



PROCESSAMENTO DE DADOS DE ONDAS DE GRAVIDADE, COLETADOS
POR ADCP, COM TÉCNICA WAVELET DE CASAMENTO DE FASE

Leonardo Martins Barreira

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.

Orientador: Afonso de Moraes Paiva

Rio de Janeiro

Março de 2011

PROCESSAMENTO DE DADOS DE ONDAS DE GRAVIDADE, COLETADOS
POR ADCP, COM TÉCNICA WAVELET DE CASAMENTO DE FASE

Leonardo Martins Barreira

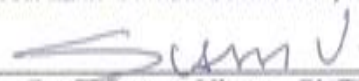
TESE SUBMETIDA AO CORPO DOCENTE DO INSTITUTO ALBERTO LUIZ
COIMBRA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA DE ENGENHARIA (COPPE) DA
UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO COMO PARTE DOS
REQUISITOS NECESSÁRIOS PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM
CIÊNCIAS EM ENGENHARIA OCEÂNICA.

Examinada por:

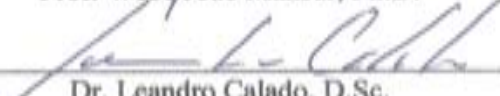

Prof. Afonso de Moraes Paiva, Ph.D.


Prof. Carlos Eduardo Parente Ribeiro, D.Sc.


Prof. Luiz Gallisa Guimarães, D.Sc.


Prof. Susana Vinzon, Ph.D.


Prof. Webe João Mansur, Ph.D.


Dr. Leandro Calado, D.Sc.

RIO DE JANEIRO, RJ - BRASIL

MARÇO DE 2011

Barreira, Leonardo Martins

Processamento de dados de ondas de gravidade, coletados por ADCP, com técnica wavelet de casamento de fase / Leonardo Martins Barreira – Rio de Janeiro: UFRJ/COPPE, 2011.

IX, 134 p.: il.; 29,7 cm.

Orientadores: Afonso de Moraes Paiva

Carlos Eduardo Parente Ribeiro

Tese (doutorado) – UFRJ/COPPE/Programa de Engenharia Oceânica, 2011.

Referências Bibliográficas: p. 131-134.

1. Espectro Direcional de Ondas. 2. Análise de Dados em Engenharia Oceânica. 3. ADCP. I. Paiva, Afonso de Moraes *et al.* II. Universidade Federal do Rio de Janeiro, COPPE, Programa de Engenharia Oceânica. III. Título.

*a meu pai,
que sabia mais do que sei,
ou penso que sei.*

Agradeço,

A Deus, por estar ao meu lado e por ter me dado uma certa teimosia boa.

Ao Prof. Parente, meu pai na ciência.

Aos meus pais que me deram tudo e ainda mais um pouco, por amor.

Aos meus queridos filhos Bruno e Sabrina, que me impulsionam para frente.

A minha querida Wilsa por estar ao meu lado e viver comigo uma só vida.

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

PROCESSAMENTO DE DADOS DE ONDAS DE GRAVIDADE, COLETADOS
POR ADCP, COM TÉCNICA WAVELET DE CASAMENTO DE FASE

Leonardo Martins Barreira

Março/2011

Orientador: Afonso de Moraes Paiva

Programa: Engenharia Oceânica

Este trabalho utiliza dados de Perfilador de Correntes Doppler Acústico (ADCP), que formam um arranjo espacial (*array*) de 12 sensores dispostos nas proximidades da superfície do mar, para determinar o espectro direcional de ondas por meio de um novo esquema de processamento dos dados, batizado de Método do Casamento de Fases (*Matched Phase Method* - MPM) que, ainda, se utiliza da técnica wavelet *Data Analysis with Adaptive Technique* (DAAT). O método é inverso e determina a direção das ondas, por faixas de frequência, baseado no casamento entre a fase do espectro-cruzado das diversas combinações de sensores do ADCP e a fase teórica da resposta de cada par de sensores à passagem de ondas de gravidade unitárias de diferentes direções (função de transferência). O método fornece a função de dispersão direcional (*spreading function*) diretamente, sem o uso de modelos de ajuste. Os resultados do processamento de 1278 registros horários de dados foram comparados com o método IMLM (*Iterative Maximum Likelihood Method*). O MPM consistentemente apresentou resultados robustos, com estabilidade entre resultados obtidos a partir de registros subsequentes independentes e menor dispersão em comparação ao IMLM.

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

ADCP's GRAVITY WAVES DATA PROCESSING, WITH WAVELET
MATCHED PHASE METHOD

Leonardo Martins Barreira

March/2011

Advisor: Afonso de Moraes Paiva

Department: Oceanic Engineering

This work uses data from Acoustic Doppler Current Profiler to (ADCP), which form a spatial arrangement (array) of 12 sensors placed near the sea surface, to determine the directional wave spectrum by a new schema for data processing, named Matched Phase Method – MPM, that also utilizes the wavelet Data Analysis with Adaptive Technique (DAAT). The method is inverse and determines the direction of the ocean wave field, in frequency bands, based on the match between the phase observed in the cross-spectrum of different combinations of sensors of the ADCP and the theoretical phase response of each pair of sensors subjected of gravity waves of unit amplitude from different directions (transfer function). The method provides the spreading function directly, without using fitting models. The results of the processing of 1278 hourly records of data were compared with the method IMLM (IterativeMaximum Likelihood Method). The MPM results were consistently robust, showing stability between results from subsequent independent records and with smaller dispersion than IMLM.

SUMÁRIO

Capítulo I

Introdução

Motivação	1
Objetivos.....	2

Capítulo II

Revisão Bibliográfica	8
II.1 Equações Básicas.....	9
Equação da Superfície Livre.....	11
Relação de Dispersão	11
Velocidade de Fase ou Celeridade	12
Comprimento de Onda	12
Pressão.....	12
Movimento Orbital das Partículas de Água	13
II.2 Análise de Dados de Ondas.....	14
Arranjo Espacial de Sensores (<i>Array</i>).....	16
Distribuição Direcional da Energia (<i>Spreading Function</i>)	19
Método da Máxima Verossimilhança (MLM).....	21
Método da Máxima Verossimilhança Iterativo (IMLM)	24
Método da Máxima Entropia (MEM)	25
DAAT.....	28

Capítulo III

Dados Coletados por ADCP

III.1 Princípio de Funcionamento do ADCP	33
Importância do Processamento de Banda Larga.....	40
Determinação do Desvio Doppler.....	44
Espectro	44
Fase.....	45
Tempo	46
Orientação do ADCP	48
Inclinações	49
III.2 Análise de Dados Coletados por ADCP	50
Transformações de Coordenadas e Correntes	51

Análise de Séries Temporais – Ondas.....	58
Espectro de Elevação	77
Capítulo IV	
Metodologia	
IV.1 Método do Casamento de Fase	81
Aplicação da DAAT.....	87
Resposta Direcional dos Pares de Sensores	96
Capítulo V	
Resultados	
Altura Significativa	103
Período de Pico	106
Direção	108
Faixa 1 – 16s.....	109
Faixa 2 – 12s.....	112
Faixa 3 – 9s.....	115
Faixa 4 – 7s.....	117
Faixa 5 – 4s.....	121
PLEDS.....	123
Capítulo VI	
Conclusão	128
Capítulo VII	
Bibliografia	131

Capítulo I

Introdução

MOTIVAÇÃO

Originalmente desenvolvido para a análise de dados de ondas, o ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*) passou, mais recentemente, a também determinar o campo de ondas. A implementação dessa nova capacidade do instrumento deu-se por meio do desenvolvimento de novas versões de *firmware* e *software*. Apesar de não ter havido nenhuma alteração no princípio do funcionamento do instrumento, que continuava o mesmo, a incorporação do processamento dos dados de ondas nos instrumentos já existentes dependia de um *upgrade* (o módulo *Waves*), com razoável custo. Todavia, por tratar-se de um incremento nos algoritmos de processamento de dados, o Laboratório de Instrumentação Oceanográfica (LIOc) da COPPE/UFRJ estava certo de que tal processamento poderia ser desenvolvido na Universidade.

Além disso, a técnica de processamento de dados de onda DAAT (*Data Analysis with Adaptive Technique*), também desenvolvida no LIOc, e que oferecia um processamento direcional do campo de ondas com alta resolução, nunca havia sido aplicada a arranjos espaciais de sensores, mas tão somente em séries temporais independentes coletadas num mesmo ponto (os *triplets*). A adaptação da DAAT para o processamento de dados coletados por arrays era, portanto, uma necessidade a fim de prover uma abrangência mais completa à técnica.

OBJETIVOS

Geral: Determinar o espectro direcional de ondas, a partir de dados ADCP, sem a utilização do módulo Waves e aplicando uma técnica *wavelet* (DAAT).

Específico: Comparar os resultados obtidos com os do módulo Waves.

Na perseguição do objetivo geral acima exposto, um novo método de processamento de dados coletados em arranjos espaciais de sensores (*arrays*) foi desenvolvido e batizado de Método do Casamento de Fase (MPM).

Perfiladores de Correntes Doppler Acústicos são instrumentos desenvolvidos em meados da década de 70 que, pelo processamento do desvio *Doppler* do retorno (eco) de um pulso acústico emitido na água, determinam uma componente da velocidade da corrente na direção do pulso transmitido. O retorno da energia acústica é produzido por partículas em suspensão na água, os retroespalhadores (*backscatters*). Uma hipótese básica ao funcionamento do ADCP é que tais partículas estão em movimento solidário com a água.

Considerando-se que um vetor, no espaço, é representado por 3 componentes independentes, um ADCP capaz de transmitir 3 ou mais pulsos sonoros, em diferentes direções, é capaz, portanto, de definir o vetor de velocidade da água numa determinada distância em relação ao equipamento, como é o caso do ADCP produzido pela Teledyne RD Instruments (figura 1). Essa distância é obtida pelo janelamento temporal utilizado pelo ADCP para processar, ao mesmo tempo, os sinais de retorno que chegam ao ADCP, dos diferentes transdutores, a uma determinada distância. O período do janelamento temporal define a resolução espacial do ADCP.

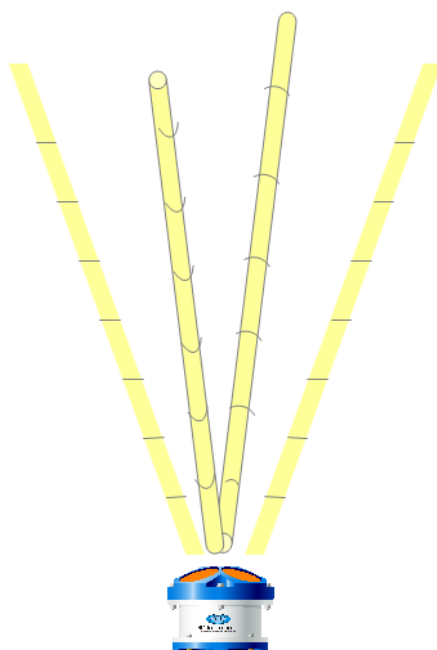


Figura 1: O ADCP fabricado pela Teledyne RD Instruments possui 4 transdutores acústicos (cujos feixes estão representados em amarelo) e consegue determinar a velocidade da corrente em diferentes profundidades com o uso de janelas temporais aplicadas aos dados de retorno (ecos).

Os ADCPs foram concebidos para a medição de correntes oceânicas. Sua confiabilidade e a robustez dos dados produzidos ampliaram significativamente sua aplicação nos oceanos, estuários e rios. Hoje há uma gama enorme de modelos (com diferentes alcances e resoluções espaciais e temporais) e fabricantes de ADCPs, para um sem número de diferentes aplicações, desde o monitoramento de feições oceânicas de larga escala, em que são instalados em plataformas de petróleo ou no casco de navios de pesquisa, até o dimensionamento do potencial energético de rios, com vistas à implantação de usinas hidrelétricas, em que são instalados em botes, pequenas embarcações ou até mesmo catamarãs.

Em plataformas, navios, bóias, portos ou no fundo marinho a presença dos perfiladores de correntes é marcante, hoje em dia, nos empreendimentos em que a medição das correntes oceânicas é necessária.

Uma descrição do princípio de funcionamento dos ADCPs e sua aplicação na medição de correntes oceânicas a partir da instalação em cascos de navios pode ser encontrada em BARREIRA [1].

Na década de 90 resolveu-se aplicar o ADCP na medição de ondas. A idéia era utilizar as séries temporais medidas em coordenadas radiais (na própria direção dos feixes do ADCP) como se fossem correntômetros independentes que formavam um arranjo espacial de instrumentos (*array*). Nesse caso, ao invés das médias de leituras sucessivas do ADCP (usualmente centenas de medidas promediadas ao longo de vários minutos), utilizadas na determinação do campo de correntes, os dados brutos consistiriam de séries temporais de dados coletados a 2Hz, tipicamente. TERRAY et al. [2] listam algumas das peculiaridades deste *array* formado por células de medição de ADCP:

- a relação sinal/ruído (SNR) das medições de velocidade varia com a profundidade, ou seja, com a distância percorrida pelo feixe acústico. Tal variação de SNR é função não só da atenuação geométrica com a distância mas também do decaimento da energia das ondas com a profundidade.
- a velocidade medida pelo ADCP é uma combinação linear das componentes horizontal e vertical da velocidade orbital das ondas, cujos pesos dependem da direção de propagação das ondas e da profundidade de medição das velocidades.

- dependendo da profundidade local, a distância entre os feixes do ADCP, nas células de medição próximas da superfície, onde a relação SNR é maior, pode ser grande demais, limitando a frequência de observação das ondas.

Em 1990, TERRAY et al. [3] usaram dados sintéticos/simulados para estudar métodos de determinação de alturas e direções de ondas a partir de dados ADCP. Em 1997, TERRAY et al. [4] apresentaram um método de determinação do campo direcional de ondas baseado no Método da Máxima Verossimilhança (*Maximum Likelihood Method - MLM*). Em 2000 STRONG et al. [5] validam os resultados obtidos com os dados ADCP, processados com uma versão iterativa do MLM, o IMLM, a partir de comparações com outras técnicas de medição de ondas já consagradas, como o *heave-pitch-roll* e o PUV. Já com o ADCP comercial para a medição de ondas, com o módulo/software WAVES, RORBAEK & ANDERSEN [6] e BOYD [7] fizeram comparações com bóias Waverider para avaliar o bom desempenho do ADCP na medição de ondas. Em 2010, HERBERS & LENTZ [8] discutem a determinação de parâmetros estatísticos direcionais (*spread*) a partir do campo de ondas obtido a partir de dados ADCP.

Essa determinação de parâmetros estatísticos direcionais é um dos aspectos objetos desta Tese, assim como a aplicação da DAAT aos dados ADCP. A DAAT (*Data Analysis with Adaptive Technique*) é uma técnica wavelet de processamento de dados de ondas, desenvolvida por PARENTE [9], em que as séries temporais de dados são submetidas a um processamento orientado a eventos que busca e seleciona períodos em que os parâmetros direcionais possuem certa estabilidade e uma SNR alta [9]. Até hoje a DAAT foi aplicada com sucesso em séries temporais obtidas pelos instrumentos tradicionais, do tipo *heave-pitch-roll* e PUV, que têm em comum o fato de processar

séries de parâmetros independentes mas coletados num mesmo ponto. Tais dados formam um arranjo (*array*) consagrado com o nome de *triplets*.

A aplicação da DAAT em dados de ADCP, em que 12 séries temporais de corrente em coordenadas específicas (as coordenadas radiais do ADCP, na direção dos feixes do instrumento) formam um arranjo espacial de sensores, será realizada, pela primeira vez, neste trabalho. Para tal, um novo método de processamento de dados de ondas foi desenvolvido, viabilizando a aplicação da DAAT nos dados ADCP e explorando o uso dos seus recursos de orientação a eventos. O método foi batizado de MPM (*Matched Phase Method*).

As técnicas wavelets são relativamente recentes na literatura sendo raros trabalhos com dados ADCP. O pioneiro na aplicação das wavelets na determinação do campo direcional de ondas foi DONELAN et al. [10] que desenvolveu uma base teórica e cunhou o termo WDM (*Wavelets Directional Method*), comparando seus resultados com dados de *wavestaffs* processados com MEM (*Maximum Entropy Method*). Na mesma época, TORRENCE & COMPO [11] discutem a importância da aplicação da ferramenta *wavelet* em dados oceanográficos. Em 1999, PARENTE [9] explorou a não-estacionariedade estatística do campo de ondas criando a DAAT, um método orientado a eventos. Em 2001 MASSEL [12] revisitou a teoria da aplicação das wavelets a dados de ondas e aplicou a técnica a dados de bóia *heave-pitch-roll*. Em 2006, KROGSTAD et al. [13] aplicam o método proposto por DONELAN et al. [10] em novos grupos de dados e comentam a importância da wavelet na determinação do *spread* das ondas, que é o importante parâmetro estatístico discutido por HERBERS [8] para os dados de ADCP.

No Capítulo 2 será feita uma revisão da bibliografia existente. No Capítulo 3 os dados utilizados na Tese serão apresentados juntamente com um processamento básico inicial. Em sequência será apresentada a Metodologia do trabalho, incluindo a apresentação de um novo método para a determinação do espectro direcional de ondas de gravidade a partir de dados ADCP, o MPM. No Capítulo 4 a metodologia será aplicada aos dados e os resultados serão discutidos. As conclusões constarão do Capítulo 5.

Vale ressaltar que o processamento aqui proposto é adequado para qualquer tipo de aquisição de dados em arranjos espaciais de sensores. No que se refere aos perfiladores acústicos de correntes, dentre os diversos fabricantes apenas a Teledyne RD Instruments utiliza processamento de dados em *arrays*, motivo pelo qual apenas esses dados são considerados no presente trabalho. Os demais fabricantes, como a Nortek e a Sontek utilizam respectivamente o processamento SUV e PUV, optando por não utilizar métodos de melhor resolução direcional, com a integração de um número maior de séries temporais, embora também sejam capazes de montar arranjos espaciais de sensores. É certo, entretanto, que o processamento ora proposto pode ser aplicado às séries de dados coletados pelos instrumentos dos fabricantes acima mencionados.

Capítulo II

Revisão Bibliográfica

O movimento das ondas é um dos mais básicos fenômenos físicos da natureza [14]. Ondas são geradas por uma perturbação do meio e pela existência de “forças de restauração”, que tendem a trazer o meio a seu estado de equilíbrio; e pela “inércia”, que faz com que o meio ultrapasse o estado de equilíbrio após ter sido retornado a ele pelas “forças de restauração” [14].

As ondas oceânicas, objeto da presente Tese, ocorrem na superfície livre da água do mar e são geradas pelo vento. Nesse caso, a “força de restauração” é a própria gravidade. Por isso as ondas oceânicas, que conhecemos da nossa experiência diária, são chamadas “ondas geradas pelo vento” ou “ondas de gravidade”.

Matematicamente, o movimento ondulatório das ondas de gravidade pode ser descrito pela teoria linear ou de AIRY [15]. Apesar de aparentemente simplista, a teoria linear é suficiente para a descrição do campo direcional das ondas de gravidade na maioria das regiões, até águas rasas, excluindo-se as proximidades da zona de arrebentação das praias, e sua aplicação é preponderante na literatura [16].

A aplicação da teoria linear de ondas de gravidade pressupõe algumas considerações [16]:

- a água possui profundidade constante, d , o que implica, para as ondas de gravidade, para cada frequência, um comprimento L (e período T).

- o movimento das ondas é bidimensional, com longas cristas de ondas de altura constante.
- as ondas têm forma constante, que não se altera com o tempo.
- o fluido (água) é incompressível.
- os efeitos da viscosidade, turbulência e tensão superficial são negligenciados.
- a altura das ondas, H , é pequena comparada ao comprimento da onda, L , e à profundidade, d .

II.1 – EQUAÇÕES BÁSICAS

Assim, as equações governantes a serem resolvidas são as equações de conservação da massa e do momento. Uma demonstração detalhada do desenvolvimento que segue pode ser encontrada em KUNDU & COHEN [14].

A equação da conservação da massa pode ser escrita na forma da equação de Laplace:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \quad (1)$$

onde x e z são as coordenadas horizontal e vertical, respectivamente, da solução bidimensional. A velocidade pode ser definida a partir de um potencial de velocidade, ϕ , definido em termos das componentes horizontal e vertical da velocidade u e w :

$$u(x, z, t) = -\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2)$$

$$w(x, z, t) = -\frac{\partial \phi}{\partial z} \quad (3)$$

A conservação do momento é representada pela equação de Bernoulli:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{p}{\rho_w} + gz = 0 \quad (4)$$

onde p é a pressão, ρ_w é a densidade da água e g é a aceleração da gravidade.

As equações (1) e (4) serão resolvidas para a situação esquematizada na figura 2, considerando as condições de contorno abaixo:

(i) Condição de contorno dinâmica na superfície livre:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + g\eta = 0 \text{ em } z = 0 \quad (5)$$

A superfície livre é representada por $z = \eta$ e a pressão atmosférica é $p = 0$. A aplicação da condição de contorno em $z = 0$ ao invés de $z = \eta$ considera que a teoria linear é aplicada a pequenas amplitudes de onda, em que $\eta \rightarrow 0$.

(ii) Condição de contorno cinemática na superfície livre:

$$w = \frac{\partial \eta}{\partial t} + u \frac{\partial \eta}{\partial x} \text{ em } z = \eta \quad (6)$$

Ou seja, a velocidade da superfície livre deve ser igual à velocidade do fluido para que não haja transporte de fluido pela superfície livre.

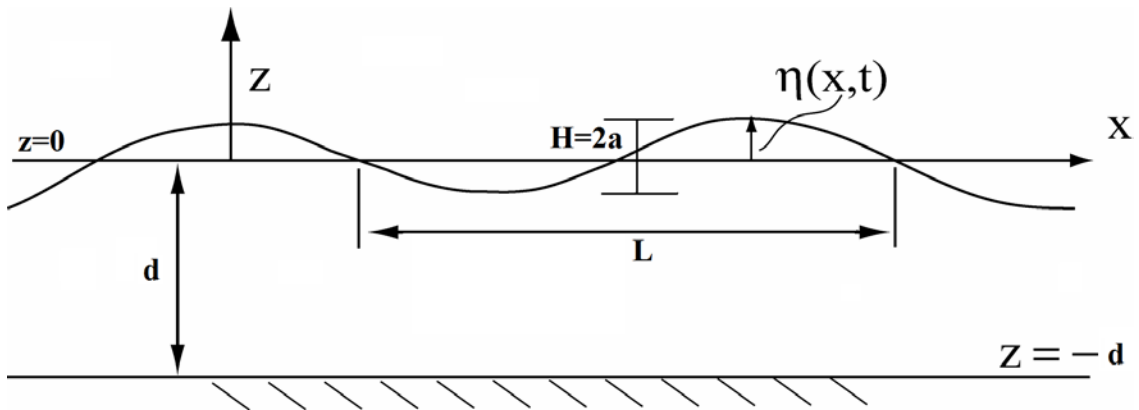


Figura 2: Esquema para descrição dos parâmetros utilizados na teoria linear de ondas.

Substituindo (6) em (3) e lembrando que $\partial\eta/\partial x$ é pequeno e que $\eta \rightarrow 0$, temos:

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{\partial\eta}{\partial t} \text{ em } z = 0 \quad (7)$$

(iii) Condição de contorno cinemática no fundo:

$$w = \frac{\partial\phi}{\partial z} = 0 \text{ em } z = -d \quad (8)$$

Assim, a solução da equação (1) sujeita às condições de contorno descritas em (5), (7) e (8) toma a forma, pelo método da separação de variáveis [15]:

$$\phi(x, z, t) = \frac{a\omega}{k} \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh[kd]} \sin(kx - \omega t) \quad (9)$$

onde $a = H/2$ é a amplitude da onda, $\omega = 2\pi/T = 2\pi f$ é a velocidade angular e $k = 2\pi/L$ é o número de onda. Vale ressaltar que $(d + z)$ é a altura do ponto de referência de ondas, em relação ao fundo.

EQUAÇÃO DA SUPERFÍCIE LIVRE

Substituindo a equação (5) em (9) e diferenciando em relação a t , temos a equação que descreve a superfície livre:

$$\eta = a \cos(kx - \omega t) \quad (10)$$

RELAÇÃO DE DISPERSÃO

Substituindo (5) em (7), temos:

$$\frac{\partial\phi}{\partial z} = \frac{1}{g} \frac{\partial^2\phi}{\partial t^2} \text{ em } z = 0 \quad (11)$$

Agora, substituindo (9) em (11):

$$\omega^2 = gk \tanh(kd) \quad (12)$$

VELOCIDADE DE FASE OU CELERIDADE

A velocidade de fase, celeridade ou velocidade de propagação das ondas é:

$$C = \frac{L}{T} \text{ ou } \frac{\omega}{k} \quad (13)$$

Substituindo (13) em (12), temos:

$$C^2 = \frac{g}{k} \tanh(kd) \quad (14)$$

A relação de dispersão e a velocidade de fase estão intimamente ligadas e representam matematicamente o fato de que ondas de maior período (e portanto maior comprimento) propagam-se com velocidades maiores que as ondas de menor período, o que causa a “dispersão” das ondas.

COMPRIMENTO DE ONDA

Substituindo (13) em (14), temos:

$$L = \frac{gT^2}{2\pi} \tanh\left(\frac{2\pi d}{L}\right) \quad (15)$$

PRESSÃO

A variação da pressão hidrostática num determinado ponto pode ser obtida pela substituição de velocidade potencial (9) em (4):

$$\frac{p}{\rho_w} = \frac{g \cosh [k(d+z)]}{\cosh (kd)} a \sin(kx - \omega t) - gz \quad (15)$$

Mas $\eta = a \sin(kx - \omega t)$. Logo:

$$\frac{p}{\rho_w g} = \eta \frac{\cosh [k(d+z)]}{\cosh (kd)} - z \quad (16)$$

Podemos então definir a Função de Transferência para a pressão, K_p , da seguinte forma:

$$K_p = \frac{\cosh [k(d+z)]}{\cosh (kd)} \quad (17)$$

MOVIMENTO ORBITAL DAS PARTÍCULAS DE ÁGUA

As componentes vertical e horizontal das partículas de água foram definidas em (2) e (3). A substituição em (9) nos dá:

$$u = \frac{agk}{\omega} \frac{\cosh [k(d+z)]}{\sinh (kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (16)$$

$$w = \frac{agk}{\omega} \frac{\sinh [k(d+z)]}{\sinh (kd)} \cos(kx - \omega t) \quad (17)$$

Podemos então definir a Função de Transferência para as velocidades horizontal e vertical, K_h e K_v , respectivamente, da seguinte forma:

$$K_h = \frac{\cosh [k(d+z)]}{\sinh (kd)} \quad (18)$$

$$K_v = \frac{\sinh [k(d+z)]}{\sinh (kd)} \quad (19)$$

Importa reter que a relação (16) diz respeito a um esquema bidimensional (mostrado na figura 2) que não contempla ondas provenientes de outras direção que não aquela definida pelo plano xz .

Apesar de continuar adotando as expressões deduzidas acima, para ondas bidimensionais, consideraremos doravante que tal plano bidimensional pode ser rotacionado para qualquer direção de tal forma que a componente u terá apenas parte da amplitude do movimento, que será complementado pela componente y , de tal forma que a equação (16) será substituída pelas abaixo:

$$u = \frac{agk}{\omega} \frac{\cosh [k(d+z)]}{\sinh (kd)} \cos \theta \sin(kx - \omega t) \quad (20)$$

$$v = \frac{agk}{\omega} \frac{\cosh [k(d+z)]}{\sinh (kd)} \sin \theta \sin(kx - \omega t) \quad (21)$$

em que θ é a direção de propagação da onda em relação ao eixo- x , seguindo a orientação trigonométrica.

II.2 – ANÁLISE DE DADOS DE ONDAS

O item II.1 discorreu sobre os parâmetros das ondas bidimensionais. Tais ondas eram consideradas monocromáticas, ou seja, continham apenas uma frequência.

Não é assim que o mar se comporta. Muito ao contrário, no mar temos a presença simultânea de diversas ondas, provenientes de diferentes direções, com diferentes alturas e períodos.

No mar, instrumentos oceanográficos são capazes de amostrar determinados parâmetros da água (pressão, velocidade, elevação) numa determinada taxa de amostragem. As técnicas de análise de dados visam obter os parâmetros do campo de ondas, tais como: energia, altura significativa, período de pico, direção principal, e a distribuição direcional da energia (*spread*).

Para tanto existem métodos de análise no domínio do tempo e no domínio da frequência. Quando não se mede diretamente a elevação da superfície, há a necessidade de se aplicar “funções de transferência” para obter indiretamente o espectro de elevações. Considerando-se que as “funções de transferência” são individualizadas para cada frequência, instrumentos que medem parâmetros abaixo da superfície, como pressões e velocidades, não são capazes de prover um processamento completo no domínio do tempo, ficando restritos ao domínio da frequência. Esse é o caso dos dados coletados com ADCP.

As técnicas de análise de dados no domínio da frequência utilizam as séries de Fourier, que decompõem os dados numa soma de infinitas ondas monocromáticas, cada uma com uma determinada amplitude e frequência [16].

Concentrando a compreensão na questão da reconstituição dos parâmetros de ondas a partir de dados amostrados, vamos, momentaneamente, retirar a dependência da posição horizontal da expressão de η . Para o caso de uma medição pontual, YOUNG [16] mostra que:

$$\eta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} X(f) e^{i\omega t} dt \quad (22)$$

onde $X(f)$ é a transformada de Fourier de $\eta(t)$ e $e^{i\omega t} = \cos(\omega t) + i \sin(\omega t)$.

Considerando que $\eta(t)$ é puramente real, temos que $\eta(t) = \sum_{i=1}^N a_i \sin(\omega_i + \phi_i)$.

Com algumas manipulações, chega-se à forma:

$$X(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \eta(t) [\cos(\omega t) - i \sin(\omega t)] dt \quad (23)$$

Considerando que os dados são discretizados e amostrados num período finito, vem:

$$X(n/T_r) = \frac{T_r}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \eta(j T_r/N) [\cos(2\pi j n/N) - i \sin(2\pi j n/N)] \quad (24)$$

onde N é o número de pontos amostrados, T_r é a duração da série temporal e n é um contador que varia de 0 a $N - 1$.

Com $X(f)$ definido, os valores do espectro de ondas seguem a forma:

$$\hat{F}(f) = \frac{2}{T_r} |X(f)|^2 \quad (25)$$

O espectro de ondas obtido com apenas um sensor (uma série temporal) não é capaz de fornecer informações direcionais.

ARRANJOS ESPACIAIS DE SENSORES (ARRAYS)

Uma das formas de se obter um espectro direcional de ondas é o arranjo de 2 ou mais sensores no mar. Como dito anteriormente, existem arranjos em que séries de parâmetros independentes são medidas num mesmo ponto, como é o caso dos *triplets*. Em outros casos as séries são geradas por sensores instalados em diferentes pontos do espaço. Esse é o caso do ADCP.

Vamos considerar dois pontos de medição direta da série de elevações da superfície nos pontos P e Q, conforme mostrado na figura 3:

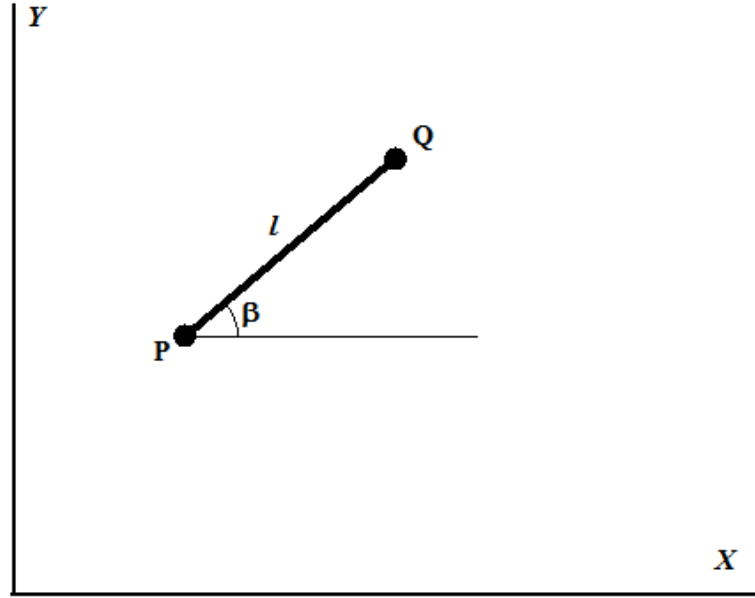


Figura 3: Esquema indicando a posição dos elementos do array.

Ao analisar dados de arranjos espaciais, a posição dos sensores é um importante parâmetro, que será utilizado. OCHI [17] mostra que a série temporal de elevação da superfície em cada um dos pontos é:

$$\eta_p(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \iint e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_p - \omega t + \epsilon)} dA(\omega, \theta) \quad (26)$$

$$\eta_q(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \iint e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_q - \omega t + \epsilon)} dA(\omega, \theta) = \text{Re} \iint e^{i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_p + kl \cos(\beta - \theta) - \omega t + \epsilon)} dA(\omega, \theta) \quad (27)$$

onde:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_p = k(x_p \cos \theta + y_p \sin \theta) \quad (28)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_q = k(x_q \cos \theta + y_q \sin \theta) \quad (29)$$

$$dA(\omega, \theta) = \sqrt{2S(\omega, \theta)} d\omega d\theta \quad (30)$$

A correlação cruzada entre as séries de P e Q segue a forma:

$$R_{pq}(\theta, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{2T} \eta_P(\mathbf{r}, t) \eta_q(\mathbf{r}, t + \tau) dt = \int_{-\pi}^{\pi} e^{ikl \cos(\beta - \theta)} R_{pp}(\theta, \tau) d\theta \quad (31)$$

E o espectro cruzado entre as séries, $S_{pq}(\omega, \theta)$, fica:

$$S_{pq}(\omega, \theta) = \int_{-\pi}^{\pi} e^{ikl \cos(\beta - \theta)} S_{pp}(\omega, \theta) d\theta \quad (32)$$

onde $S_{pp}(\omega, \theta) = S(\omega, \theta)$, que é o próprio espectro direcional de ondas.

O espectro direcional de ondas, $S(\omega, \theta)$ pode ser expresso na forma de série de Fourier:

$$S(\omega, \theta) = \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^N (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta) \quad (33)$$

onde a_0 , a_n e b_n são incógnitas calculadas a partir das componentes real e imaginária dos espectros-cruzados entre as séries. Logo se vê que quanto maior o número de séries maior o número de termos da expansão em série de Fourier.

Considerando $\beta - \theta = \phi$, substituindo (33) em (32) e realizando a integral em relação a ϕ , temos:

$$S_{pq}(\omega, \theta) = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{a_0}{2} e^{ikl \cos \phi} d\phi + \int_{-\pi}^{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n(\beta - \phi) + b_n \sin n(\beta - \phi)) e^{ikl \cos \phi} d\phi \quad (34)$$

$$S_{pq}(\omega, \theta) = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{a_0}{2} e^{ikl \cos \phi} d\phi + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos n\beta + b_n \sin n\beta) \int_{-\pi}^{\pi} \cos n\phi e^{ikl \cos \phi} d\phi + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \sin n\beta - b_n \cos n\beta) \int_{-\pi}^{\pi} \sin n\phi e^{ikl \cos \phi} d\phi \quad (35)$$

Observando que:

$$\int_{-\pi}^{\pi} \cos n\phi e^{ikl \cos \phi} d\phi = 2\pi i^n J_n(kl) \quad (36)$$

$$\int_{-\pi}^{\pi} \sin n\phi e^{ikl \cos \phi} d\phi = 0 \quad (37)$$

onde $J_n(kl)$ é a função de Bessel de primeiro tipo e ordem n .

A fórmula do espectro cruzado é, então, expressa na forma:

$$S_{pq}(\omega, \theta) = \pi \{a_0 J_0(kl) + 2 \sum_n i^n (a_n \cos n\theta + b_n \sin n\theta) J_n(kl)\} \quad (38)$$

e, fazendo: $A_0 = J_0(kl)$

$$A_n = 2 \cos n\theta J_n(kl)$$

$$B_n = 2 \sin n\theta J_n(kl)$$

$$S_{pq}(\omega, \theta) = \pi \left[\frac{a_0}{2} A_0 + \sum_n i^n (a_n A_n + b_n B_n) \right] \quad (39)$$

A equação (39) mostra que o espectro cruzado de duas séries temporais provenientes de sensores espacialmente dispostos no campo de ondas provê a determinação dos parâmetros a_0 , a_n e b_n necessários à representação do espectro direcional de ondas, $S(\omega, \theta)$, na sua expansão em séries de Fourier.

Ademais, a decomposição de $S_{pq}(\omega, \theta)$ em suas partes real e imaginária (co-espectro e espectro de quadratura), mais a função do auto-espectro $S_{pp}(\omega, \theta)$, nos permite concluir que cada par de sensores oferece $n(n-1) + 1$ equações, que permitem resolver o mesmo número de incógnitas. Por outro lado, para a obtenção de m termos da expansão em série de Fourier, é necessária a determinação de $(2m+1)$ incógnitas.

Isso implica que o uso de 3 sensores permite a determinação de 3 incógnitas da expansão em série de Fourier. Já 4 sensores permitem a determinação de 5 incógnitas, com sobras de equações, o que permite o uso de recursos de otimização, como o métodos dos mínimos quadrados.

DISTRIBUIÇÃO DIRECIONAL DA ENERGIA (SPREADING FUNCTION)

Usualmente o campo de ondas de gravidade é representado a partir das séries temporais de poucos sensores. O mais tradicional instrumento de medição de ondas, referência na

maioria das publicações no assunto, o ondógrafo direcional WAVERIDER amostra, apenas, 3 séries temporais coletadas num mesmo ponto (*triplets*).

Essa falta de dados observacionais implica um truncamento da expansão em série de Fourier nos primeiros termos, o que só permite a determinação de uma direção (média) de propagação das ondas. A partir daí, a distribuição da energia nas demais direções fica comprometida.

A função de distribuição direcional da energia das ondas (*spreading function*) é normalmente representada por $D(\omega, \theta)$ e é manipulada de tal forma que sua área seja unitária. Isso se deve à comodidade de se representar a energia das ondas num espectro unidimensional, de tal forma que o espectro direcional das ondas, $S(\omega, \theta)$, fique da forma:

$$S(\omega, \theta) = S(\omega)D(\omega, \theta) \quad (40)$$

onde

$$\int_{-\pi}^{\pi} D(\omega, \theta) d\theta = 1 \quad (41)$$

LONGUET-HIGGINS [18] propôs um modelo ainda hoje bastante utilizado para a função *spreading*, que segue a fórmula:

$$D(\omega, \theta) = |\cos \frac{1}{2}(\theta - \bar{\theta})|^{2s} G(s) \quad (42)$$

onde $\bar{\theta}$ é a direção média da propagação das ondas, $\bar{\theta} = \tan^{-1}(B_1/A_1)$, $G(s)$ é um fator de normalização determinado pela condição da equação (41) e $s = \frac{r_1 \pi}{1 - r_1 \pi}$, sendo $r_1^2 = a_1^2 + b_1^2$.

No entanto, apesar de a equação (42) possuir um *background* teórico, sua precisão na estimação da função *spreading* é limitada. O principal problema é a falta de informações provenientes de poucos sensores que amostram a elevação da superfície livre do mar (direta ou indiretamente) por períodos limitados de tempo [17].

No intuito de obter a máxima vantagem de um conjunto de dados com limitada informação, diversos métodos desenvolvidos com teorias de inferência estatística foram aplicados para a estimação da função de distribuição direcional de energia. Aqui, discorreremos sobre os principais métodos utilizados na literatura, o Método da Máxima Verossimilhança (*Maximum Likelihood Method* - MLM), sua versão iterativa (IMLM) e o Método da Máxima Entropia (*Maximum Entropy Method* - MEM), além da DAAT.

MÉTODO DA MÁXIMA VEROSSIMILHANÇA (MLM)

O MLM foi introduzido por CAPON [19], em estudos de propagação de ondas sísmicas. O método considera uma decomposição em ondas planas que se propagam na presença de ruído. O método não parte de um modelo pré-concebido da forma da distribuição direcional da energia, como no Método de Fourier, mas realiza uma autocorrelação do sinal com janelas que variam em função da frequência/número de onda analisada. Utilizando uma distribuição normal, centrada na frequência analisada, o método consegue suprimir fortemente as demais frequências (lóbulos secundários), relacionadas ao ruído, diminuindo as suas interferências e possibilitando uma melhor estimativa de direção para determinada frequência.

O MLM foi desenvolvido originalmente para aplicação em arrays espaciais, por DAVIS & REGIER [20] e foi adaptado para séries coletadas num mesmo ponto por ISOBE [21]. O processamento pode ser sumarizado como segue:

- determinar todos os espectros-cruzados S_{mn} possíveis, a partir das séries coletadas;
- determinar os vetores $\Phi_{mn}(\omega)$, da seguinte forma:

$$\Phi_{mn}(\omega) = \frac{S_{mn}(\omega)}{\{G_m(k, \omega)G_m^*(k, \omega)\}} \quad (43)$$

onde $G_m(k, \omega)$ é uma forma reduzida da função de transferência $H_m(k, \omega)$, como apresentado na tabela 1, abaixo [22]:

Tabela 1: Funções de Transferência para diferentes parâmetros.

	$H(k, \omega)$	$G(k, \omega)$
Elevação	1	1
Pressão	$\rho g \frac{\cosh[k(d - z)]}{\cosh kd}$	$\rho g \frac{\cosh[k(d - z)]}{\cosh kd}$
Vel. Vertical	$-i\omega$	$-i\omega$
Acel. Vertical	$-\omega^2$	$-\omega^2$
Vel. Orbital x	$\omega \cos \theta \frac{\cosh[k(d - z)]}{\sinh kd}$	$\omega \frac{\cosh[k(d - z)]}{\sinh kd}$

Vel. Orbital y	$\omega \sin \theta \frac{\cosh[k(d-z)]}{\sinh kd}$	$\omega \frac{\cosh[k(d-z)]}{\sinh kd}$
Vel. Orbital w	$-i\omega \frac{\sinh[k(d-z)]}{\sinh kd}$	$-i\omega \frac{\sinh[k(d-z)]}{\sinh kd}$
Acel. Orbital x	$-i\omega^2 \cos \theta \frac{\cosh[k(d-z)]}{\sinh kd}$	$-i\omega^2 \cos \theta \frac{\cosh[k(d-z)]}{\sinh kd}$
Acel. Orbital y	$-i\omega^2 \sin \theta \frac{\cosh[k(d-z)]}{\sinh kd}$	$-i\omega^2 \sin \theta \frac{\cosh[k(d-z)]}{\sinh kd}$
Acel. Orbital w	$-\omega^2 \frac{\sinh[k(d-z)]}{\sinh kd}$	$-\omega^2 \frac{\sinh[k(d-z)]}{\sinh kd}$

- determinar os valores de $a_{mn}(\omega)$ e de $b_{mn}(\omega)$, a partir da seguinte relação:

$$\Phi_{mn}^{-1}(\omega) = a_{mn}(\omega) - i b_{mn}(\omega) \quad (44)$$

- determinar a distribuição espectral da direção:

$$S(\omega, \theta) = \frac{Q(\omega)}{\sum_m \sum_n (\cos \theta)^{\alpha_m + \alpha_n} (\sin \theta)^{\beta_m + \beta_n} (a_{mn}(\omega) \cos \{k \cdot (x_n - x_m)\} + b_{mn}(\omega) \sin \{k \cdot (x_n - x_m)\})} \quad (45)$$

onde $Q(\omega)$ é um fator de normalização para que a energia total dos espectros direcional e unidimensional, $S(\omega)$, seja igual.

Uma demonstração detalhada para obtenção da equação (45) pode ser obtida em OCHI [17].

MÉTODO DA MÁXIMA VEROSSIMILHANÇA ITERATIVO (IMLM)

Em 1982, PAWKA [23] sugeriu um método iterativo baseado no MLM. O IMLM considera que a estimativa do espectro direcional, $S(\omega, \theta)$, pode servir de base para se inversamente construir uma nova matriz dos espectros cruzados e tal matriz de espectros cruzados é utilizada, então, no MLM como base para uma nova geração do espectro direcional. O espectro direcional estimado pelo MLM nas iterações é usualmente diferente das estimativas anteriores e tende a convergir para o espectro real [23].

O IMLM pode ser representado por:

$$D_n = D_{n-1} + \gamma(\widehat{D} - D'_{n-1}) \quad (46)$$

onde \widehat{D} é a função *spreading* estimada pelo MLM

D'_{n-1} função *spreading* obtida pelo uso de matriz de espectros cruzados computados com base em \widehat{D}_{n-1} . Para a primeira iteração ($n = 1$), D'_0 é aquele computado com base em \widehat{D} .

D_{n-1} é a função *spreading* para a iteração ($n - 1$). Para a primeira iteração ($n = 1$), $D_0 = \widehat{D}$.

D_n é a função *spreading* para a iteração n .

γ é o parâmetro de relaxação, que controla a convergência do *spreading*.

A velocidade com que o *spreading* sujeito a iterações converge a um *spreading* estável depende diretamente do parâmetro de relaxação (figura 4). KROGSTAD *et al.* [24] sugere valores de γ entre 1 e 1.2.

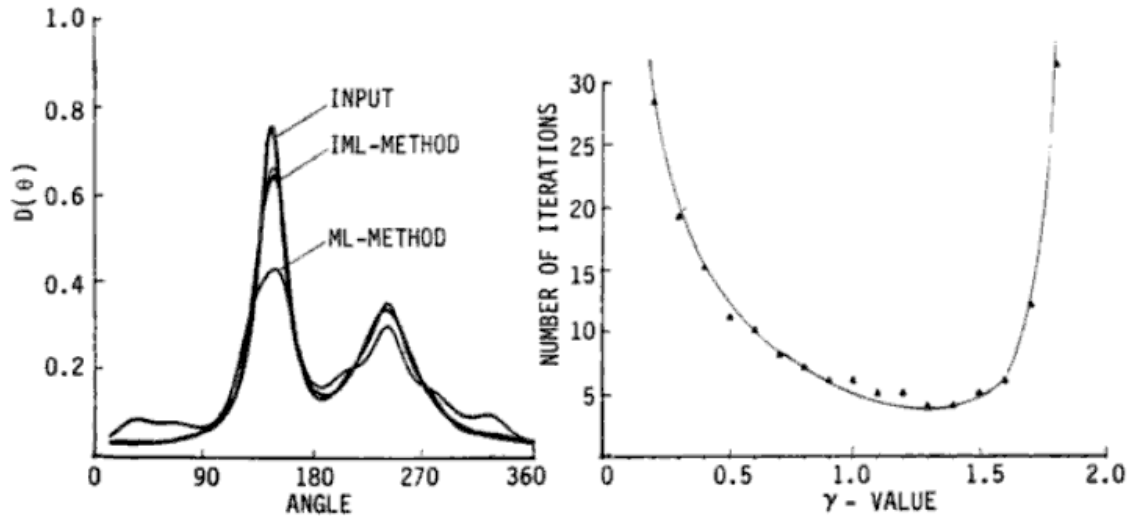


Figura 4: A esquerda, comparação entre os resultados do MLM e do IMLM e o espectro teórico (input). A direita, a dependência da velocidade de convergência do espectro gerado pelo IMLM em relação ao parâmetro de relaxação; de [24].

MÉTODO DA MÁXIMA ENTROPIA (MEM)

O MEM foi originalmente desenvolvido para medir as incertezas em estimativas teóricas e foi também aplicado para determinar a função de densidade de probabilidade de variáveis aleatórias a partir de dados cujas informações sobre a distribuição são insuficientes [17].

A idéia básica do método é a de que a distribuição de probabilidade que maximiza a entropia do processo tem o menor desvio (oferece a melhor estimativa) da função de densidade de probabilidade.

NWOGU [25] desenvolveu a aplicação da MEM para arranjos espaciais de sensores, reescrevendo a equação (32) da seguinte forma:

$$\Phi_j(\omega) = \int_{-\pi}^{\pi} q_j(\theta) D(\omega, \theta) d\theta \quad (47)$$

onde j varia de 1 a $M+1$, sendo M o número de sensores.

$$q_j(\theta) = \begin{cases} \cos(kr_j \cos(\beta_j - \theta)) & j = 1, \dots, M/2 \\ \sin(kr_j \cos(\beta_j - \theta)) & j = M/2 + 1, \dots, M \\ 1 & j = M + 1 \end{cases} \quad (48)$$

$$\Phi_j(\omega) = \begin{cases} \operatorname{Re} \frac{S_{mn}(\omega)}{[S_m(\omega)S_n(\omega)]^{1/2}} & j = 1, \dots, M/2 \\ \operatorname{Im} \frac{S_{mn}(\omega)}{[S_m(\omega)S_n(\omega)]^{1/2}} & j = M/2 + 1, \dots, M \\ 1 & j = M + 1 \end{cases} \quad (49)$$

onde $r_j = \sqrt{(x_m - x_n)^2 + (y_m - y_n)^2}$

$$\beta_j = \tan^{-1}[(y_m - y_n)/(x_m - x_n)] \quad (50)$$

A entropia associada à função *spreading* tem a forma:

$$E = - \int_{-\pi}^{\pi} D(\omega, \theta) \ln D(\omega, \theta) d\theta \quad (51)$$

Maximizando (51), temos:

$$D(\omega, \theta) = \exp\{-1 + \sum_{j=1}^{M+1} v_j q_j(\theta)\} \quad (52)$$

onde v_j são multiplicadores de Lagrange que seguem as limitações impostas em (47).

Os parâmetros v_j não são facilmente determinados analiticamente, sendo determinados por métodos iterativos, com diversos problemas de convergência associados à distância entre os sensores. Desta forma, um novo vetor $g_j(\theta)$ pode ser formado a partir de $q_j(\theta)$:

$$g = T^T q \quad (53)$$

Onde T é uma matriz ortogonal cujas colunas são iguais aos autovetores da seguinte matriz de covariância:

$$Q_{ij} = \int_{-\pi}^{\pi} q_i(\theta) q_j(\theta) d\theta \quad (54)$$

$$Q_{ij} = \begin{cases} \pi[J_0(z_1) + J_0(z_2)] & i = 1, \dots, M/2 \\ & j = 1, \dots, M/2 \\ \pi[J_0(z_1) + J_0(z_2)] & i = M/2 + 1, \dots, M \\ & j = M/2 + 1, \dots, M \\ 2\pi J_0(kr_j) & i = M + 1 \\ & j = 1, \dots, M/2 \\ 2\pi J_0(kr_i) & i = 1, \dots, M/2 \\ & j = M + 1 \\ 2\pi & i = M + 1 \\ & j = M + 1 \end{cases} \quad (55)$$

onde $z_1 = k[(r_i \cos \beta_i - r_j \cos \beta_j)^2 + (r_i \sin \beta_i - r_j \sin \beta_j)^2]^{1/2}$

$$z_2 = k[(r_i \cos \beta_i + r_j \cos \beta_j)^2 + (r_i \sin \beta_i + r_j \sin \beta_j)^2]^{1/2}$$

e J_0 é a função de Bessel de primeiro tipo e ordem zero.

Apenas os L mais energéticos autovalores são selecionados. O critério de seleção dos autovalores varia, NWOGU [25] utilizou o critério de selecionar autovalores que representem mais que 0,1% do maior autovalor.

O problema, então, é resolver os parâmetros μ_j , onde $j = 1, \dots, L$:

$$P_i = \int_{-\pi}^{\pi} g_i(\theta) \exp\{-1 + \sum_{j=1}^L \mu_j g_j(\theta)\} d\theta \quad i = 1, \dots, L \quad (56)$$

onde $P = T^T \Phi$

Finalmente,

$$D(\omega, \theta) = \exp\{-1 + \sum_{j=1}^L \mu_j g_j(\theta)\} \quad (57)$$

DAAT

Uma das técnicas desenvolvidas para melhorar a determinação da direção do campo de ondas é a *Data Analysis with Adaptive Technique* (DAAT), criada por PARENTE [9], em 1999.

A técnica utiliza processamento *wavelet* com famílias de função de Hanning multiplicada por senos e co-senos de diferentes comprimentos, para o janelamento dos dados.

O processamento tipo *Wavelet* resulta numa grande quantidade de dados obtidos a partir da convolução de uma janela de Hanning, otimizada para determinada frequência de interesse (daí o termo *adaptive* no nome da DAAT), na série de dados amostrada.

$$W_n(s) = \sum_{n=0}^{N-1} x_n \Psi^* \left[\frac{(n - n') \delta t}{s} \right] \quad (58)$$

A parcela dos dados multiplicada pela janela de Hanning produz uma “sub-série” dos diferentes parâmetros dados amostrados com a qual é calculada uma estimativa da direção de propagação da onda numa frequência específica. O comprimento da janela é projetado para possuir o triplo do período da frequência selecionada.

A convolução da janela nas séries originais, em incrementos unitários, faz com que inúmeras estimativas de direção sejam obtidas. Uma série original de 1024 pontos, por exemplo, produzirá mais de 950 estimativas de direção quando da análise do período de ondas de 16 segundos.

As estimativas de direção calculadas passam por um teste de aceitação baseado no desvio padrão circular das últimas 16 direções determinadas e, ainda, pela coerência espectral obtida com um alisamento do resultado das *wavelets* realizado com os últimos 16 valores da série. Então, compõem um histograma de direções que acumulará as principais direções observadas durante o período de observação da série original.

Ao armazenar a energia do espectro calculado em determinado segmento, numa “caixa” de direção, o histograma final da DAAT é, na verdade, a distribuição direcional da energia das ondas.

O diagrama da fig. 4 apresenta o processamento da DAAT de forma esquemática:

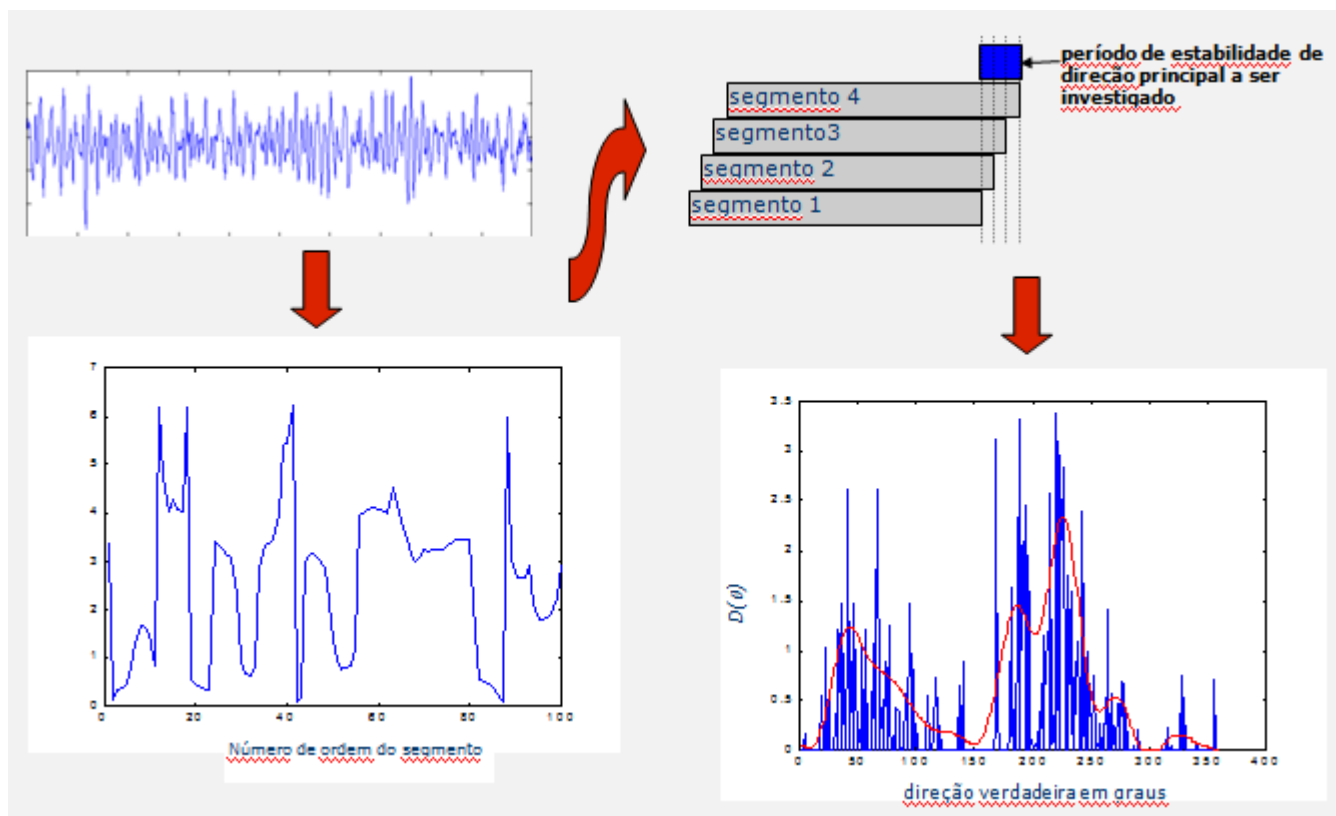


Figura 4: Esquema do processamento da DAAT. Seguindo as setas vermelhas, o processamento se inicia com as séries temporais originais coletadas pelo instrumento (bloco superior esquerdo). Em seguida, os diversos segmentos por onde passa a janela de Hanning fornecem uma direção de propagação da onda, para uma determinada frequência. As direções são armazenadas em ordem sequencial (bloco inferior esquerdo). A seguir as direções de cada segmento passam por um teste de estabilidade (bloco superior direito) em que a variância da série composta pelas últimas 4 direções é avaliada. Por fim, as direções aprovadas compõem um histograma de direções (bloco inferior direito).

A grande capacidade da DAAT é ser capaz de descobrir eventos bem definidos em que trens de ondas de direção específica passam pelo instrumento. Mares com diferentes direções de propagação de ondas, ainda que numa mesma frequência, tendem a ser bem representados pela DAAT.

Embora o processamento possa ser feito para inúmeros períodos diferentes, o usual da DAAT é representar o campo de ondas a partir dos períodos mais representativos do mar local, utilizando-se um conhecimento *a priori* da região.

A fig. 5 apresenta os histogramas de direção obtidos num determinado registro de dados ADCP de 20 minutos e 2048 pontos. Estão representadas 4 faixas de período.

A observação dos gráficos permite perceber que os histogramas gerados pela DAAT contém, ainda, importante informação sobre a distribuição das direções observadas, ou seja, pode estimar o *spread*, importante parâmetro para a caracterização do estado do mar, que indica a dispersão da direção das ondas em torno de um valor médio (de pico).

Por exemplo, é nítido o aumento no espalhamento direcional da energia (*spread*) nos períodos menores, mais ligados ao mar gerado pelo vento local.

Conforme o período vai aumentando (de 4 para 16 segundos) observa-se uma diminuição no *spread* e uma clara tendência de que a direção média do campo de ondas vá para sul, como é característico na costa SE do Brasil.

A DAAT é um método de análise “*model free*”, ou seja, totalmente livre de modelos para a distribuição direcional da energia, como é o caso da expansão em Fourier que vimos acima. A distribuição da energia nas diversas direções aparece naturalmente durante o processamento tendo em vista as centenas de janelas processadas, cada uma provendo uma informação de direção (ou um evento de direção).

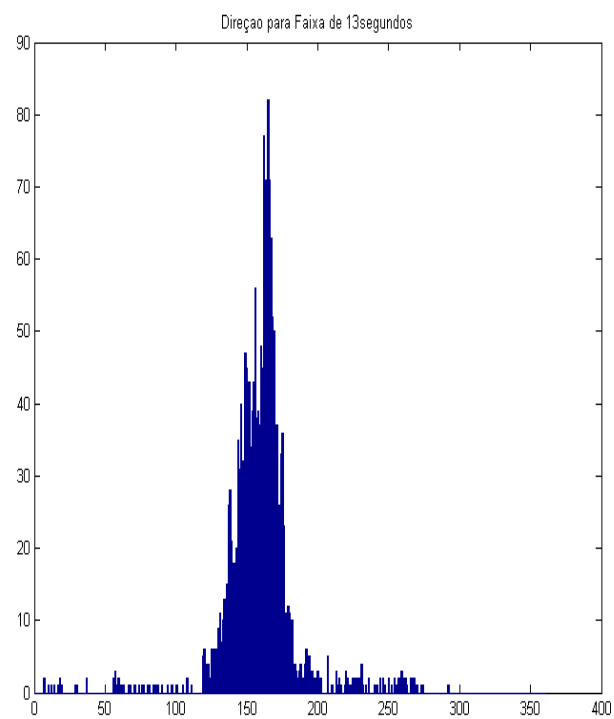
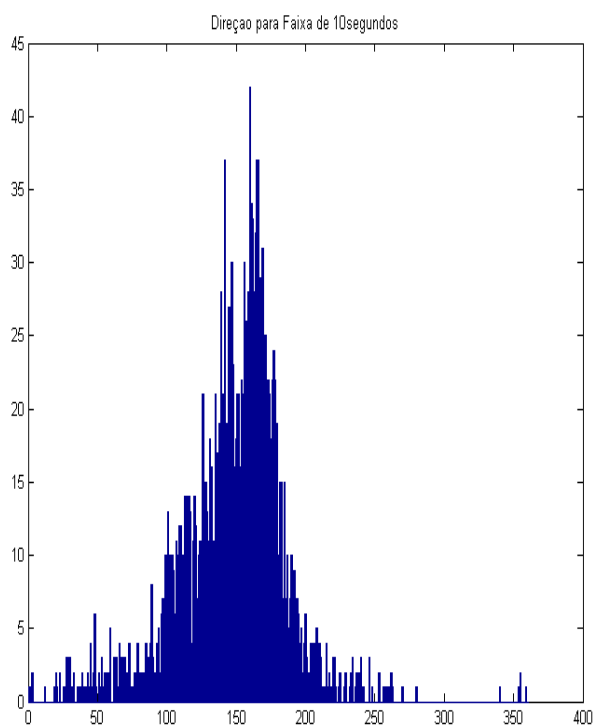
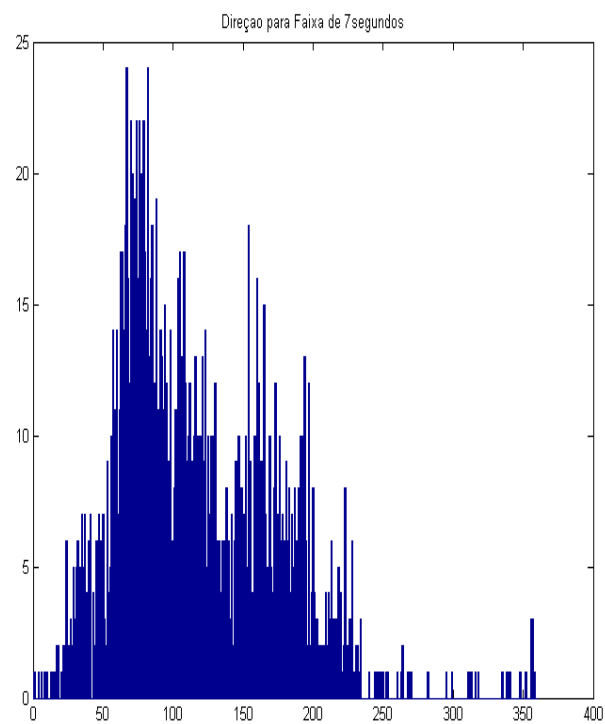
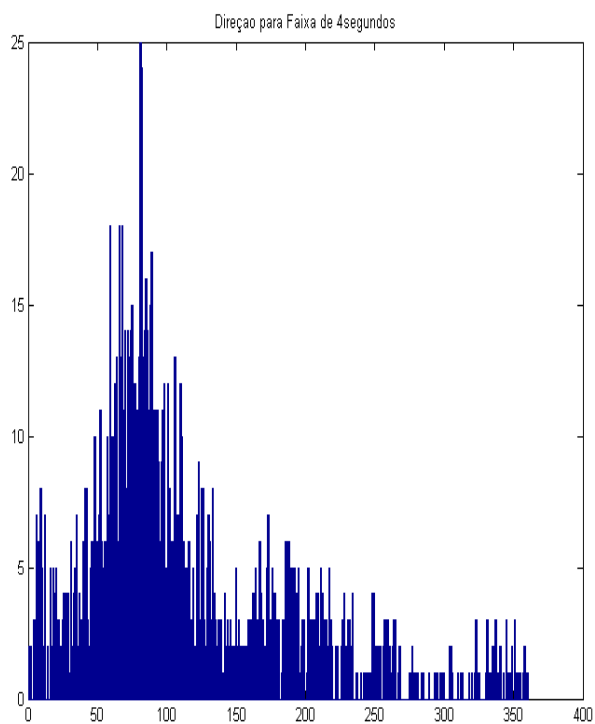


Figura 5: Histograma gerado pela DAAT em um registro de dados de onda coletado por ADCP.

Capítulo III

Dados Coletados por ADCP

III.1 – Princípio de Funcionamento do ADCP

Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP) é um equipamento capaz de produzir remotamente um perfil da velocidade das correntes marinhas, ou seja, em pontos discretos dispostos verticalmente (células), o instrumento determina um vetor tri-dimensional da velocidade para cada ponto, resultando no comportamento das correntes em função da profundidade.

O ADCP é um instrumento remoto porque ele não percorre fisicamente a distância vertical do perfil, mas emite pulsos acústicos que se propagam pela coluna d'água. Essa energia sonora é refletida por partículas em suspensão na água, denominadas retro-espalhadores (*backscatters*), além do próprio fundo marinho.

Uma das hipóteses básicas do funcionamento de um ADCP é a de que as partículas em suspensão na água não possuem movimento próprio e, portanto, movimentam-se solidariamente às correntes marinhas. Ou seja, determinar a velocidade de translação dos retro-espalhadores corresponde a determinar a velocidade das correntes marinhas.

Assim, a partir da determinação do desvio doppler, F_d , observado no sinal que retorna ao ADCP (eco), após ser refletido pelos retro-espalhadores existentes numa determinada profundidade da coluna d'água, é possível estimar-se o valor da componente radial, V , da corrente marinha na direção de propagação do feixe acústico irradiado pelo ADCP [26].

$$F_d = 2F_s \left(\frac{V}{c} \right) \quad (59)$$

onde F_s é a frequência de transmissão do ADCP; e

c é a velocidade do som no mar.

Considerando-se que as correntes marinhas são aproximadamente horizontais e que a velocidade estimada a partir do desvio doppler é radial, o ADCP utiliza feixes acústicos inclinados em relação à vertical (normalmente 20° ou 30°) a fim de que exista componente de velocidade das correntes marinhas na direção do feixe acústico. Assim, uma estimativa da componente horizontal, V_h , da corrente marinha, obtida por um dos feixes acústicos é:

$$V_h = \frac{c F_d}{2F_s \cos \theta} \quad (60)$$

onde θ é o ângulo entre o feixe acústico e a vertical.

Do acima exposto, pode-se concluir que, para determinar um vetor tri-dimensional, são necessários ao menos 3 feixes acústicos e, portanto, 3 transdutores em um ADCP. No mercado, atualmente, há ADCPs com 3 e 4 transdutores sendo que os últimos utilizam o quarto transdutor para obter medidas redundantes e melhorar a sua estimativa do valor da corrente marinha (figura 5)¹.

¹ As figuras retiradas das referências [26, 27, 28 e 29] foram gentilmente cedidas pela Teledyne RD Instruments.

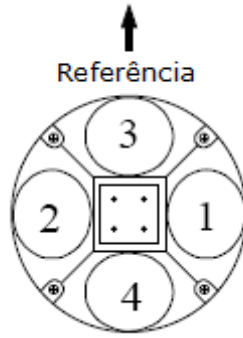


Figura 5: vista dos transdutores de um ADCP, de [26].

ADCPs de banda estreita (fig. 6) determinam o desvio doppler do eco pelo deslocamento da representação espectral do sinal [27], no domínio da frequência, em relação ao espectro do pulso transmitido. Nesse caso, quanto mais logo o pulso, mais estreito (e, portanto, mais bem definido) é o seu espectro. O desvio doppler também pode ser determinado comparando-se a variação da fase do sinal transmitido e do recebido, numa determinada fração da duração do pulso, para determinar o desvio doppler da frequência originalmente irradiada pelo ADCP:

$$F_d = \frac{\theta}{T} \quad (61)$$

onde θ é a fase, calculada após a realização da autocorrelação com as formas de onda recebidas; e T é o período da medição.

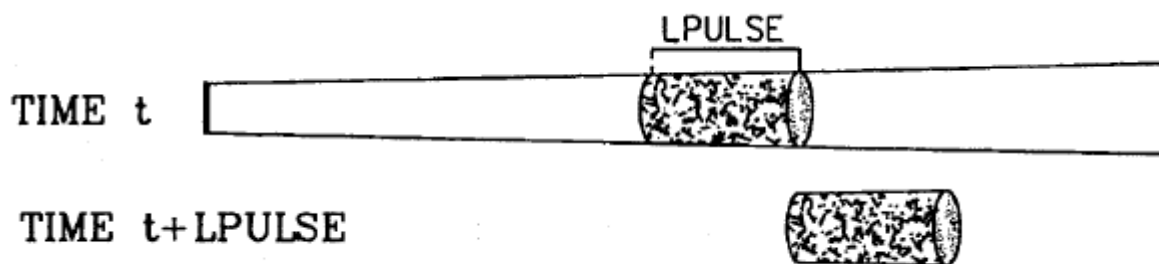


Figura 6: sinal transmitido (acima) e recebido (abaixo) por um ADCP de banda estreita. LPULSE é a largura do pulso; de [27].

A qualidade dos dados medidos por ADCPs está sujeita a diferentes fatores que exigem uma “solução de compromisso” para a obtenção de perfis válidos de corrente. Assim, o alcance máximo do sistema, a resolução temporal (tempo necessário para se obter um perfil vertical de corrente), a resolução espacial (distância entre diferentes células de velocidade) e a precisão desejável da medida de velocidade são os principais fatores que concorrem para uma configuração específica de ADCP.

Os parâmetros resolução temporal e precisão da medida estão relacionados de forma que, numa situação típica, o ADCP realiza diversas medições que são mediadas para a obtenção de uma estimativa da velocidade da corrente com uma acurácia aceitável (variância da medida).

O processamento adotado nos ADCPs de banda estreita produz resultados satisfatórios para a maioria das aplicações oceanográficas. Entretanto, em aplicações para o estudo da dinâmica oceânica que envolvem ondas internas, turbulência, regiões com sistemas frontais de significativo gradiente, estudos de correntes-de-jato bem delineadas, meandros e vórtices, o resultado produzido pelos ADCPs de banda estreita é limitado. Para a obtenção de um desempenho superior no processamento dos dados ADCP, com a determinação de componentes radiais de corrente com variância significativa menor, foi desenvolvido o processamento de banda larga.

O sinal do ADCP de banda larga (fig. 7) não é composto de um único trem de ondas periódico. Ao contrário, o sinal transmitido pelo ADCP de banda larga é composto por pequenos grupos, codificados em fase, que constituem diferentes pulsos pequenos que possibilitam a realização de diversas estimativas da velocidade de corrente, dentro de um único pulso de transmissão.

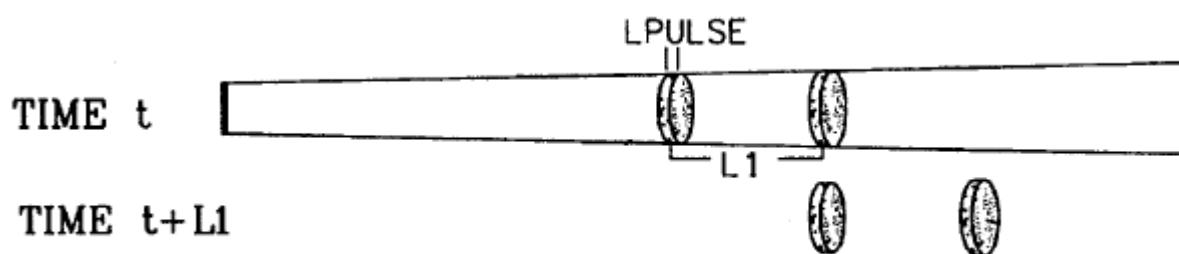


Figura 7: sinal transmitido (acima) e recebido (abaixo) por um ADCP de banda larga.

O sinal é composto por pequenos pulsos, em pares, em intervalos $L1$ (lag). Assim como na fig. 2, $LPULSE$ é a largura do pulso; de [27].

No processamento do sinal de banda larga, ao invés de se medir a frequência do sinal recebido e, desta forma, determinar o desvio *doppler*, a técnica utilizada mede a diferença de fase entre diferentes pulsos, separados por um pequeno período de tempo, denominado *lag*, e constituintes de um mesmo sinal transmitido já que, ao interagir com os retro-espalhadores, os pulsos se comprimem ou se alongam, implicando uma diferença na sua fase, amostrado no *lag*.

A utilização de diversos pulsos codificados num único pulso transmitido pelo ADCP (fig. 8) faz com que o processamento de banda larga consiga melhorar a precisão da medida sem deteriorar a resolução espacial.

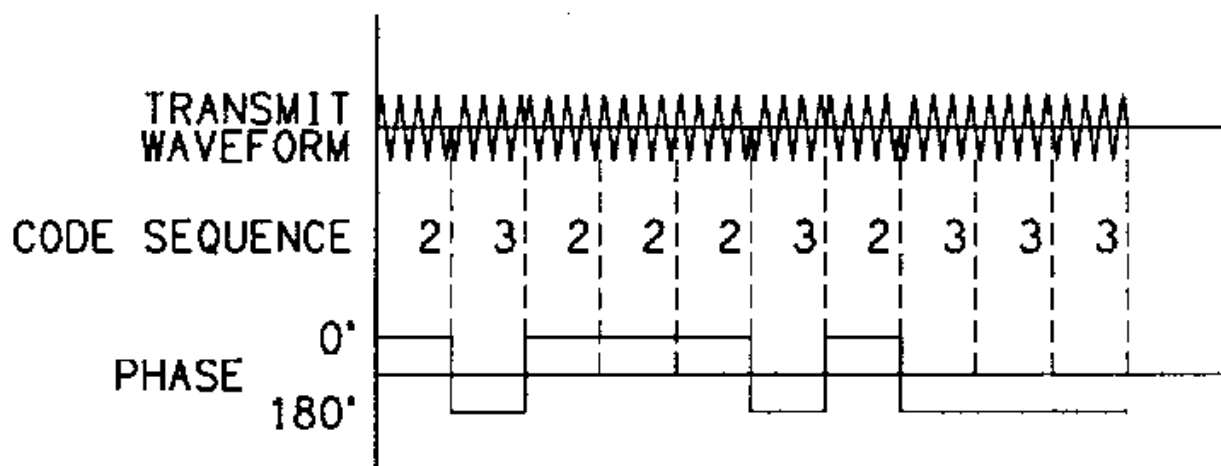


Figura 8: Exemplo de sinal codificado por fase emitido por um ADCP de banda larga. O sinal é dividido em pequenos pulsos codificados em fase que se alternam entre 0 e 180°; de [27].

Os pulsos que constituem o sinal de banda larga são compostos por 4 ciclos da portadora. Alterações de 180° na fase ocorrerem entre alguns dos elementos, como pode ser visualizado na figura 3, acima. No exemplo da figura, retirado do registro de patentes dos EUA (patente 5,483,499) [27], o pulso é constituído por 10 elementos e importa observar que a segunda metade do pulso é invertida em relação à primeira. Isso otimiza a aplicação da função de autocorrelação, com *lag* igual ao tempo de 5 elementos de pulso, no sinal recebido e reduz o ruído.

O processamento do sinal ADCP de banda larga por resultar, portanto, de um número muito maior de estimativas da velocidade da corrente, dentro de um mesmo pulso, possui uma variância sensivelmente menor. O aumento da banda em 2 ordens de magnitude implica a diminuição da variância da velocidade medida em 2 ordens de magnitude. Além disso, a realização de médias entre as estimativas de diferentes perfis de corrente, resulta em variâncias ainda menores, já que:

$$\sigma_{média}^2 = \frac{\sigma_{medida}^2}{n} \quad (62)$$

onde n é o número de medidas.

Após a determinação da componente radial da velocidade da corrente com uma precisão adequada, o ADCP, de posse do conhecimento da sua geometria (no caso do ADCP da RD Instruments com 4 transdutores espaçados de 90° em azimute e com os feixes inclinados de 20° ou 30° em relação à vertical, dependendo do modelo) é capaz de definir um vetor tri-dimensional da velocidade da corrente, referenciada ao próprio ADCP, que utiliza um dos seus transdutores, o de número 3, como referência, da seguinte maneira:

Os transdutores em pares formados pelas unidades opostas (transdutor 1 com transdutor 2; transdutor 3 com transdutor 4) determinam, ambos, uma componente horizontal da corrente, na direção que une os dois transdutores, e a componente vertical da corrente (fig. 9).

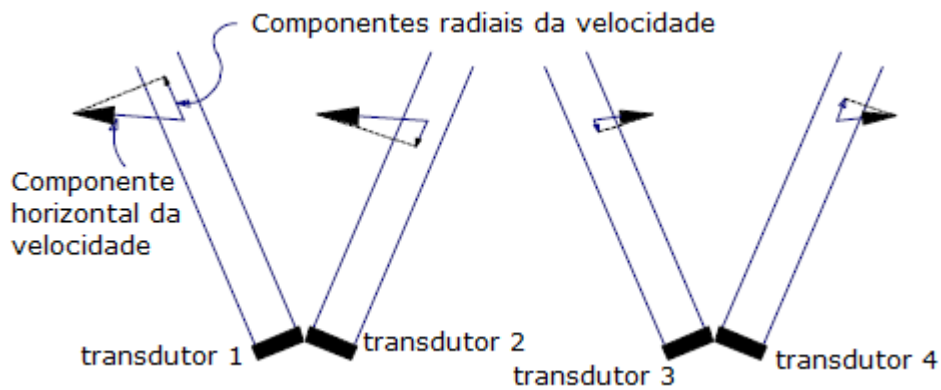


Figura 9: Determinação das componentes do vetor velocidade de corrente em referenciadas ao próprio ADCP; adaptado de [26].

De posse dessa informação de orientação do transdutor 3 em relação ao norte terrestre, fornecida pela bússola magnética interna do ADCP, o vetor velocidade de corrente pode ser referenciado a coordenadas terrestres.

IMPORTÂNCIA DO PROCESSAMENTO DE BANDA LARGA

Originalmente, no ADCP de banda estreita, a relação entre resolução em distância e resolução de velocidade (precisão da medida) era mais crítico do que após o aparecimento do ADCP de banda larga que, vale ressaltar, teve nesse mister uma das suas principais motivações.

O processamento de sinal de banda estreita, *pulse-incoherent*, estima o desvio *doppler* a partir da alteração na fase do sinal por unidade de tempo, ou pelo deslocamento do pico espectral do pulso recebido (fig. 10). A forma de onda transmitida pelo ADCP é, tipicamente, um trem de ondas periódico caracterizado por um “tempo de repetição de pulso” (TRP). Logo, para cobrir a distância de ida e volta, relativa ao alcance máximo do sistema, o tempo máximo disponível é o próprio TRP.

O tempo que o pulso sonoro irradiado demora para passar por uma determinada região determina a resolução espacial do sistema, já que não há como separar ecos provenientes de diferentes distâncias que cheguem no transdutor juntos. Logo, para aumento da resolução em distância, há que se diminuir a largura do pulso, com impacto negativo na quantidade de energia irradiada e, conseqüentemente, no alcance do sistema e na precisão da medida, que será estimada a partir de uma amostragem menor em função da menor quantidade de ciclos do pulso sonoro.

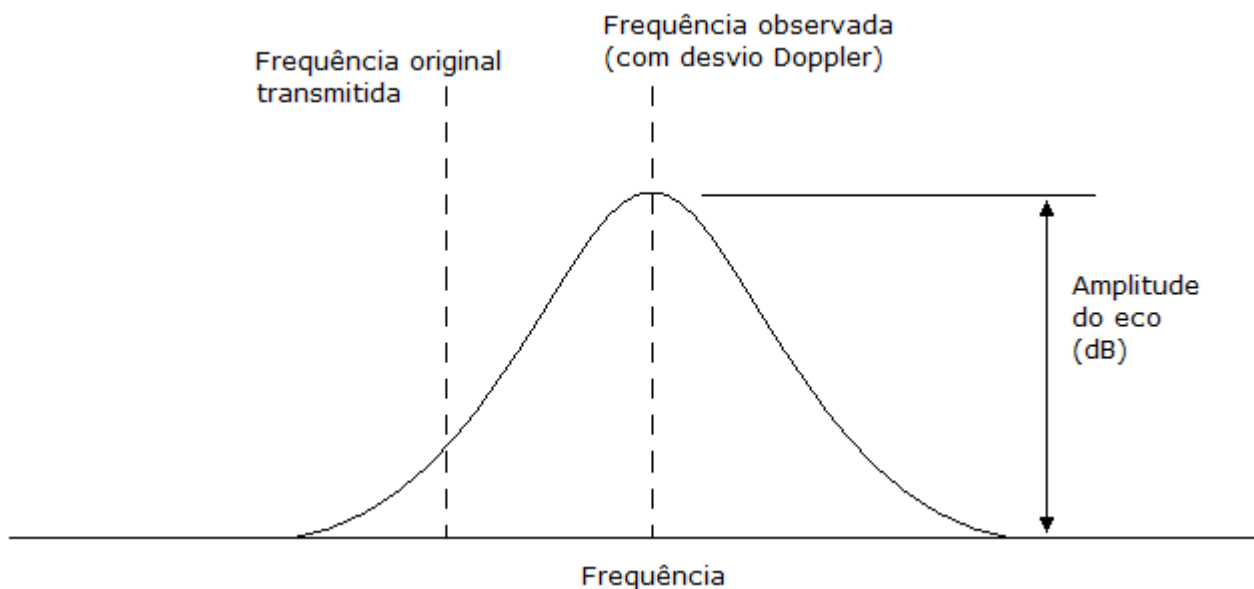


Figura 10: Determinação do desvio doppler a partir do espectro do eco recebido pelo ADCP.

A melhor maneira de se aumentar a acurácia das medições de corrente de um ADCP de banda estreita é aumentar a duração do pulso, o que aumenta o tamanho da série submetida à função de autocorrelação, aumentando a quantidade de intervalos de autocorrelação utilizados no cálculo da velocidade da corrente e, ainda, melhorando a precisão na determinação do pico do espectro, mais estreito. Como o aumento da duração do pulso corresponde a um aumento no tamanho das células de medição, o preço a ser pago é a deteriorização da resolução espacial.

Os ecos recebidos pelo sistema são armazenados em função do “tempo de chegada”, t_n , associado a um janelamento espacial, a partir do que a distância dos retro-espalhadores pode ser definida como $dist = \frac{1}{2} c t_n$. Estas janelas espaciais, correspondentes às células de profundidades, tem sua espessura associadas ao comprimento do pulso transmitido, T , de forma que a resolução em distância do sistema é $\frac{1}{2} c T$. Daí, considerando a equação (1), a velocidade dos retro-espalhadores é relacionada ao desvio doppler através da fórmula:

$$v = \frac{1}{2} \lambda F_d \quad (63)$$

onde λ é o comprimento de onda ($\lambda=0,5\text{cm}$ @ 300kHz).

O limite teórico para a variância mínima da estimativa de desvio *doppler* a partir de um pulso único é dada por (do registro de patente do instrumento, nos EUA):

$$\sigma_d = (2\pi T)^{-1} \left(1 + \frac{36}{SNR} + 30/SNR^2 \right)^{1/2} \quad (64)$$

Considerando-se as equações (5) e (6), o erro relativo à componente radial da velocidade, medida pelo ADCP, resulta:

$$\sigma_r = \frac{1}{2} \lambda (2\pi T)^{-1} \left(1 + \frac{36}{SNR} + 30/SNR^2 \right)^{1/2} \quad (65)$$

Assim, a precisão da medida realizada pelo ADCP de banda estreita é inversamente proporcional ao comprimento do pulso transmitido, T .

Desprezando-se o ruído e observando apenas os primeiros termos da equação (65), observamos que o produto da resolução em distância com a resolução em velocidade é proporcional ao comprimento de onda λ , mas é independente do comprimento do pulso. Essa relação de compromisso entre as resoluções em distância e velocidade é a principal limitação dos sistemas ADCP de banda estreita e é diretamente responsável pelo longo tempo de médias necessário para se obter precisão satisfatória nas medições de banda estreita.

O ADCP de banda larga utiliza diversos pulsos pequenos, como descrito no item (a) dispostos em pares transmitidos num intervalo $L1$. Tais pulsos são reunidos numa sequência codificada por alterações na fase e formam o pulso de banda larga transmitido pelo ADCP (figura 11).

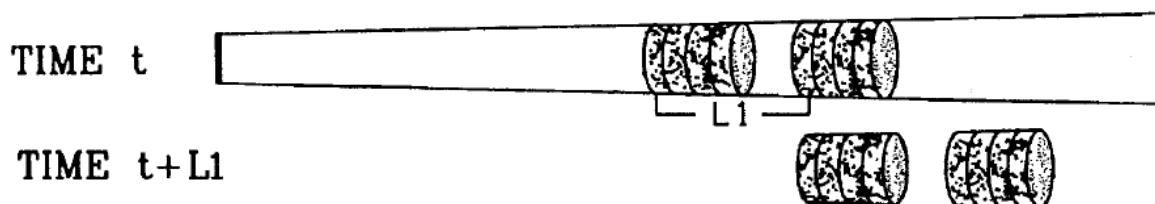


Figura 11: sinal transmitido (acima) e recebido (abaixo) por um ADCP de banda larga. $L1$ é o lag dos pares codificados que permitem uma estimativa de velocidade; de [27].

O *lag* ($L1$) é responsável pela resolução em distância do sistema, oferecendo uma significativa melhora da resolução espacial. Ao contrário do processamento de banda estreita, o alcance máximo do ADCP de banda larga não é limitado pelo intervalo de repetição de pulso. A largura (ou comprimento) de cada pulso codificado é muito menor que a largura da célula de medição de correntes o que implica num alto valor para o produto tempo/banda, de onde vem o termo “banda larga”.

O pulso final transmitido pelos ADCPs de banda larga possui uma codificação com vários ciclos que consistem, cada um, em sinais de banda larga. O conjunto de ciclos provê a energia necessária para se obter bons alcances, compatíveis com os obtidos pelo processamento de banda estreita, sem diminuir a banda do sinal.

Além disso, a grande quantidade de pulsos emitida faz com o que o ADCP de banda larga consiga diversas estimativas da velocidade da corrente a partir de um único pulso de transmissão, implicando uma menor variância da medida. Desta forma, o ADCP de banda larga pode produzir estimativas da velocidade da corrente, com uma acurácia consideravelmente melhor que um pulso de mesma duração de banda estreita, a partir de médias produzidas em intervalos menores.

DETERMINAÇÃO DO DESVIO DOPPLER

As principais técnicas para a determinação do desvio doppler, em sistemas ADCP, são [26]:

ESPECTRO

Esta técnica consiste em determinar a frequência do sinal recebido, por meio da transporte da série temporal para o domínio da frequência (com técnicas convencionais de Fourier) e obter, assim, a frequência do eco, a fim de se determinar o desvio em relação à frequência do sinal transmitido.

A interação do sinal transmitido com os retro-espalhadores, em livre movimento na água do mar (solidário às correntes marinhas), implicará um desvio doppler no sinal retro-espalhado, proporcional à componente radial da velocidade da corrente marinha (fig. 12). O desvio doppler será positivo (aumento da frequência transmitida) quando houver componente da velocidade na direção do transdutor, que se aproxima do ADCP e será negativo, quando se afasta do ADCP.

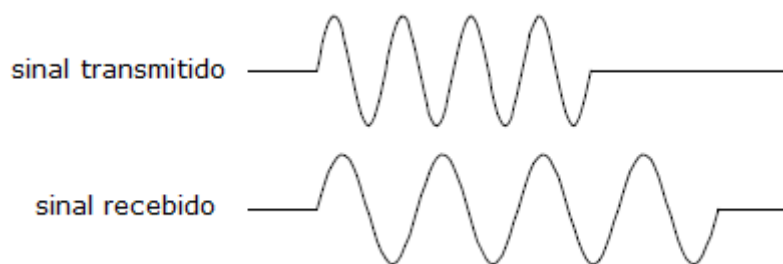


Figura 12: Diferenças entre o sinal transmitido (acima) e o sinal recebido (abaixo) pelo ADCP. A diferença na frequência está associada ao movimento relativo entre o ADCP e os retro-espalhadores em suspensão na água.

O desvio doppler será determinado pela comparação entre a frequência recebida e a frequência transmitida pelo sistema, consideradas como o centro do espectro obtido, como mostrado na fig. 10.

FASE

Esta técnica consiste em determinar a fase entre dois sinais recebidos num curto intervalo de tempo. A fig. 13 ilustra a técnica. Os sinais retro-espalhados por uma determinada partícula, recebidos no ADCP terão sempre a mesma forma e, quando superpostos, serão coincidentes a menos que tenha havido um deslocamento do retro-espalhador entre a reflexão dos dois pulsos sonoros incidentes. A diferença de fase observada entre os dois sinais recebidos é, portanto proporcional à distância percorrida pelo retro-espalhador e, considerando que o tempo entre a transmissão dos pulsos é conhecida, permitirá determinar a componente radial da velocidade da corrente marinha.

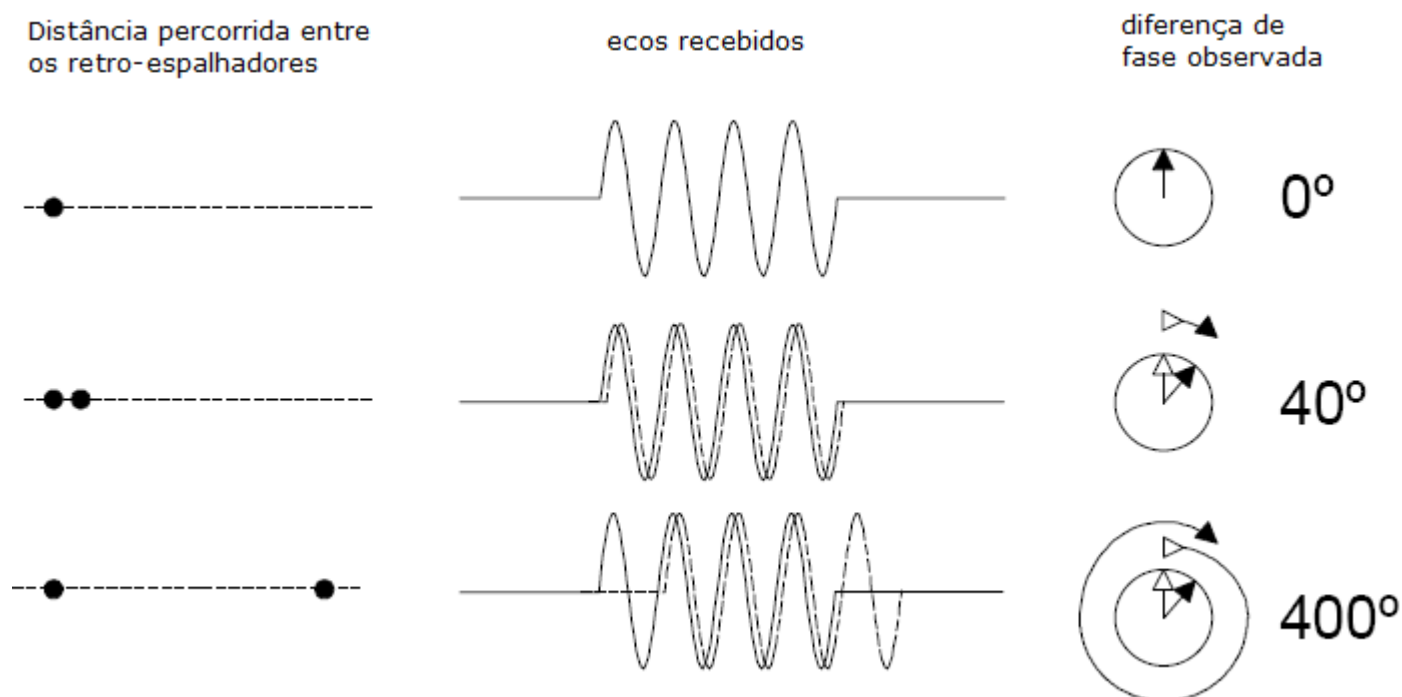


Figura 13: Diferenças de fase, observadas entre dois ecos consecutivos de um mesmo retro-espalhador, resultantes da sua variação de posição; de [26].

Na fig. 13 podemos observar, ainda, que, caso a distância percorrida pelo retro-espalhador seja muito grande, a fase (cujo domínio é sabidamente de 0 a 360°) pode superar os 360°, gerando uma ambiguidade na fase observada. Essa ambiguidade é um fator que limita a máxima velocidade de corrente capaz de ser resolvida pelo ADCP e, ainda, o alcance possível ao sistema.

TEMPO

Essa técnica utiliza pequenos pares de pulsos emitidos num determinado período. Ao serem refletidos por retro-espalhadores em movimento, o tempo de chegada entre os pulsos é alterado, por efeito *doppler*, em função da velocidade relativa entre fonte e refletor (fig. 14). A partir daí, pode-se estimar, a partir da variação no tempo de chegada dos pulsos, a velocidade das correntes marinhas.

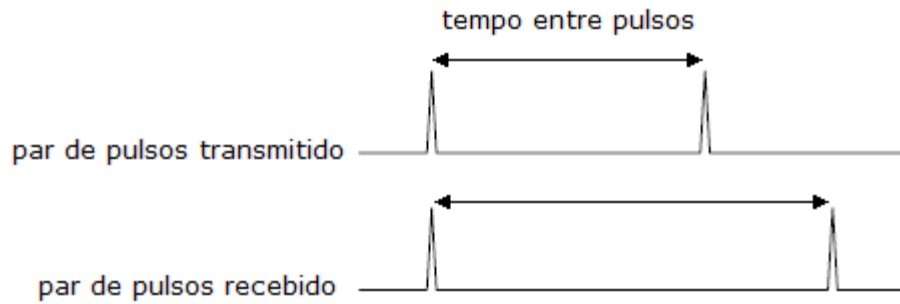


Figura 14: Diferença entre o tempo de chegada dos pulsos recebidos em relação aos pulsos transmitidos. Tal fato decorre de o retro-espalhador ter se movimentado (no caso se afastando do ADCP) no intervalo entre a reflexão do primeiro e do segundo pulso; de [26].

Na verdade, o ADCP de banda larga, ao utilizar pulsos curtos codificados em fase, utiliza a técnica de pares de pulsos, determinando o atraso no tempo de chegada a partir da verificação da fase do sinal.

Os pequenos pulsos formadores do pulso mais longo transmitido pelo ADCP de banda larga não prejudica significativamente o alcance do sistema (embora os sistemas de banda estreita apresentem um alcance um pouco maior que os sistema de banda larga).

ORIENTAÇÃO DO ADCP

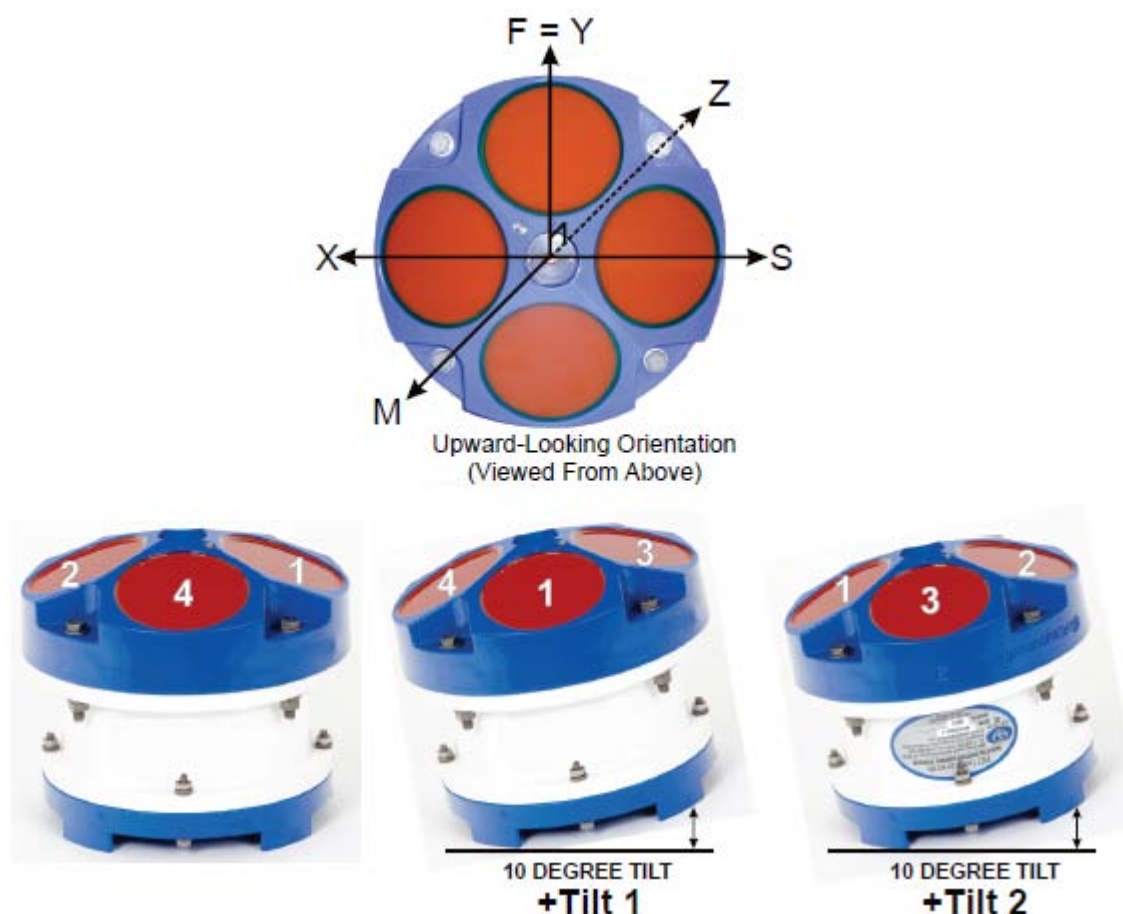


Figura 15: Sistemas de coordenadas do ADCP; de [28].

A figura 15, acima, apresenta uma vista de topo dos transdutores de um ADCP na configuração “upward-looking”, que é a configuração típica para utilização de ADCPs na medição de ondas, quando ficam no fundo marinho com os transdutores voltados para cima.

A figura também evidencia que o transdutor 3 é a referência para o eixo-y do sistema de coordenadas referenciado ao próprio ADCP. O ângulo entre o eixo-y e o norte magnético é medido pela bússola interna do ADCP e é disponibilizado pelo parâmetro “heading”.

O eixo-x do sistema de coordenadas referenciado ao ADCP é na direção do transdutor 2, independentemente se o ADCP está voltado para cima ou para baixo. No caso representado na figura acima, em que o ADCP está voltado para cima, portanto, o eixo-x do ADCP está voltado para a esquerda.

Seguindo a “regra da mão direita”, o eixo-z é para baixo.

As orientações “F”, “S” e “M” referem-se ao sistema de coordenadas referenciado ao navio, representando “Front” (frente do navio ou proa), “Starboard” (boreste) e “Mast” (mastro), e não se aplicam ao caso em tela, de utilização de ADCP fundeado para medição de ondas.

Na verdade, como no processamento de dados de onda são utilizadas as séries temporais nas coordenadas radiais, cujas direções são definidas na mesma direção dos feixes acústicos do ADCP, com a orientação positiva se afastando do transdutor do ADCP, as coordenadas radiais serão as mais utilizadas na presente Tese.

INCLINAÇÕES (TILT)

Os ângulos de inclinação medidos pelo ADCP seguem a seguinte orientação:

TILT 1 ou TILT Y ou PITCH → positivo quando o transdutor 3 está mais alto que o transdutor 4

TILT 2 ou TILT X ou ROLL → positivo quando o transdutor 2 está mais alto que o transdutor 1.

III.2 – ANÁLISE DE DADOS COLETADOS POR ADCP

Para exemplificar a análise das 12 séries temporais de velocidades radiais coletadas pelo ADCP, foi utilizado o arquivo: ***Vel2007030717000063.txt***

O cabeçalho do arquivo é o seguinte:

```
% Velocity Time Series in mm/s
% Each Column is a Time Series of Velocity for a particular depth cell
% Rows are depth cells (sensors) at a particular time
% Column Order is:
bin1beam1,bin1beam2,bin1beam3,bin1beam4,bin2beam1...binNbeamM
% 2048 Samples, 3 Bins, 4 Beams
```

De onde se observa que há no arquivo 12 séries temporais de correntes, com 2048 pontos, na coordenada radial (*along beam*, ou seja, com o valor positivo se afastando do transdutor).

As séries estão dispostas no arquivo como uma matriz de 2048 linhas e 12 colunas, sendo as 4 primeiras colunas referentes ao *bin1* (célula mais profunda entre as 3 superiores utilizadas para a determinação do espectro de ondas), as 4 seguintes referentes ao *bin2* e as últimas 4 referentes ao *bin3* (mais próximo à superfície).

A taxa de amostragem dos dados é de 2Hz e pode ser observada no arquivo **WAVES_DeploymentSummary.txt**, cujo conteúdo segue abaixo:

-----Deployment Summary-----

600 kHz Upward ADCP, Firmware Vers. 16.28 in 14.3 Meters Depth

Start Time 02/27/07 06:00:00.00

End Time 03/29/07 14:19:49.77

729 Total Bursts Collected 1 Every 60.00 Minutes

Each Burst Contains 2400 Samples Collected at 2.0Hz

30 Depth Cells of 0.75 Meters Width, Starting 1.86 Meters beyond the Transducer.

-----Wave Processing Summary-----

Bins Available For Directional Spectrum 11,13,15

Bins Available For Height Spectrum 7,9,11,13,15

Maximum cutoff Frq. 0.50 Hz, Minimum Included Wave Period 2.00 s.

Height and Directional Spectrum have 128 Freq Bands from 0 to 1.0 Hz

-----Currents-----

240 Pings Were Averaged Every 600.00 Seconds

TRANSFORMAÇÕES DE COORDENADAS E CORRENTES

As series temporais de velocidades radiais de corrente trazem consigo informações sobre as correntes (média da série) e sobre os movimentos orbitais induzidos pela passagem de ondas de gravidade (oscilações em torno da média).

Para o set de dados em questão, seguem as médias para cada série:

```
>> a=zeros(1,12);  
>> for i=1:12  
a(i)=mean(veloc(:,i));  
end
```

```
>> a
```

```
a = [ -7.6826      0.9844      47.9214     -49.9873     -21.7622      14.9131
 67.3003    -70.1333    -28.5005    -14.8237    111.0771   -149.2598 ]
```

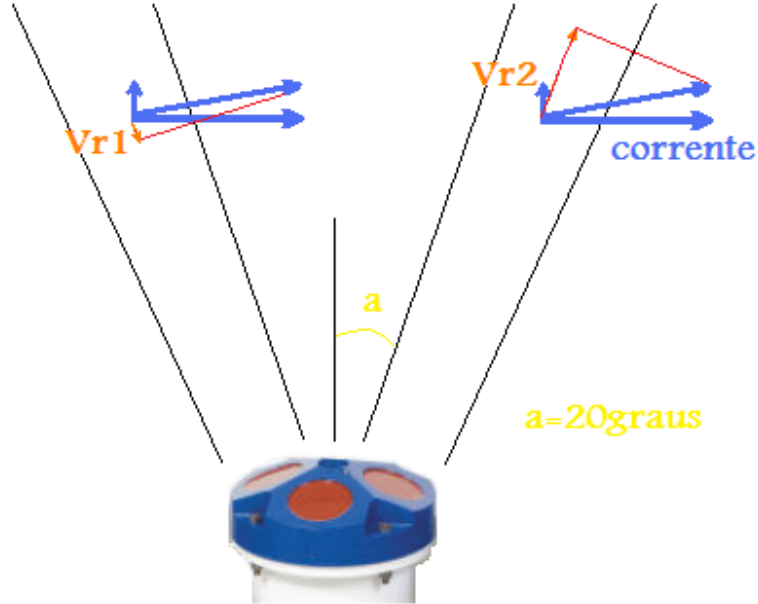


Figura 16: Componentes radiais da velocidade da corrente.

Cada par de velocidade radial (1 e 2; 3 e 4) é capaz de resolver uma componente horizontal da corrente e uma componente vertical, conforme mostrado na figura 16, da seguinte forma:

$$v_{R1} = -v_x \times \sin 20 + v_z \times \cos 20 \quad (66)$$

$$v_{R2} = v_x \times \sin 20 + v_z \times \cos 20 \quad (67)$$

Ou, em notação matricial:

$$\begin{pmatrix} v_{R1} \\ v_{R2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\sin 20 & \cos 20 \\ \sin 20 & \cos 20 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} v_x \\ v_z \end{pmatrix} \quad (68)$$

Generalizando para as 4 velocidades radiais medidas e introduzindo o parâmetro “error velocity” que é uma medida de qualidade viabilizada pela medição de 4 velocidades radiais para a determinação de apenas 3 componentes da velocidade da corrente, nas direções x, y e z.

$$\begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \\ e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1,4619 & -1,4619 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1,4619 & 1,4619 \\ 0,2660 & 0,2660 & 0,2660 & 0,2660 \\ 1,0337 & 1,0337 & 1,0337 & 1,0337 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} v_{R1} \\ v_{R2} \\ v_{R3} \\ v_{R4} \end{pmatrix} \quad (69)$$

Assim, para o arquivo em tela, as componentes da velocidade no sistema de coordenadas referenciado ao ADCP são:

```
>> a1=[1.4619 -1.4619 0 0;0 0 -1.4619 1.4619;.266 .266 .266
.266;1.0337 1.0337 1.0337 1.0337]*a(1:4)'
```

```
a1 =
```

```
-12.6703
```

```
-143.1327
```

```
-2.3313
```

```
-9.0595
```

```
>> a2= [1.4619 -1.4619 0 0;0 0 -1.4619 1.4619;.266 .266 .266
.266;1.0337 1.0337 1.0337 1.0337]*a(5:8)'
```

```
a2 =
```

```
-53.6156
```

```
-200.9142
```

```
-2.5754
```

```
-10.0084
```

```
>> a3= [1.4619 -1.4619 0 0;0 0 -1.4619 1.4619;.266 .266 .266
.266;1.0337 1.0337 1.0337 1.0337]*a(9:12) '
a3 =
-19.9941
-380.5865
-21.6808
-84.2536
```

Enfim, incluindo os ângulos de “heading” (h), “pitch” (p) e “roll” (r), obtém-se as componentes da velocidade no sistema terrestre:

$$\begin{pmatrix} u \\ v \\ w \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -(\cos h \times \cos r + \sin h \times \sin p \times \sin r) & \sin h \times \cos p & (\sin h \times \sin p \times \cos r - \cos h \times \sin r) \\ (\sin h \times \cos r - \cos h \times \sin p \times \sin r) & \cos h \times \cos p & (\cos h \times \sin p \times \cos r + \sin h \times \sin r) \\ (\cos p \times \sin r) & \sin p & -(\cos p \times \cos r) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} \quad (70)$$

No caso do arquivo em análise, temos:

```
>> load HPR2007030717000063.txt
>> hpr=HPR2007030717000063;
>> h=mean(hpr(:,1))
h =
341.6000

>> p=mean(hpr(:,2))
p =
0.3200
```

```

>> r=mean(hpr(:,3))

r =

    0.6100


>> m=[-
(cos(h*pi/180)*cos(r*pi/180)+sin(h*pi/180)*sin(p*pi/180)*sin(r*pi/180)
) sin(h*pi/180)*cos(p*pi/180)
sin(h*pi/180)*sin(p*pi/180)*cos(r*pi/180)-
cos(h*pi/180)*sin(r*pi/180);sin(h*pi/180)*cos(r*pi/180)-
cos(h*pi/180)*sin(p*pi/180)*sin(r*pi/180) cos(h*pi/180)*cos(p*pi/180)
cos(h*pi/180)*sin(p*pi/180)*cos(r*pi/180)+sin(h*pi/180)*sin(r*pi/180);
cos(p*pi/180)*sin(r*pi/180) sin(p*pi/180) -
(cos(p*pi/180)*cos(r*pi/180))] ;


>> m*a1(1:3)

ans =

    57.2283
   -131.8178
     1.3968


>> m*a2(1:3)

ans =

    114.3186
   -173.7189
     0.8824


>> m*a3(1:3)

ans =

    139.3576
   -354.8540
     19.3408

```


A fim de comparar esses valores com a corrente determinada pelo software do fabricante do ADCP, exportou-se as componentes “u” e “v” dos perfis de corrente coletados concomitantemente aos dados de onda. Tais dados foram exportados pelo WINADCP, no formato Matlab. Pode-se observar no arquivo **WAVES_DeploymentSummary.txt**, acima, que a aquisição de dados específicos para a determinação da corrente não segue o mesmo padrão da aquisição de dados para o cálculo das ondas. Assim, exportou-se os perfis das aquisições de correntes nos instantes 16:59, 17:09 e 17:19, já que o “burst” dos dados de onda vai de 17:00 à 17:20.

```
>> load Corrente07MAR1659.mat

>> u1=ProEmmpersec;

>> v1=ProNmmpersec;

>> load Corrente07MAR1709.mat

>> u2=ProEmmpersec;

>> v2=ProNmmpersec;

>> load Corrente07MAR1719.mat

>> u3=ProEmmpersec;

>> v3=ProNmmpersec;

>> u=mean([u1(11) u1(13) u1(15);u2(11) u2(13) u2(15);u3(11) u3(13)
u3(15)])

u =

    53.6667    115.6667    130.0000

>> v=mean([v1(11) v1(13) v1(15);v2(11) v2(13) v2(15);v3(11) v3(13)
v3(15)])

v =

   -138.0000   -184.0000   -377.3333
```

Comparando os valores, em mm/s, vê-se que há uma boa aproximação entre os dados calculados e provenientes do WINADCP, permitindo-se concluir que as matrizes utilizadas acima, de fato, fazem a transformação de coordenadas dos dados em coordenadas radiais para coordenadas terrestres, como mostra a Tabela 1:

Tabela 1: Correntes computadas na Tese e pelo WinADCP.

Bin	Componente	Calculado (mm/s)	WINADCP (mm/s)
11	U	57	53
	V	-131	-138
13	U	114	115
	V	-173	-184
15	U	139	130
	V	-354	-377

Segue abaixo a tela do programa WINADCP, de onde foram exportados os dados da tabela 1. Na figura 17, a esquerda, pode-se visualizar o perfil vertical da corrente referente às 17:09. Na figura da direita, acima, vê-se a plotagem das intensidades da corrente. As linhas horizontais pontilhadas referem-se às células (“bins”) 11, 13 e 15, utilizadas no cálculo das ondas, que será realizado adiante. A linha vertical pontilhada refere-se à aquisição das 17:09. Abaixo, vê-se as séries temporais das componentes “u” e “v” das células 11, 13 e 15.

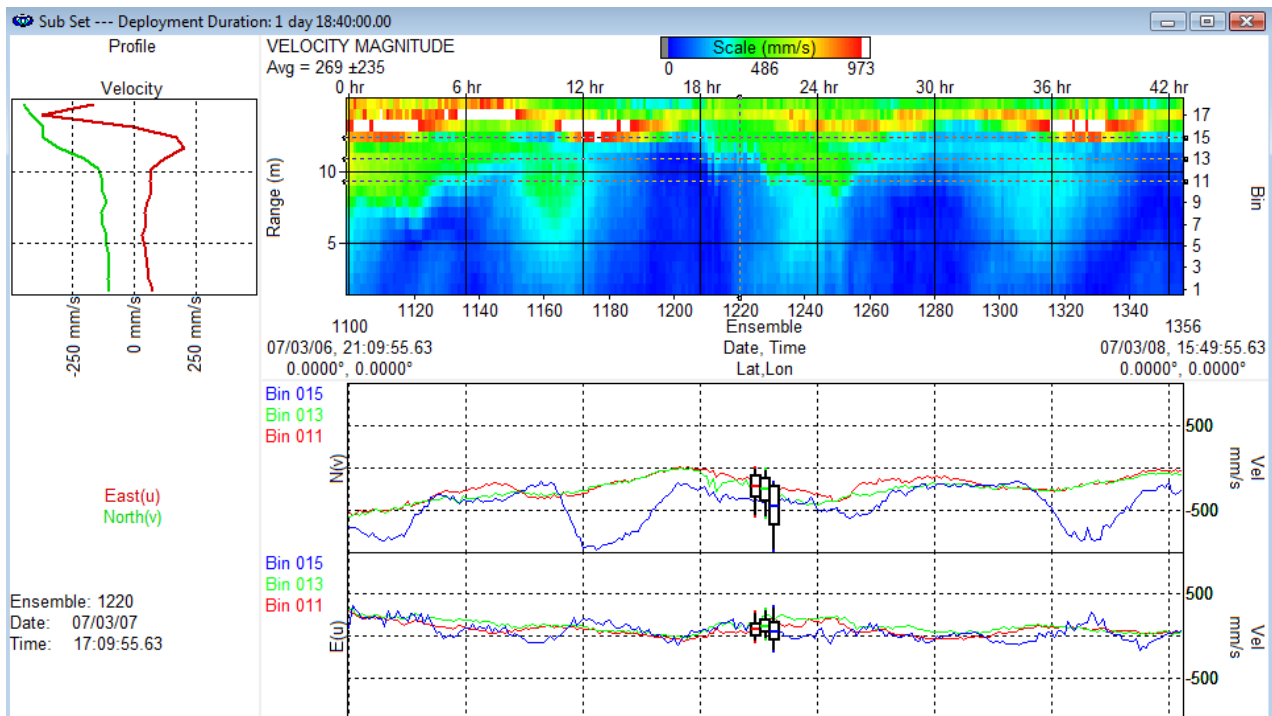


Figura 17: Tela do programa de visualização de dados de corrente de ADCP (WINADCP) onde estão assinaladas as camandas (bins) 11, 13 e 15, utilizadas para o cálculo de ondas.

ANÁLISE DAS SÉRIES TEMPORAIS - ONDAS

A figura 18 apresenta as 12 séries temporais de componentes radiais (*along beam*) da velocidade de corrente, que são utilizadas para a determinação do espectro direcional das ondas de gravidade.

As séries foram subtraídas da sua média, a fim de apresentar apenas o movimento oscilatório induzido pela passagem das ondas.

Assim, temos:

```
>> for i=1:12
subplot(12,1,i),plot(Vel2007030717000063(:,i)-
mean(Vel2007030717000063(:,i))),axis([0 2048 -1000 1000])
end
```

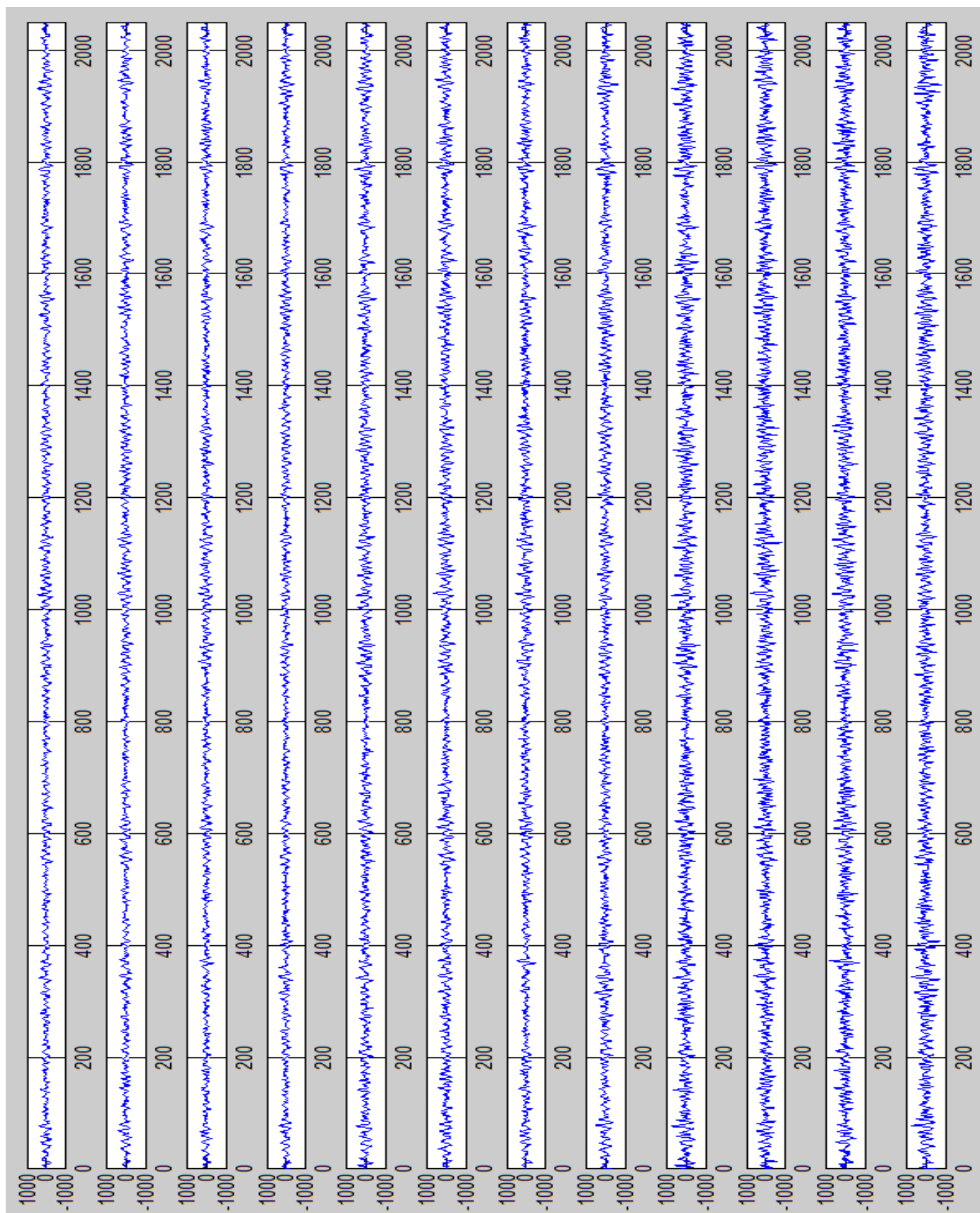


Figura 18: Séries temporais brutas (along beam) coletadas pelo ADCP em

Por estarem em pontos diferentes no espaço, as séries da figura acima apresentam fases entre si. Tal fase é função do afastamento horizontal entre as células. Para cada frequência do espectro de ondas – considerando que cada frequência é associada a um comprimento de onda diferente – há uma fase. A relação que associa a fase à distância e frequência é:

$$\varphi = kd \sin \theta \quad (71)$$

Onde φ é a fase, k é o número de onda, d é a distância entre os pontos de medição e θ é o ângulo de incidência da onda em relação ao eixo-x.

```
>> dt=.5;xx=dt*256;ff=1/xx:1/xx:128/xx;
>> qq2=spectrum(vel(:,1),vel(:,2),256,128);
```

A função “spectrum” resulta 8 colunas, a saber:

Coluna 1 → Pxx → Densidade Espectral do primeiro termo

Coluna 2 → Pyy → Densidade Espectral do segundo termo

Coluna 3 → Pxy → Densidade Espectral Cruzada Complexa

Coluna 4 → Txy → Função de Transferência Complexa do primeiro termo para o segundo termo = P_{xy}/P_{xx}

Coluna 5 → Cxy → Coerência entre o primeiro termo e o segundo termo = $(\text{abs}(P_{xy})^2)/(P_{xx} \cdot P_{yy})$

Colunas 6, 7 e 8 → Pxxc, Pyyc e Pxyc → Intervalo de confiança para 95%

Logo, as 2 primeiras colunas apresentam o espectro de cada célula, como é apresentado na figura 19:

```
>> subplot(1,2,1),plot(ff,qq2(2:129,1))  
>> subplot(1,2,2),plot(ff,qq2(2:129,2),'r')
```

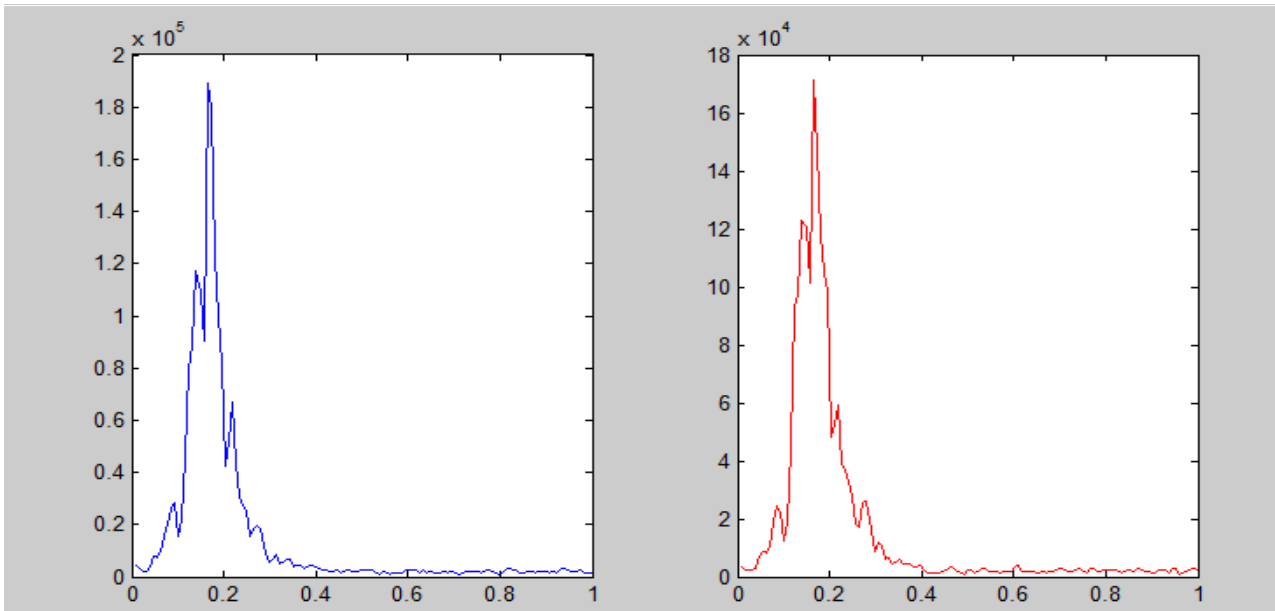


Figura 19: Auto-espectros das séries dos 2 primeiros sensores de velocidade.

A terceira coluna apresenta as componentes real e imaginária do espectro cruzado (figura 20), com as quais calculamos a fase:

```
>> plot(ff,angle(qq2(2:129,3))*180/pi)
```

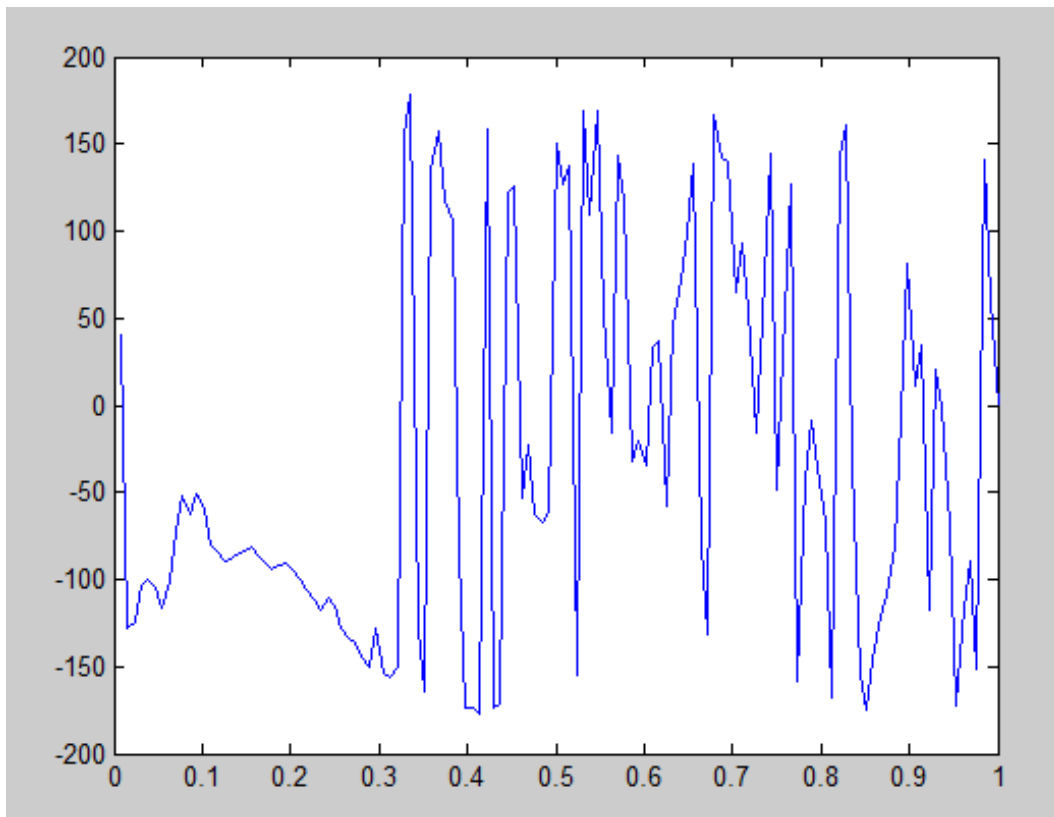


Figura 20: Fase do espectro-cruzado entre as séries dos 2 primeiros sensores de velocidade.

Observa-se claramente que a fase atinge um patamar de ruído por volta de 0,32Hz.

Esse limite em frequência tem uma correspondência direta com a distância horizontal entre as células analisadas, baseada no Teorema de Nyquist, que limita a distância entre as células a metade do comprimento da onda.

Assim, num cálculo expedito, sem considerar os ângulos de *tilt* (que vimos acima serem bem pequenos), podemos determinar que a profundidade da célula 11, em questão, é:

$$prof = 1,86 + 0,75 \times 11 = 10,11 \text{ metros}$$

E que, portanto, o afastamento entre 2 pontos de medição da componente radial da corrente, provenientes de transdutores ADCP diametralmente opostos, é dado por:

$$dist = 2 \times 10,11 \times \tan 20 = 7,36 metros$$

Assim, o máximo comprimento de onda observável pelo array é:

$$comprimento = 2 \times dist = 14,7 metros$$

Agora, buscando da teoria linear de ondas em águas profundas a equação do comprimento das ondas:

$$L = 1,56 \times (1/f)^2 \quad (72)$$

Temos:

$$14,7 = 1,56 \times (1/f)^2$$

$$1/f = \sqrt{9,42} \quad e \quad f = 0,32 Hz$$

Ou seja, o gráfico das fases está totalmente coerente com a frequência de corte do array.

Enfim, a quinta coluna resultante da função “spectrum” fornece a coerência entre as séries (figura 21).

```
>> plot(ff,qq2(2:129,5))
```

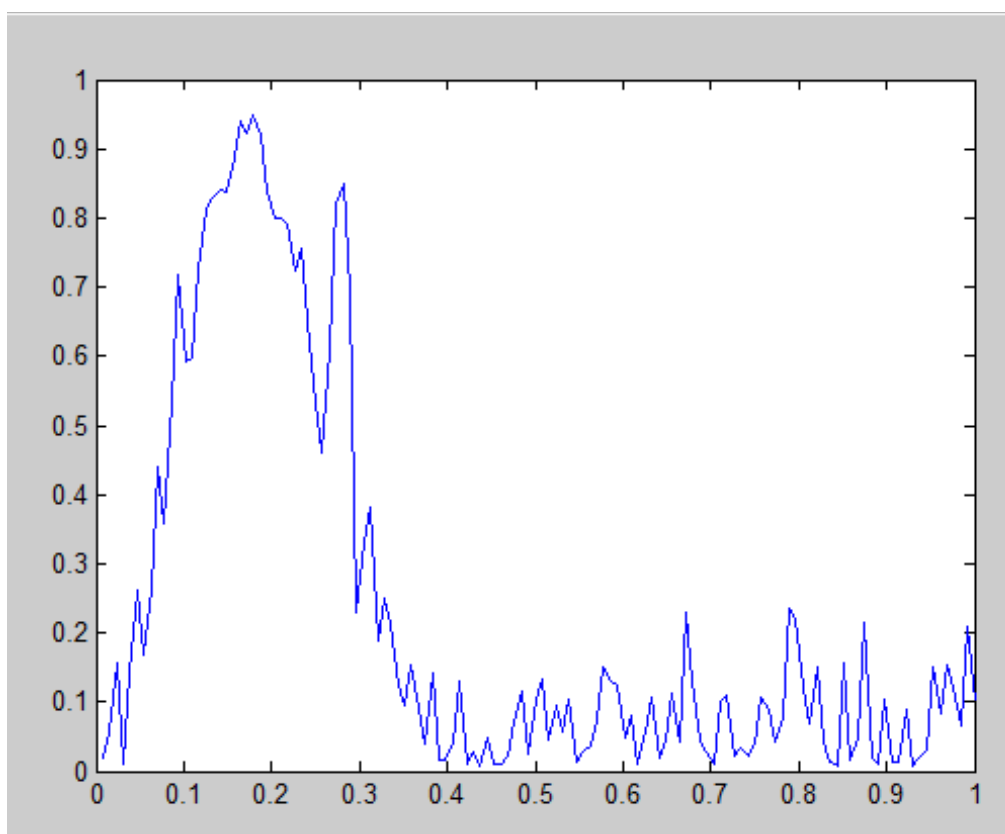



Figura 21: Coerência entre os 2 primeiros sensores de velocidade.

O gráfico da coerência entre as séries associa a fase aos espectros de potência e mostra que em muito baixas frequências, bem como em frequências acima da frequência de corte, as séries possuem baixa coerência estatística.

No primeiro caso (baixas frequências) isso se dá pelo fato de o comprimento da onda ser muito grande em relação ao comprimento do array. O comprimento de uma onda de 12 segundos de período, por exemplo, em águas profundas, é de cerca de 225 metros e é de se esperar que sensores afastados 15 metros (como vimos acima) amostram a onda em fases bastante próximas, o que oferece uma baixa independência estatística entre as séries de diferentes sensores e, consequentemente, uma baixa coerência.

No segundo caso (altas frequências) a limitação da coerência entre as séries é dada pelo teorema de Nyquist, descrito acima.

A coerência é um parâmetro que será utilizado, mais adiante, no método MPM, a fim de diminuir o ruído da série após a convolução com a função wavelet.

Vamos agora observar a fase resultante quando invertemos a ordem de entrada das séries na função “spectrum” (figura 22):

```
>> qq2=spectrum(vel(:,2),vel(:,1),256,128);  
>> plot(ff,angle(qq2(2:129,3))*180/pi)
```

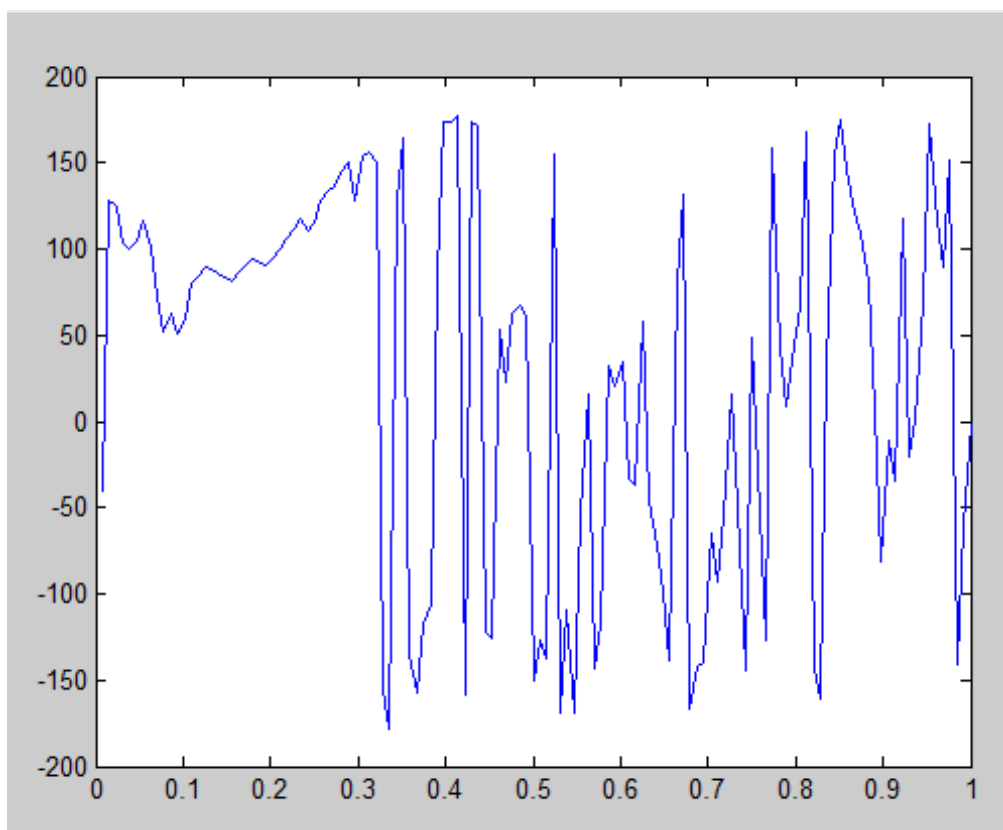


Figura 22: Fase do espectro-cruzado entre as séries dos 2 primeiros sensores de velocidade, com inversão da ordem de entrada na função spectrum.

Vê-se claramente que a fase fica invertida, como é de se esperar, ou seja, a fase entre os pontos 1 e 2 é o negativo da fase entre os pontos 2 e 1.

Vamos agora retornar à determinação da direção da onda.

Já vimos que a fase entre séries temporais de células diametralmente opostas segue a relação $\varphi = kd \sin \theta$.

A figura 23, abaixo, identifica quem é θ e a sua relação com o norte.

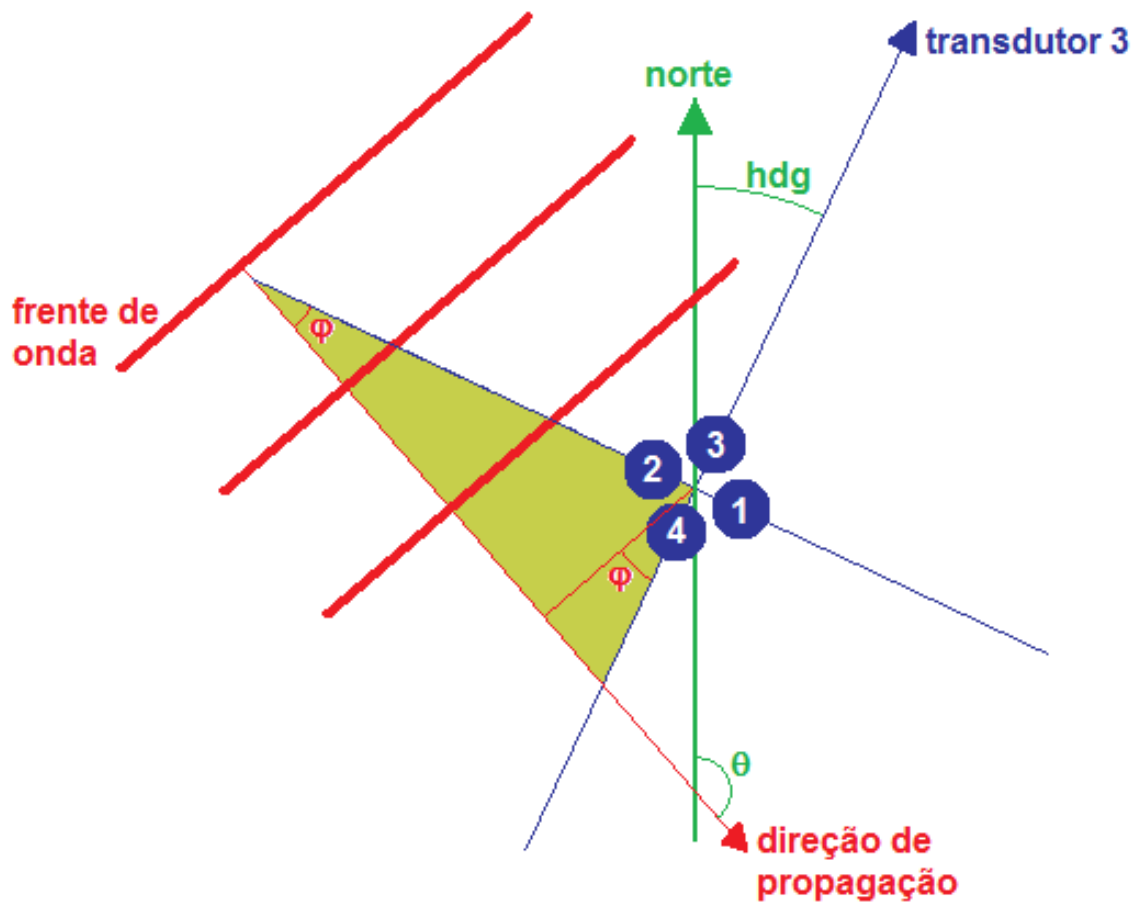


Figura 23: Esquema para a chegada de uma frente de onda no array de sensores formado pelo ADCP.

Observe que:

$$\theta = hdg + \varphi + 90 \quad (73)$$

Entretanto, considerando que θ é definido como a direção “de onde vem” a onda, temos:

$$\theta = hdg + \varphi - 90 \quad (74)$$

Assim, considerando que a fase é positiva quando tomamos o espectro cruzado da série atrasada (no caso a dos feixes 4 e 1) em relação às séries adiantadas (3 e 2, onde as frentes de onda chegam primeiro), temos que:

$$fase_{43} = kd * \cos \varphi \quad (75)$$

$$fase_{12} = kd * \sin \varphi \quad (76)$$

Ou:

$$\tan \varphi = \frac{fase_{12}}{fase_{43}} \quad (77)$$

E, finalmente:

$$\theta = \text{atan2}(fase_{12}/fase_{43}) + hdg - 90 \quad (78)$$

Entretanto, a fase definida acima considera que as séries temporais analisadas são de elevação e, portanto, medidas num mesmo eixo/direção, ou seja, com um mesmo referencial. Mas no caso aqui estudado isso não acontece já que cada série temporal é medida em relação a uma direção radial do ADCP, que são diferentes entre si.

Vamos agora, pois, analisar o problema da fase entre 2 séries temporais de velocidades medidas em relação a direções diferentes.

Consideremos o sistema cartesiano de coordenadas “x”, “y” e “z”.

Vamos considerar uma onda se propagando no plano “xz”. Em águas profundas, o movimento orbital das partículas é esférico, com amplitude “a”, como na figura 24:

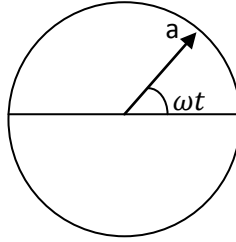


Figura 24: Movimento orbital esférico das partículas de água, em águas profundas.

O movimento oscilatório pode ser representado pelas componentes “u” e “w” da corrente:

$$u = a \cos(\omega t) \quad (79)$$

$$w = a \sin(\omega t) = a \cos(\omega t - 90) \quad (80)$$

Onde podemos observar que há uma fase entre as componentes “u” e “w” de 90 graus, estando a componente “w” atrasada em relação a “u”.

Isso nos permite definir o vetor velocidade orbital \vec{v} , como:

$$\vec{v} = u + i * w \quad (81)$$

Por outro lado, se observamos a fase entre séries temporais de uma mesma componente (vamos supor a componente “u”) em pontos diferentes (figura 25), num dado instante de tempo, temos:

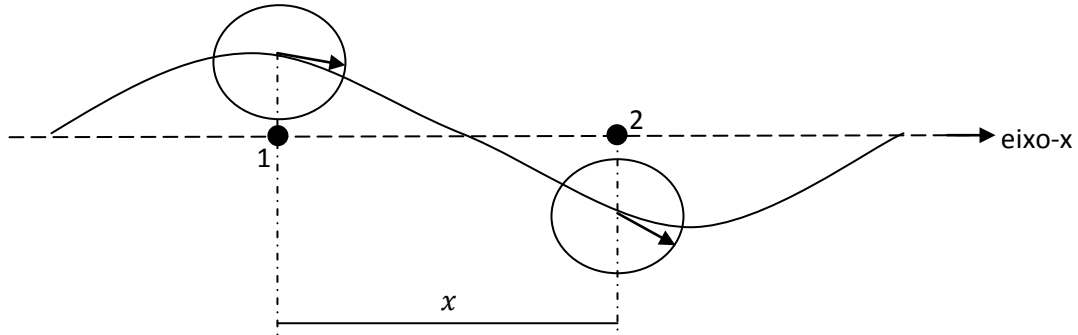


Figura 25: fases da velocidade orbital em diferentes pontos no espaço.

Agora, temos que:

$$u_1 = a \cos(kx_1) \quad (82)$$

$$u_2 = a \cos(kx_2) \quad (83)$$

E que, portanto, a fase entre as séries u_1 e u_2 é:

$$fase_{u_1 u_2} = kx_2 - kx_1 = kx \quad (84)$$

Da mesma forma, a fase entre as séries w_1 e w_2 é:

$$fase_{w_1 w_2} = (kx_2 - 90) - (kx_1 - 90) = kx_2 - kx_1 = kx \quad (85)$$

Mas, se no ponto 2 estivéssemos observando a componente “w” ao invés da componente “u”, teríamos que:

$$u_1 = a \cos(kx_1) \quad (86)$$

$$w_2 = a \sin(kx_2) = a \cos(kx_2 - 90) \quad (87)$$

E, nesse caso, a fase entre as séries de u_1 e w_2 seria:

$$fase_{u_1w_2} = kx_2 - 90 - kx_1 = kx - 90 \quad (88)$$

Ou seja, ao observarmos componentes diferentes do vetor velocidade em pontos diferentes do array, temos uma fase que resulta da fase entre as componentes observada num mesmo ponto somada à fase decorrente da distância entre os pontos.

Assim, no caso do ADCP, onde, ao invés de componentes “u” e “w” temos componentes radiais, cabe-nos, agora, definir a fase entre as séries medidas num mesmo ponto, como mostrado na figura 26:

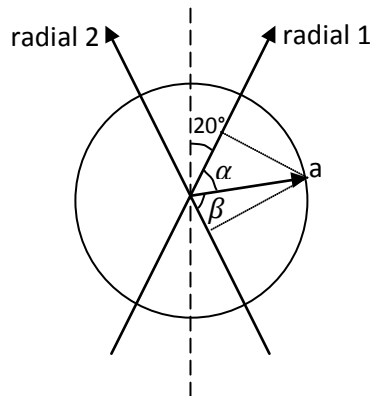


Figura 26: O movimento orbital esférico projetado em diferentes direções de feixes do ADCP.

Vamos, inicialmente, retomar a definição do vetor velocidade orbital de corrente no plano “xz”:

$$\vec{v} = u + i * w \quad (89)$$

Logo, se definimos a projeção de tal vetor em relação às direções radiais 1 e 2, temos:

$$v_{R1} = u * \sin 20 + w * \cos 20 = a * \sin 20 * \cos(kx_1 - \omega t) + a * \cos 20 * \sin(kx_1 - \omega t) \quad (90)$$

$$v_{R1} = a * (\sin 20 * \cos(kx_1 - \omega t) + \cos 20 * \sin(kx_1 - \omega t)) = a * \sin(kx_1 - \omega t + 20) \quad (91)$$

$$v_{R2} = -u * \sin 20 + w * \cos 20 = -a * \sin 20 * \cos(kx_2 - \omega t) + a * \cos 20 * \sin(kx_2 - \omega t) \quad (92)$$

$$v_{R2} = a * (-\sin 20 * \cos(kx_2 - \omega t) + \cos 20 * \sin(kx_2 - \omega t)) = a * \sin(kx_2 - \omega t - 20) \quad (93)$$

As relações acima mostram que para uma mesma posição e um mesmo instante de tempo a fase entre as séries nas direções radiais 1 e 2 será de 40graus.

Vamos verificar a consulsão acima para uma onda que se propaga no plano “xz” na direção “x” positivo, com 7 segundos de período numa profundidade de 15metros.

Vamos calcular o número de onda, k:

```
>> T=7;      % periodo da onda
f=1/T;
g=9.81;
h=15;      % profundidade
```



```

% Calculo do numero de onda
k0=(2*pi*f)^2/g;
k1=((2*pi*f)^2)/(g*tanh(k0*h));
c=0;
while abs(k1-k0)>0.001
    k0=k1;
    k1=((2*pi*f)^2)/(g*tanh(k0*h));
    c=c+1;
end
k=k1
k =
    0.0927

```

Num mesmo ponto $x = 0$ e instante $t = 0$, temos o valor da componente em cada direção radial:

$$v_{R1} = a * \sin(kx_1 - \omega t + 20) = a * \sin 20 \quad (94)$$

$$v_{R2} = a * \sin(kx_2 - \omega t - 20) = a * \sin(-20) \quad (95)$$

E, logo, há uma fase constante de 40graus entre as séries nas coordenadas radiais 1 e 2, se consideradas num mesmo ponto.

```

t = 1:1:2048;
n=512;dt=.5;xx=dt*n*2;ff=1/xx:1/xx:n/xx;
nf = find(ff>f);
nf = nf(1)+1;
x1 = 5;x2 = -x1;
r1 = w*a*sin(k*x1-w*t+20*pi/180);
r2 = w*a*sin(k*x2-w*t-20*pi/180);
r2em1 = w*a*sin(k*x1-w*t-20*pi/180);

```

```

qq2 = spectrum(r1,r2,n*2,n);
qq3 = spectrum(r1,r2eml,n*2,n);
fase_12 = angle(qq2(nf,3))*180/pi
fase_diff = angle(qq3(nf,3))*180/pi
fase = fase_12-fase_diff
disp('Fase teórica (kd): ')
2*y3*k*180/pi

```

```

fase_12 =

```

```

    92.9436

```

```

fase_diff =

```

```

    39.3736

```

```

fase =

```

```

    53.5700

```

```

Fase teórica (kd):

```

```

ans =

```

```

    53.1335

```

Onde se pode confirmar que a fase entre as séries temporais em coordenadas nas direções 1 e 2 num mesmo ponto “fase_diff” tem valor de 40 graus; e que a fase obtida pela subtração (“fase”) da fase entre as séries nos pontos x=0 e x=10 “fase_12” e “fase_diff” corresponde à fase teórica “kd” de 33graus.

Logo, se para o mesmo instante $t = 0$ mantivermos a direção radial 2 no ponto $x=0$ e considerarmos uma outra posição sobre o eixo-x, por exemplo na coordenada $x=10$, para a direção radial 1, temos:

$$v_{R1} = a * \sin(kx_1 - \omega t + 20) = a * \sin(0.0927 * 10 + 20) = a * \sin(53.1 + 20) = a * \sin 73.1 \quad (96)$$

$$v_{R2} = a * \sin(kx_2 - \omega t - 20) = a * \sin(-20) \quad (97)$$

Entretanto, o desenvolvimento acima considera uma onda que se propaga no plano “xz”, na direção positiva do eixo-x.

Caso a onda se propague no plano “yw”, na direção positiva do eixo-y, a fase entre as séries temporais em coordenadas radiais 1 e 2 num mesmo ponto, a partir das equações 25 e 27, considerando que, nesse caso, não há componente “u” na velocidade orbital, apenas componente “v” que, por sua vez, não tem componente nas direções radiais 1 e 2, fica:

$$v_{R1} = u * \sin 20 + w * \cos 20 = 0 * \sin 20 + a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) = a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) \quad (98)$$

$$v_{R2} = -u * \sin 20 + w * \cos 20 = 0 * \sin 20 + a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) = a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) \quad (99)$$

E, portanto, nesse caso não há fase alguma entre as séries temporais em coordenadas radiais, nos pontos 1 e 2.

Isso nos faz concluir que a fase entre as duas séries temporais em coordenadas radiais depende da direção da corrente, podendo variar entre 0 e 40 graus.

Para explicitar a dependência que a fase possui em função da direção da onda, precisamos lembrar que a componente “u” é, na verdade a projeção da velocidade orbital induzida pela passagem das ondas, na direção do eixo-x. Também é importante lembrar que estamos considerando o eixo-x, nesse caso, como o eixo que está na direção dos transdutores 1 e 2, em questão, ou seja, em coordenadas do instrumento, não tendo ligação direta com os eixos em coordenadas terrestres, ainda. Tal transformação de eixos só será feita após a determinação da direção de propagação da onda em relação às coordenadas referenciadas ao instrumento, por meio da aplicação do parâmetro *heading*.

Logo as equações 25 e 27 ficam da seguinte forma:

$$v_{R1} = u * \sin 20 + w * \cos 20 = a * \cos \theta * \sin 20 * \cos(kx - \omega t) + a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) \quad (100)$$

$$v_{R2} = -u * \sin 20 + w * \cos 20 = -a * \cos \theta * \sin 20 * \cos(kx - \omega t) + a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) \quad (101)$$

Vale reter que θ é, portanto, o ângulo entre o eixo-x e a direção de propagação das ondas e que as duas séries se prestam à definição da fase entre as séries temporais nas direções radiais 1 e 2 consideradas num mesmo ponto.

E agora podemos estender a formulação das componentes radiais 1 e 2, num mesmo ponto, para as componentes radiais 3 e 4:

$$v_{R3} = v * \sin 20 + w * \cos 20 = a * \sin \theta * \sin 20 * \cos(kx - \omega t) + a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) \quad (102)$$

$$v_{R4} = -v * \sin 20 + w * \cos 20 = -a * \sin \theta * \sin 20 * \cos(kx - \omega t) + a * \cos 20 * \sin(kx - \omega t) \quad (103)$$

Entretanto, retomando as equações (17) e (20), vemos que, por simplicidade, as equações utilizadas até agora, em que as componentes horizontal e vertical do movimento oscilatório seguem um padrão circular de amplitude unitária, não expressam a realidade, sendo válidas, apenas, para uma melhor compreensão dos processos envolvidos, como fizemos acima.

Iremos, agora, portanto, definir conceitos utilizados no restante da Tese:

- ***fase espacial*** – é a fase entre os pares de sensores extritamente devida ao espaçamento entre os sensores. Seria a única fase existente se os dois pontos em questão medissem apenas a série de elevações da superfície. É dependente da direção da onda e da distância entre os sensores.

- ***fase de combinação*** – é a fase entre os pares de sensores que surge em função da orientação dos eixos sobre os quais uma componente da velocidade orbital está sendo medida. É dependente da direção da onda e da direção entre os feixes acústicos do ADCP.

De posse desses novos conceitos, vamos, no item III.3, obter a expressão que define a fase entre os sensores a partir dos movimentos orbitais medidos nas coordenadas radiais de um ADCP.

ESPECTRO DE ELEVAÇÃO

O arranjo espacial (*array*) dos sensores que medem a componente radial da velocidade orbital induzida pela passagem das ondas de gravidade está representado na figura 27. Para cada feixe (*beam*) há 3 células, em diferentes profundidades (*bins*), selecionadas para comporem o *array*.

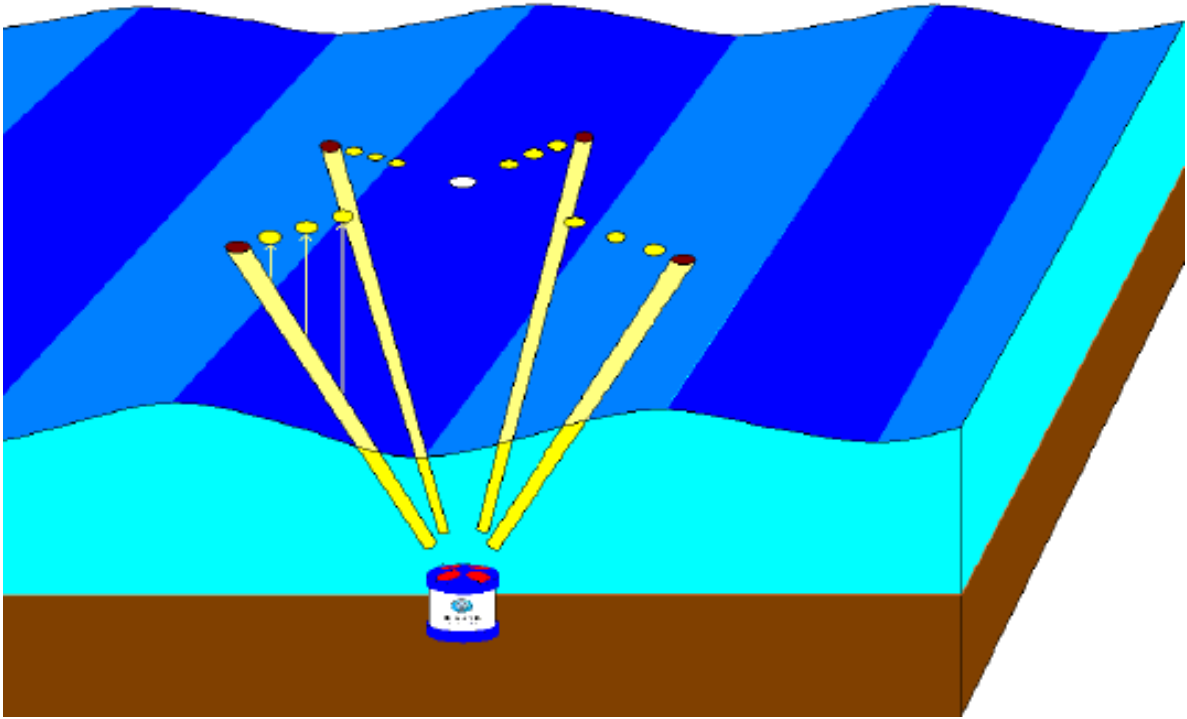


Figura 27: array de sensores de velocidade produzido por um ADCP; de [29].

Da teoria linear de ondas, vista no Capítulo II, reescrevemos:

$$\eta = a \cos(kx - \omega t) \quad (104)$$

$$v_h = a\omega \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \begin{Bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{Bmatrix} \cos(kx - \omega t) \quad (105)$$

$$v_v = a\omega \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin(kx - \omega t) \quad (106)$$

onde θ é a direção das ondas, d é a profundidade e z é a profundidade de medição de acordo com o referencial definido na figura 2. $k = 2\pi\lambda$ é o número de onda.

As velocidades radiais medidas pelo ADCP nas células assinaladas na fig. 10, são:

$$\begin{aligned} v_{r1} = & a\omega \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos \theta \sin \alpha \cos(kx - \omega t) \\ & + a\omega \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos \alpha \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (107)$$

$$\begin{aligned} v_{r2} = & -a\omega \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos \theta \sin \alpha \cos(kx - \omega t) \\ & + a\omega \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos \alpha \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (108)$$

$$\begin{aligned} v_{r3} = & a\omega \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin \theta \sin \alpha \cos(kx - \omega t) \\ & + a\omega \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos \alpha \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (109)$$

$$\begin{aligned} v_{r4} = & -a\omega \frac{\cosh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \sin \theta \sin \alpha \cos(kx - \omega t) \\ & + a\omega \frac{\sinh[k(d+z)]}{\sinh(kd)} \cos \alpha \sin(kx - \omega t) \end{aligned} \quad (110)$$

onde α é o ângulo entre o feixe do ADCP e a vertical (20° no caso do ADCP em tela).

O módulo dos espectros obtidos com cada série é:

$$S_{v_{r1}} = a^2 \omega^2 \frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \theta \sin^2 \alpha + a^2 \omega^2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \quad (111)$$

$$S_{v_{r2}} = a^2 \omega^2 \frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \theta \sin^2 \alpha + a^2 \omega^2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \quad (112)$$

$$S_{v_{r3}} = a^2 \omega^2 \frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \sin^2 \theta \sin^2 \alpha + a^2 \omega^2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \quad (113)$$

$$S_{v_{r4}} = a^2 \omega^2 \frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \sin^2 \theta \sin^2 \alpha + a^2 \omega^2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \quad (114)$$

O somatório dos espectros dos 4 sensores componentes do *array*, resulta:

$$\sum S_{v_r} = 2a^2 \omega^2 \frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \sin^2 \alpha (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) + 4a^2 \omega^2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \quad (115)$$

$$\sum S_{v_r} = 2a^2 \omega^2 \frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \sin^2 \alpha + 4a^2 \omega^2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \quad (116)$$

$$\sum S_{v_r} = 2a^2 \omega^2 \left(\frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \sin^2 \alpha + 2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \right) \quad (117)$$

Mas, considerando que o módulo do espectro de elevação da superfície, η , é tal que

$S_\eta = a^2$, temos:

$$\sum S_{v_r} = \left[2\omega^2 \left(\frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \sin^2 \alpha + 2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \right) \right] S_\eta \quad (118)$$

Logo, a **função de transferência** do array, formado pelas células do ADCP, e que nos permite a determinação do espectro de elevação (unidimensional) é:

$$H = 2\omega^2 \left(\frac{\cosh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \sin^2 \alpha + 2 \frac{\sinh^2[k(d+z)]}{\sinh^2(kd)} \cos^2 \alpha \right) \quad (119)$$

A partir da expressão acima, pode-se definir importantes parâmetros de ondas, como a Altura Significativa (H_s), que consiste no momento M_0 do espectro, e o Período de Pico (T_p), que consiste na frequência associada ao pico do espectro de elevação.

Outras combinações lineares entre as equações das velocidades orbitais medidas pelo ADCP fornecem expressões para o espectro de elevação [30].

Capítulo IV

Metodologia

IV.1 – MÉTODO DO CASAMENTO DE FASE

A fase espacial de uma célula de dados ADCP (também chamado, nessa Tese, “sensor”, com seus espectros transferidos para a superfície, como está representado na figura 28) e o centro do arranjo espacial (*array*), para uma dada frequência, é:

$$Fase\ Espacial = angle(e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n})$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n = k \cos \theta \times x_n + k \sin \theta \times y_n$$

onde θ é a direção da onda em relação ao eixo do feixe acústico e x_n e y_n são as coordenadas do sensor n em relação ao centro do *array*.

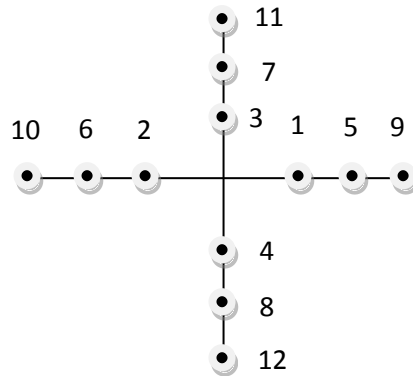


Figura 28: Vista superior dos “sensores” que compõem o array do ADCP.

Já a fase de combinação do sensor em relação ao centro do array, conforme visto acima, é dependente da direção radial do sensor, da frequência e da profundidade de medição:

Fase de Combinação

$$= \text{angle}\left(\sin \alpha \frac{\cosh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)} \cos \theta - i \times \cos \alpha \frac{\sinh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)}\right) \quad (120)$$

onde α é o ângulo de inclinação do feixe acústico do ADCP ($\alpha = 20^\circ$).

Considerando que a multiplicação de 2 números complexos é a multiplicação das amplitudes e a soma das fases, podemos, pela multiplicação entre a Fase Espacial e a Fase de Combinação, chegar a uma equação que descreva a fase da série temporal em relação ao centro do array:

$$Fase\ Total = Fase\ Espacial + Fase\ de\ Combinação$$

A soma de fases é realizada pela multiplicação de números complexos:

$$Fase\ Total = e^{ik \cdot x_n} \left[\sin \alpha \frac{\cosh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)} \cos \theta - i \times \cos \alpha \frac{\sinh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)} \right] \quad (121)$$

Podemos generalizar θ , deixando referenciado a apenas o eixo-x, substituindo θ por $(\theta - \theta_n)$, onde θ_n é a direção do feixe acústico do sensor em relação ao eixo-x.

Assim:

$$\begin{aligned}
\theta_n &= 0 && \text{para os sensores 1, 5 e 9} \\
\theta_n &= 90 && \text{para os sensores 3, 7 e 11} \\
\theta_n &= 180 && \text{para os sensores 2, 6 e 10} \\
\theta_n &= -90 && \text{para os sensores 4, 8 e 12}
\end{aligned}$$

A equação (17) nos fornece o módulo das componentes da velocidade, $a \frac{gk}{\omega}$, em águas profundas, onde $\omega^2 = gk$. Logo, uma expressão mais genérica é obtida simplesmente chamando o módulo das componentes da velocidade de $a\omega$. Desta forma, a equação deixa de ser simplesmente a fase, mas passa a ser a própria Função de Transferência, $G(\omega, \theta)$, do sensor em relação ao centro do array, na passagem de uma onda monocromática unitária.

Acrescentaremos, então, o módulo das componentes e θ_n à equação (121) acima:

$$G_n(\omega, \theta) = \omega e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n} \left[\sin \alpha \frac{\cosh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)} \cos(\theta - \theta_n) - i \times \cos \alpha \frac{\sinh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)} \right] \quad (122)$$

E, aplicando a relação de dispersão (12), temos:

$$G_n(\omega, \theta) = \frac{gk}{\omega} \tanh(kd) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n} \left[\sin \alpha \frac{\cosh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)} \cos(\theta - \theta_n) - i \times \cos \alpha \frac{\sinh[k(d + z_n)]}{\sinh(kd)} \right] \quad (123)$$

Substituindo $\tanh(kd) = \sinh(kd)/\cosh(kd)$ e colocando em evidência o $\sinh(kd)$ de dentro dos colchetes, fica:

$$G_n(\omega, \theta) = \frac{gk e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}_n}}{\omega \cosh(kd)} [\sin \alpha \cosh[k(d + z_n)] \cos(\theta - \theta_n) - i \times \cos \alpha \sinh[k(d + z_n)]] \quad (124)$$

HERBERS [8] mostra que há uma relação direta entre $G_n(\omega, \theta)$ e os espectros-cruzados entre as séries de velocidades medidas pelo ADCP:

$$C_{V_n V_m}(\omega) = \int_0^{2\pi} d\theta G_n(\omega, \theta) [G_m(\omega, \theta)]^* S(\omega, \theta) \quad (125)$$

onde $C_{V_n V_m}$ é o espectro cruzado entre as séries temporais de velocidade da célula n com a célula m e $S(\omega, \theta)$ é o espectro direcional de ondas.

A equação (125) é resolvida para cada frequência ω , em que θ varia de 0 a 2π para as quais a expressão $G_n(\omega, \theta) [G_m(\omega, \theta)]^*$ é resolvida. O espectro cruzado é conhecido.

A expressão $S(\omega, \theta)$ pode ser escrita da forma $S(\omega, \theta) = S(\omega) D(\omega, \theta)$, onde $D(\omega, \theta)$ tem área unitária. $S(\omega)$ é conhecido.

Considerando que a expressão da equação (125) é resolvida para uma frequência de cada vez e, ainda, pelo acima exposto, podemos retirar a dependência explícita da frequência e reescrevê-la como:

$$\int_0^{2\pi} d\theta g(\theta) D(\theta) = \mathbf{d} \quad (126)$$

onde \mathbf{d} é o espectro cruzado normalizado $\mathbf{d} = C_{V_n V_m}(\omega)/S(\omega)$ e $g(\theta)$ contém os resultados de $G_n(\omega, \theta) [G_m(\omega, \theta)]^*$.

A discretização de θ deixa a equação (126) da forma:

$$\sum_{i=0}^{2\pi} \Delta\theta \ g(\theta_i) D(\theta_i) = \mathbf{d} \quad (127)$$

Existem algumas formas de resolver a equação (127). HERBERS [8] ajusta a função $D(\theta_i)$ a uma expressão com distribuição dada pela equação (42) proposta por LONGUET-HIGGINS [18]. Desta forma, reduz o problema à determinação das variáveis de parametrização da função *spreading*.

O Método do Casamento de Fase (MPM) resolve a equação (127) lembrando que $g(\theta)$ e \mathbf{d} são números complexos, portanto compreendem uma amplitude e uma fase. $D(\theta)$, por sua vez, é um número real e consiste, apenas, na energia das ondas, relativa, na direção θ_i , numa dada frequência.

Assim, uma das possíveis soluções para $D(\theta)$ é aquela em que $D(\theta)$ é uma sequência de zeros e em apenas uma direção θ_i , em que a fase do espectro cruzado normalizado \mathbf{d} é consistente com a fase da função de transferência do par de sensores $g(\theta_i)$. Por essa “consistência” de fases entre a função de transferência e o espectro-cruzado é que o método recebeu o nome de Método do Casamento de Fases.

É portanto um método inverso de determinação da direção, já que depende da determinação prévia da função de transferência em todas as possíveis direções de propagação da onda.

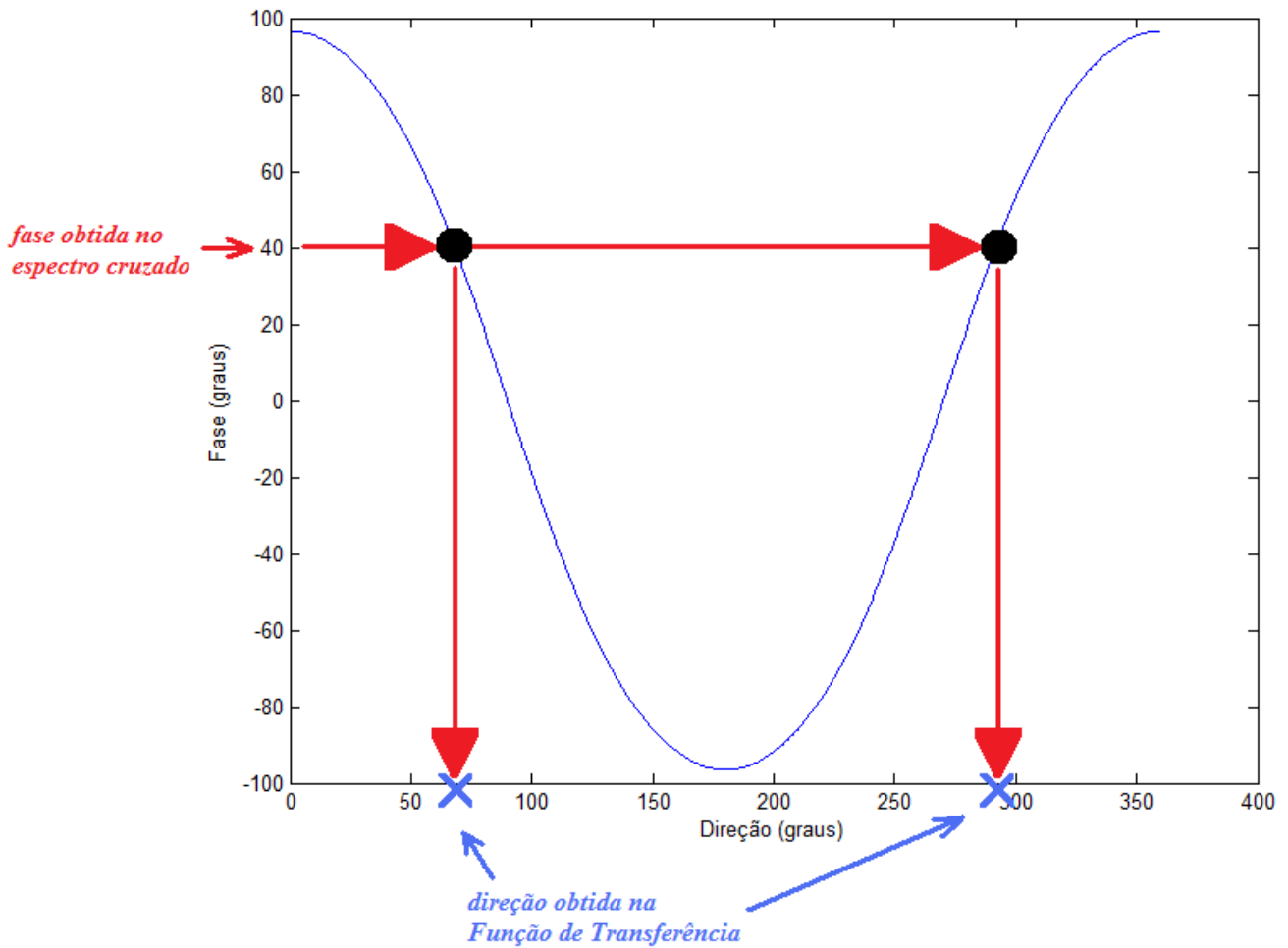


Figura 29: Determinação da direção de onda a partir do espectro cruzado e da função de transferência do par de sensores ADCP, utilizado no método MPM.

A figura 29 ilustra a determinação das possíveis soluções para a direção da onda, numa determinada faixa de frequência, a partir da fase obtida pelo espectro cruzado de um dos pares de sensores do ADCP e das direções para as quais a função de transferência do par de sensores resulta na mesma fase do espectro-cruzado.

Todavia, a determinação de apenas uma direção pelo método acima descrito fica exposta ao considerável nível de ruído das séries temporais de dados ADCP em coordenadas radiais, além de não prover a função *spreading*, que assinala a existência de energia em outras direções, em $D(\theta)$.

É aqui que entra a técnica orientada a eventos DAAT e sua abordagem com o uso de wavelets.

APLICAÇÃO DA DAAT

A aplicação da DAAT nos dados ADCP depende, inicialmente, da seleção de faixas de frequência para as quais uma função wavelet será projetada.

É claro que as faixas de frequência podem ser tantas quanto desejado mas PARENTE [9] ensina que se pode aceitar uma certa perda na resolução em frequência frente aos ganhos que a DAAT proporciona na resolução direcional dos dados. Além disso, uma certa informação *a priori* acerca do campo direcional de ondas em determinada região permite uma seleção bastante apropriada de certas faixas de frequência que possuem grande representatividade em relação ao clima de ondas da região.

Assim é o caso de, por exemplo, na Bacia de Campos, no estado do Rio de Janeiro, a DAAT ser aplicada com apenas 5 faixas de frequência e uma excelente representatividade do mar local.

No caso da presente Tese foram selecionadas 5 faixas de frequência, a saber (Tabela 2):

Tabela 2: Faixas de frequência utilizadas na DAAT.

Faixa	Período Central	Freq. Central	Cobertura (Período)
1	16s	0,06Hz	14 a 20s
2	12s	0,08Hz	10,5 a 14s
3	9s	0,11Hz	8 a 10,5s
4	7s	0,14Hz	5,5 a 8s
5	4s	0,25Hz	1 a 5,5s

As funções wavelet utilizadas na presente Tese constam de janelas projetadas para 3 ciclos do período central de cada faixa, em que uma função de Hanning é multiplicada por uma função seno e uma função co-seno.

Assim, para a faixa 3, por exemplo, de 9s de período central, uma janela de 3 ciclos, portanto 54 pontos é preparada (lembrando-se que a taxa de aquisição é 2 Hz).

```
dt=0.5;  
mn=54;  
out2=linspace(-3.14,3.14,mn);  
gau=hanning(mn);  
out1 =gau'.* cos(3*out2);  
out3 =gau'.* sin(3*out2);
```

que gera o seguinte gráfico (figura 30) para “out1” que é referente ao co-seno:

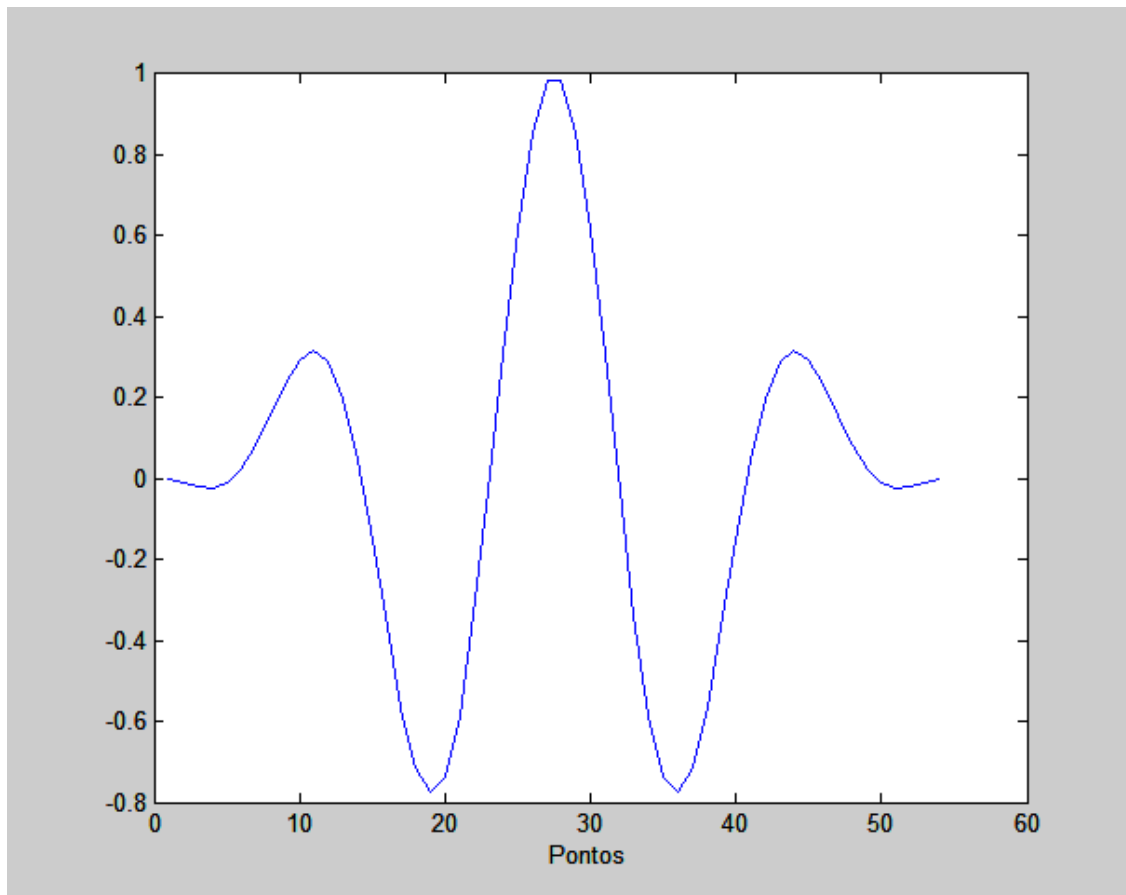


Figura 30: Função Wavelet projetada para o período de 9s.

É realizada, então, uma convolução entre a função *wavelet* e a série de dados, que resulta um vetor de resultados com 1995 estimativas de fase e energia para a série/sensor selecionada.

```
twave=zeros(2048-mn+1,12);espe=twave;
clear j
for i=1:12,
    vel(:,i)=vel(:,i)-mean(vel(:,i));
    fase=filter((out1-j*out3)',1,vel(:,i));
    fase=fase(mn:2048)/mn;
    twave(:,i)=fase;
    espe(:,i)=fase.*conj(fase);
end
```

E agora podemos calcular o valor dos 66 espectros-cruzados não-redundantes (excetuam-se as combinações dos auto-espectros e as combinações recíprocas) obtidos pela combinação dos 12 sensores em pares.

```
phi=zeros(2048-mn+1,66);n=0;ang=phi;
x=[1;2;3;4;5;6;7;8;9;10;11;12];
for k=x(1):x(end-1);
    for c=k+1:x(end),n=n+1;
        phi(:,n)=twave(:,k).*conj(twave(:,c));
        espekkl(:,n)=espe(:,k);
        ang(:,n)=angle(phi(:,n))*180/pi;
    end;
    x=x(2:end);
end
```

Finalmente, temos armazenado no vetor “ang” as fases dos espectros-cruzados e no vetor “espekkl” a energia das ondas, naquela frequência e janela *wavelet*.

Vale ressaltar que o processamento clássico das séries temporais fornece apenas uma estimativa para a energia e a fase do espectro-cruzado. A *wavelet* fornece, para a frequência de 9 segundos, 1995 estimativas.

Com essa abundância de estimativas, é natural supor que exista uma variabilidade alta nos dados. A DAAT, utiliza um critério de seleção das estimativas, baseado em eventos, ou seja, supondo que determinada sequência de estimativas apresente certa estabilidade nos dados, que pode ser representada pela variância das estimativas das janelas adjacentes, pode-se relacionar tal estabilidade a um evento físico real e constante no período das janelas (um trem de ondas, por exemplo) que normalmente está associado a um aumento na energia na faixa de frequência e a uma baixa variância das estimativas.

Na presente Tese um dos critérios adotados para seleção das estimativas de fase e energia resultantes do processamento *wavelet* foi o desvio padrão circular, obtido a partir de um grupo de 16 pontos da série:

```
for ii=1:66
    j=sqrt(-1);
    s1=ang(:,ii)*pi/180;ee=espekk1(:,ii);
    fr3=zeros(16,2048-mn-14);fr4=fr3;
    mq=16;m10=2048-mn+1;
    for ip=1:16,
        fr3(ip,:)=[s1(ip:m10-(mq-ip))'];
        fr4(ip,:)=[ee(ip:m10-(mq-ip))'];
    end
    fr2a=mean(cos(fr3));fr2b=mean(sin(fr3));
    r=sqrt(fr2a.^2+fr2b.^2);
    fr9=sqrt(2*(1-r));
    g=find(fr9<0.075);
    fr45=mean(fr4);
    h=angle(fr2a(g)+j*fr2b(g))*180/pi;
    a15=h;a16=fr45(g);
end
```

Observe que o vetor *a15* armazena as fases das saídas da *wavelet* que passaram no critério de seleção e o vetor *a16* armazena a energia do espectro para as mesmas estimativas.

Tipicamente, o número de estimativas que restam após a avaliação de estabilidade da série é de cerca de ¼ da quantidade inicial de pontos, ou seja, considerando que a série inicial resultante da *wavelet* possuía 1995 pontos, para a frequência de 9 segundos, a série final, após o teste de estabilidade baseado no desvio padrão circular de grupos de 16 pontos, teve cerca de 500 pontos que, por seu turno, ainda é um número bastante grande para a caracterização da distribuição direcional de energia das ondas (função *spreading*).

Um outro critério adotado para a seleção de estimativas de fase e energia resultantes do processamento *wavelet* foi a coerência estatística entre as séries dos diferentes sensores. Tal processamento foi baseado num estudo conduzido durante a Tese, acerca da quantidade de ruído associada às medições ADCP.

Assim, sabendo que a coerência obedece à equação:

$$\gamma^2 = \frac{S_{mn}^2}{S_m \cdot S_n} \quad (128)$$

E que a saída do processamento *wavelet* nos fornece os espectros-cruzados e os auto-espectros para cada janela, foi computado o valor da coerência para janela do processamento *wavelet*.

Ocorre que a coerência determinada pela aplicação direta da equação (128) resulta sempre a unidade se os dados de entrada forem relativos aos mesmos registros. Desta forma, para que o valor de coerência pudesse ser avaliado de forma adequada, os

registros foram mediados, a exemplo do que foi feito no critério de avaliação dos dados baseado no desvio padrão circular.

Então, os dados de espectro-cruzado e auto-espectro da série foram mediados a cada 16 pontos (mesma janela utilizada no desvio padrão circular) e a coerência foi avaliada. A figura 29 mostra um exemplo gráfico com a saída do processamento da coerência, para a função *wavelet* de 7 segundos.

Foram aceitos, apenas, os valores cuja coerência foi superior a 0,95.

A figura 31 apresenta os 2006 registros da *wavelet* de 7 segundos, já que a *wavelet* possui 3 ciclos e, portanto, 42 pontos a 2Hz.

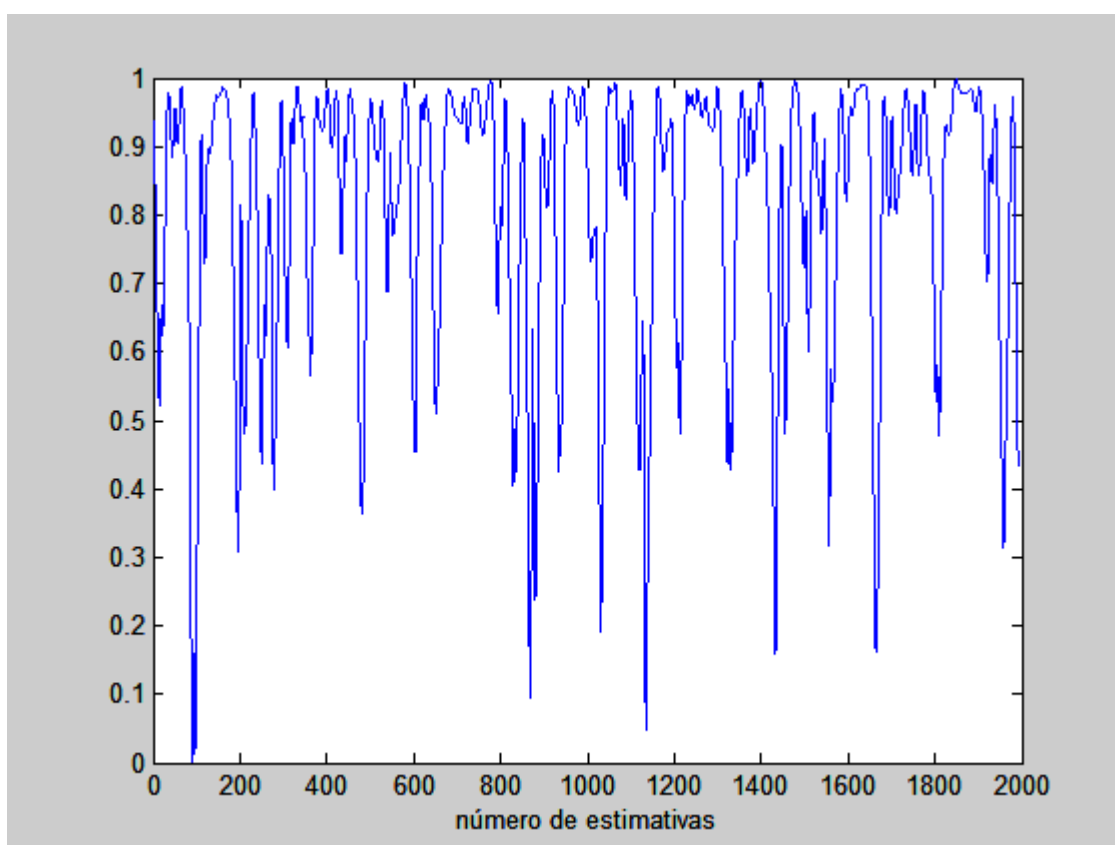


Figura 31: Coerencia obtida pelo processamento wavelet para um registro de ondas coletado por ADCP.

Apenas os resultados que passaram pelos testes de:

- desvio padrão circular;
- coerência;

São selecionados para compor o vetor de resultados que será levado para a fase de casamento de fases, no caso em tela, compondo o vetor `a15`.

Procedamos, então ao casamento entre a fase de `a15` e a fase teórica, acima descrita, e que no extrato de *script* abaixo está armazenada na matriz `fk(66,360)`, correspondente a 66 combinações de pares de sensores não redundantes e 360 graus.

```
for ii=1:66
    hm=zeros(1,360);
    y=fk(ii,:);
    for i=1:length(a15),
        fase1=a15(i);
        g=find(abs(y-fase1)<2);
        for t=1:length(g),
            hm(g(t))=hm(g(t))+a16(i)/length(g);
        end
    end
    hhm(ii,:)=hm;
end
```

Logo, para aquelas fases provenientes da *wavelet* (`a15`) em que houve casamento com as fases teóricas (`fase1`), o vetor `hhm` recebeu os valores de energia do espectro, para cada uma das 66 combinações.

O somatório das colunas de `hhm`, portanto, resulta um vetor de 360 elementos, que consiste na própria distribuição direcional do espectro. Um exemplo de resultado da distribuição direcional obtido com o MPM numa primeira rodada do método está na figura 32:

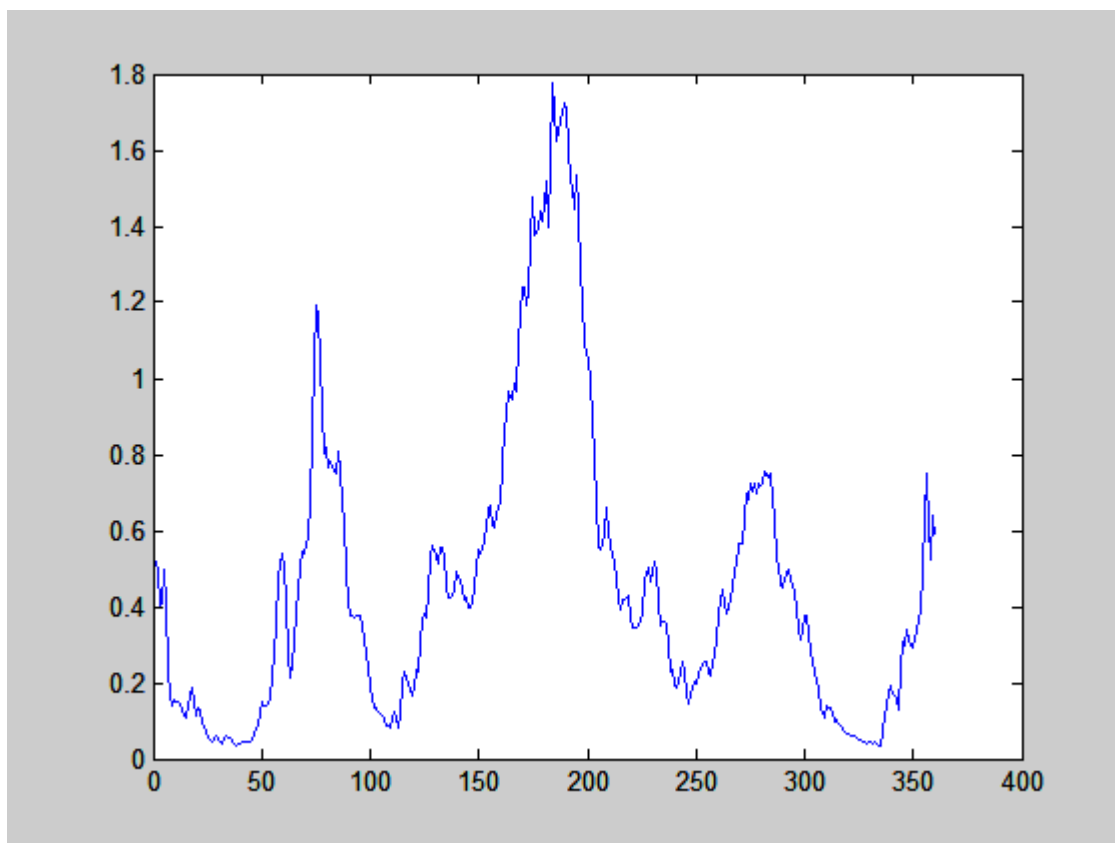


Figura 32: Exemplo de Distribuição Direcional obtido com o MPM, numa rodada inicial.

A distribuição observada na figura 32 apresenta um pico principal, associado à direção principal de propagação das ondas, referenciada ao próprio ADCP, uma vez que ainda não foi adicionado o ângulo entre o ADCP (a referência do ADCP é o feixe 3) e o norte magnético ou verdadeiro, que consiste no parâmetro *heading* do ADCP.

Apenas como ilustração, no caso dos dados visualizados na figura 31, tal direção foi de 174°.

Mas o que também sobressai da observação da figura 31 é a presença de bem definidos lóbulos secundários.

Tais lóbulos aparecem porque a solução da direção por apenas um par de sensores num arranjo espacial sofre de uma ambiguidade de direções simétricas em relação à linha

que une os sensores do *array*. Essas ambiguidades aparecem no gráfico final obtido com a soma de h_{hm} , mas como a direção verdadeira está presente em todos os pares e as direções ambíguas dependem do alinhamento do *array* e essas últimas não são iguais para todos os pares, apresentam uma elevação menor.

Além disso, há a questão associada à resolução do arranjo espacial de sensores, cuja resposta direcional é anisotrópica. Esse fato será utilizado em benefício de uma melhor estimativa direcional, mais adiante.

RESPOSTA DIRECIONAL DOS PARES DE SENSORES

Um arranjo espacial composto por 2 sensores possui uma resposta direcional que depende da frequência da onda observada e da distância entre os sensores.

Essa característica direcional dos pares de sensores utilizados para a determinação do espectro direcional das ondas deve ser contabilizada, também, para um melhor desempenho da informação fornecida pelo conjunto de dados obtidos pelo arranjo espacial de sensores do ADCP.

Assim, o MPM utiliza a informação de direcionalidade dos pares para ponderar a resposta de cada par na construção da resposta direcional do array, como um todo, a partir de um processamento iterativo que utiliza a direção principal de propagação das ondas obtida na primeira rodada do método para um ajuste fino que considera a direcionalidade de cada par, em tal direção.

MEDWIN & CLAY [31] mostram que a direcionalidade de um arranjo espacial de sensores omnidirecional é dada por:

$$D(\theta) = 2 \sum_{n=0}^{N-1/2} \frac{1}{N} \cos\left(\frac{nk d \sin \theta}{N-1}\right) \quad (129)$$

A implementação da equação acima para arranjos espaciais de sensores compatíveis com os formados por ADCPs, em distância entre sensores e profundidade, nos dá uma melhor compreensão acerca da direcionalidade do *array* formado pelo ADCP.

Supondo:

Profundidade: 30 metros

Altura da célula de medição (em relação ao fundo): 25m

Maior distância entre sensores (pares 9/10 e 11/12): 18m

Menor distância entre sensores (pares 1/5 e similares): 0,7m

A direcionalidade para o par com maiores distâncias (18m) para ondas de 4 segundos, para os sensores dispostos numa linha vertical, fica como mostrado na figura 33:

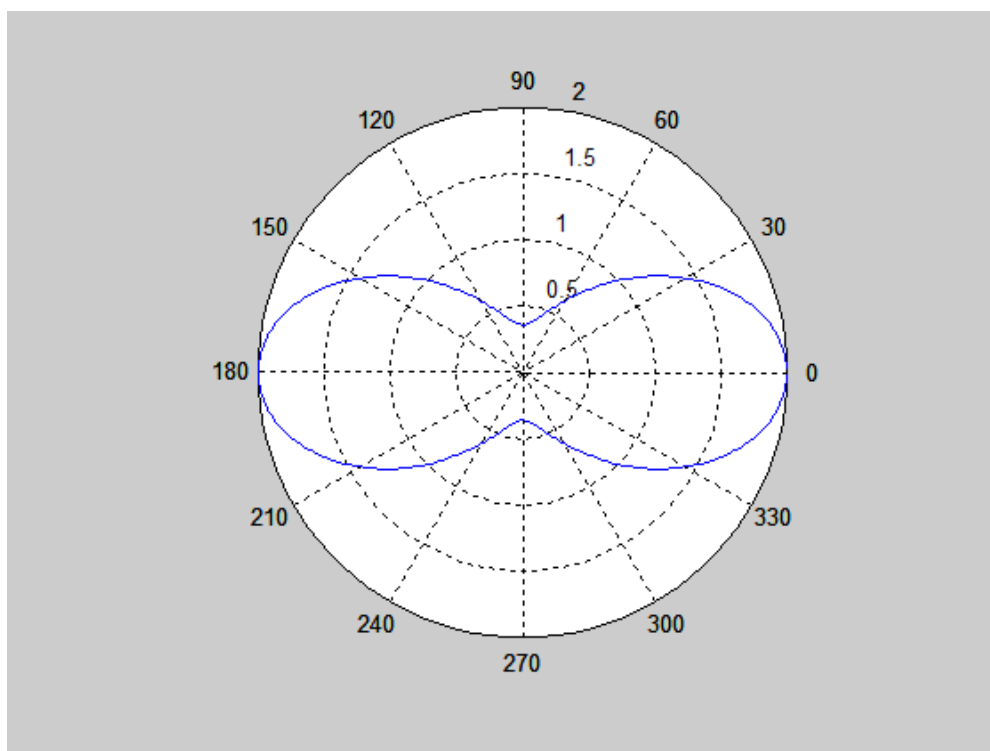


Figura 33: Direcionalidade para um array de 2 sensores e ondas de 4 segundos.

A figura 32 mostra que os pares de maiores distâncias apresentam razoável direcionalidade para ondas de 4 segundos.

O gráfico foi gerado considerando-se que os sensores formam uma linha vertical. Portanto, sinais que chegam pela direita ou pela esquerda do gráfico tendem a ter sua direção determinada pelo *array* com uma melhor precisão. Diz-se, então, que o sinal está entrando pelo bordo *broadside* do *array*.

Da mesma forma, quando o sinal entra pelo lado em que a direcionalidade do *array* é menor, diz-se que o sinal entrou pelo bordo *endfire* do *array*.

O mesmo *array*, para ondas de 7 segundos fica como o apresentado na figura 34:

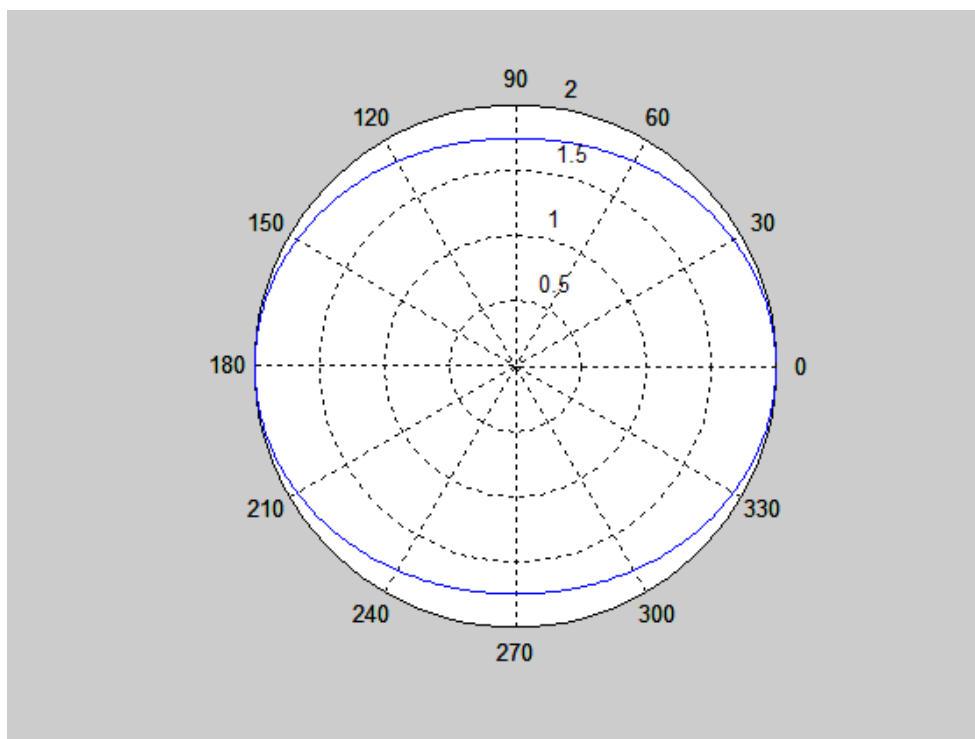


Figura 34: Direcionalidade para um array de 2 sensores e ondas de 7 segundos.

Finalmente, para uma onda de 12 segundos, a direcionalidade é apresentada na figura 35:

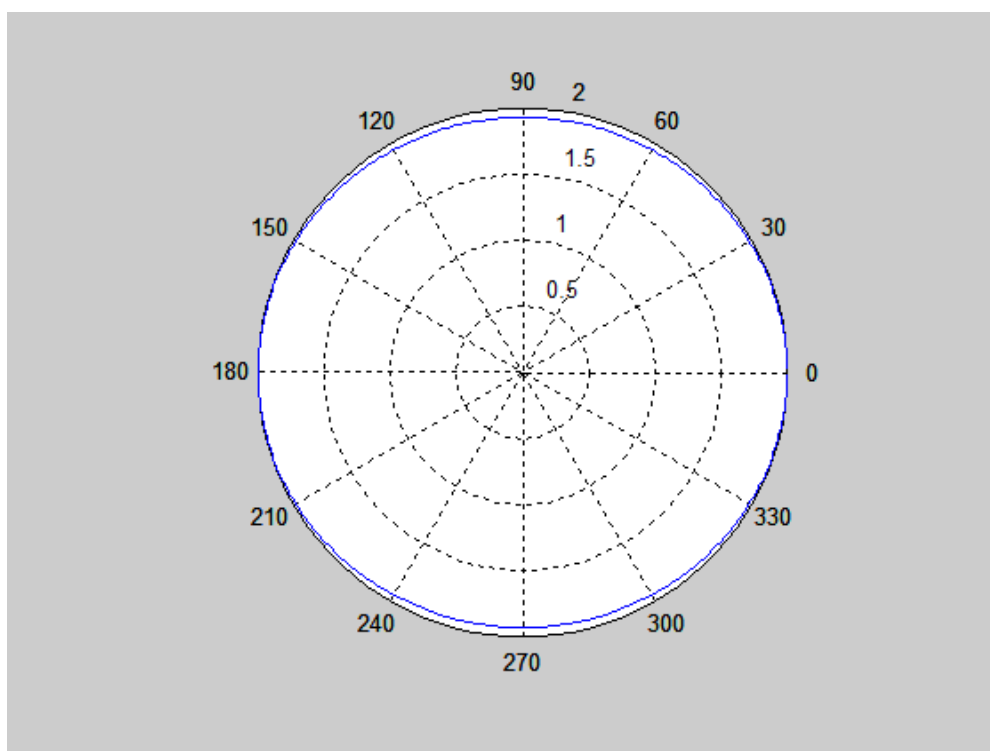


Figura 35: Direcionalidade para um array de 2 sensores e ondas de 7 segundos.

É desnecessário reproduzir as figuras para as menores distâncias entre sensores. Fica claro que a capacidade direcional do *array* formado pelos sensores do ADCP é pequena já para as maiores distâncias entre sensores. Apenas para as frequências mais altas o *array* apresenta razoável direcionalidade.

Isso implica o fato de que para maiores comprimentos de onda (maior período e menor frequência) o par de sensores apresenta uma distância relativa pequena e suas medições amostram a onda em situações muito próximas, ou seja, relativamente quase num mesmo ponto.

Entretanto, apesar da pouca direcionalidade, notadamente nas frequências mais baixas (maiores períodos), é importante observar que a equação (125) apresenta a função de transferência dos pares de sensores, que tem a forma:

$$\text{Função de Transf. de um par de sensores} = G_n(\omega, \theta)[G_m(\omega, \theta)]^*$$

que, pode ser visualizada graficamente na figura 36 para, por exemplo, o par de sensores 09 e 10 (azul) e 11 e 12 (vermelho) para a situação dos dados ADCP utilizados nesta Tese.

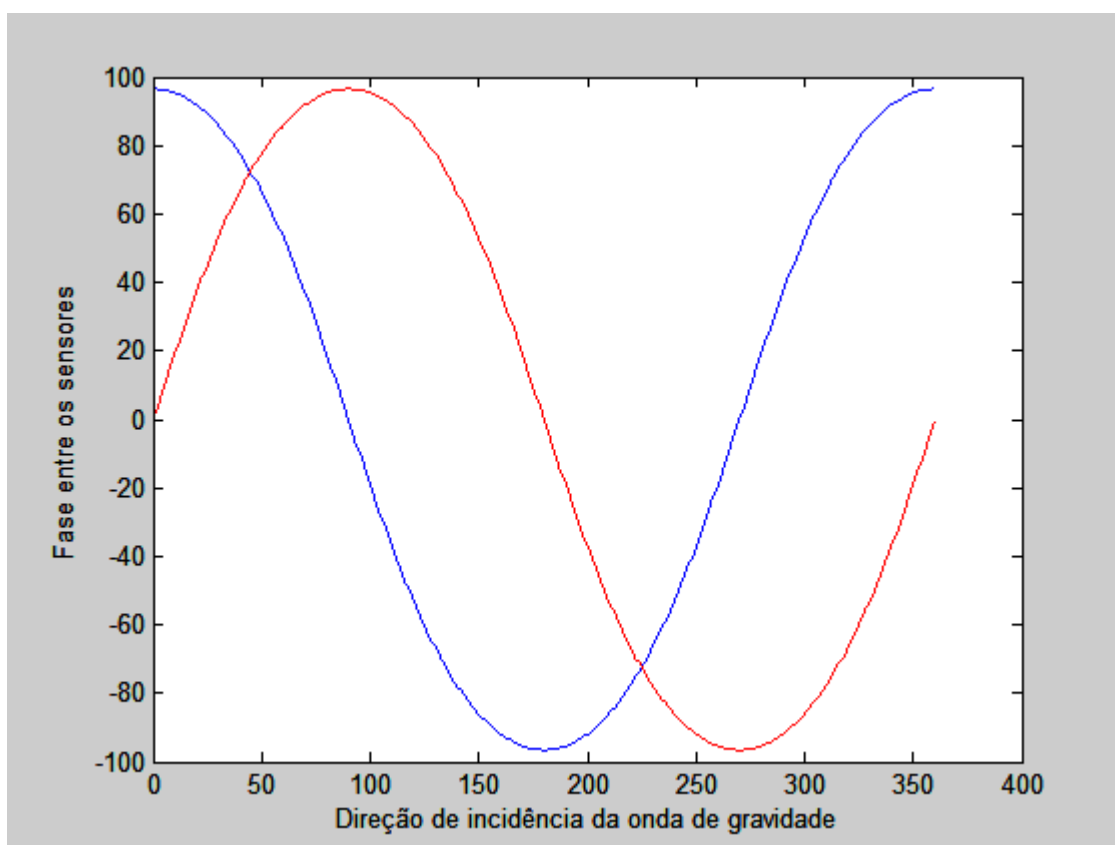


Figura 36: Fase entre as séries temporais dos pares de sensores 09 e 10 (azul) e 11 e 12 (vermelho) para diferentes direções de incidência da onda de gravidade.

Da figura 36, observa-se que durante o “pico” e o “cavado” das formas de onda de variação da fase, o parâmetro varia com menor velocidade, sendo, portanto, lícito afirmar que a precisão do par de sensores para a determinação da direção das ondas

nessas faixas é menor. Isso é equivalente afirmar que tais direções são recebidas pelo par de sensores no seu bordo *endfire*, como anteriormente definido.

Evidentemente, por tratarem-se de pares orientados em direções com 90° de diferença, esse mesmo ângulo é observado entre as séries de fases da figura 35.

A forma imediata de se avaliar a “taxa de variação” da fase em função da direção é por meio da derivada da série, que será máxima no ponto em que a fase varia mais rapidamente em função do ângulo de incidência das ondas.

Portanto, após a definição da direção de propagação das ondas, com a primeira rodada do MPM, iremos agora refinar a direção obtida inicialmente por meio da multiplicação dos valores observados na figura 31 pelo valor da derivada da função de transferência dada a direção obtida. Essa operação é uma multiplicação que pondera a contribuição de determinado par de sensores levando em conta a direcionalidade do par de sensores em relação àquela direção específica.

A figura 37, abaixo, apresenta o resultado da multiplicação comentada acima. Observa-se que valores próximos ao pico da distribuição direcional de energia foram reforçados, enquanto valores dos lóbulos secundários foram atenuados.

Além disso, considerando que os lóbulos secundários são fatos inerentes ao processamento de dados com *arrays*, foi também implementado um fator de corte da distribuição, a partir do pico central, de forma a se obter um espectro final com a distribuição direcional da energia.

O parâmetro *spread* pode, então, ser determinado, sem o uso de qualquer auxílio por modelagem da distribuição horizontal de energia, pela largura do espectro com valores de energia correspondentes a metade do valor do pico do espectro (pico menos 3dB).

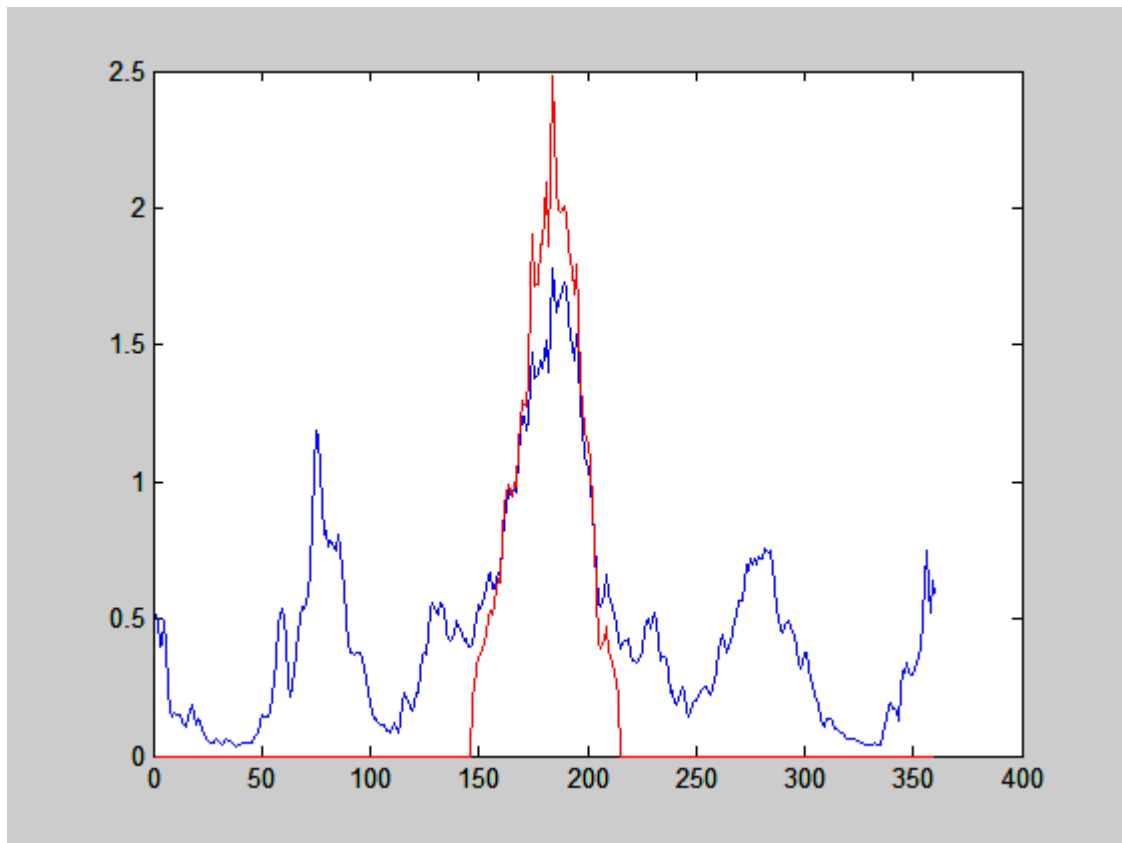


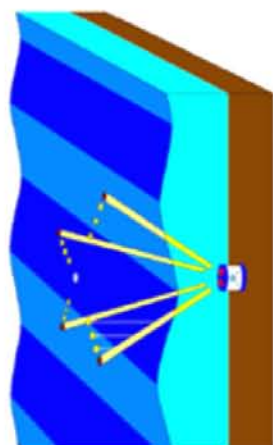
Figura 37: Distribuição Direcional da energia das ondas pelo método MPM (em vermelho).

Segue um gráfico que resume o Método do Casamento de Fases – MPM.

A figura do alto, a direita, apresenta as curvas das fases das funções de transferência para cada par do array. Sobre elas, para um dos registros utilizados nesta Tese, há círculos pretos cujo raio é diretamente proporcional ao somatório da energia do espectro unidimensional obtido pelas *wavelets* para determinado espectro-cruzado.

O somatório dessas energias resulta a primeira estimativa da distribuição direcional de energia (gráfico azul). Finalmente, após a ponderação pela derivada da função de transferência, a fim de priorizar as estimativas feitas no setor *broadside* do array, temos, em vermelho, a distribuição direcional final do MPM.

MÉTODO DO CASAMENTO DE FASES (MFM)



Wavelets
Família de funções por
frequência

Espectros Cruzados

$$C_{VV} = \begin{bmatrix} C_{11} & \dots & C_{112} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ C_{121} & \dots & C_{1212} \end{bmatrix}$$

Seleção de Resultados

- Desvio Padrão Circular
- Coerência

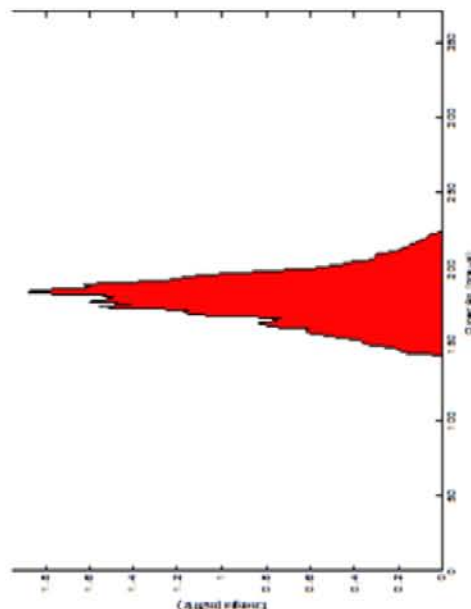
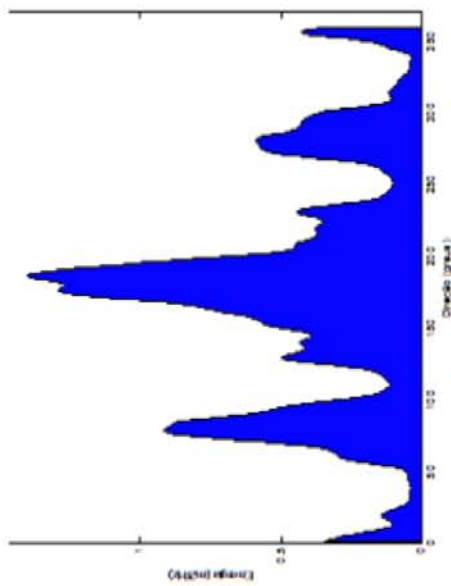
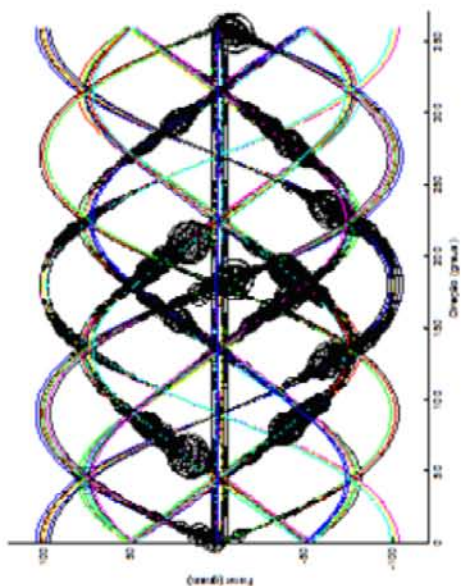
Função de Transferência do Array

$$G_n(\omega, \theta) = \frac{g k e^{i k z_n}}{\omega \cosh(k d)} [\sin \alpha \cosh[k(d + z_n)] \cos(\theta - \theta_n) - i \times \cos \alpha \sinh[k(d + z_n)]]$$

Casamento de Fases

**Ponderação pela derivada da
Função de Transferência**

**Retirada de Lóbulos
Secundários**



Capítulo V

Resultados

O Método do Casamento de Fases (MPM) foi aplicado a um conjunto de dados de 53 dias, com registros horários, coletados por ADCP, o que totaliza 1278 registros, sendo 24 dias num mês e 29 dias num outro mês afastado de 3 meses em relação ao primeiro conjunto.

Os dados coletados pelo ADCP foram originalmente processados pelo *software* fornecido pela Teledyne-RDInstruments, Wavesmon, que utiliza o IMLM.

Os registros horários consistiram de 12 séries temporais (uma para cada sensor) de 2048 pontos coletados a 2Hz.

Inicialmente serão comparados os resultados de altura significativa (H_s) e período de pico (T_p) que propriamente não são computados pelo MPM, mas pelos métodos tradicionais de Fourier, por meio do espectro unidimensional de energia. Após, serão comparados os resultados de direção computados pelo IMLM e pelo MPM.

ALTURA SIGNIFICATIVA

A função de transferência entre o espectro de velocidades e o espectro de elevação, apresentada na equação (119) apresenta valores baixos em baixas frequências e é assintótica ao eixo-x em altas frequências (figura 38).

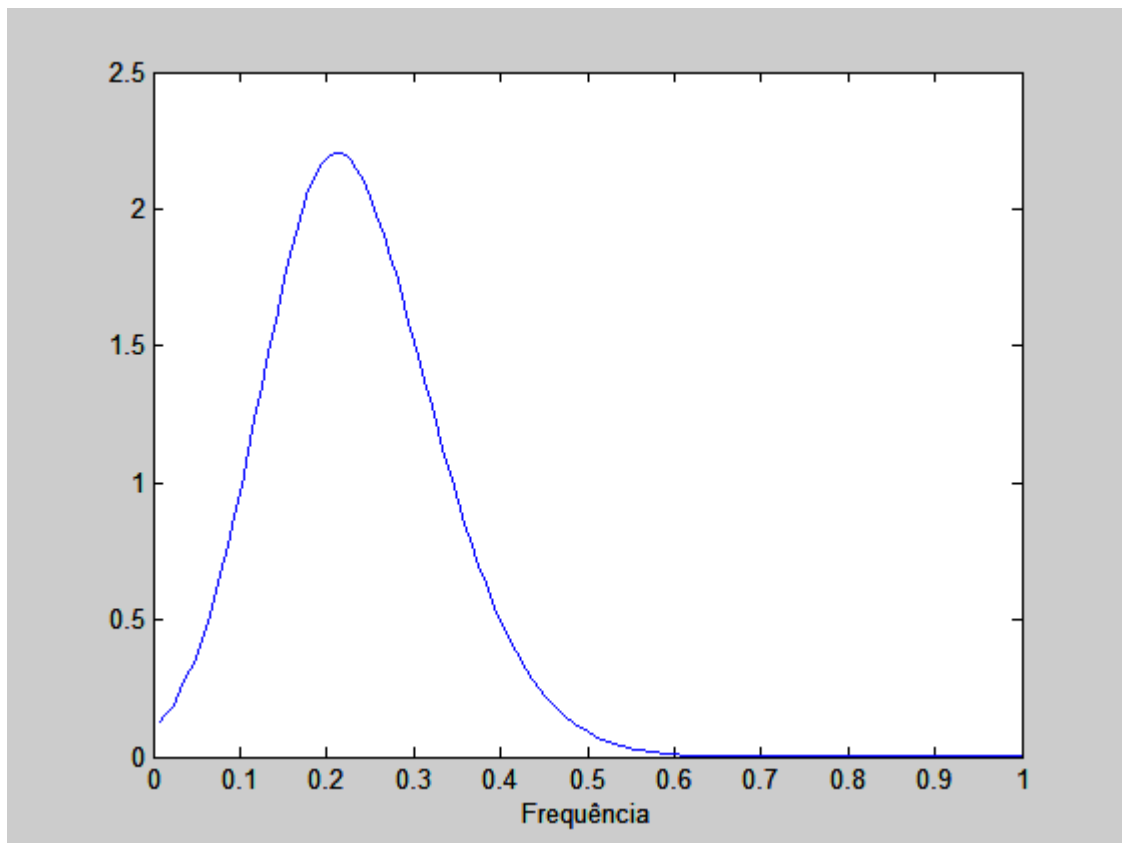


Figura 38: Função de Transferência para o espectro de elevação, apresentada na equação (119).

A figura 38 permite observar que os primeiros valores do espectro obtido pelas velocidades orbitais medidas pelo ADCP e os valores associados a altas frequências tendem a aumentar significativamente já que são divididos por valores, da função de transferência, próximos a zero.

Assim, na presente Tese, optou-se por utilizar apenas as frequências entre 0,0391 e 0,3125 Hz, correspondentes a períodos de 25,6 e 3,2 segundos e equivalentes, respectivamente, ao quinto e ao quadragésimo índice do vetor de frequências de 128 pontos, para o cálculo da Altura Significativa das ondas de gravidade.

As alturas significativas foram utilizadas para posterior normalização do espectro direcional obtido por faixas de frequência, com a DAAT. Os dados do primeiro mês, com 702 registros seguem na figura 39:

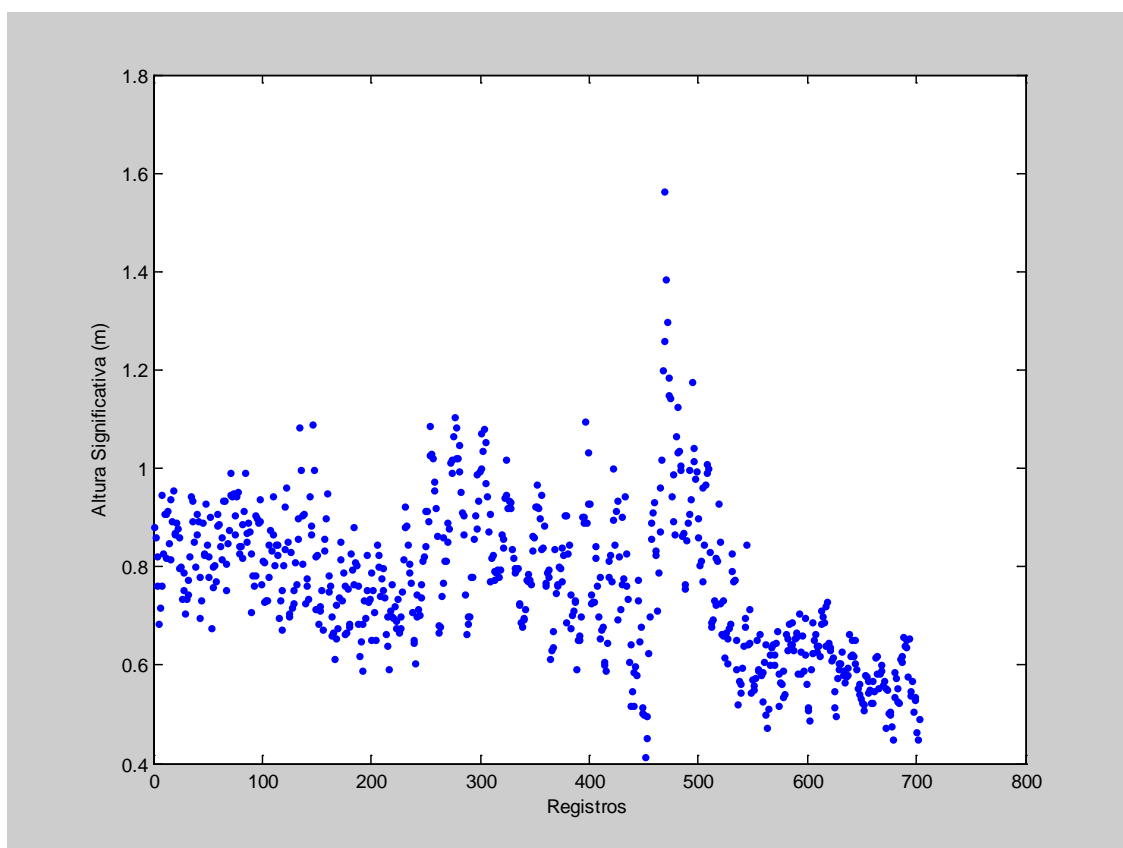


Figura 39: Alturas Significativas para os primeiros 702 registros horários.

Os dados do outro mês, com 576 registros seguem na figura 40:

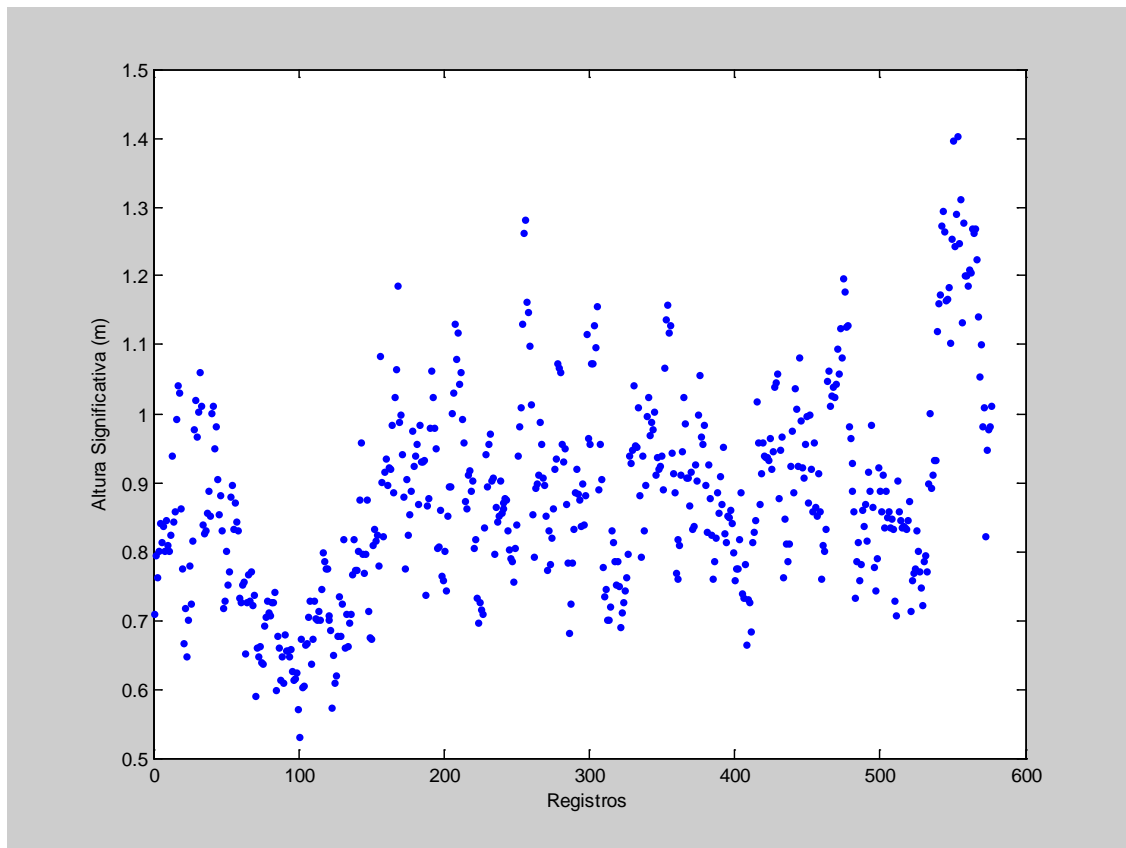


Figura 40: Alturas Significativas para os primeiros 576 registros horários.

PERÍODO DE PICO

O Período de Pico (T_p) corresponde ao período em que ocorre o pico de energia do espectro.

A figura 41 mostra os períodos de pico para os primeiros 702 registros:

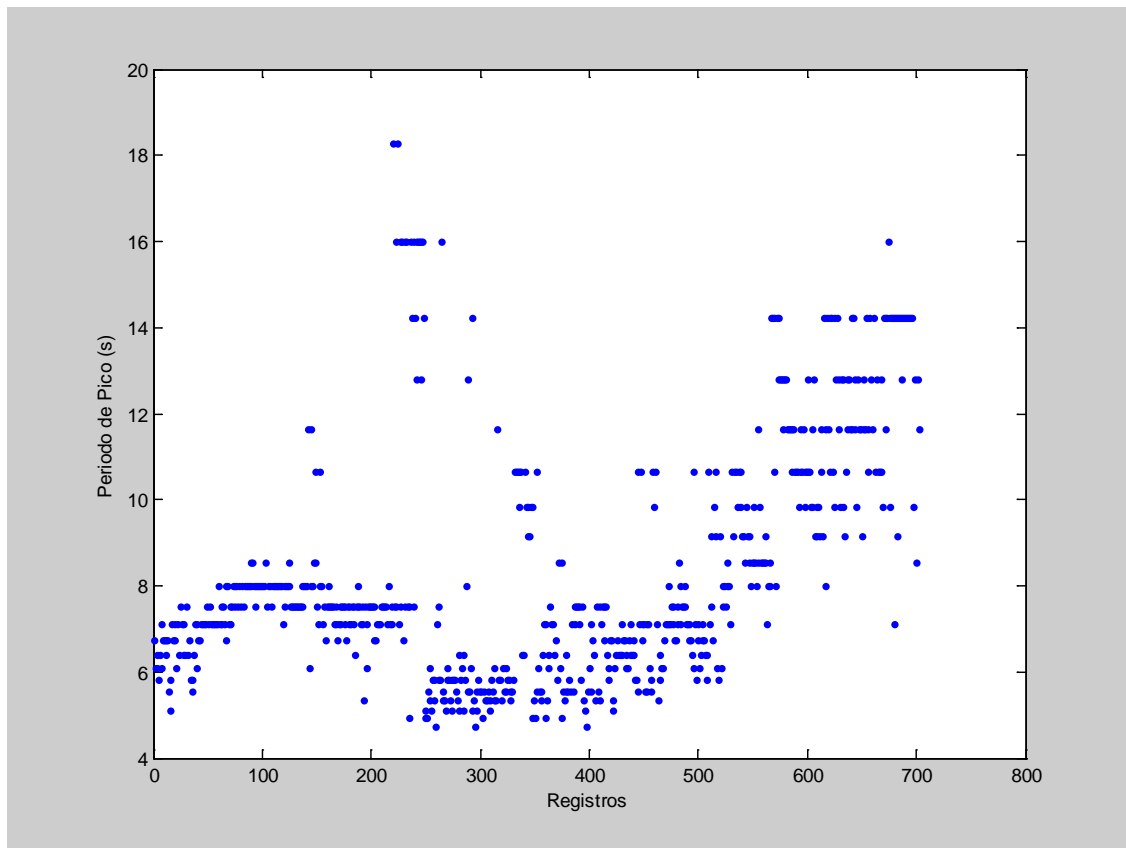


Figura 41: Períodos de Pico para os primeiros 702 registros horários.

Para o conjunto de 576 registros, os dados seguem na figura 42. Observa-se que há uma presença maior de ondas de baixas frequências nesse conjunto de registros.

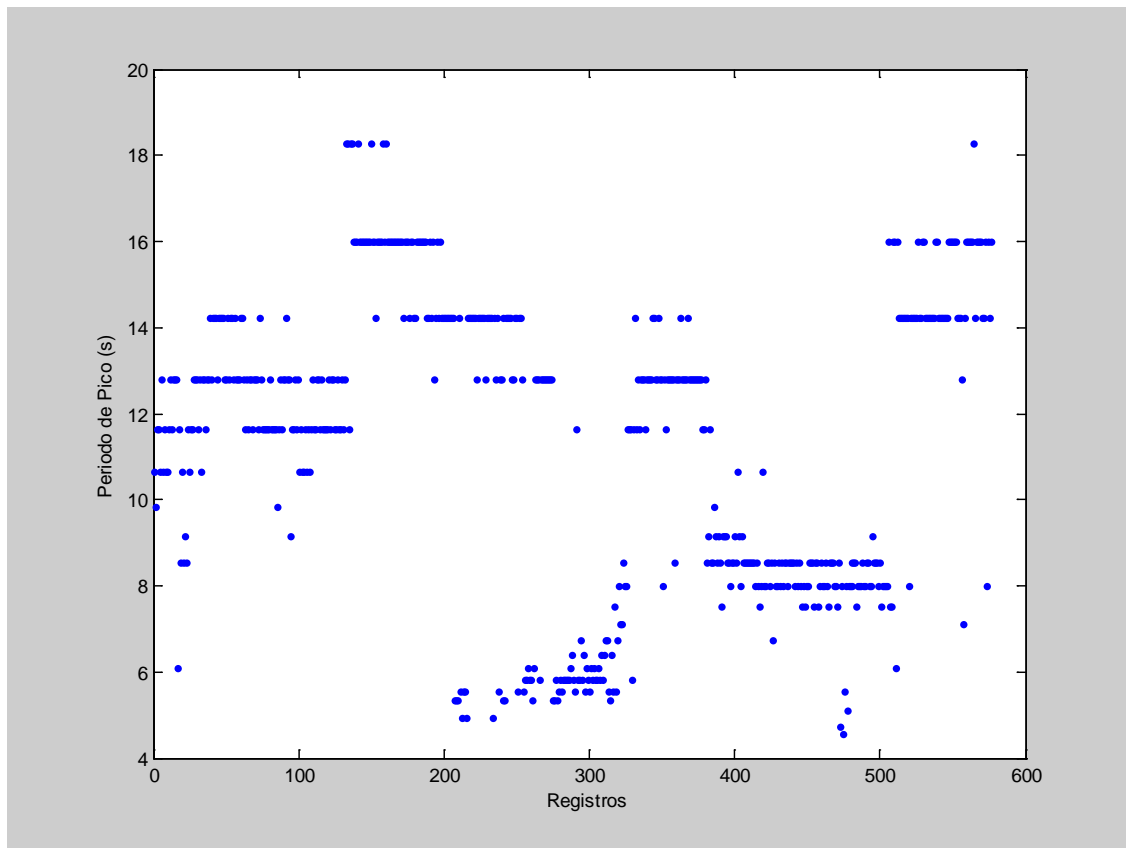


Figura 42: Períodos de Pico para o conjunto de 576 registros horários.

DIREÇÃO

Iremos, agora, comparar os resultados obtidos na determinação da direção de propagação das ondas pelo MPM com os resultados obtidos pelo IMLM (Wavesmon).

Como descrito acima, na Metodologia, o MPM foi computado, na presente Tese, com 5 faixas de frequência, apresentadas na Tabela 2.

O *software* Wavesmon fornece um arquivo de dados com o espectro direcional de ondas, discretizado para 128 frequências e 90 direções (resolução direcional de 4 graus). O MPM utilizou 360 direções (resolução direcional de 1 grau).

Então, para comparação entre as faixas de frequência do MPM e o resultado do IMLM, foram selecionadas, das 128 frequências do espectro direcional do IMLM, aquelas que correspondiam às faixas de frequência utilizadas no MPM.

É oportuno registrar que o primeiro conjunto de 702 registros apresenta a energia das ondas concentrada nas faixas de mais altas frequências. O conjunto posterior, de 576 registros, também apresenta preponderância da energia nas faixas 1 e 2, mas já com certa energia nas faixas mais baixas, típicas de ondas que se propagam a grandes distâncias, *swell*.

FAIXA 1 – 16 SEGUNDOS

A figura 43 apresenta o resultado das direções calculadas para os primeiros 702 registros.

Apesar da boa correspondência observada entre os dados do MPM e do IMLM, nessa faixa, o coeficiente de correlação calculado foi baixo, correspondendo a apenas 6%. No entanto, vale ressaltar que o coeficiente de correlação é um valor que leva em conta a oscilação dos valores da série, sendo portanto bastante rigoroso para uma avaliação da direção que, apesar de claramente apresentar um domínio e semelhante, está longe de apresentar formas de onda, na sequência de pontos da série, que tenham alta correlação. Tal fato é reforçado pela diferente metodologia de determinação da direção de propagação das ondas adotada em cada uma das séries e significativamente agravado pela dispersão dos dados em cada uma das séries, especialmente a obtida pelo IMLM, como veremos na variância da série.

A dispersão dos dados da série, que pode ser representada pela variância, também foi determinada. A variância da série obtida pelo IMLM foi de $2,7 \times 10^3$ (grau²), enquanto a do MPM foi de $1,1 \times 10^3$ (grau²), o que equivale a cerca da metade da variância observada na série do IMLM.

A análise dos dados de variância acima descritos deve ser realizada com cautela. Em alguns casos, é comum que ocorram variações bruscas na direção das ondas, principalmente se estivermos com uma série de direções principais que não estão associadas a apenas uma faixa de frequência mas diretamente ao espectro direcional global.

Entretanto, considerando que na costa sudeste brasileira, em águas rasas, não é comum observar grandes variações nas direções das ondas de 16 segundos, ainda mais se considerarmos que a onda, nesse caso medida a cerca de 15 metros de profundidade já está refratada, é razoável esperar uma certa estabilidade na direção de propagação das ondas o que equivale dizer uma baixa variância na série de direção de propagação das ondas por faixas de frequência.

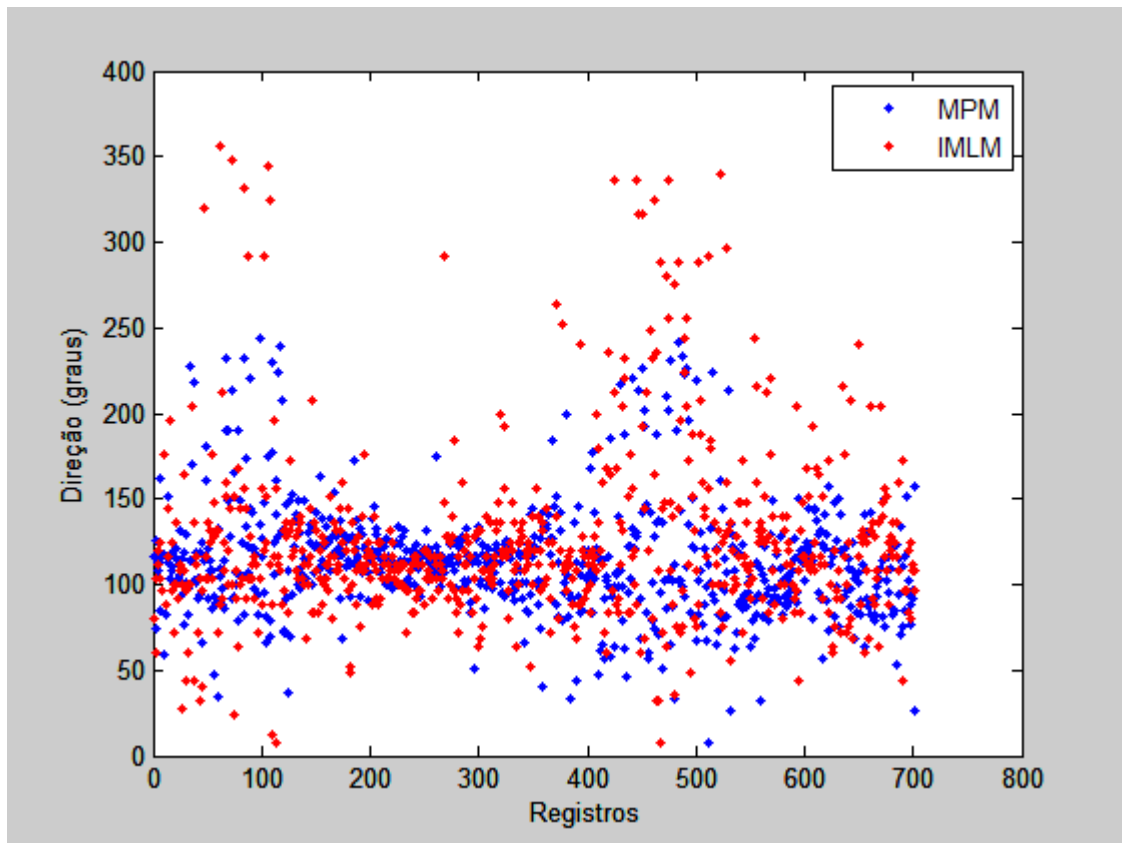


Figura 43: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para os primeiros 702 registros horários calculados, faixa 1, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

O conjunto de 576 registros apresentou comportamento semelhante, como pode ser visualizado na figura 44:

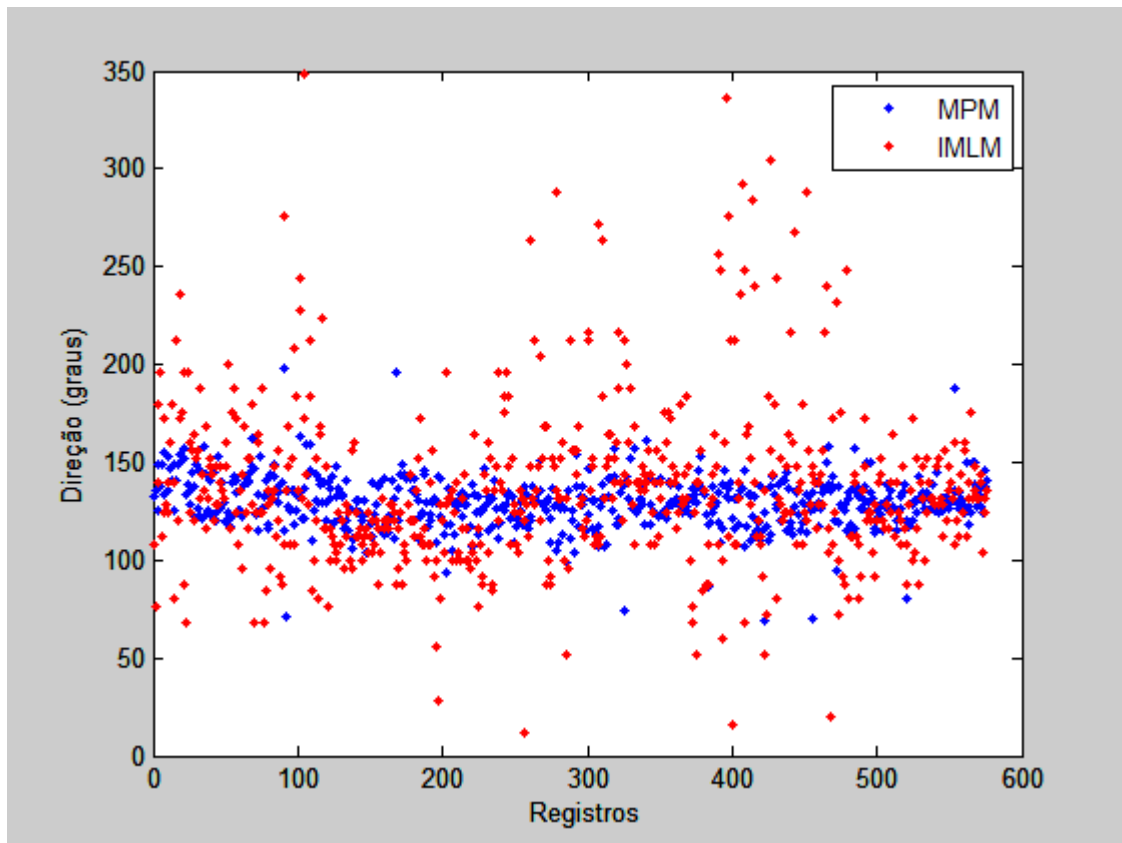


Figura 44: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para o conjunto posterior de 576 registros horários, faixa 1, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

Para esse conjunto de registros o coeficiente de correlação foi de 2% e as variâncias das séries foram de 180 para o MPM e de $1,8 \times 10^3$ para o IMLM.

FAIXA 2 – 12 SEGUNDOS

A figura 45 apresenta o resultado das direções calculadas para os primeiros 702 registros para a faixa 2:

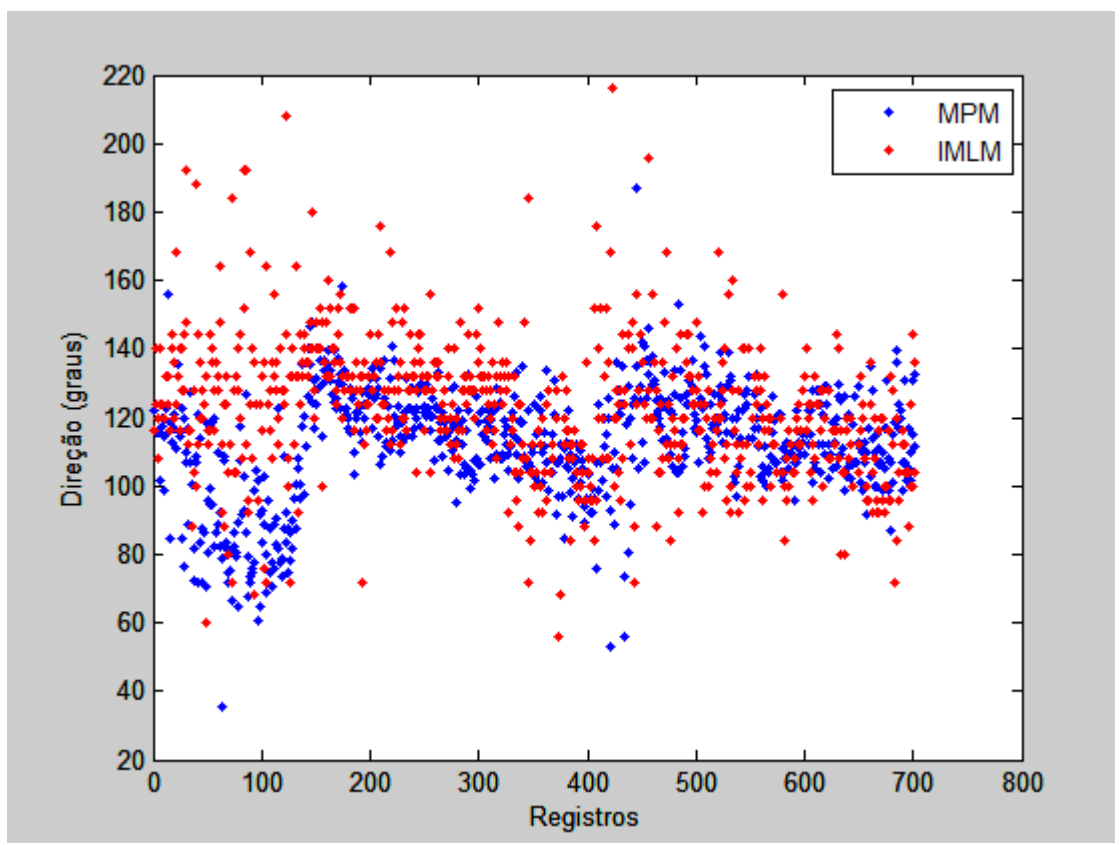


Figura 45: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para os primeiros 702 registros horários, faixa 2, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

As séries apresentadas na figura 45 mostram que as direções calculadas pelo MPM, por volta do registro 100, migraram no sentido anti-horário, até cerca de direções provenientes de 70 graus. Tal variação foi consistente na série temporal de registros. A série de direções calculadas pelo IMLM, por sua vez, não apresentou o mesmo comportamento. Todavia, vale ressaltar que a dispersão dos dados do IMLM, entre os registros 1 e 150, resultam uma variância de 597, enquanto os dados do MPM, para os mesmos registros, 431.

É claro que uma tendência de migração dos dados para um novo valor de direção, como aconteceu com as direções calculadas pelo MPM, são um exemplo da não-

estacionariedade do processo durante os 150 primeiros registros, o que pode não recomendar a observação do parâmetro estatístico da variância. Mas é digno de nota que ainda assim, a variância do IMLM é maior que a do MPM, mostrando que o método apresenta inegáveis características de estabilidade entre registros subsequentes e independentes, o que é estatisticamente relevante.

A figura 45 também mostra que, por volta do registro 400, a direção calculada pelo MPM também apresentou leve tendência de giro no sentido anti-horário, desta vez acompanhada pelo IMLM, que novamente apresentou maior dispersão nos dados.

Na figura 46 pode-se observar o comportamento das séries de direções para o conjunto de 576 registros, que apresentaram uma semelhança maior que nos primeiros 702 registros.

Observam-se duas ocorrências de giro da direção das ondas no sentido anti-horário, a primeira em torno do registro 200 e a segunda por volta do registro 480. Nos dois casos, as direções calculadas pelo MPM e pelo IMLM respondem juntas, a última sempre mantendo uma dispersão maior dos dados.

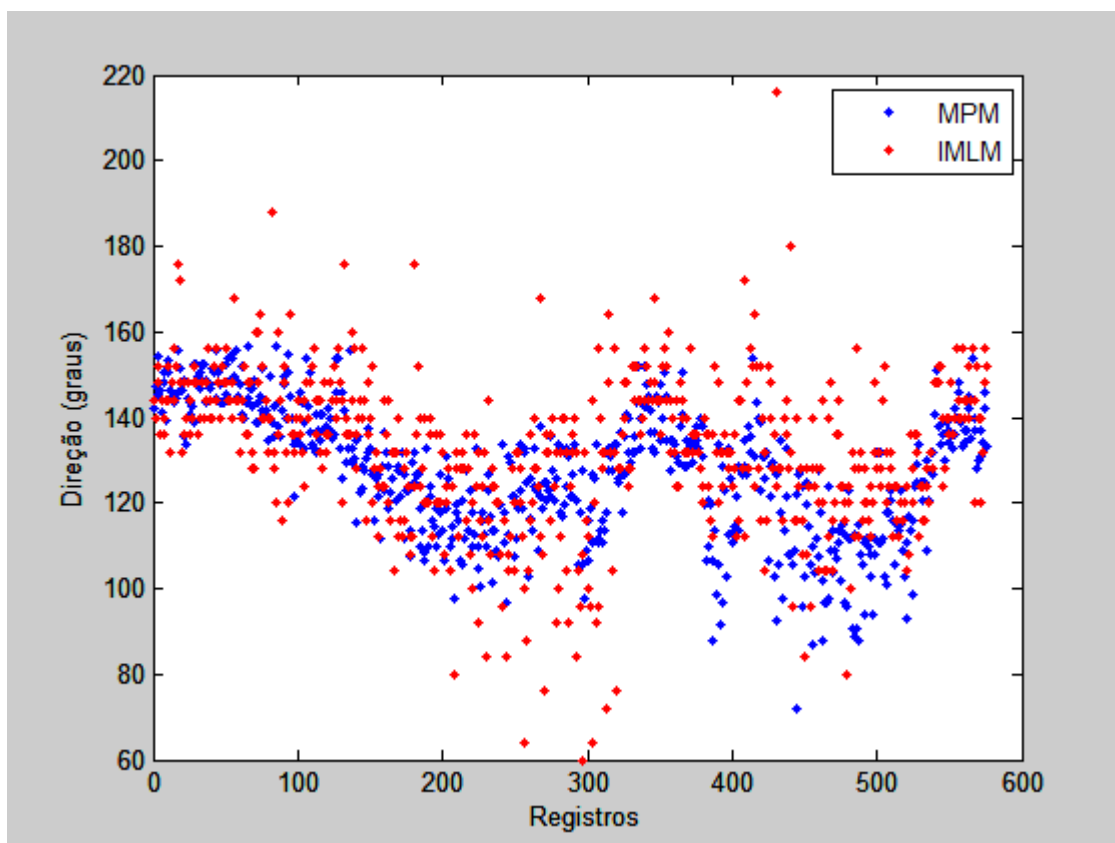


Figura 46: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para o conjunto posterior de 576 registros horários, faixa 2, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

FAIXA 3 – 9 SEGUNDOS

A figura 47 apresenta o resultado das direções calculadas para os primeiros 702 registros para a faixa 3. Novamente, observa-se uma grande dispersão nas direções calculadas pelo IMLM, que apresentam variância igual a 900, enquanto as direções calculadas pelo MPM, 255.

Por volta do registro 500 as direções calculadas pelo IMLM apresentam uma tendência de giro no sentido horário que não é acompanhada pelas direções determinadas pelo MPM. A altura do registro 600 as direções calculadas pelo IMLM e pelo MPM já estão novamente na mesma direção média.

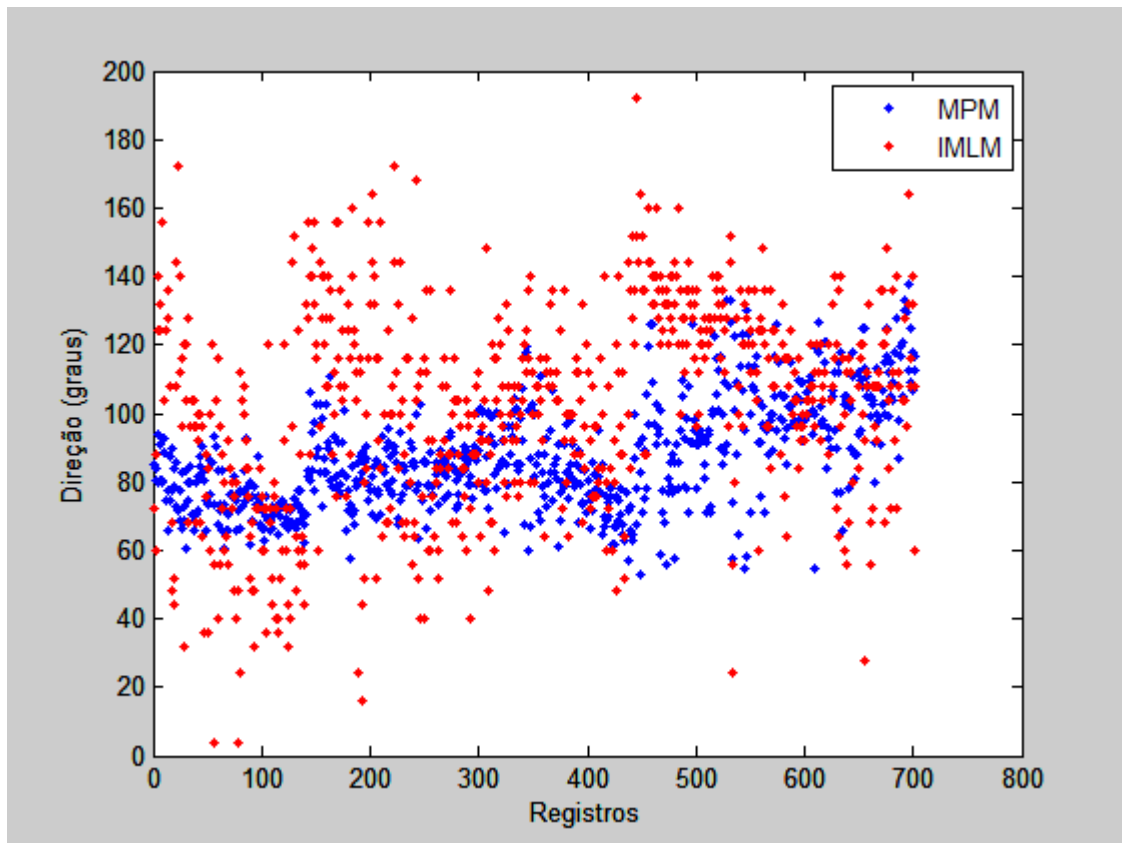


Figura 47: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para os primeiros 702 registros horários, faixa 3, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

Na figura 48 pode-se observar o comportamento das séries de direções para o conjunto de 576 registros. As direções calculadas pelo MPM e pelo IMLM iniciam a série bastante concentradas, até o registro 50, com variância de 24 (MPM) e 90 (IMLM). Logo após as duas séries giram no sentido anti-horário até a altura do registro 250, quando se estabilizam na direção leste. A dispersão da série de IMLM é consistentemente maior que a do MPM. No final da série, por volta do registro 530, as duas séries giram no sentido horário assumindo direção sudeste.

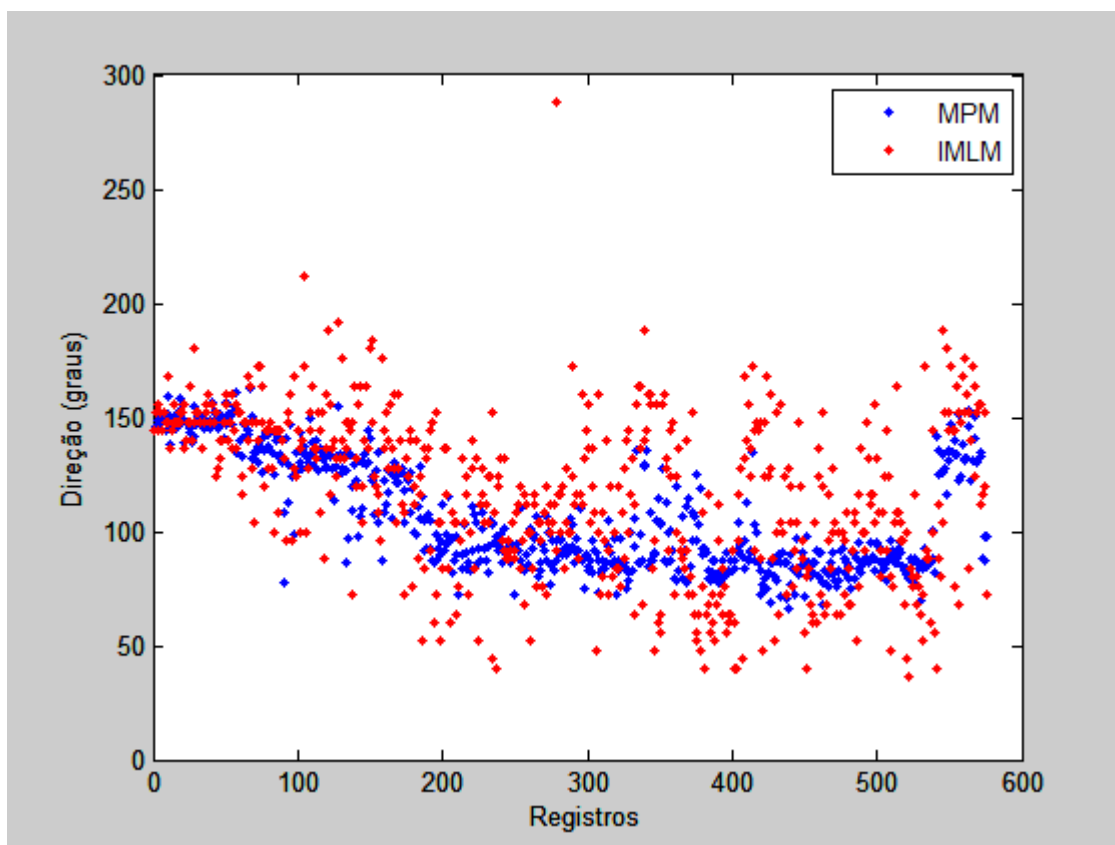


Figura 48: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para o conjunto posterior de 576 registros horários, faixa 3, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

FAIXA 4 – 7 SEGUNDOS

A figura 49 apresenta o resultado das direções calculadas para os primeiros 702 registros para a faixa 4.

A faixa de 7 segundos, em região costeira na região sudeste do Brasil, é a faixa mais energética do espectro na maior parte do tempo. Nessa faixa, o MPM mantém sua tendência de apresentar uma variância sistematicamente menor que o IMLM.

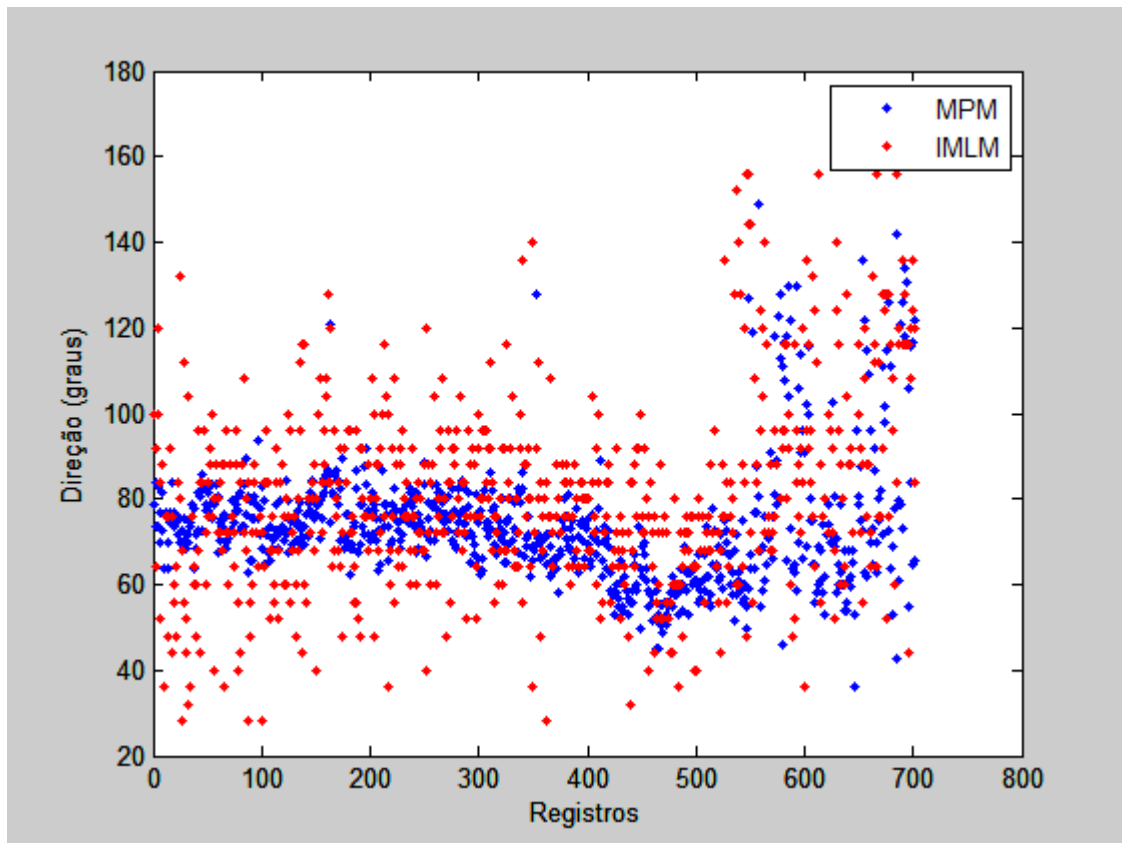


Figura 49: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para os primeiros 702 registros horários, faixa 4, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

No final da série, por volta do registro 580, a dispersão das direções calculadas pelos dois métodos aumenta consideravelmente, devendo, portanto, estar associado a algum evento local real, que deve ter contrapartida na distribuição direcional da energia das ondas.

As figuras 50 e 51 mostram, respectivamente, a distribuição direcional da energia calculada pelo MPM e pelo IMLM, para um registro na região da figura 48 em que a dispersão das direções são pequenas (registro 381) e para um registro no final da série em que a dispersão é nitidamente maior (registro 677).

A figura 50, especialmente, por uma peculiaridade do MPM, apresenta as direções ainda não corrigidas da proa do ADCP (*heading*), motivo pelo qual as direções dos picos não correspondem às da figura 49. Todavia, qualitativamente, a esperada variação da distribuição direcional da energia está presente na figura 50, notadamente pela maior largura da distribuição do registro da direita.

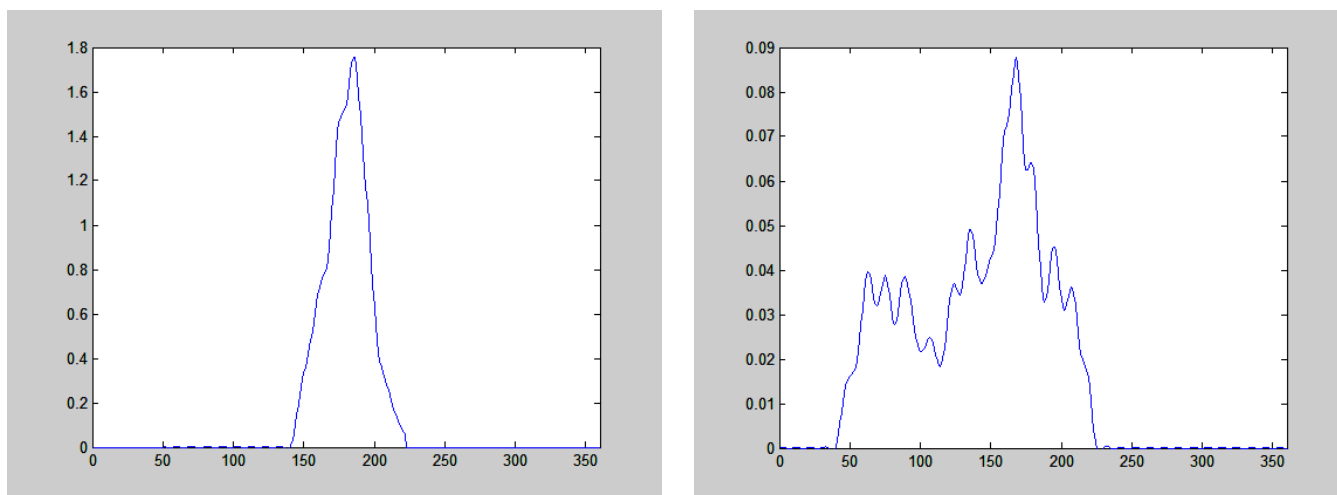


Figura 50: Spread da direção calculada pelo MPM para os registros 381 (esquerda) e 677 (direita). Os eixos verticais são a energia em m^2/Hz e os horizontais a direção da onda em graus.

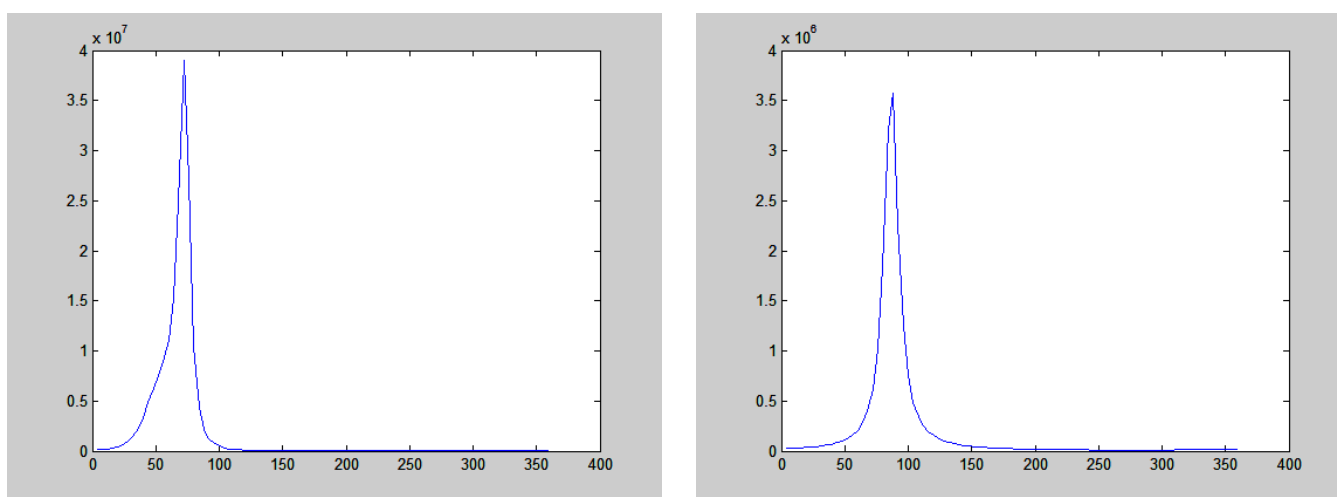


Figura 51: Spread da direção calculada pelo IMLM para os registros 381 (esquerda) e 677 (direita). Os eixos verticais são a energia em m^2/Hz e os horizontais a direção da onda em graus.

A figura 51, por seu turno, calculada pelo IMLM e gerada a partir do arquivo, gerado pelo Wavesmon, com a distribuição direcional da energia das ondas para a frequência de 7 segundos para os registros 381 e 677 não representa o aumento da dispersão dos dados, observada na figura 46, no gráfico da direita, correspondente ao período de maior variação na direção das ondas.

Na figura 52 pode-se observar o comportamento das séries de direções para o conjunto de 576 registros.

O mesmo padrão de dispersão e estabilidade da direção é observado entre os resultados do MPM e do IMLM.

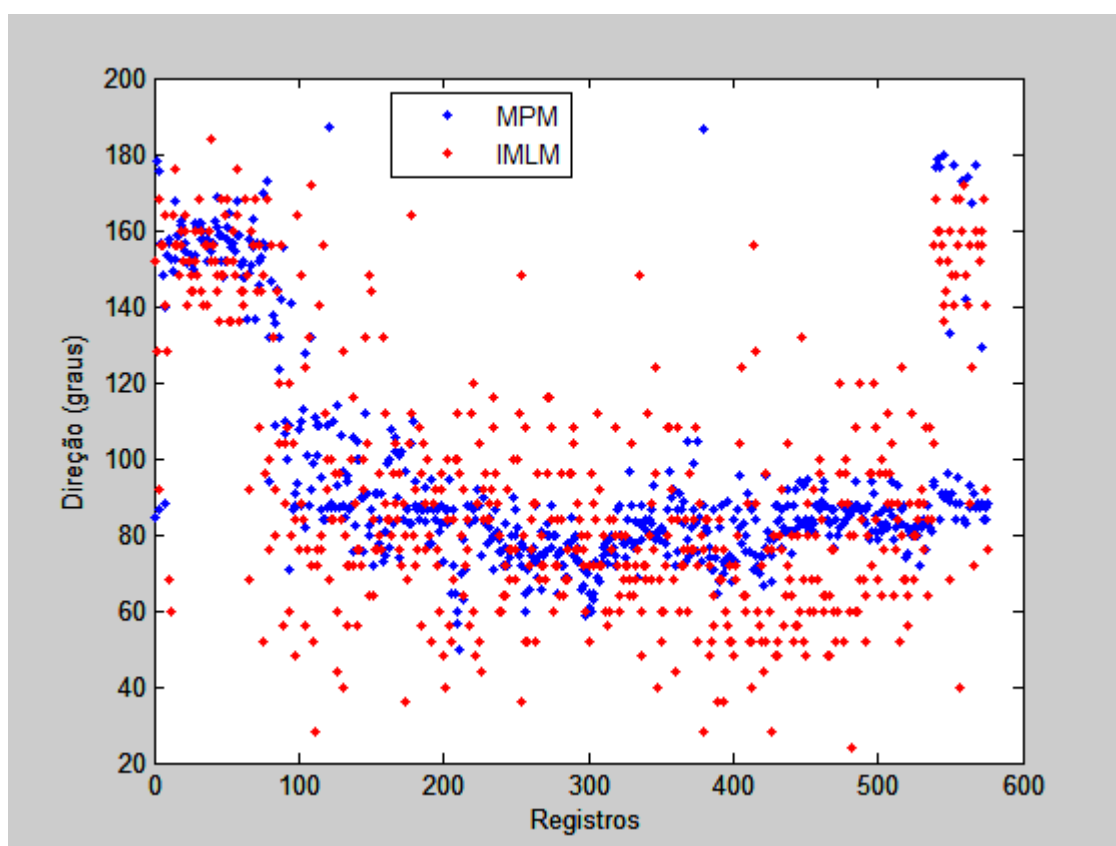


Figura 52: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para o conjunto posterior de 576 registros horários, faixa 4, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

FAIXA 5 – 4 SEGUNDOS

A figura 53 apresenta o resultado das direções calculadas para os primeiros 702 registros para a faixa 5. Em seguida, a figura 54 apresenta o resultado para o conjunto posterior, com 576 registros.

A faixa 5, de 4 segundos, é de alta frequência e a direção das suas ondas é, usualmente, bastante solidária à direção do vento.

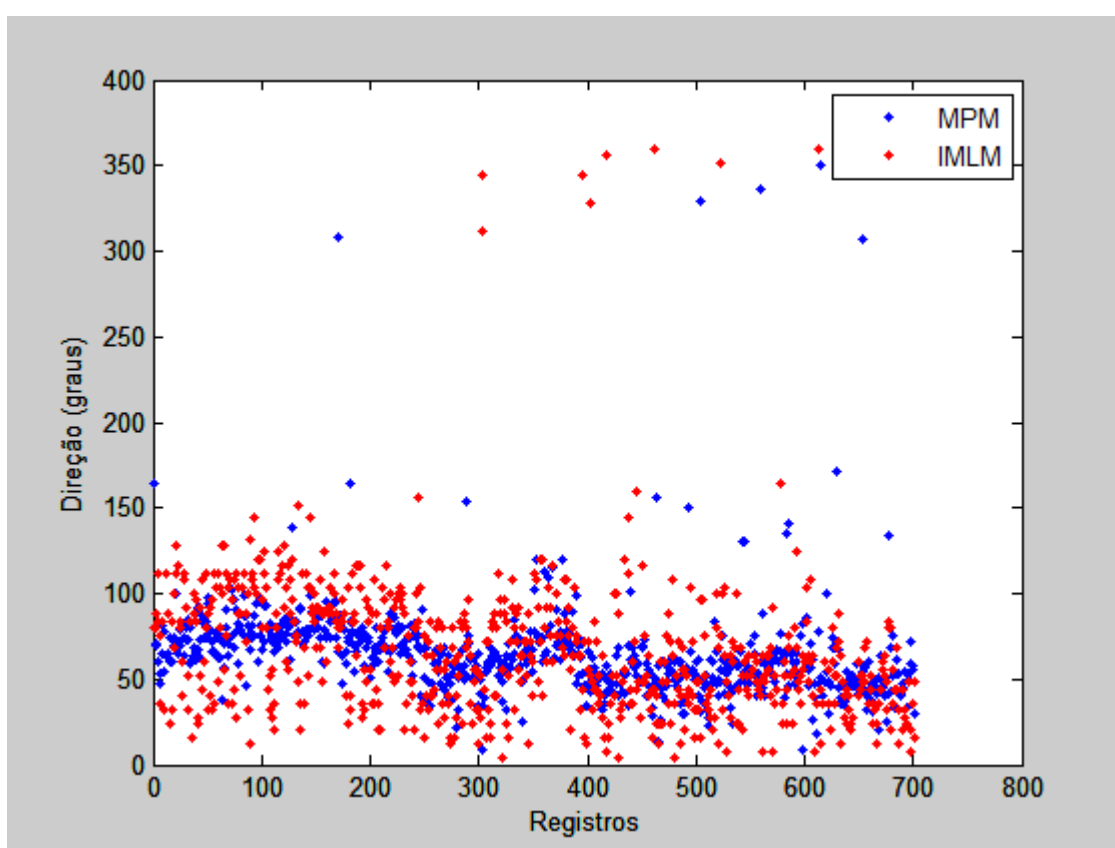


Figura 53: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para os primeiros 702 registros horários, faixa 5, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

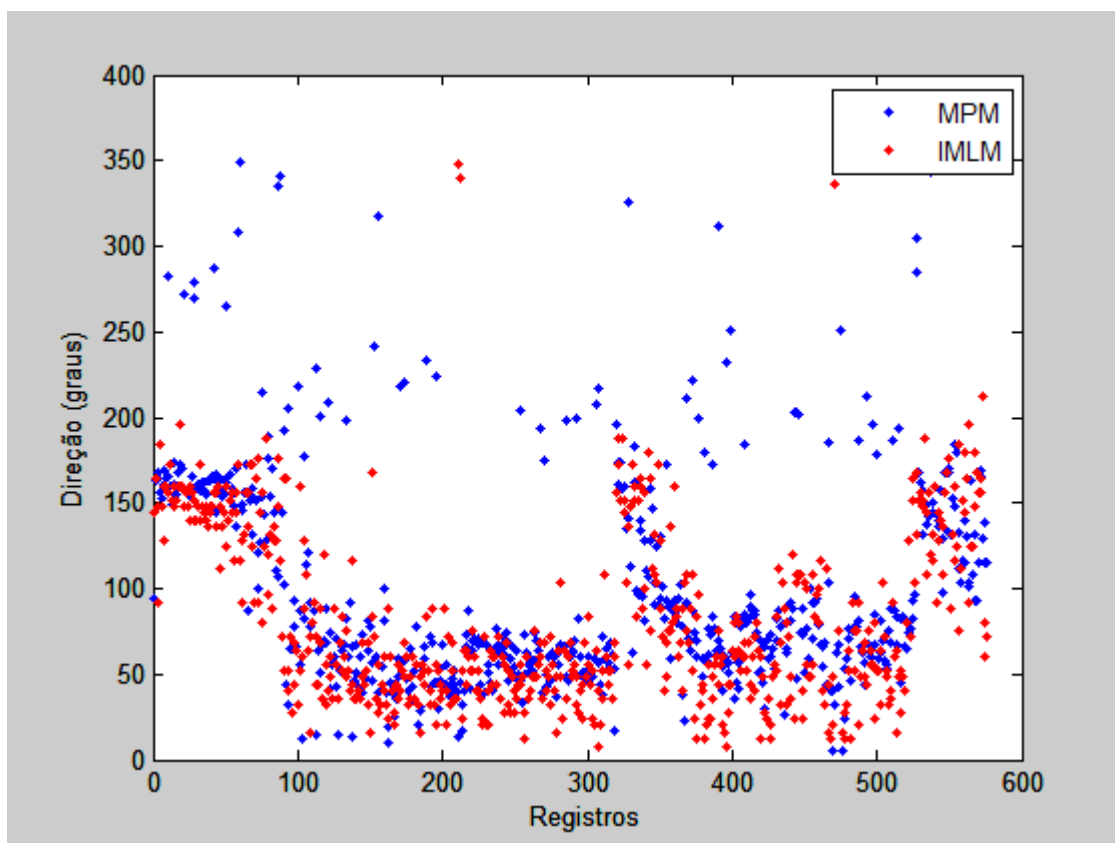


Figura 54: Gráfico com Direções Principais de propagação das ondas de gravidade para o conjunto posterior de 576 registros horários, faixa 5, com o MPM (azul) e com o IMLM (vermelho).

A dispersão dos dados, na figura 53, segue o padrão encontrado até aqui, com os dados do MPM apresentando uma variância menor que os dados do IMLM. Em termos de direção de propagação das ondas, mais uma vez a direção calculada pelos dois métodos é similar.

Na figura 54, as direções calculadas com o MPM apresentaram uma variância maior que as do IMLM, apresentando pontos que iam para direções do quadrante SW. É possível que tais variações bruscas na direção das ondas, da faixa 5, calculadas pelo MPM estejam associadas à presença de ventos do quadrante SW.

PLEDS

Finalmente, os dados serão apresentados na forma de um gráfico de 4 dimensões, a saber: tempo, frequência, direção de propagação e altura de ondas.

O gráfico foi originalmente desenvolvido por PARENTE [9] que o batizou de PLEDs (*Plotting the Evolution of the Directional Spectrum*).

Nas figuras 55 e 56 são apresentados os dados calculados com o MPM e com o IMLM, respectivamente, para o primeiro conjunto de 702 registros horários. O eixo vertical representa o tempo e sua escala é em dias. O eixo horizontal assinala as direções de propagação das ondas. As cores das pequenas janelas de hanning desenhadas no gráfico representam as frequências das 5 faixas calculadas no MPM, selecionadas por meio das funções *wavelet*. A altura da janela de hanning representa as alturas significativas das ondas. Os dados são apresentados a cada 3 horas.

As alturas da figura do método MPM foram normalizadas com as alturas calculadas pelo software da RDInstruments a fim de que as direções possam ser melhor avaliadas na análise dos gráficos.

Os dados de direção, em todas as faixas, foram filtrados com filtro tipo butterworth de sexta ordem, tipo passa baixa, com frequência de corte de 24 horas. Isso foi responsável por uma significativa diminuição da variância dos dados computados com o IMLM. Ainda assim, nos gráficos, os dados do MPM continuam com uma dispersão menor.

As figuras 57 e 58 apresentam o mesmo gráfico para o segundo conjunto de dados.

Os retângulos brancos representam a evolução temporal da direção e da intensidade do vento, com que as ondas de alta frequência (azul) costumam estar associadas.

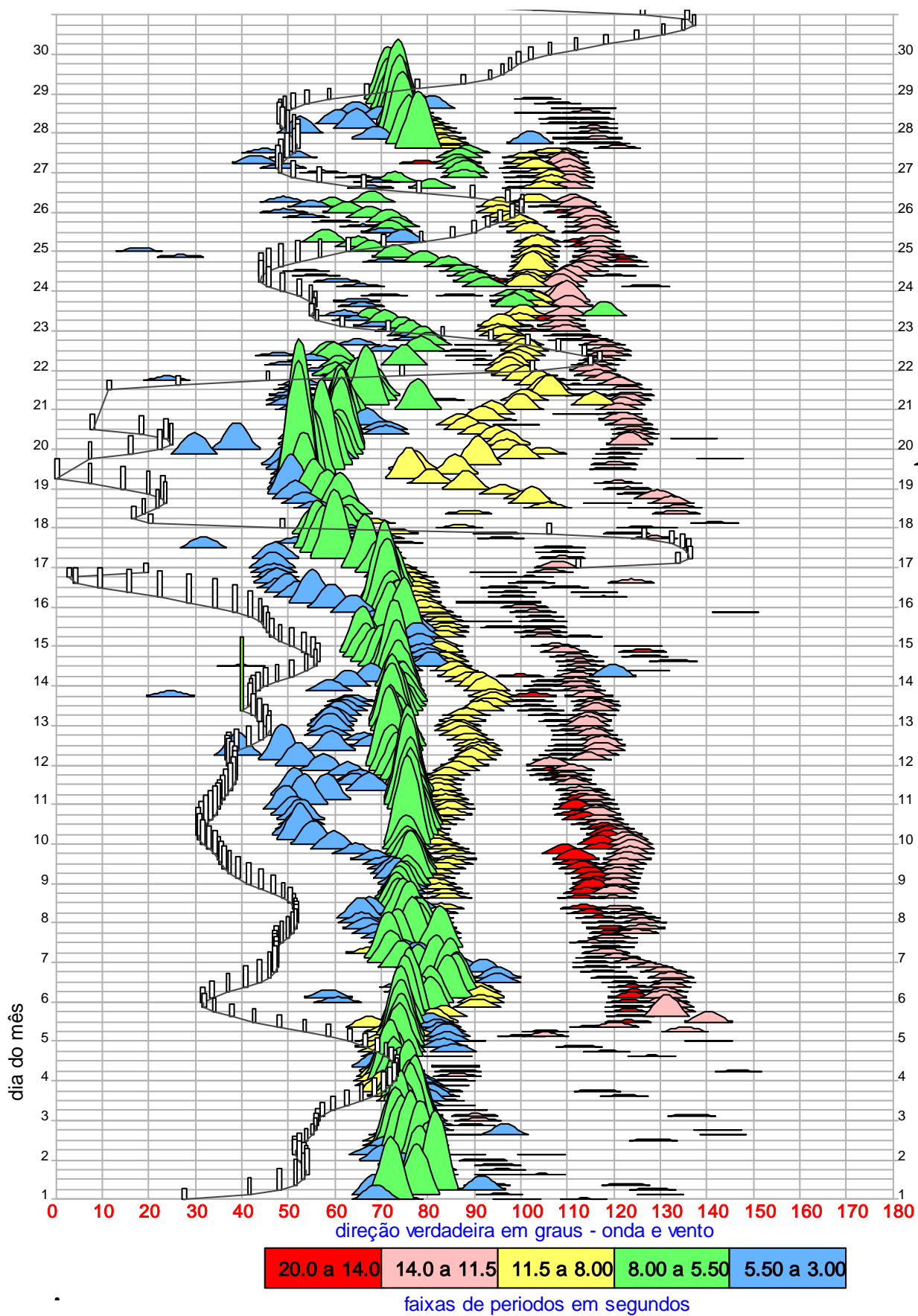


Figura 55: PLEDs para o primeiro conjunto de registros, processamento MPM.

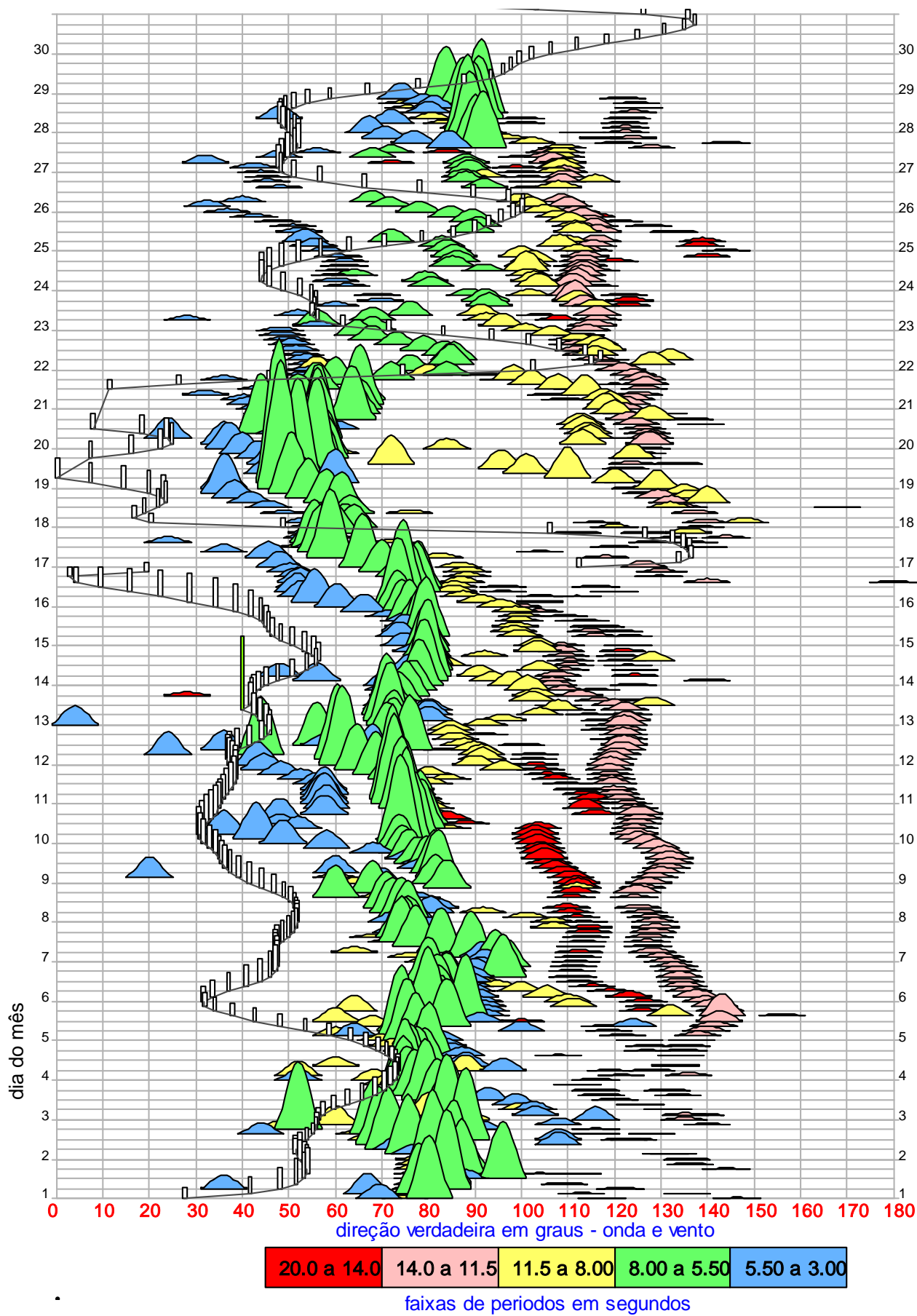


Figura 56: PLEDs para o primeiro conjunto de registros, processamento IMLM.

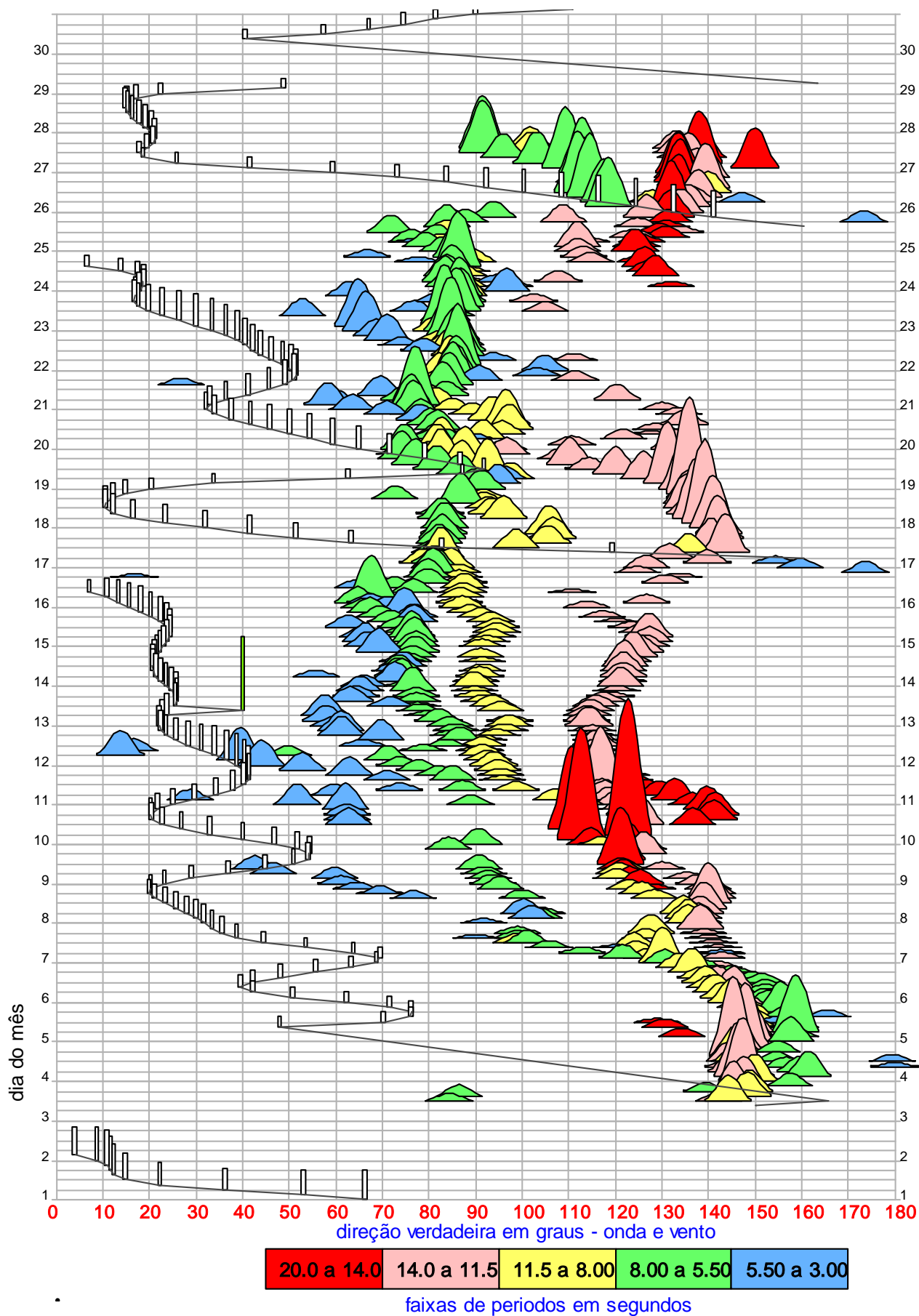


Figura 57: PLEDs para o segundo conjunto de registros, processamento MPM.

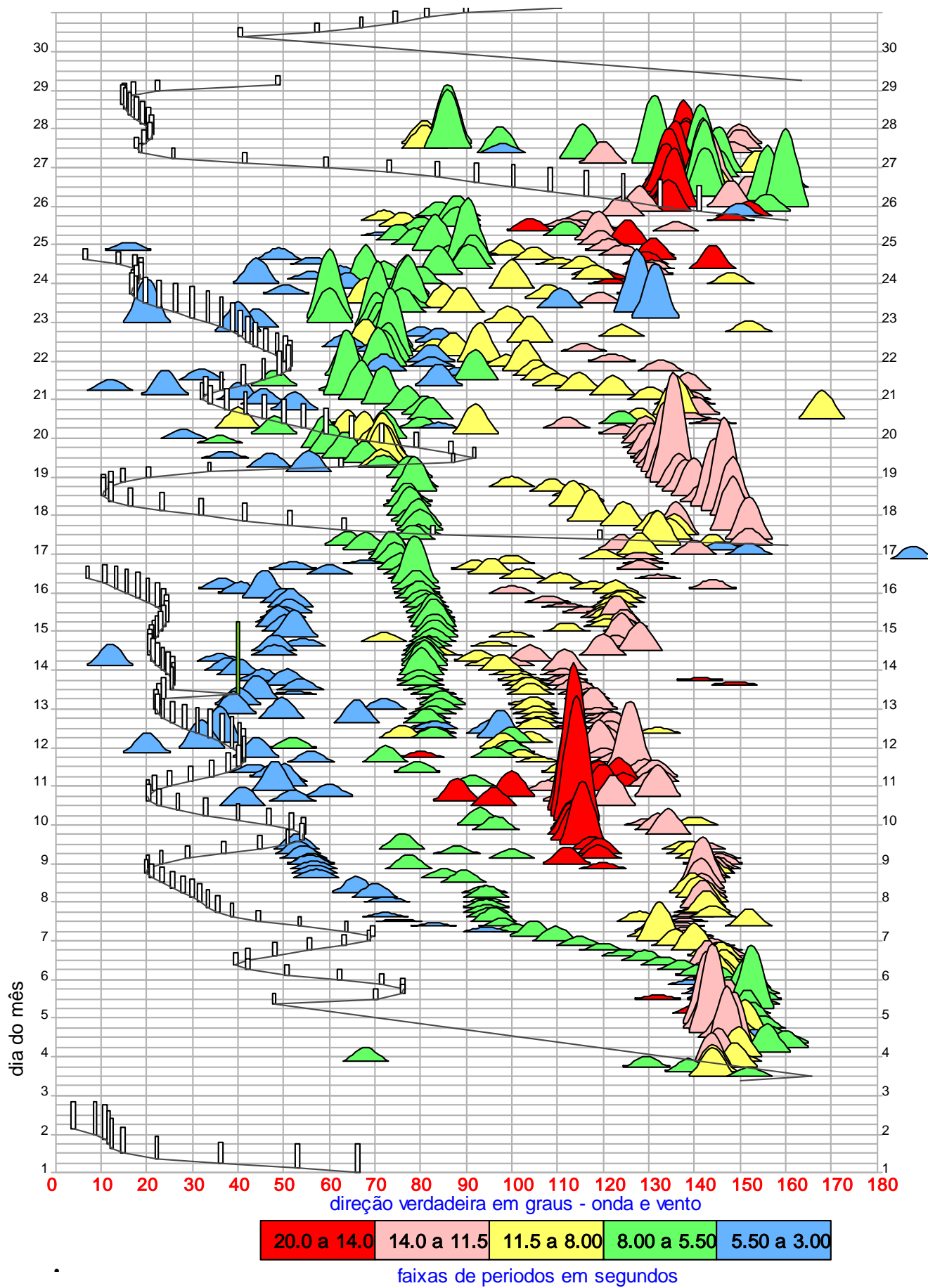


Figura 58: PLEDs para o segundo conjunto de registros, processamento IMLM.

Capítulo VI

Conclusão

Um novo método para a estimação da distribuição direcional da energia das ondas de gravidade, para dados de corrente coletados por ADCP (*Acoustic Doppler Current Profiler*), foi desenvolvido com sucesso na presente Tese.

O Método do Casamento de Fases (ou *Matched Phase Method* – MPM) utiliza a fase do espectro cruzado de cada combinação não-redundante de par de sensores do ADCP para estimar uma possível solução para a função de distribuição direcional de energia das ondas de gravidade, a partir da Função de Transferência do par de sensores.

As possíveis soluções de todas as combinações são, então, somadas e uma distribuição é formada. O uso de wavelets, na abordagem da DAAT (*Data Analysis with Adaptive Technique*), orientada a eventos, permite a seleção de dados mais robustos a partir de 2 critérios: desvio padrão circular e coerência espectral que, conjugados, fazem com que sejam utilizados apenas estimativas espectrais associadas a trens de ondas bem definidos no tempo.

O resultado ainda passa por um refinamento para uma soma ponderada das possíveis soluções dos pares de sensores a partir da multiplicação pelo valor absoluto da derivada da função de transferência do par, na direção obtida na primeira rodada do método. O valor absoluto da derivada da função de transferência é máxima para as direções em que o par é mais sensível direcionalmente e potencializa as soluções verdadeiras do método, restringindo os efeitos de possíveis ambiguidades e lóbulos secundários.

As técnicas de processamento de dados que utilizam *wavelets* possuem resolução temporal superior aos métodos tradicionais, como o de Fourier e IMLM, porque observam a não-estacionariedade e a estocasticidade dos dados durante o período de aquisição [10]. Essa característica permite ao MPM explorar a orientação a eventos desenvolvida na DAAT [9] que busca, na série de estimativas espectrais resultante do processamento wavelet, trens de ondas bem definidos e estáveis, associados a picos de energia, que instantes depois já não mais existem.

Apesar da aplicação do MPM em 5 faixas de frequência previamente definidas, para suficiente representação do clima de ondas, outras faixas de frequência poderiam ser definidas sem nenhum tipo de contrapartida na qualidade dos dados já que cada faixa de frequência é implementada a partir de uma nova função *wavelet* que realiza a correlação dos dados com senos e co-senos específicos para a frequência selecionada. A abordagem *wavelet*, utilizada no MPM, possui alta resolução tanto no domínio do tempo quanto no da frequência [12].

O MPM foi comparado com o IMLM, que é o método mais comumente utilizado para o processamento de dados ADCP, por meio de 1278 registros horários coletados em 2 eventos distintos, separados no tempo em 3 meses e com diferentes condições de estado do mar.

Os resultados do MPM foram consistentes, demonstrando estabilidade entre registros independentes submetidos a um mesmo regime de ondas e com a determinação de funções de distribuição direcional de energia melhor correlacionados com a variância observada na direção dos dados em eventos de mar local.

De uma forma geral, foi observada uma diminuição da variância das estimativas de direção de ondas, em concordância com aplicações anteriores de técnicas *wavelet* em

processamento de dados de ondas [10, 12 e 13] em séries de bóias ou *triplets*, que também obtiveram diminuição da variância em comparação com os métodos que utilizam a série completa para obtenção de uma única estimativa espectral do campo de ondas.

A presente Tese comprovou tal superioridade das técnicas *wavelet* em dados coletados por ADCP, por meio da aplicação de uma abordagem simples e de alta resolução direcional.

Capítulo VII

Bibliografia

- [1] BARREIRA, L.M., 2004, “Observação de Correntes com ADCP Embarcado”, Tese de Mestrado, *Universidade Federal do Rio de Janeiro (COPPE/UFRJ)*, Rio de Janeiro.
- [2] TERRAY E.A., BRUMLEY B.H., STRONG B., 1999, “Measuring Waves and Currents with an Upward-Looking ADCP”, In: *Proceedings of the IEEE Sixth Working Conference on Current Measurement*, pp. 61-71, San Diego/CA, EUA.
- [3] TERRAY E.A., KROGSTAD H.E., CABRERA R., GORDON R.L., LOHRMANN A., 1990, “Measuring Wave Direction using Upward-Looking Doppler Sonar”, In: *Proceedings of the IEEE Fourth Working Conference on Current Measurement*, pp. 252-257, Clinton/MD, EUA.
- [4] TERRAY E.A., GORDON R.L., BRUMLEY B.H., 1997, “Measuring Wave Height and Direction Using Upward-Looking ADCPs”, In: *OCEANS’97. MTS/IEEE Conference Proceedings*, v.1, pp. 287-290, Halifax/NS, Canada.
- [5] STRONG B., BRUMLEY B., TERRAY E.A., STONE, G.W., “The performance of ADCP-derived directional wave spectra and comparison with other independent measurements”, In: *OCEANS 2000 MTS/IEEE Conference and Exhibition*, v.2, pp. 1195-1203, Providence/RI, EUA.
- [6] RORBAEK K., ANDERSEN H., 2000, “Evaluation of Wave Measurements with an Acoustic Doppler Current Profiler”, In: *OCEANS 2000 MTS/IEEE Conference and Exhibition*, v.2, pp. 1181-1187, Providence/RI, EUA.
- [7] BOYD J.D., 2006, “Evaluation of ADCP Wave Measurements”, Master Thesis, *Naval Postgraduate School*, Monterey/CA, EUA.

- [8] HERBERS T.H.C., LENTZ S.J., 2010, “Observing Directional Properties of Ocean Swell with an Acoustic Doppler Current Profiler (ADCP)”, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v.27, pp. 210-225.
- [9] PARENTE C.E., 1999, “Uma Nova Técnica Espectral para a Análise Direcional de Ondas”, Tese de Doutorado, *Universidade Federal do Rio de Janeiro (COPPE/UFRJ)*, Rio de Janeiro, Brasil.
- [10] DONELAN M.A., DRENNAN W.M., MAGNUSSON A.K., 1996, “Nonstationary Analysis of the Directional Properties of Propagating Waves”, *Journal of Physical Oceanography*, v.26, pp. 1901-1914.
- [11] TORRENCE C. e COMPO G.P., 1998, “A Pratical Guide to Wavelet Analysis”, *Bulletin of the American Meteorological Society*, v.79, n.1, pp. 61-78.
- [12] MASSEL S.R., 2001, “Wavelet analysis for processing of ocean surface wave records”, *Ocean Engineering*, v.28, pp. 957-987.
- [13] KROGSTAD H.E., MAGNUSSON A.K., DONELAN M.A., 2006, “Wavelet and Local Directional Analysis of Ocean Waves”, *International Journal of Offshore and Polar Engineering*, v.16, n.2, pp. 97-103.
- [14] KUNDU P.K. e COHEN I.M., 2002, “Fluid Mechanics”, *Academic Press*, 2ª Ed., San Diego/CA, EUA.
- [15] AIRY G.B., 1845, “Tides and Waves”, *Encyclopedia Metropolitan*, London.
- [16] YOUNG I.R., 1999, “Wind Generated Ocean Waves”, *Elsevier Ocean Engineering Book Series*, Vol. 2, Elsevier Science Ltd, Oxford, UK.
- [17] OCHI, 1998, “Ocean Waves. The Stochastic Approach”, *Cambridge Ocean Technology Series (N. 6)*, 1ª Ed., Cambridge University Press, ING (311 pp).
- [18] LONGUET-HIGGINS M.S., CARTWRIGHT D.E., SMITH N.D., 1963, “Observations of the Directional Spectrum of Sea Waves using the Motions of a Floating Buoy”. In: *Ocean Wave Spectra*, Prentice-Hall, EUA, pp.111-136.
- [19] CAPON J., 1969, “High-resolution Frequency-wavenumber Spectrum Analysis”, In: *Proceedings of the IEEE*, n. 57, pp. 1408-1418.

- [20] DAVIS, R.E. e REGIER L.A., 1977, “Methods for Estimating Directional Wave Spectra from Multi-element Arrays”, *Journal of Marine Research*, n. 35(3), pp. 453-477.
- [21] ISOBE M., KONDO K. e HORIKAWA K., 1984, “Extension of MLM for Estimation Wave Directional Spectra”, In: *Proceedings of the Symposium on Description and Modelling of Directional Seas*, n. 6, Lyngby, Dinamarca.
- [22] YOUNG I.R., 1994, “On the Measurement of Directional Wave Spectra”, *Applied Ocean Research*, n. 16, pp. 283-294.
- [23] PAWKA S.S., 1982, “Wave Directional Characteristics on a Partially Sheltered Coast”, Tese de Doutorado, *Scripps Institution of Oceanography*, La Jolla/CA, EUA (246 pp).
- [24] KROGSTAD H.E., GORDON, R.L., MILLER, M.C., 1988, “High Resolution Directional Wave Spectra from Horizontally Mounted Acoustic Doppler Current Meters”, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, n. 5, pp. 340-352.
- [25] NWOGU O., 1989, “Maximun entropy estimation of directional wave spectra from an array of wave probes”, *Applied Ocean Research*, v. 11, n. 4, pp. 176-182.
- [26] RDInstruments, 1996, “Acoustic doppler Current Profiler Principles of Operation – A Pratical Primer”, 2 ed for Broadband ADCPs, San Diego.
- [27] BRUMLEY B.H., DEINES K.L., CABRERA R.G., TERRAY E.A., 1996, “Broadband Acoustic Doppler Current Profiler”, *US Patent 5.483.499*, EUA.
- [28] TELEDYNE RDINSTRUMENTS, 2010, “ADCP Coordinate Transform – Formulas and Calculation”, P/N 951-6079-00, San Diego, EUA.
- [29] TELEDYNE RDINSTRUMENTS, 2004, “Waves Primer: Wave Measurements and the RDI ADCP Waves Array Technique”, San Diego, EUA
- [30] HOITINK A.J.F, PETERS H.C., SCHROEVERS M., 2007, “Field Verification of ADCP Surface Gravity Wave Elevation Spectra”, *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, v.24, pp. 912-922.

- [31] MEDWIN H. e CLAY C.S., 1988, “Fundamentals of Acoustical Oceanography”,
Applications of Modern Acoustics, Academic Press, San Diego, EUA.