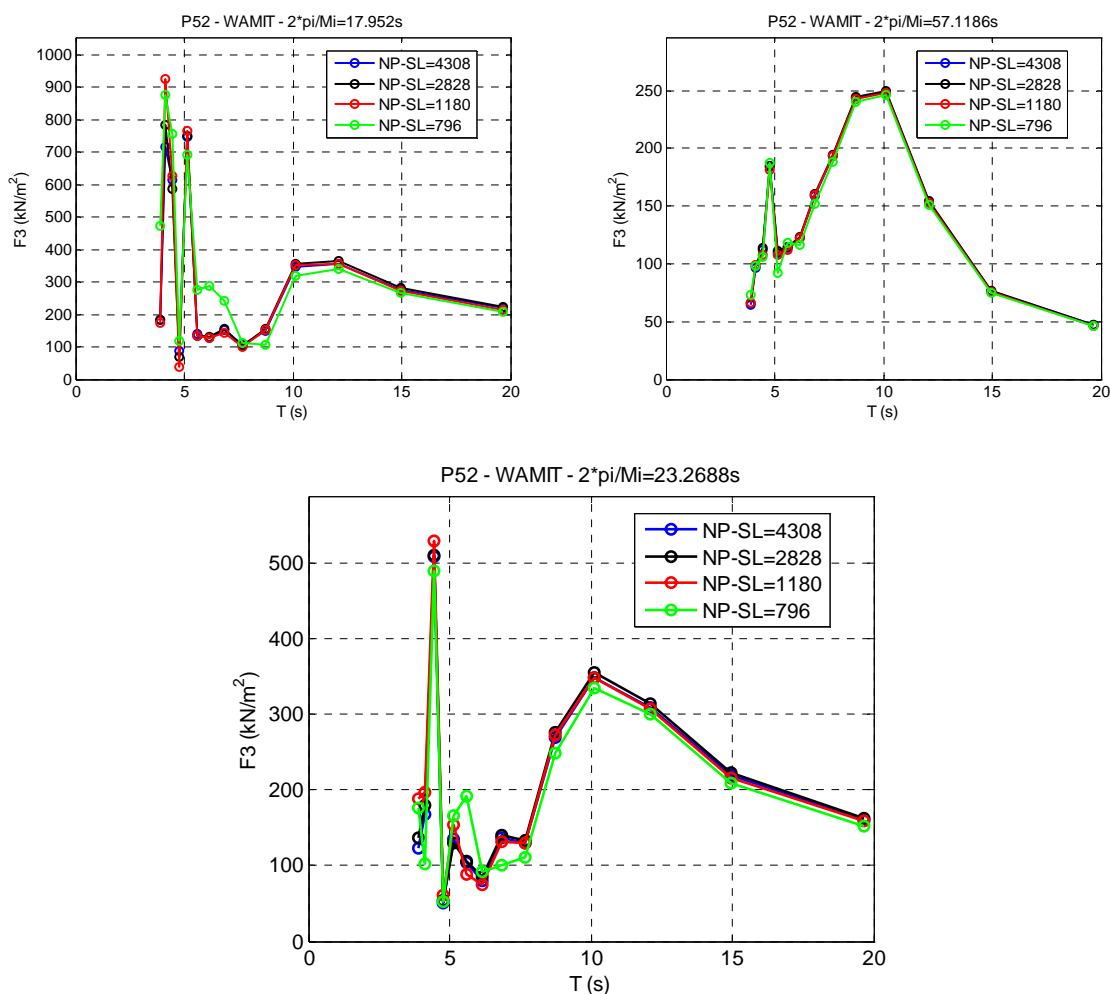
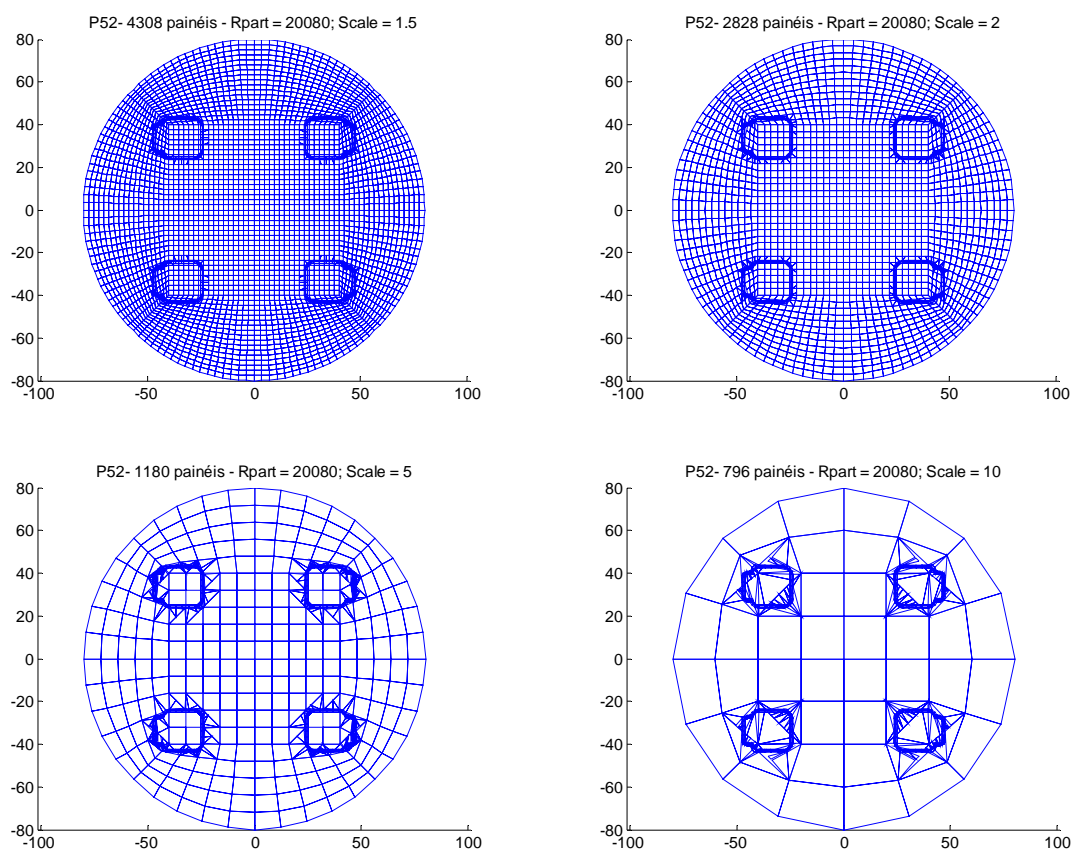


Figura A-10 – Força de segunda ordem total de heave para diferentes número de painéis na superfície livre (NPSL).

Através dos gráficos das Figura A-9 e Figura A-10, vê-se que com mais de 1180 painéis na superfície livre, há pouca diferença nas forças e momentos de segunda ordem. Ao utilizar a geração automática, o WAMIT® gera um arquivo com extensão “\_new.fdf” onde se encontra as coordenadas da malha gerada automaticamente na superfície livre pelo programa. Na Figura A-11 tem-se a vista dessas malhas geradas para os exemplos acima.



*Figura A-11 – Vista das malhas geradas automaticamente na superfície livre.*

Ao verificar as malhas da Figura A-12, nota-se que alguns painéis estranhamente são gerados dentro da coluna. Dessa forma, decidiu-se comparar os resultados obtidos com a geração manual (malha mostrada na Figura A-5) e automática. Para esse caso, a configuração do arquivo com extensão “.fdf” nos casos com geração automática foi:

Plataforma P52

200

-1 (1 ou 2)

200 100 4 8

Para o arquivo “.fdf” da geração manual da superfície livre, os mesmos valores de RINT, NAL, DEL, NCIRE e NGSP da geração automática foram escolhidos.

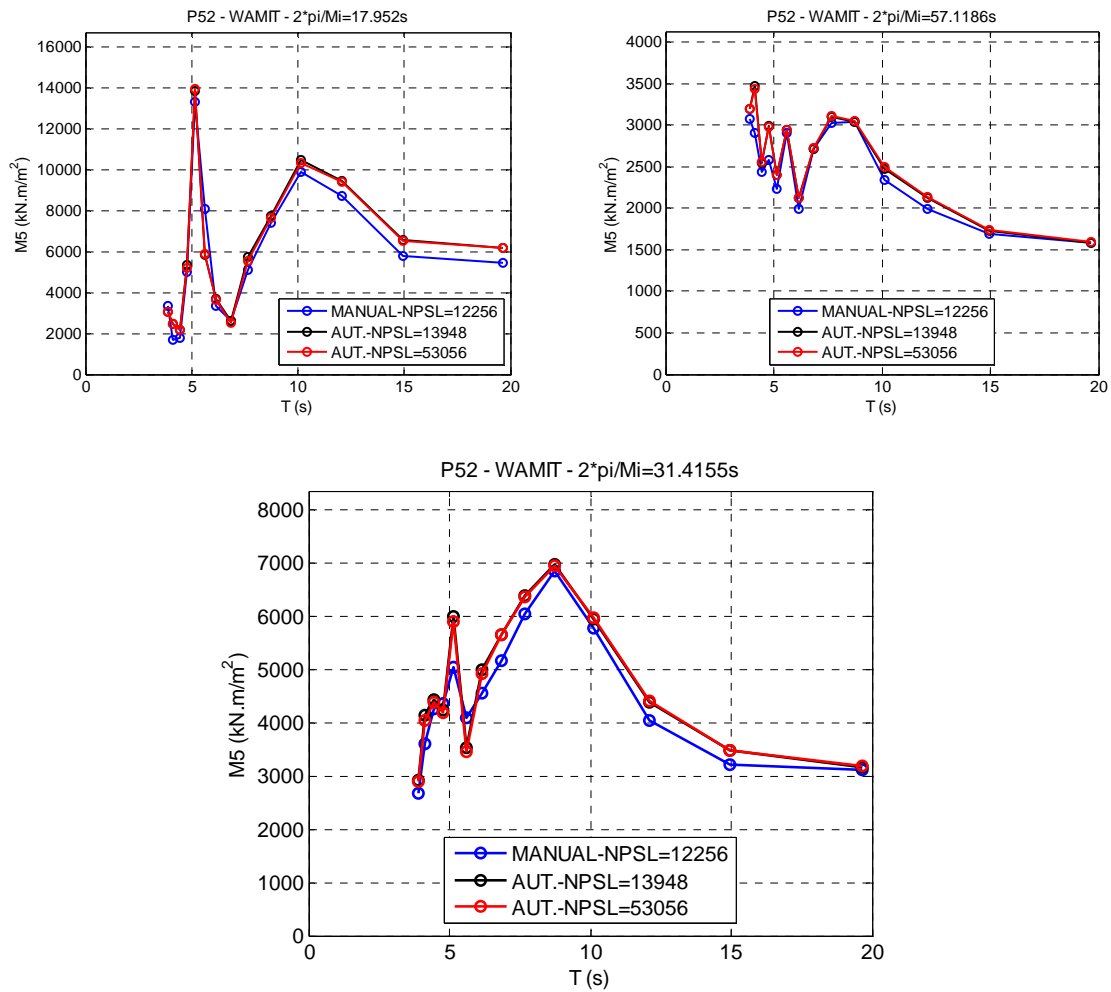


Figura A-12 – Momento de segunda ordem total de pitch - comparação entre as gerações automática e manual de superfície livre.

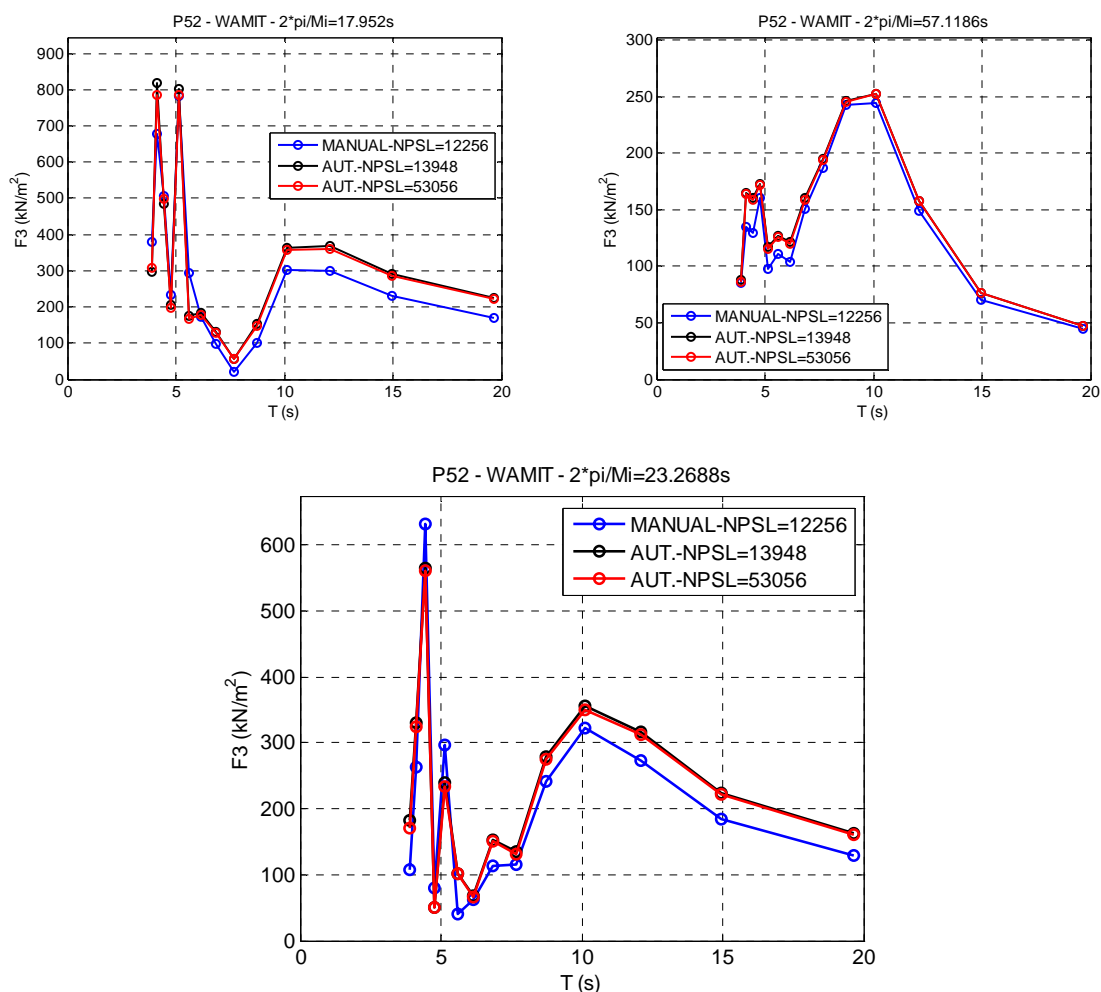


Figura A-13 – Força de segunda ordem total de heave - comparação entre as gerações automática e manual de superfície livre.

Os resultados de carregamentos de segunda ordem mostrados nas Figura A-13 e Figura A-14 indicam alguma diferença entre a utilização da malha automática e manual, mesmo com números de painéis próximos entre as malhas definidas. Devido à desconfiança criada pela geração automática ao indicar a colocação de painéis dentro da coluna do modelo geométrico e a diferença de resultados mostrada acima, neste trabalho foi decidido utilizar, portanto, a geração manual de malha na superfície livre para os resultados obtidos no corpo principal deste texto.

Um outro importante estudo que deve ser realizado, é com relação à influência dos parâmetros NAL e DEL do arquivo com extensão “.fdf”, como já mencionado no penúltimo parágrafo do Apêndice A.1. Inicialmente, foram escolhidos valores de NAL e DEL para gerar um valor de  $NAL \times DEL = 5000$ . Nesse caso, foi utilizada a geração automática de malha na superfície livre e os arquivos “.fdf” utilizados tiveram a seguinte configuração:

Plataforma P52

80

-1 2

(1,10 ou 100) (5000, 500 ou 50) 6 8

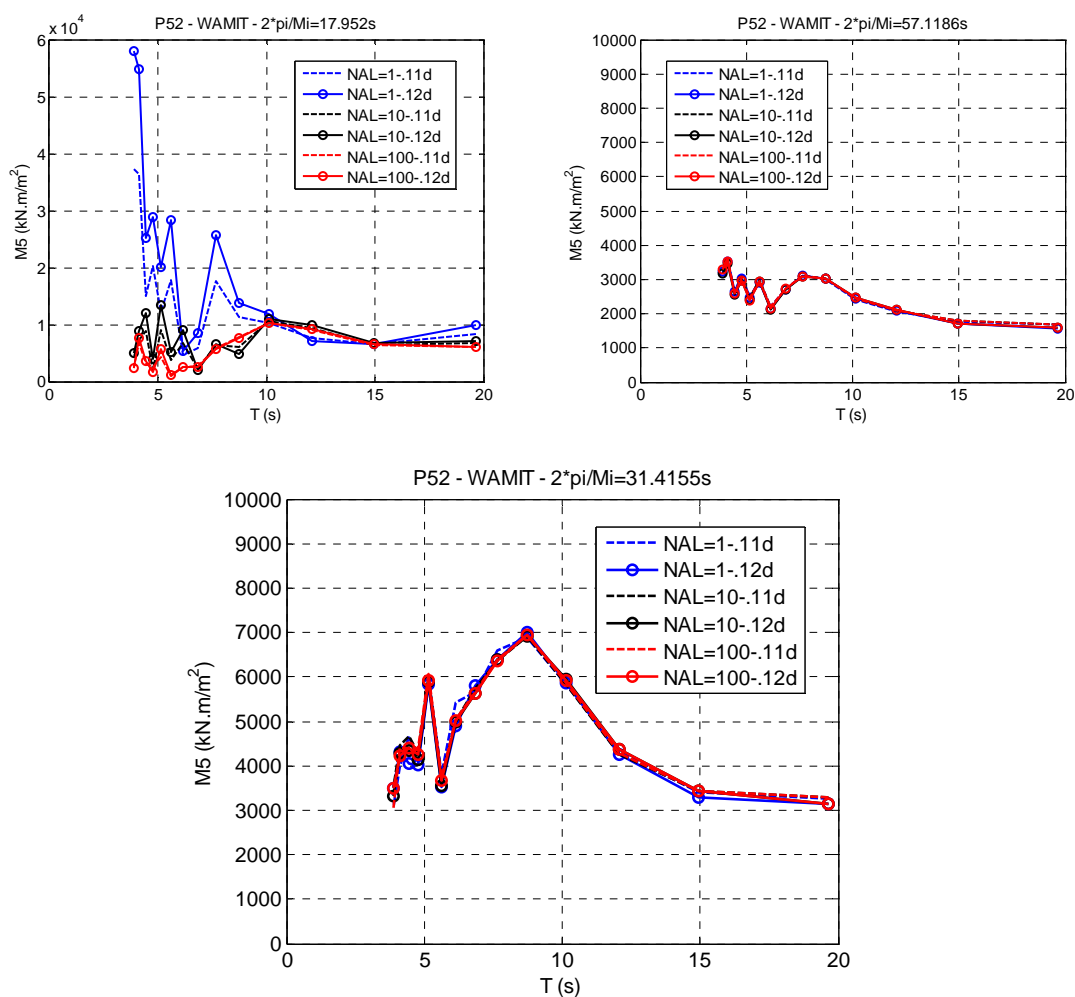


Figura A-14 – Momento de segunda ordem total de pitch - comparação entre diferentes valores de NAL e DEL ( $NAL \times DEL = 5000$ ).

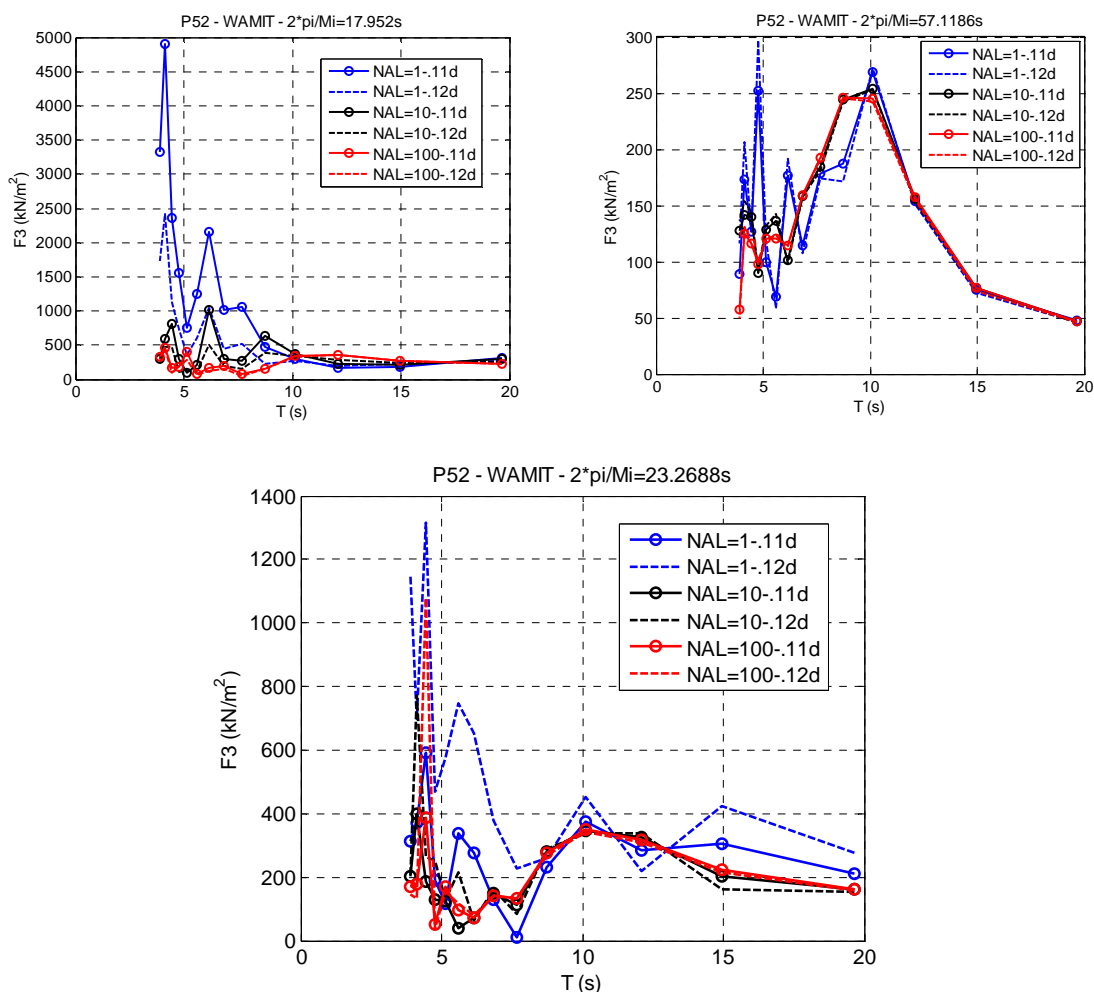


Figura A-15 – Força de segunda ordem total de heave - comparação entre diferentes valores de NAL e DEL ( $NAL \times DEL = 5000$ ).

Os gráficos de carregamento de segunda ordem mostrados em Figura A-14 e Figura A-15 indicam que o número de anéis na região intermediária do raio da superfície livre tem grande influência nos carregamentos de segunda ordem. Para o momento de pitch, o aumento de painéis teve um comportamento convergente com relação às forças calculadas pelo método direto e indireto. Para o heave, apenas em uma frequência com valor de  $\mu$  próximo ao período natural, a convergência não foi observada. Dessa forma, optou-se também por verificar a influência do produto  $NAL \times DEL$  com valor bem abaixo, como será mostrado a seguir.

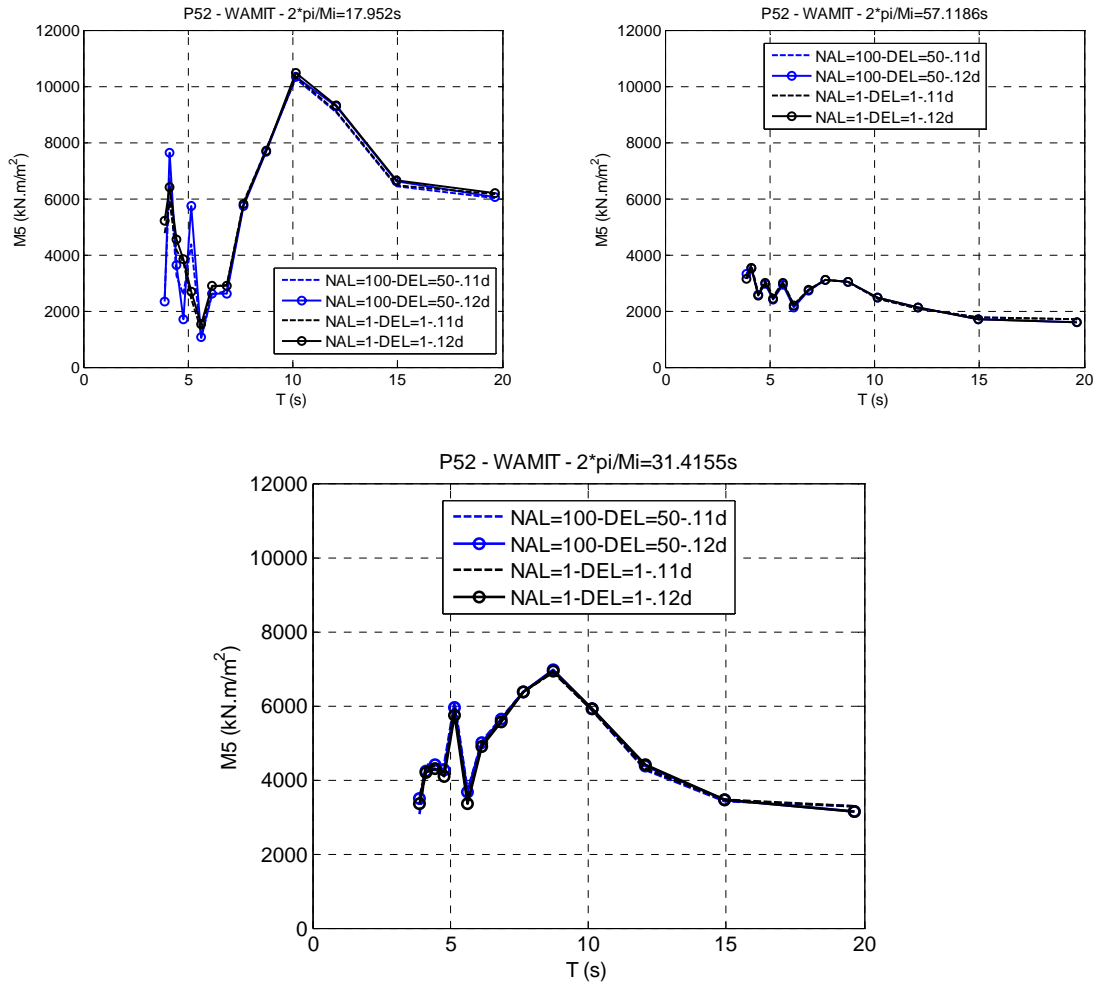


Figura A-16 – Momento de segunda ordem total de pitch - comparação entre diferentes valores de NAL e DEL.

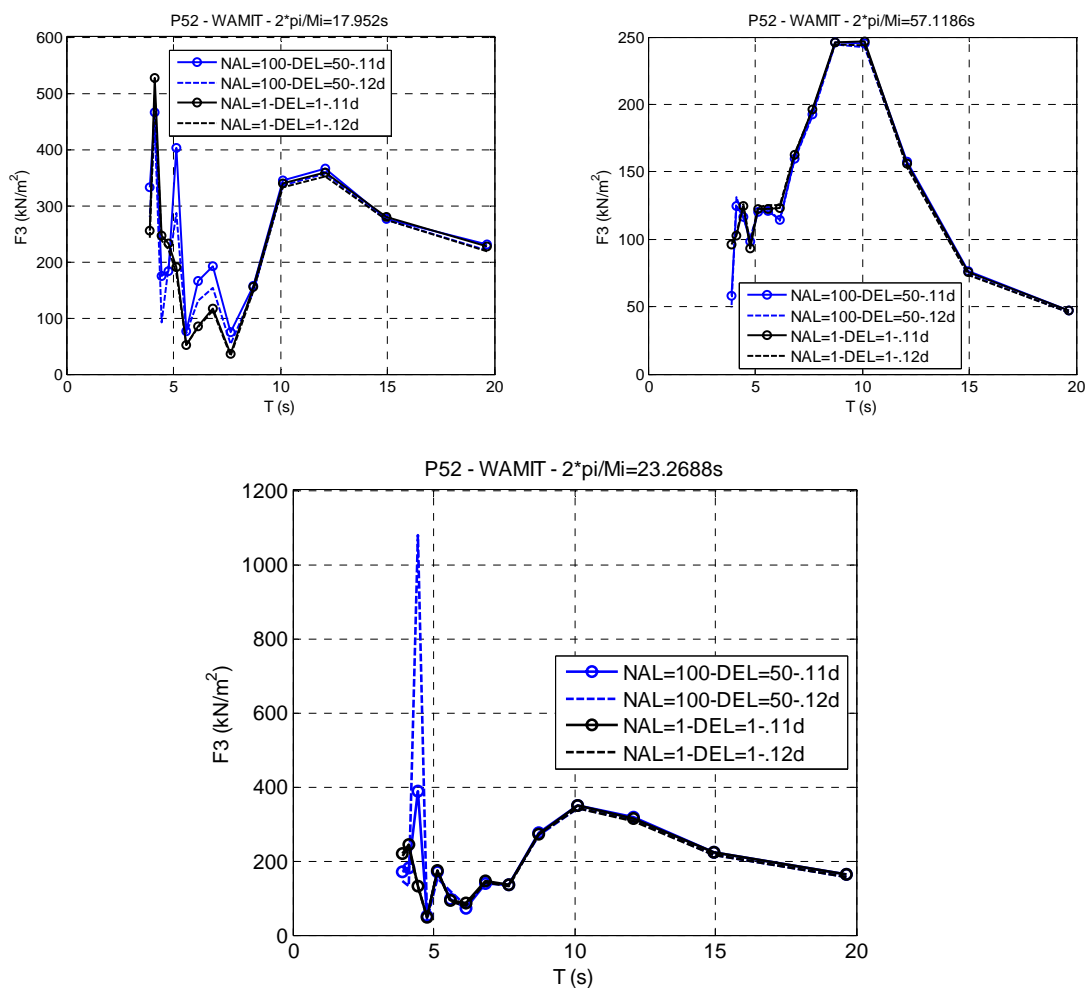


Figura A-17 – Força de segunda ordem total de heave - comparação entre diferentes valores de NAL e DEL.

Mesmo indo contra a recomendação do manual do WAMIT® de que o valor  $\text{RPART} = \text{RINT} + \text{NAL} \times \text{DEL}$  deve ser  $\sim o(\lambda)$ , os gráficos de Figura A-17 e Figura A-18, indicam que um valor pequeno de  $\text{NAL} \times \text{DEL}$  consegue uma convergência muito melhor para as forças pelo cálculo direto e indireto, além de evitar o pico na força de heave para o caso com  $\text{NAL} \times \text{DEL} = 5000$ . Além disso, outra vantagem em se utilizar poucos anéis é que o caso em questão fica mais rápido de ser executado no programa. Dessa forma, no corpo deste texto, nos casos estudados nos capítulos 3 e 4, foram utilizados valores de  $\text{NAL}=1$ ,  $\text{DEL}=1$ ,  $\text{NCIRE}=4$  e  $\text{NGPS}=8$ .



### A.2.4 Influência do amortecimento externo nos carregamentos de segunda ordem:

Não foi observada nenhuma influência significativa nos valores de força e momentos de segunda ordem na variação do amortecimento viscoso no grau de liberdade de movimento de interesse.

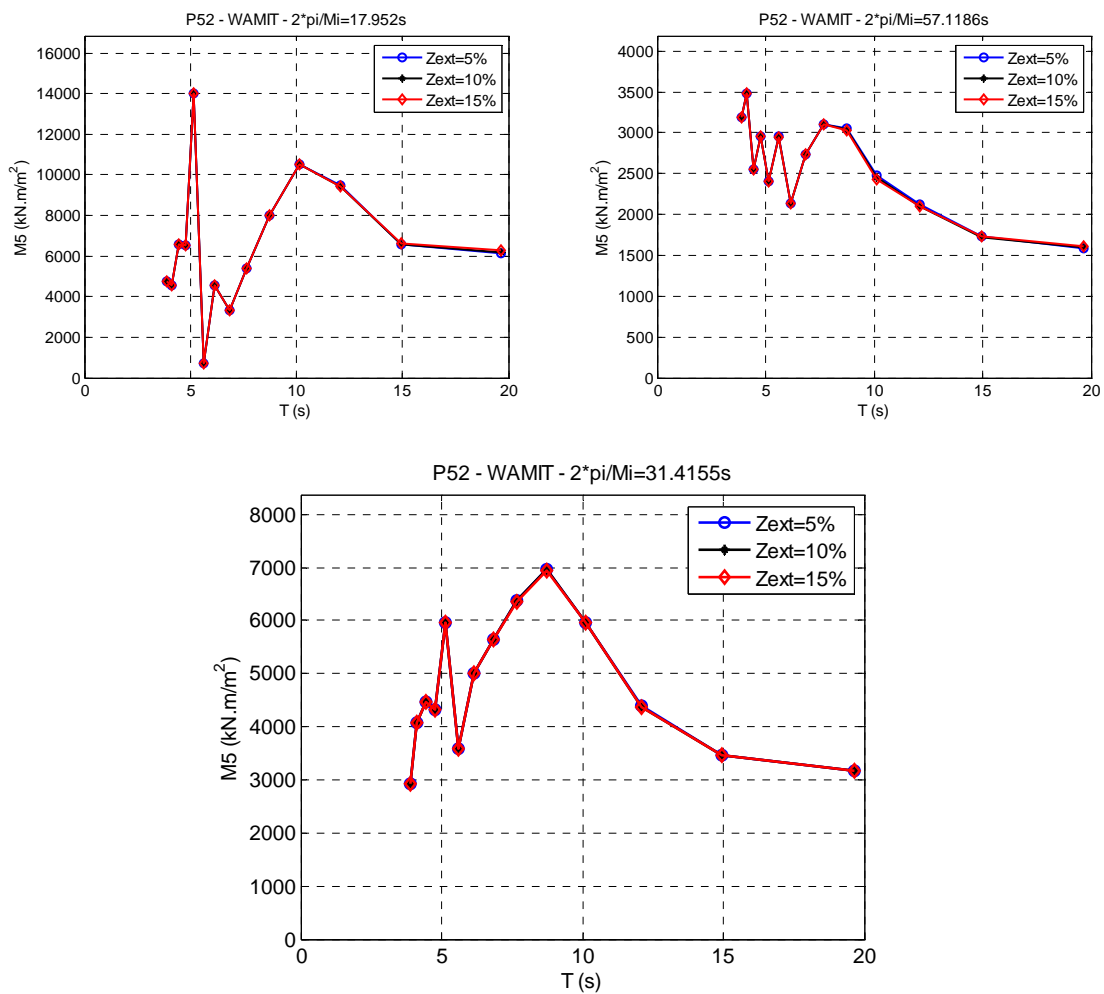


Figura A-18 – Momento de segunda ordem total de pitch - comparação entre diferentes valores de amortecimento viscosos.

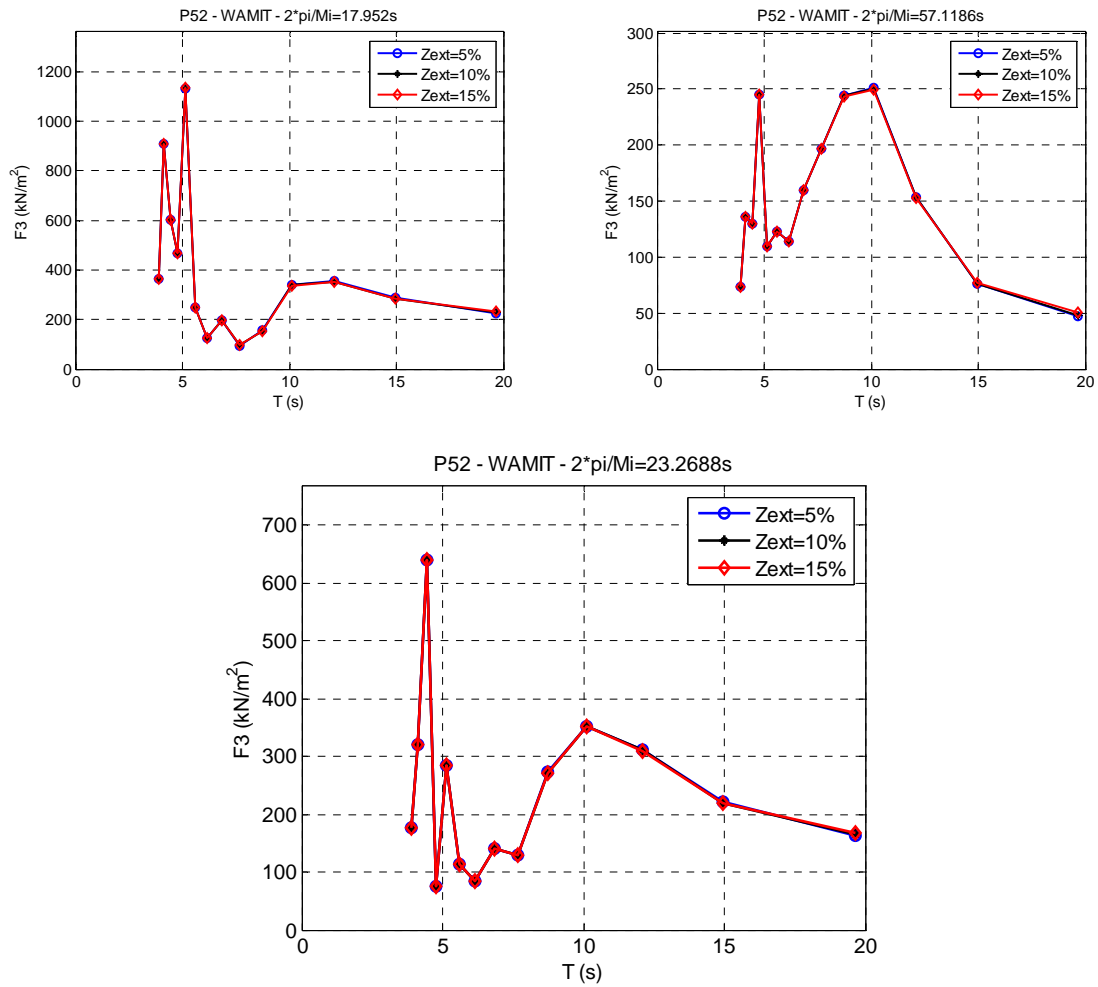


Figura A-19 – Força de segunda ordem total de heave - comparação entre diferentes valores de amortecimento viscosos.

**APÊNDICE B: Informações técnicas do medidor de movimentos instalado na P52:**

*Figura B -1 - Foto do equipamento OCTANS®.*

O equipamento instalado para a monitoração dos movimentos da P-52 é denominado OCTANS®. Ele é um giro-compasso certificado pela IMO e uma unidade de referência de movimento (MRU – *Motion Reference Unit*) para aplicações marítimas. OCTANS® fornece medidas de aproamento em relação ao Norte verdadeiro, *roll*, *pitch*, *yaw*, *heave*, *surge* e *sway*. Esse equipamento é constituído por três acelerômetros, três giroscópios de fibra óptica e um computador em tempo real formando uma Unidade Inercial de Medição (IMU – *Inertial Measurement Unit*).

O OCTANS® da P-52 foi instalado na sala de rádio nas seguintes coordenadas em relação à seção mestra, linha de centro e quilha da plataforma (direções positivas pra proa, bombordo e pra cima):

X: -35.2 m

Y: -18.8 m

Z: 55.1 m

*Tabela B.1: Especificação técnica do equipamento OCTANS® instalado na P-52.  
Referência: Planilha N0 I-FD-3010.64-5530-800-CHZ-006 (Documento interno da  
PETROBRAS).*

General Data	1	Tag Number		XT-5530004	
	2	Model		Octans III Sensor	
	3	Manufacturer		iXSea SAS	
Technical Specifications	4	Gyrocompass & motion sensor	Heading	Accuracy	0.1 deg secant latitude
				Resolution	0.01 deg
				Settling time (static conditions)	< 1 minute
				Full accuracy settling time (all conditions)	< 5 minutes
			Heave/ Surge/Sway	Accuracy	5 cm or 5% (whichever is highest) Set-up free ( SAFE-HEAVE™)
				Roll / Pitch	Dynamic accuracy
			Range		No limitation (-180 deg to 180 deg)
	Resolution	0.001 deg			
	5	Environment	Vibrations	1 g sine (5 to 50 Hz)	
			Follow-up speed	Up to 750 deg/s	
			Shocks Operating / Survival	30 g 6 ms / 50 g 11 ms	
			MTBF	30,000 hours	
			Operating / Storage Temperature	-40 °C to +60 °C / +80 °C	
			Mounting	Inside POS Rack	
	6	OCTANS III surface unit	Housing (L x W x H)	280 x 136 x 150 mm	
			Weight in air	4.8 kg	
			Water proof	IP 66	
			Material	Aluminium	
			Mounting / Connectors	3 off M6 Holes / Souriau military	
			Inputs	3 serial / 2 pulses	
			Outputs	3 serial / 4 analogue / 2 pulses	
			Power Supply / consumption	24 V DC / 11 W (supplied by POS rack)	
	7	Interface	Output protocols	Industry standards: NMEA 0183, binary	
Serial I/O			RS232 or RS422 (user-definable)		
Baud rates			600 bauds to 115 kbauds		
Output frequency			0.001 Hz to 100 Hz		

**APÊNDICE C: Resumo do Boletim de Estabilidade da plataforma P52 no mês de Junho de 2008:**

#	Data	Desloc.. (t)	Banda (°)	Trim (°)	Calado (m)	KG (m)	KG Corrigido (m)	GMt Corrigido (m)	GMI Corrigido (m)
1	01/06/2008	81426.79	2.23	-2.16	27.83	28.18	28.31	2.40	4.51
2	02/06/2008	81035.58	-1.45	-1.75	27.56	28.28	28.57	2.11	4.24
3	03/06/2008	81108.50	-0.54	-1.99	27.61	28.27	28.52	2.15	4.30
4	04/06/2008	80783.70	2.04	-1.96	27.39	28.35	28.54	2.18	4.31
5	05/06/2008	80783.70	2.04	-1.96	27.39	28.35	28.54	2.18	4.31
6	06/06/2008	80839.16	2.39	-1.62	27.42	28.33	28.54	2.19	4.30
7	07/06/2008	80839.16	2.39	-1.62	27.42	28.33	28.54	2.19	4.30
8	08/06/2008	81822.91	2.46	-2.18	28.10	28.08	28.26	2.44	4.54
9	09/06/2008	81182.13	1.97	-1.58	27.66	28.23	28.45	2.24	4.35
10	10/06/2008	81635.81	0.84	-1.43	27.97	28.10	28.38	2.30	4.39
11	11/06/2008	81470.62	2.37	-0.85	27.86	28.11	28.40	2.30	4.38
12	12/06/2008	81470.62	2.37	-0.85	27.86	28.06	28.48	2.23	4.30
13	13/06/2008	81410.57	2.68	-1.28	27.82	28.09	28.51	2.22	4.28
14	14/06/2008	81344.67	3.08	-2.36	27.77	28.09	28.25	2.51	4.59
15	15/06/2008	81610.01	-0.90	-2.86	27.96	27.96	28.37	2.32	4.46
16	16/06/2008	81881.03	2.57	-1.40	28.14	27.92	28.14	2.57	4.63
17	17/06/2008	81487.61	2.60	-2.54	27.87	28.00	28.14	2.60	4.71
18	18/06/2008	81104.01	2.11	-2.43	27.61	28.08	28.26	2.46	4.59
19	19/06/2008	81252.16	1.50	-1.65	27.71	28.04	28.29	2.39	4.51
20	20/06/2008	81460.77	2.15	-2.22	27.85	28.00	28.41	2.30	4.41
21	21/06/2008	81595.68	2.04	-2.05	27.95	27.97	28.15	2.56	4.65
22	22/06/2008	81623.36	2.24	-1.99	27.97	27.96	28.14	2.57	4.66
23	23/06/2008	81408.84	3.05	-2.01	27.82	27.96	28.14	2.63	4.69
24	24/06/2008	81312.11	1.90	-2.09	27.75	28.01	28.21	2.51	4.61
25	25/06/2008	81278.86	2.16	-2.29	27.73	28.00	28.42	2.31	4.42
26	26/06/2008	81466.91	2.47	-2.09	27.86	27.98	28.18	2.56	4.64
27	27/06/2008	81179.30	2.82	-2.54	27.66	28.05	28.21	2.54	4.65
28	28/06/2008	81082.14	3.63	-1.58	27.59	28.06	28.24	2.54	4.59
29	29/06/2008	81104.92	1.82	-2.18	27.61	28.06	28.25	2.47	4.58
30	30/06/2008	81222.68	2.59	-1.72	27.69	28.04	28.25	2.49	4.57

# Livros Grátis

( <http://www.livrosgratis.com.br> )

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)  
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)  
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)  
[Baixar livros de Matemática](#)  
[Baixar livros de Medicina](#)  
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)  
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)  
[Baixar livros de Meteorologia](#)  
[Baixar Monografias e TCC](#)  
[Baixar livros Multidisciplinar](#)  
[Baixar livros de Música](#)  
[Baixar livros de Psicologia](#)  
[Baixar livros de Química](#)  
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)  
[Baixar livros de Serviço Social](#)  
[Baixar livros de Sociologia](#)  
[Baixar livros de Teologia](#)  
[Baixar livros de Trabalho](#)  
[Baixar livros de Turismo](#)