



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/03.24.14.25-TDI

**EFEITOS DE ONDAS KELVIN ULTRARRÁPIDAS NA
IONOSFERA EQUATORIAL BRASILEIRA:
OBSERVAÇÕES E MODELAGEM**

Amélia Naomi Onohara

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial / Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Inez Staciarini Batista, aprovada em 15 de abril de 2011.

URL do documento original:
<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/39D3L28>>

INPE
São José dos Campos
2011

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**Presidente:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Membros:

Dr^a Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr^a Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr^a Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Deicy Farabello - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Vivéca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da
**Ciência, Tecnologia
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/03.24.14.25-TDI

EFEITOS DE ONDAS KELVIN ULTRARRÁPIDAS NA IONOSFERA EQUATORIAL BRASILEIRA: OBSERVAÇÕES E MODELAGEM

Amélia Naomi Onohara

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial / Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Inez Staciarini Batista, aprovada em 15 de abril de 2011.

URL do documento original:
<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/39D3L28>>

INPE
São José dos Campos
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Onohara, Amélia Naomi.
On6e Efeitos de ondas Kelvin ultrarrápidas na ionosfera equatorial brasileira: observações e modelagem / Amélia Naomi Onohara. – São José dos Campos : INPE, 2011.
xxxii+150 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2011/03.24.14.25-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial / Ciências Atmosféricas) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011.

Orientadores : Drs. Hisao Takahashi, e Inez Staciari Batista.

1. Ondas Kelvin. 2. Ondas equatoriais. 3. Acoplamento mesosfera-ionosfera equatorial. I.Título.

CDU 550.385.2

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

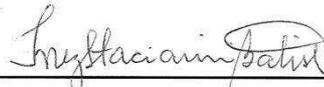
Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Doutor(a) em
Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas

Dr. Polinaya Muralikrishna



Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Inez Staciari Batista



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Hisao Takahashi



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dra. Iara Regina Cardoso de Almeida Pinto



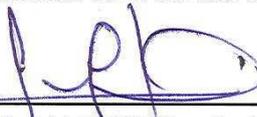
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Barclay Robert Clemesha



Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Lourivaldo Mota Lima



Convidado(a) / UEPB / Campina Grande - PB

Dr. Cristiano Max Wrasse



Convidado(a) / VSE / São José dos Campos - SP

Aluno (a): Amélia Naomi Onohara

São José dos Campos, 15 de abril de 2011

“A mente que se abre a uma nova idéia jamais volta ao seu tamanho original”

ALBERT EINSTEIN

*A meus pais Paulo e Maria. Ao Rodrigo, o meu parceiro
de todos os momentos. A meus familiares e amigos pelo apoio
recebido.*

AGRADECIMENTOS

Agradecimento em especial aos meus orientadores Dr. Hisao Takahashi e a Dra. Inez Staciarini Batista pela supervisão do andamento do meu trabalho, além de palavras de estímulo e valiosas sugestões.

Agradecimento mais uma vez para Dra. Inez Staciarini Batista e ao Dr. Mangalathayil Ali Abdu pela cooperação dos dados de digissonda instalada em Fortaleza, e à Maria Goreti dos Santos Aquino pelo redução de dados de digissondas. Ao Dr. Alexander José Carrasco pelas sugestões para melhoria do modelo ionosférico utilizado neste trabalho.

Agradecimentos aos Drs. Martin G. Mlynczak e James M. Russel III, pela cooperação dos dados do satélite TIMED/SABER. Ao Dr. Joaquim Fachine de Alencar Filho pelo banco de dados da temperatura obtida pelo satélite TIMED/SABER para a região de São João do Cariri durante o ano de 2005.

Agradecimentos também aos Drs. Paulo Prado Batista e Barclay Robert Clemesha, e também ao Dr. Lourivaldo Mota Lima, pela cooperação nos dados de radar meteórico de São João do Cariri. À Dra. Dora Pancheva e ao Dr. Nick Mitchell pela concessão dos dados de ventos neutros de Ascension Island. Agradecimentos também aos Drs. Christopher Torrence e Gilbert P. Compo pela disponibilização do software wavelet.

Aos Drs. Christiano Garnett Marques Brum e Fábio Augusto Vargas dos Santos pelo esclarecimento de diversas dúvidas, e de sugestões de melhoria no trabalho.

Agradecimentos a todo o pessoal do grupo LUME pelo companheirismo e pela ajuda técnica necessária. Agradeço também à coordenação do curso de Geofísica Espacial pelo suporte de material necessários para a elaboração do trabalho de tese, e pela ajuda financeira para participação em eventos tanto no Brasil, quanto no exterior.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pela bolsa de doutorado concedida. E ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) pela estrutura predial oferecida, e também pela oportunidade de realizar os cursos de mestrado e doutorado neste instituto.

RESUMO

O principal objetivo deste trabalho foi estudar o acoplamento vertical entre a mesosfera e a ionosfera equatorial por meio da propagação de ondas Kelvin ultrarrápidas (ou ondas UFK, do inglês “ultra-fast Kelvin waves”), que é um tipo de onda equatorial com períodos em torno de $\sim 3,5$ dias. Este estudo baseou-se na utilização de observações e modelo. Foram utilizados os ventos neutros observados em São João do Cariri (7,4 °S; 36,5 °O), Cachoeira Paulista (22,7 °S; 45 °O) e Ascension Island (7,9 °S; 14,4 °O). Além dos ventos neutros, observações de temperatura do satélite TIMED/SABER e de parâmetros ionosféricos, tais como a altura virtual mínima ($h'F$), e a frequência crítica da camada F (foF_2), observados em Fortaleza (3,9 °S; 38,4 °O), também foram utilizadas. Todas as observações utilizadas neste trabalho foram realizadas durante o ano de 2005. Os parâmetros observados foram submetidos à análise wavelet para que as assinaturas de ondas UFK pudessem ser identificadas. Quatro casos de assinaturas simultâneas em observações mesosféricas e ionosféricas foram utilizados. Em cada um desses casos, as amplitudes e fases da onda UFK foram calculadas para que fosse possível a obtenção dessas componentes para alturas onde a base da região E está situada (~ 120 km de altitude). Oscilações de ondas UFK no vento neutro zonal a 120 km serviram de parâmetros de entrada do modelo “Código de Batista” (CODB), um modelo ionosférico que calcula o acoplamento eletrodinâmico da ionosfera equatorial, e que tem como saídas as derivas verticais e horizontais de plasma na região F. Resultados dos testes realizados com o modelo mostraram boa compatibilidade dos resultados das derivas verticais com os resultados observacionais, de modo que é possível afirmar que o modelo, sob determinadas condições, mostrou que a onda UFK é capaz de alterar a estrutura ionosférica da região equatorial brasileira.

THE ULTRA-FAST KELVIN WAVES EFFECTS ON THE BRAZILIAN EQUATORIAL IONOSPHERE: OBSERVATIONS AND MODELLING

ABSTRACT

The main subject of this work was to investigate the vertical coupling between the equatorial mesosphere and ionosphere by ultra-fast Kelvin waves (UFK) propagation. The ultra-fast Kelvin wave is a kind of equatorial wave with periods about 3.5 days. This study was based on observations and modelling. Neutral wind data observed at São João do Cariri (7.4 °S, 36.5 °W), Cachoeira Paulista (22.7 °S, 45 °W) and Ascension Island (7.9 °S, 14.4 °W) were used. Temperature data from the TIMED/SABER satellite and ionospheric parameters like $h'F$ and foF_2 were used too. The observational data used in this work were taken during the year of 2005. The observed parameters were submitted to a wavelet analysis in order to identify the oscillations present in the temporal series. The study was conducted for four time intervals in which the ultra-fast Kelvin wave signature was present in both mesospheric and ionospheric parameters. For each of these intervals, the amplitude and phase of the propagating wave were calculated from the wind data. The effect of the ultra-fast Kelvin waves on the ionospheric parameters was obtained using an ionospheric model that solves the coupled electrodynamics of the equatorial ionosphere and calculates the electrostatic potential for the E region and the F region vertical and horizontal plasma drifts. Some relevant results were obtained from the comparison between observation and model results in this work. In this way it is possible to say that the UFK wave is capable of affecting the equatorial Brazilian region ionospheric structure.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Diagrama esquemático ilustrando os possíveis mecanismos para indução de ondas planetárias nas regiões MLT e nas alturas do dínamo ionosférico. Fonte: adaptado de Forbes (1996).	7
2.1 Os três principais tipos de onda existentes na atmosfera. Fonte: Adaptado de Beer (1974).	14
2.2 Plano horizontal (latitude e longitude) da distribuição da velocidade e pressão para uma onda Rossby mista que se propaga para o oeste. Os contornos listrados indicam divergência, e o contorno sombreado representa a convergência do fluxo. Contornos representados pelas linhas sólidas e tracejadas representam o geopotencial, para níveis de alta e baixa pressão, respectivamente. Os vetores representam as velocidades dos ventos (a velocidade máxima está indicada no canto inferior direito). Fonte: Adaptado de Kiladis et al. (2009).	24
2.3 Diagrama de dispersão para ondas equatoriais. Fonte: Adaptado de Kiladis et al. (2009).	25
2.4 Plano horizontal (latitude e longitude) da distribuição da velocidade e pressão para ondas Kelvin. Os contornos listrados indicam divergência, e o contorno sombreado representa a convergência do fluxo. Contornos representados pelas linhas sólidas e tracejadas representam o geopotencial, para níveis de alta e baixa pressão, respectivamente. Os vetores representam as velocidades dos ventos (a velocidade máxima está indicada no canto inferior direito). Fonte: adaptado de Kiladis et al. (2009).	27

2.5	Seção longitude-altura ao longo do equador mostrando as perturbações na pressão, temperatura e vento para uma onda Kelvin. Linhas grossas onduladas indicam as linhas materiais, setas largas descendentes mostram a propagação de fase. Áreas de alta pressão estão sombreadas. O comprimento das setas pequenas é proporcional à amplitude da onda, que neste caso diminui com o aumento da altitude devido ao amortecimento. A seta maior apontando para a direita indica a aceleração do fluxo médio devido ao cisalhamento da onda. Fonte: adaptado de Holton (1992).	32
2.6	Seção longitude-altura ao longo do círculo de latitude norte do equador mostrando as perturbações na pressão, temperatura e no vento para uma onda Rossby-gravidade. Áreas de alta pressão estão sombreadas. Pequenas setas indicam perturbações no vento zonal e vertical com comprimento proporcional à amplitude da onda. Perturbações no vento meridional são mostrados apontando para dentro da página (para o norte) e fora da página (para o sul). A grande seta apontando para a esquerda indica a aceleração do fluxo médio devido ao cisalhamento da onda. Fonte: Adaptado de Holton (1992).	34
3.1	Esquema do sistema de correntes de dínamo produzido por ventos na camada F equatorial. O vento \mathbf{U} é perpendicular ao plano da figura e aponta para leste. Fonte: Adaptado de Rishbeth (1971).	38
3.2	Deriva vertical de plasma sobre Jicamarca (Peru). Os resultados são referentes às observações realizadas pelo radar de espalhamento incoerente para diferentes estações do ano e valores de fluxos solares, para condições geomagneticamente calmas. Fonte: Adaptado de Fejer et al. (1991).	39
4.1	a-)Análise <i>wavelet</i> do foF ₂ (topo), h'F (meio) e vento zonal a 90 km (inferior). b-) Amplitudes das oscilações de 4±1 dia, obtidos para os dados de foF ₂ (topo), h'F (meio) e vento zonal a 90 km (inferior). O período de observação foi de 1 de janeiro a 30 de abril de 2005 (1-120). Fonte: adaptado de Takahashi et al. (2007).	45

4.2	Número de onda equatorial versus período obtidos para a temperatura medida pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED para as alturas de 78 km (a) e 104 km (b), no período compreendido entre os anos de 2002 a 2006. Em destaque, os comprimentos de onda verticais calculados. Fonte: adaptado de Forbes et al. (2009).	46
4.3	Amplitudes médias obtidas para as componentes de ondas do tipo Kelvin ultrarrápidas para os anos de (a) 2003 , (b) 2004 e (c) 2005, para uma altura de 90 km. Fonte: adaptado de Forbes et al. (2009).	47
4.4	Resultados obtidos por Chang et al. (2010) mostram as diferenças latitudinais e percentuais encontradas na densidade da termosfera neutra com a presença de uma onda Kelvin ultrarrápida de alta e baixa amplitude. Fonte: Adaptado de Chang et al. (2010).	50
4.5	Diferenças latitudinais e percentuais no conteúdo eletrônico total (TEC) obtidos por Chang et al. (2010), cujo modelo leva em conta a ação de uma UFK nos resultados do modelo TIMED/GCM. a-) Topo: variações latitudinais do conteúdo eletrônico total (TEC) para localidades a 160°O e 75°O. Abaixo: variações percentuais do TEC para casos de alta (linhas vermelhas), e baixa (linhas azuis) amplitudes de uma UFK, para as mesmas localidades. Neste caso está incluso o efeito do dínamo ionosférico. b-) O mesmo que (a), porém sem a inclusão do dínamo. Fonte: Adaptado de Chang et al. (2010).	51
5.1	Layout do arranjo de antenas para o sistema de radar. A antena transmissora pode ser colocada em qualquer posição, desde que não seja muito próxima de uma antena receptora. O símbolo λ representa o comprimento de onda do radar. Adaptado de Hocking et al. (2001a).	55
5.2	Esquema representativo do funcionamento do radar meteórico SKiYMET. Adaptado de Tokumoto (2007).	56
5.3	Exemplo de ionograma obtido pela digissonda instalada em Fortaleza, para o dia 25 de julho de 2005, às 10:40 UT. Na figura estão em destaque alguns dos parâmetros ionosféricos observados, tais como as alturas virtuais e as frequências críticas das camadas E, F ₁ e F ₂ da ionosfera. . . .	58

5.4	Representação do plano tempo/espaco versus frequencia. Variações proporcionais do intervalo de tempo e frequencia são apresentados à esquerda. À direita, a dilatação/contração dos respectivos intervalos são mostrados.	
	Fonte: Domingues et al. (2005).	61
5.5	Gráfico da parte real e complexa de um wavelet base Morlet.	
	Fonte: Domingues et al. (2005).	62
5.6	Exemplo da utilização da técnica de análise espectral wavelet. A função wavelet base utilizada foi o Morlet, ilustrado na figura na parte superior à direita.	
	Fonte: http://paos.colorado.edu/research/wavelets/	64
6.1	Resultados da análise espectral obtidos para a velocidade dos (a) ventos zonais, (b) meridionais, e (c) temperatura, para uma altitude de 90 km, para a localidade de São João do Cariri para o ano de 2005.	82
6.2	Representação do espectro de potência cruzado entre o (a) vento zonal e meridional para São João do Cariri, e (b) entre o vento zonal e a temperatura observada pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED.	83
6.3	Resultados da análise espectral para o vento zonal a 90 km de altura durante o ano de 2005: (a) São João do Cariri, e (b) Cachoeira Paulista.	83
6.4	Espectro de potência cruzado entre os ventos zonais observados em São João do Cariri e em Cachoeira Paulista durante todo o ano de 2005.	84
6.5	Reconstruções de onda UFK, calculados a partir de análises wavelet dos ventos zonais entre 81 e 99 km de altitude, por meio da utilização de um filtro passa banda com períodos entre 3 e 4 dias. As linhas sólidas representam as reconstruções obtidas para São João do Cariri, enquanto as linhas pontilhadas azuis representam as reconstruções obtidas para Cachoeira Paulista.	85
6.6	a-) Versão ampliada do primeiro intervalo selecionado na Figura 6.5. b-) Versão ampliada do segundo intervalo selecionado na Figura 6.5. Os retângulos vermelhos mostram indicam a presença de ondas UFK. Esses mesmos intervalos serão utilizados para o cálculo do comprimento de onda vertical da onda Kelvin ultra-rápida.	87

6.7	Amplitudes e fases obtidas para a localidade de São João do Cariri para os intervalos de tempo mostrados nas Figuras 6.6(a) e 6.6(b). O período de onda e o comprimento de onda vertical calculados estão presentes nas figuras, além da função de ajuste linear utilizada para o cálculo da variação em altura da fase da onda.	88
6.8	Espectro de potência do vento zonal a 90 km de altura durante o ano de 2005: (a) São João do Cariri, e (b) Ascension Island.	89
6.9	Espectro de potência cruzado entre o vento neutro zonal observado em São João do Cariri e o vento neutro zonal observado em Ascension Island durante o ano de 2005 para a altura de 90 km. Os retângulos pretos indicam intervalos de tempo sem observações em Ascension Island.	90
6.10	Espectros de potência obtidos para os parâmetros (a) foF_2 , (b) $h'F$ e (c) vento neutro zonal a 90 km de altura, para os meses de janeiro, fevereiro, março e abril de 2005.	91
6.11	Espectros de potência obtidos para o parâmetro (a) foF_2 , (b) $h'F$ e (c) vento neutro zonal a 90 km de altura, para os meses de maio, junho, julho e agosto de 2005.	92
6.12	Espectros de potência obtidos para o parâmetro (a) foF_2 , (b) $h'F$ e (c) vento neutro zonal a 90 km de altura, para os meses de setembro, outubro, novembro e dezembro de 2005.	93
6.13	Espectro de potência cruzado: a-) entre o vento neutro zonal mesosférico observado em São João do Cariri e a altura virtual mínima $h'F$ observada em Fortaleza durante o ano de 2005. b-) entre o vento neutro zonal mesosférico observado em São João do Cariri e a frequência crítica do plasma foF_2 observada em Fortaleza durante o ano de 2005.	94
6.14	Exemplo de alguns perfis em altura calculados a partir do dia 28 de fevereiro de 2005. O intervalo de tempo entre um quadro e outro é de 6 horas. As linhas sólidas representam o ajuste realizado para a obtenção das amplitudes das componentes de 3-4 dias de uma onda Kelvin ultrarrápida que se propagou da região MLT para a ionosfera sem sofrer nenhum tipo de atenuação, enquanto as linhas tracejadas representam a mesma onda, com 50 % de atenuação em sua propagação. Os losangos representam as amplitudes das componentes de 3-4 dias calculadas a partir dos dados de vento zonal observado pelo radar meteorológico de São João do Cariri, para alturas entre 81 e 99 km.	98

6.15	Perfis em altura das componentes de onda UFK calculados entre os dias 28 de fevereiro a 4 de março de 2005 (dias 59-63). As linhas pontilhadas representam os perfis calculados considerando que não houve aumento exponencial da amplitude da onda com a altura. Os losangos representam as componentes de onda UFK calculadas a partir de observações de radar meteorológico para alturas entre 81 e 99 km para a localidade de São João do Cariri.	100
6.16	O mesmo que a Figura 6.14. Neste caso os perfis em altura foram tomados a partir do dia 2 até o dia 6 de agosto de 2005 (dias 214-218).	102
6.17	Perfis em altura tomados entre os dias 2 a 6 de agosto de 2005 (dias 214-218). As linhas pontilhadas representam os perfis das componentes de ondas UFK considerando que esta se propagou da região MLT para ionosfera sem aumento exponencial com a altura. Os losangos representam os perfis das componentes de onda UFK obtidos entre 81 e 99 km de altura a partir de observações do vento zonal pelo radar meteorológico de São João do Cariri.	103
6.18	Componentes de onda UFK do vento neutro zonal a 120 km de altura obtidas por meio de técnicas mostradas nas Figuras 6.14 e 6.15. A linha sólida refere-se a uma propagação sem nenhum tipo de atenuação, a linha tracejada vermelha refere-se a uma propagação vertical de onda com 50 % de atenuação, enquanto a linha tracejada azul é referente a uma propagação da onda sem aumento exponencial com a altura (com escala representada no eixo da direita).	104
6.19	Componentes de onda UFK do vento neutro zonal a 120 km de altura obtidas por meio de técnicas mostradas nas Figuras 6.16 e 6.17. A linha sólida refere-se a uma propagação sem nenhum tipo de atenuação, a linha tracejada vermelha refere-se a uma propagação vertical de onda com 50 % de atenuação, enquanto a linha tracejada azul é referente a uma propagação de uma onda sem aumento exponencial com a altura (sua escala está representada no eixo da direita).	105
6.20	a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando somente o vento de maré, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas verticais, e c-) vento neutro zonal de maré (Tarpley (1970)).	107

6.21	a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB para este caso; c-) ventos neutros zonais observados (linha tracejada: onda UFK + maré; linha pontilhada azul:onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada do modelo.	109
6.22	a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação com 50% de atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida vermelha: onda UFK + maré; linha tracejada vermelha: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.	110
6.23	a-) O espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem aumento exponencial com a altura) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida azul: onda UFK + maré; linha sólida verde: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.	111
6.24	a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando somente o vento de maré, entre os dias 29 de junho a 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas verticais; c-) ventos neutros de marés.	112
6.25	a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha tracejada: onda UFK + maré; linha pontilhada:onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.	113

6.26	a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação com 50% de atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 29 de junho a 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida vermelha: onda UFK + maré; linha tracejada vermelha: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.	115
6.27	a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem aumento exponencial com a altura) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida azul: onda UFK + maré; linha sólida verde: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.	116
6.28	a-) Espectro de potência da deriva vertical tomada somente nos horários do pico pré-reversão entre os dias 1 de fevereiro e 19 de março de 2005 (dias 32-78). b-) valores em ms^{-1} dos máximos das derivas nos horários em que ocorrem pré-reversão.	119
6.29	O mesmo que a Figura 6.28, porém para o período entre 30 de junho e 16 de agosto de 2005 (dias 181-228).	119
6.30	(a-) Pico da deriva vertical calculada ao entardecer obtida por meio do modelo CODB (losangos); e obtida a partir de observações (círculos azuis). O período estudado está compreendido entre os dias 8 de fevereiro e 22 de março de 2005 (dias 39-81).	121
6.31	(a-) Pico da deriva vertical ao entardecer calculada pelo modelo CODB (estrelas) versus o pico da deriva vertical de observações (círculos roxos). O período utilizado neste caso compreende desde o dia 29 de junho a 14 de agosto de 2005 (dias 180-226).	121
6.32	Quadros referentes aos dias em que as derivas verticais foram calculadas (dia 39 a 47 de 2005). Os asteriscos representam as derivas calculadas a partir de dados da digissonda instalada em Fortaleza. As linhas sólidas pretas são referentes às derivas verticais calculadas pelo modelo CODB considerando somente os ventos de maré de Tarpley (1970). As linhas sólidas vermelhas representam as derivas verticais resultantes do modelo considerando a atuação da onda UFK em conjunto com a maré. Já as linhas sólidas azuis representam as curvas de suavização de quatro pontos.125	

6.33	O mesmo que a Figura 6.32, porém para os dias 181 a 189 de 2005.	126
A.1	Características de uma onda gerada a partir da Equação A.5. Em $t=0$, tem-se: $A = 1$ m, $k = 1,745$ m^{-1} , e $\lambda = 3,601$	145
B.1	a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando a atuação de dois pulsos de ondas UFK, entre os dias 43 e 51, e entre os dias 59 e 68. b-) Derivas verticais; c-) ventos neutros zonais (UFK + maré - linha tracejada), e a componente zonal da onda UFK utilizada (linha pontilhada azul).	150
B.2	a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando a atuação de dois pulsos de ondas UFK, entre os dias 187 e 196, e entre os dias 213 e 221. b-) Derivas verticais; c-) ventos neutros zonais (UFK + maré - linha tracejada), e com a componente zonal da onda UFK utilizada (linha pontilhada azul).	152
C.1	Derivas verticais calculadas a partir de observações (asteriscos), e pelo modelo CODB: linha sólida preta: ventos neutros de maré; linha sólida vermelha: componentes dos ventos neutros de maré + onda UFK. Linha sólida azul: suavização de quatro pontos das derivas observadas. Os valores foram plotados entre as 16 e 24 LT, e correspondem à localidade do Fortaleza. Para os dias 8 a 16 de fevereiro (dias 39-47).	154
C.2	O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 17 a 25 de fevereiro (dias 48 a 56).	155
C.3	O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 26 de fevereiro a 6 de março (dias 57 a 65).	156
C.4	O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 7 a 15 de março (dias 66 a 74).	157
C.5	O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 16 a 20 de março (dias 75 a 79).	158
C.6	Derivas verticais calculadas a partir de observações (asteriscos), e pelo modelo CODB: linha sólida preta: ventos neutros de maré; linha sólida vermelha: componentes dos ventos neutros de maré + onda UFK. Linha sólida azul: suavização de quatro pontos da deriva vertical observada. Os valores foram plotados entre as 16 e 24 LT, e correspondem à localidade do Fortaleza. Para os dias 30 de junho a 8 de julho (dias 181-189).	159
C.7	O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 9 a 17 de julho (dias 190 a 198).	160
C.8	O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 18 a 26 de julho (dias 199 a 207).	161
C.9	O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 27 de julho a 4 de agosto (dias 208 a 216).	162
C.10	O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 5 a 13 de agosto (dias 217 a 225).	163

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASC	–	Ascension Island
CA	–	São João do Cariri
CODB	–	“Código de Batista”
CP	–	Cachoeira Paulista
FZ	–	Fortaleza
LT	–	hora local (do inglês “Local Time”)
MLT	–	do inglês “Mesosphere Lower Thermosphere”
MW	–	vento meridional (do inglês “Meridinal Wind”)
PW	–	onda planetária (do inglês “Planetary Wave”)
SABER	–	do inglês “Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry”
TEC	–	conteúdo eletrônico total (do inglês “Total Electronic Content”)
TIMED	–	do inglês “Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics”
tw	–	vento de maré (do inglês “tidal wind”)
UFK	–	do inglês “Ultra-fast Kelvin wave”
V _n	–	deriva vertical
ZW	–	vento zonal (do inglês “Zonal Wind”)

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos do trabalho	8
2 ONDAS ATMOSFÉRICAS	13
2.1 Teoria das Ondas Equatoriais (HOLTON, 1992)	17
2.1.1 Modos Rossby e Rossby-gravidade equatoriais	17
2.1.2 Ondas Kelvin Equatoriais	24
2.1.3 Propagação vertical das ondas equatoriais	28
2.1.3.1 Ondas Kelvin verticalmente propagantes	30
2.1.3.2 Ondas Rossby-gravidade verticalmente propagantes	31
3 A IONOSFERA EQUATORIAL	35
3.1 Acoplamento entre os ventos neutros e campos elétricos - o dínamo ionosférico	36
3.2 Derivas de plasma eletromagnética	38
4 EFEITOS DE ONDAS KELVIN NA MESOSFERA E IONOSFERA EQUATORIAL	41
5 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA	53
5.1 O radar meteórico	53
5.2 A digissonda	57
5.3 O satélite TIMED e o experimento SABER	58
5.4 Análise Espectral Wavelet (TORRENCE; COMPO, 1998; DOMINGUES et al., 2005)	59
5.4.1 Exemplo de utilização da técnica de análise espectral wavelet	63
5.5 O modelo CODB1986	65
5.5.1 Parâmetros atmosféricos do modelo CODB	75
6 RESULTADOS E DISCUSSÃO	79
6.1 Identificação de ondas Kelvin ultrarrápidas na mesosfera	80
6.2 Oscilações de ondas UFK na ionosfera	90

6.3	O efeito no dínamo na região E por meio do vento induzido por ondas UFK	96
6.3.1	Obtenção de componentes de ondas UFK na altura do dínamo da região E	96
6.3.2	Espectros de potência wavelet das derivas verticais obtidas pelo modelo CODB	106
6.3.3	Análise dos resultados obtidos durante horários de ocorrência do pico pré-reversão	117
6.3.4	Comparação dos resultados do modelo com as observações	120
6.4	Discussão dos resultados	122
7	CONCLUSÃO	129
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	133
	APÊNDICE A - PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DA ONDA (JACOBSON, 2005)143
	APÊNDICE B - ESPECTROS DE POTÊNCIA WAVELET CONSIDERANDO SOMENTE PULSOS DE ONDAS KELVIN ULTRARRÁPIDAS149
	APÊNDICE C - COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS DO MODELO E OBSERVAÇÕES153

1 INTRODUÇÃO

As influências meteorológicas na ionosfera estão relacionadas aos processos que se originam na baixa atmosfera através dos quais energia e momento são transmitidos da atmosfera inferior para a superior. A deposição de energia e momento ocorre principalmente como o resultado da propagação ascendente de marés atmosféricas, ondas planetárias e ondas de gravidade. Essas ondas crescem exponencialmente até altitudes em torno de 80 a 120 km, onde a dissipação torna-se importante e onde estas ondas tornam-se convectivamente instáveis e se quebram. Este colapso pode causar turbulência e também contribuir para o aquecimento e aceleração do fluxo médio. A taxa de dissipação determina o quanto a energia da onda pode alcançar em altitudes termosféricas (PANCHEVA et al., 2002).

As ondas planetárias na região equatorial desempenham um importante papel na dinâmica da atmosfera tropical. Essas ondas são forçadas por processos convectivos na troposfera tropical e se propagam horizontalmente e verticalmente carregando momento para a atmosfera média e superior. Acredita-se que a circulação média zonal da média atmosfera equatorial seja produzida principalmente por tais ondas (ANDREWS et al., 1987; PANCHEVA et al., 2008).

Estudos teóricos de ondas equatoriais foram iniciados por Matsuno (1966) que demonstrou a existência de ondas barotrópicas num plano β equatorial. No mesmo período, Yanai e Maruyama (1966) fizeram as primeiras observações de ondas que se moviam para o oeste na estratosfera, enquanto Wallace e Kousky (1968) descobriram de modo independente as ondas que se propagavam para o leste. Essas ondas equatoriais correspondem ao modo misto Rossby-gravidade e a onda Kelvin equatorial, respectivamente. Ambos os modos foram previstos por Matsuno (1966). As ondas equatoriais são ondas de escala planetária (no sentido horizontal) e suas

periodicidades variam desde alguns dias a semanas (SHIMIZU; TSUDA, 1997).

Na região equatorial e de baixas latitudes, onde a força de Coriolis é insignificante, existem as ondas Kelvin, juntamente com os modos Rossby normais e de gravidade (HOLTON, 1992; TAKAHASHI et al., 2007). As ondas do tipo Kelvin são um dos tipos mais dominantes de ondas equatoriais existentes. Estas ondas devem sua existência à mudança do sinal do parâmetro de Coriolis no equador, e são consideradas um tipo especial de onda de gravidade, modificada pela rotação da Terra (ANDREWS et al., 1987)¹. Essas ondas são aprisionadas equatorialmente, com as perturbações na velocidade zonal, temperatura e geopotencial variando em latitude como funções gaussianas centradas no equador. Além disso, essas ondas possuem direção de propagação zonal para leste, e acredita-se que elas sejam excitadas através de mecanismos de convecção tropical (Holton (1972), Salby e Garcia (1987), Bergman e Salby (1994), Pancheva et al. (2008)). Numa atmosfera ideal, acredita-se que não existam perturbações no vento meridional geográfico associadas com as ondas Kelvin².

Os primeiros estudos relacionados à presença de ondas Kelvin na atmosfera envolveram análise de radiossondagem da baixa estratosfera (Wallace e Kousky (1968), Maruyama (1969)), e revelaram ondas com períodos da ordem de 10-20 dias, que são conhecidas como *ondas Kelvin lentas*, ou *ondas Wallace-Kousky*. Medidas subsequentes de foguetes e satélites revelaram a existência das *ondas Kelvin rápidas* (Hirota (1978), Hirota (1979)), com períodos de 6-10 dias. Medidas feitas na estratosfera e na mesosfera pelo satélite LIMS/Nimbus-7 levaram à descoberta das *ondas Kelvin ultrarrápidas* (ou ondas UFK, do inglês “ultra-fast Kelvin waves”) (Salby (1984)),

¹As ondas de Kelvin são tipicamente costeiras. Em geral, essas ondas são definidas como ondas de gravidade em águas rasas que se propagam paralelamente à costa e não apresenta componente normal à borda costeira. A mudança de sinal do parâmetro de Coriolis no equador desempenha o papel da borda costeira.

²Segundo a teoria de ondas Kelvin, as equações da dinâmica de águas rasas aplicadas ao problema, conduzem a soluções de ondas tipo gravidade que se propagam paralelamente à borda costeira e não apresenta velocidade normal à borda.

com períodos variando de 3 a 6 dias.

Estudos com modelo realizado por Forbes (2000), utilizando os resultados do GSWM (“Global Scale Wave Model”) calibrados para combinar com os resultados das amplitudes da onda Kelvin ultrarrápida (ondas UFK) observadas na região MLT, indicaram que uma onda UFK com um período de 3 dias e com um número de onda zonal igual a 1, pode alcançar amplitudes de 10-25 K em campos de temperatura na baixa termosfera, e variações de 10-40 ms^{-1} em campos do vento zonal na mesma região. Além disso, Forbes (2000) verificou que o comprimento de onda vertical da onda UFK sofria um desvio Doppler de 56 km a 70 km, devido aos ventos médios para oeste. Assim, os resultados do modelo apontaram para a possibilidade desta onda alcançar altitudes mais elevadas. Salienta-se que nenhum resultado observacional foi realizado no trabalho de Forbes (2000). A Tabela 1.1 mostra as principais características das ondas Kelvin equatoriais, tais como descritas na literatura citada anteriormente.

Tabela 1.1 - Características das ondas Kelvin equatoriais.

Tipo	Período (dias)	Núm. de onda zonal dominante	Vel. de fase (ms^{-1})	Comp. de onda vertical (km)	Referências
Kelvin “lenta” (slow Kelvin)	10 - 20	1	20 - 40	~ 10	Wallace e Kousky (1968)
Kelvin “rápida” (fast Kelvin)	5 - 10	1	50 - 70	~ 20	Hirota (1978)
Kelvin “ultrarrápida” (ultra-fast Kelvin)	3.5 - 4	1	115 - 135	> 20	Salby (1984),Forbes (2000)

Fonte: adaptado de Volland (1988).

Quanto à presença de assinaturas de ondas na ionosfera, sabe-se que esta região desempenha um papel único no ambiente terrestre devido ao forte acoplamento

existente entre esta região com a atmosfera neutra em seu limite inferior, e com a magnetosfera no limite superior. A ionosfera inferior é fortemente afetada por processos de origem troposférica (tais como as ondas de gravidade, marés e ondas planetárias), e também devida à topologia terrestre. Já a ionosfera superior sofre os efeitos de origem magnetosférica, provocados principalmente pelo acoplamento do vento solar com o campo magnético interplanetário, que altera a eletrodinâmica da ionosfera, e também pela entrada de partículas energéticas na atmosfera. Assim, as variações ionosféricas são um assunto importante frente à complexidade do clima espacial, e precisam ser investigadas devido às suas aplicações práticas e de interesse científico. As variações ionosféricas vão desde escalas de tempo de minutos, horas e dias, a variações seculares (RISHBETH; MENDILLO, 2001).

A radiação solar que ioniza a maioria dos constituintes atmosféricos varia com o ciclo solar de 11 anos, e com a rotação de quase 27 dias do Sol. A dependência do ângulo zenital solar contribui para as conhecidas variações diurnas, anuais e semianuais na ionosfera. Além do mais, variações do fluxo solar induzidas na composição dos componentes neutros, na temperatura e nos ventos neutros, e nas condutividades são também manifestadas nas densidades do plasma ionosférico (FORBES et al., 2000).

A interação do vento solar com o campo magnético da Terra conduz a uma infinidade de modificações na estrutura global da região F. A resposta às condições de vento solar perturbado é muitas vezes referida como “tempestade ionosférica”. Variações no estado ionosférico associadas com as tempestades estão conectadas principalmente com o transporte por campos elétricos e ventos neutros, mudanças na composição e estrutura de elementos neutros, e precipitação de partículas energéticas. Todos esses efeitos são dependentes da hora local, latitude e estação do ano (FORBES et al., 2000).

Ultimamente, tem-se reconhecido que o estado da ionosfera é também determinado

por processos provenientes da baixa atmosfera, tais como frentes, sistemas convectivos, súbitos aquecimento estratosféricos, etc. Muitas dessas “influências meteorológicas” na ionosfera ocorrem como resultado de marés, ondas planetárias, e de ondas de gravidade ascendentemente propagantes. Os processos que acoplam essas ondas com as variações ionosféricas ocorrem, por exemplo, através da modificação da mistura turbulenta e, portanto, das razões $[O] / [N_2]$; esses processos meteorológicos também influenciam as condutividades da região E, a modulação da estrutura da temperatura e no vento termosférico, e também na geração de campos elétricos por meio do mecanismo do dínamo ionosférico (FORBES et al., 2000).

Diversos mecanismos que expliquem a propagação de ondas planetárias da região MLT (do inglês “Mesosphere Lower Thermosphere”) para alturas ionosféricas têm sido propostos. Sabe-se que geralmente as ondas planetárias não são capazes de penetrar em altitudes acima de 120 km, de modo que sua influência direta na ionosfera é questionável (considera-se aqui que a onda tenha se propagado livremente para alturas superiores). O estudo numérico da onda de 16 dias mostrou também que esta onda não favorece a penetração direta de maneira significativa através da região do dínamo (FORBES et al., 1995). A maré semidiurna gerada na média atmosfera e na troposfera pela absorção de radiação solar pelo ozônio e vapor d’água, propaga-se verticalmente para cima e participa da geração de campos elétricos do dínamo em alturas superiores. Forbes (1996) sugeriu que as ondas planetárias poderiam modular as marés e através delas intermediar as assinaturas de ondas planetárias na ionosfera por meio da ação do dínamo ionosférico.

Assinaturas de ondas planetárias têm sido observadas em diversas regiões da ionosfera, através de diferentes métodos de observação. Na baixa ionosfera estas assinaturas podem ser observadas através de técnicas que utilizam a absorção de ondas de rádio; na região E estas assinaturas podem ser observadas em dados de h’E (altura

virtual mínima da camada E) e de foE_s (frequência crítica da camada E esporádica), além de dados relativos à intensidade da corrente do eletrojato equatorial. Na região F podem ser observadas a partir de dados de foF_2 (frequência crítica da camada F_2), de h_mF_2 (altura do pico da camada F_2) e $h'F$ (altura virtual mínima da camada F) (LASTOVICKA, 2006).

Pancheva e Lysenko (1988) discutiram dois possíveis mecanismos em que oscilações de ondas planetárias, originárias da média e baixa atmosfera, podem induzir efeitos no sistema termosfera-ionosfera. Essas idéias estavam baseadas nas correlações em amplitude e fase observadas em oscilações de ~ 2 dias dos ventos medidos por meio de radares meteorológicos, e na frequência crítica do plasma foF_2 medida próximo a Moscou. Um dos mecanismos sugere que os movimentos verticais associados às oscilações de ondas planetárias próximo à região da turbopausa (~ 100 km de altitude) podem induzir mudanças na composição, ou seja, nas razões $[O]/[N_2]$ e $[O]/[O_2]$, que afetariam a taxa de recombinação das densidades da região F.

Um outro mecanismo proposto por Pancheva e Lysenko (1988) é aquele relacionado à dinâmica da ionosfera por meio dos efeitos do dínamo ionosférico. Sabe-se que os ventos neutros responsáveis pelo dínamo ionosférico são modulados principalmente por meio de oscilações de maré, e também por outras assinaturas, nas quais as ondas planetárias estão incluídas. Essas componentes dos ventos neutros entre 100 e 170 km de altura possuem suficiente magnitude para induzir campos elétricos que modulariam a altura e a densidade do plasma da camada F. Resultados de modelos tais como os de Chen (1992) e Ito et al. (1986) sugeriram que perturbações no vento com magnitudes da ordem de algumas dezenas de ms^{-1} seriam necessárias para produzir os efeitos eletrodinâmicos observados (FORBES, 1996).

Segundo Forbes (1996) a falta de observações contínuas de vento e temperatura

acima de 100 km conduzem os pesquisadores a recorrerem a simulações numéricas para avaliar como é o acesso da onda planetária na região E ionosférica. Estudos de ondas de 2 dias (HAGAN et al., 1993) e 16 dias (FORBES et al., 1995) não favoreceram penetração direta desta onda de modo significativo na região do dínamo. Entretanto, parâmetros ionosféricos observados exibem assinaturas dessas ondas. Segundo Forbes (1996) isso deixa possíveis cenários que são descritos esquematicamente na Figura 1.1.

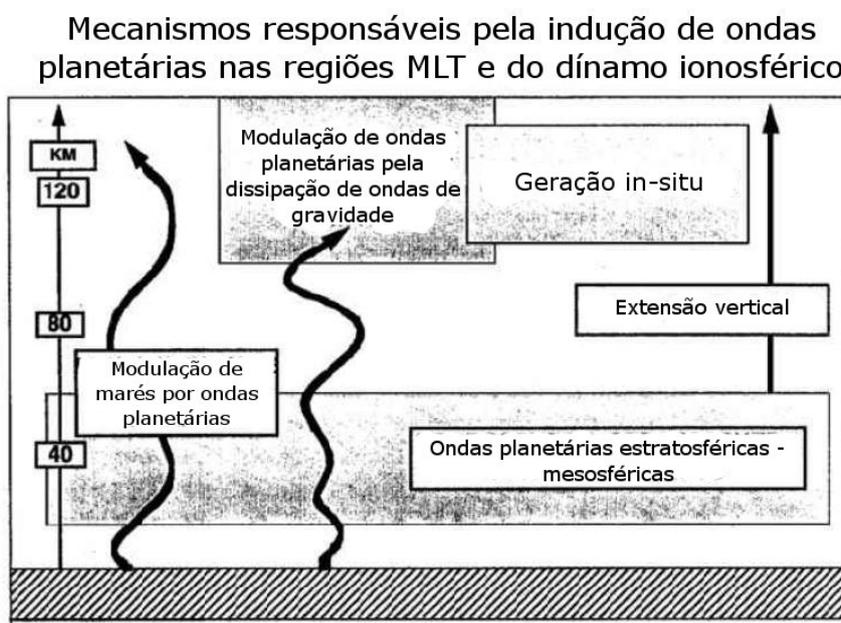


Figura 1.1 - Diagrama esquemático ilustrando os possíveis mecanismos para indução de ondas planetárias nas regiões MLT e nas alturas do dínamo ionosférico. Fonte: adaptado de Forbes (1996).

Primeiramente, de acordo com a Figura 1.1, as ondas planetárias estratosféricas/mesosféricas são capazes de modular a acessibilidade de ondas de gravidade para níveis superiores onde elas são amortecidas devido à instabilidade ou dissipação. Neste último caso, a modulação por ondas planetárias da divergência do fluxo de momento das ondas de gravidade na região E serviria como uma fonte secundária de excitação de ondas planetárias nessas altitudes. Este mecanismo é

similar à interação entre as ondas de gravidade orograficamente forçadas e as ondas planetárias estacionárias de número de onda zonal igual a um (MCLANDRESS; MCFARLANE, 1993).

Uma segunda possibilidade, como mostra a Figura 1.1, é que a onda planetária pode modular as marés ascendentemente propagantes, de modo a participar na geração de campos elétricos por meio do dínamo ionosférico. É possível que ressonâncias possam existir na baixa termosfera, em analogia com aquelas na baixa atmosfera (SALBY, 1984), que serviriam como catalisadores para a excitação *in situ* de perturbações de ondas planetárias. Mecanismos que desencadeiam oscilações entre 2-20 dias na ionosfera podem estar relacionados à variabilidade do fluxo solar, variações no aquecimento joule, ou até mesmo a modulação da acessibilidade de ondas de gravidade para a baixa termosfera por ondas planetárias em baixas altitudes (FORBES, 1996).

1.1 Objetivos do trabalho

O principal objetivo deste estudo é investigar a propagação vertical de ondas Kelvin ultrarrápidas e os possíveis efeitos dessas ondas sobre a ionosfera equatorial, por meio de observações e modelo. Para isto, observações de ventos neutros realizadas em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O), e de parâmetros ionosféricos observados em Fortaleza (3,9°S; 38,4°O), foram utilizados. Além desses parâmetros, foram utilizados para comparação, observações de temperatura realizada pelo satélite TIMED/SABER (Mlynczak (1997), Russel et al. (1999)), e ventos neutros observados em Cachoeira Paulista (22,7°S; 45°O) e Ascension Island (7,9°S; 14,4°O).

O modelo utilizado neste trabalho é o modelo CODB (“Código de Batista”, Batista (1985), Carrasco (2005)). O modelo CODB é um modelo ionosférico dinâmico desenvolvido para estudar o acoplamento entre campos elétricos e magnéticos na região equatorial, e suas saídas são o vento termosférico zonal, e as derivas verticais e

zonais do plasma. O modelo será modificado de modo a incluir os efeitos das ondas Kelvin ultrarrápidas observadas na região MLT equatorial. Assim, os resultados provenientes do modelo foram comparados com os resultados observacionais, tais como aqueles obtidos por [Takahashi et al. \(2007\)](#) e por [Takahashi et al. \(2009\)](#).

Os passos a serem seguidos neste trabalho podem ser descritos resumidamente da seguinte forma:

- a) Investigar a presença de ondas planetárias na região MLT e ionosfera equatorial

As assinaturas presentes na região MLT foram identificadas por meio de análise wavelet ([TORRENCE; COMPO, 1998](#)) de dados de ventos neutros obtidos por meio de observações de radar meteorológico, e também da temperatura observada pelo instrumento SABER (do inglês “Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry”) a bordo do satélite TIMED (do inglês “Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetics and Dynamics”). Parâmetros ionosféricos tais como a altura virtual mínima da camada F ($h'F$), e a frequência crítica do plasma (foF_2) também foram submetidos a este mesmo tipo de análise. Os contornos wavelet obtidos para os diversos parâmetros serão comparados para verificar a existência simultânea de assinaturas de ondas planetárias, principalmente a do tipo Kelvin ultrarrápida.

- b) Cálculo dos parâmetros de onda

Os parâmetros de onda a serem calculados foram o comprimento de onda vertical e a amplitude da onda. Esses parâmetros serão calculados por meio da utilização de dados de vento observado pelo radar meteorológico de São João do Cariri. Os resultados encontrados serão comparados com os resultados

teóricos presentes na literatura.

- c) Obtenção de velocidades dos ventos neutros na altura da base da região E

Com os parâmetros de onda calculados da forma descrita no item anterior, é possível calcular as componentes de ondas Kelvin ultrarrápidas para alturas onde situa-se o dínamo da região E (~ 120 km). Este cálculo foi realizado supondo que as ondas Kelvin se propagam verticalmente tal como uma onda de gravidade, de modo que uma onda que se propaga sem sofrer nenhum tipo de atenuação, cresce exponencialmente em amplitude à medida que a densidade atmosférica diminui com o aumento da altura. Simulações com atenuação e sem crescimento exponencial também serão feitas neste trabalho.

- d) Modelamento da deriva vertical ionosférica considerando a ação de ondas UFK sobre o dínamo ionosférico

Os comprimentos de onda verticais das ondas UFK calculados no item anterior foram utilizados para a obtenção das amplitudes dos ventos neutros na altura do dínamo da região E. Sabe-se que o dínamo ionosférico é movido devido à interação entre os ventos neutros, principalmente de marés, com as linhas de campo magnético terrestre. As forças resultantes da ação do dínamo ionosférico dão origem às derivas verticais e zonais do plasma na ionosfera. O principal objetivo deste item é comparar os resultados das derivas com e sem a atuação da onda Kelvin de 3-4 dias, e investigar quais os efeitos da inclusão desta onda no modelo.

- e) Comparação dos resultados observacionais com os resultados do modelo

Nesta etapa foram comparados os resultados observados com os resultados do modelo. Sabe-se que, sob algumas circunstâncias específicas, a deriva

vertical do plasma da camada F ionosférica pode ser obtida a partir da variação temporal da altura virtual mínima da ionosfera ($V_z \approx dh'F/dt$). Desta forma, é possível fazer a comparação entre a saída do modelo, e os resultados observados na ionosfera equatorial.

2 ONDAS ATMOSFÉRICAS

Ondas atmosféricas são oscilações presentes em diferentes campos tais como pressão e velocidade, que se propagam no tempo e no espaço, acarretando em mudanças na dinâmica, na densidade e na temperatura do meio. A atmosfera terrestre suporta vários tipos de onda, entre os quais destacam-se as ondas acústicas, de gravidade e Rossby (ou planetárias) (JACOBSON, 2005).

Uma onda atmosférica consiste de um grupo de ondas individuais de diferentes características sobrepostas umas às outras. Um conjunto de ondas individuais pode ser considerado como um grupo de acordo com o princípio da superposição, que diz que um grupo de duas ou mais ondas podem atravessar o mesmo espaço simultaneamente, e o deslocamento do meio devido ao grupo é a soma dos deslocamentos de cada onda individual no grupo. Como um resultado da superposição, a forma da soma de todas as ondas em um grupo, chamado invólucro, difere da forma de cada onda individual no grupo (JACOBSON, 2005).

As ondas atmosféricas podem ser classificadas basicamente em três tipos: ondas que se propagam horizontalmente e são compostas de deslocamentos verticais (ondas verticais transversais), ondas que se propagam horizontalmente com deslocamentos horizontais perpendiculares à direção de propagação (ondas horizontais transversais), e ondas com deslocamentos na mesma direção de sua propagação (ondas longitudinais). Essas ondas são ilustradas na Figura 2.1. Os movimentos atmosféricos podem ser imaginados como uma combinação desses três tipos de ondas (BEER, 1974).

Todas essas ondas podem existir na forma de perturbações muito pequenas sobre o estado estacionário da atmosfera, de modo que essas ondas podem ser tratadas de modo linear. O significado disto é que pequenos distúrbios de diferentes amplitudes, comprimento de onda ou frequência podem então ser sobrepostos sem interação.

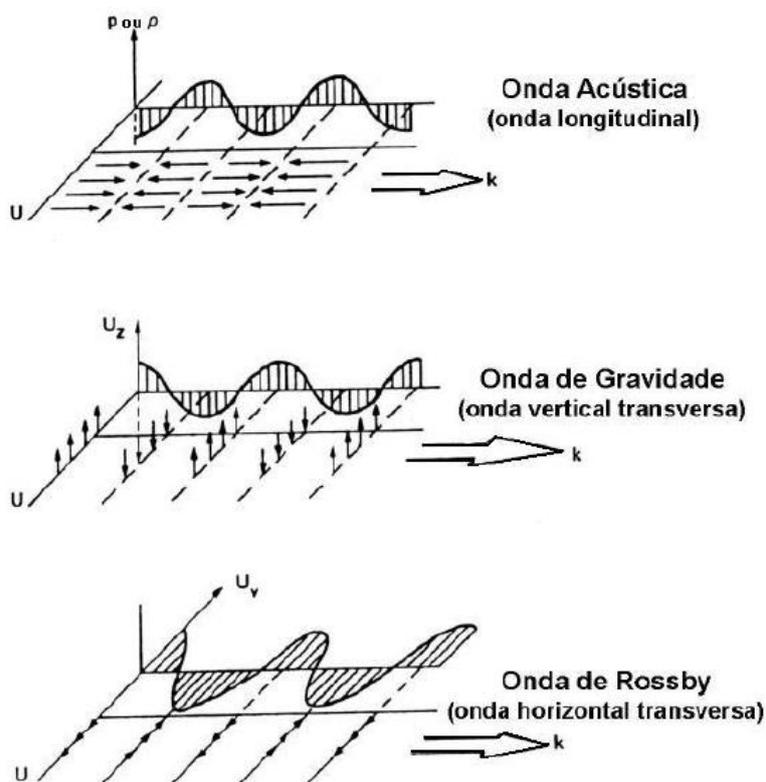


Figura 2.1 - Os três principais tipos de onda existentes na atmosfera.
 Fonte: Adaptado de Beer (1974).

Nessas circunstâncias qualquer pequena perturbação pode ser analisada em diferentes componentes, cada qual com sua própria frequência e comprimento de onda. No entanto, enquanto a onda se propaga, ela pode ser atenuada ou pode crescer em amplitude. Pode também crescer para uma amplitude em que os efeitos não-lineares tornam-se importantes (BEER, 1974).

As ondas atmosféricas podem ser classificadas de várias formas, de acordo com as suas propriedades físicas ou geométricas. Elas podem ser classificadas de acordo com o seu mecanismo restaurador, ou seja, as ondas de gravidade internas devem sua existência à estratificação da atmosfera, as ondas de gravidade inerciais resultam de uma combinação da estratificação e da força de Coriolis, e as ondas planetárias

resultam do efeito *beta* (mudança da força de Coriolis com a latitude) (ANDREWS et al., 1987).

Um segundo tipo de classificação é a distinção entre as ondas forçadas, que devem ser continuamente mantidas por um mecanismo de excitação, das ondas livres, que não possuem nenhum mecanismo de manutenção da oscilação. Exemplos de ondas forçadas incluem as marés térmicas, que são induzidas pelas variações diurnas devido ao aquecimento solar, enquanto as ondas livres incluem os modos normais globais (ANDREWS et al., 1987).

Uma outra classificação resulta do fato que algumas ondas podem se propagar em todas as direções, enquanto outras podem estar aprisionadas em certas direções. Assim, sob algumas circunstâncias, ondas planetárias que se propagam horizontalmente podem estar aprisionadas na direção vertical, enquanto que algumas ondas equatoriais podem se propagar verticalmente e zonalmente, porém, são evanescentes com o aumento da distância ao equador (ANDREWS et al., 1987).

As ondas planetárias, marés e ondas de gravidade são os três mais importantes tipos de ondas que resultam de várias forças na atmosfera. As ondas de gravidade atmosféricas podem existir somente quando a atmosfera é estavelmente estratificada, de modo que uma parcela de fluido deslocado verticalmente dará origem às oscilações devido ao empuxo. A força de empuxo é a força restauradora responsável pelas ondas de gravidade. Estudos teóricos e observacionais têm enfatizado que as ondas de gravidade que se propagam ascendentemente carregam energia e fluxo de momento da baixa atmosfera às alturas superiores e desempenham um papel importante na manutenção da circulação geral devido à quebra de ondas de gravidade (HOLTON, 1992).

Ondas planetárias são denominações dadas a todas as ondas que possuem períodos

iguais ou maiores que 1 dia, e dimensões horizontais comparáveis ao raio da Terra. Essas ondas podem ser classificadas de acordo com as suas características, tais como, modos extratropicais e modos aprisionados equatorialmente, modos livres e modos forçados, modos externos e modos internos, e modos que interagem com o fluxo médio por transiência ou dissipação. Os modos forçados extratropicais mais significantes que se propagam verticalmente são as ondas Rossby, enquanto os modos forçados equatoriais mais significantes e verticalmente propagantes são as ondas Kelvin e as ondas Rossby-gravidade. Ambos os modos extratropicais e equatoriais descritos anteriormente são capazes de alterar o fluxo médio por meio da interação destes com a onda.

As marés atmosféricas têm como forçantes a ação do Sol e da Lua. Ambos o Sol e a Lua induzem movimentos periódicos sobre a atmosfera da Terra. No caso da Lua, essas forças são totalmente gravitacionais, enquanto o Sol exerce um forte efeito térmico. A atmosfera da Terra responde a essas forças de uma forma análoga às vibrações mecânicas forçadas. As marés atmosféricas têm períodos que são submúltiplos do dia solar ou lunar (BEER, 1974).

Tanto as marés atmosféricas quanto as ondas planetárias possuem comprimento de onda zonal de grandes magnitudes (da ordem de milhares de km). No caso das ondas equatoriais, os seus modos são aprisionados latitudinalmente, ou seja, sua propagação, que é zonal no plano horizontal, está confinada a aproximadamente $\pm 20^\circ$ de latitude, enquanto as marés atmosféricas são oscilações globais. Ambas as ondas equatoriais e marés são ondas forçadas que se propagam verticalmente.

Com relação às ondas equatoriais, sabe-se que no final da década de 50, percebeu-se que as regiões de baixa latitude de um planeta em rotação poderiam dar origem a uma classe de movimentos “aprisionados” ao longo do equador (YOSHIDA, 1959;

ROSENTHAL, 1960; ROSENTHAL, 1965; BRETHERTON, 1964). Em seu clássico trabalho sobre movimentos equatoriais, Matsuno (1966) resolveu para ondas zonalmente propagantes soluções de um sistema de equações conhecidas como “Equações de águas rasas no plano β equatorial”, que governam os movimentos numa camada de fluido de densidade constante quando as forças restauradoras são as forças de gravidade e Coriolis. As soluções deste sistema correspondem às ondas da atmosfera equatorial e oceânica: as ondas Kelvin, Rossby equatorial, gravidade inerciais para leste e para oeste e ondas mistas Rossby-gravidade (KILADIS et al., 2009).

2.1 Teoria das Ondas Equatoriais (HOLTON, 1992)

As ondas equatoriais são uma importante classe de perturbações aprisionadas no equador que se propagam tanto para leste como para oeste. Os principais forçantes relacionados à existência dessas ondas são os processos convectivos tropicais. Por meio de tais ondas, os efeitos dinâmicos das tempestades convectivas podem ser comunicadas a grandes distâncias longitudinais nos trópicos. Essas ondas podem produzir respostas remotas de uma fonte de excitação localizada e, além do mais, elas podem influenciar a dinâmica do meio e assim, controlar parcialmente a distribuição espacial e temporal dos processos convectivos. Um desenvolvimento completo da teoria de onda equatorial é muito complicado (para detalhes ver Matsuno (1966), Holton (1992), Andrews et al. (1987) e Volland (1988)). Neste trabalho buscou-se apenas dar ao leitor uma visão geral da teoria de ondas equatoriais.

2.1.1 Modos Rossby e Rossby-gravidade equatoriais

As estruturas horizontais de vários modos de ondas equatoriais podem ser elucidadas claramente considerando oscilações livres dentro do contexto de um modelo de águas rasas ¹. Por simplicidade, serão consideradas as equações linearizadas do momento e

¹Um conjunto de equações que governam uma densidade de fluido incompressível e constante no qual as escalas horizontais do fluido são muito maiores que a profundidade da camada.

continuidade para um sistema de fluido de profundidade média h_e num estado básico. Sabe-se que o mecanismo responsável pelas ondas planetárias (ondas Rossby) é a interação do fluxo com as variações do parâmetro de Coriolis f . Este parâmetro f depende da latitude por meio da seguinte equação:

$$f = 2\Omega \operatorname{sen} \varphi, \quad (2.1)$$

onde Ω e φ são a velocidade angular da Terra e a latitude, respectivamente. A Equação 2.1 pode ser modificada para que as variações do parâmetro de Coriolis com a latitude sejam incluídas. Se a coordenada y está orientada para o norte e φ_0 é uma latitude de referência, tem-se então que:

$$\varphi = \varphi_0 + \frac{y}{a}, \quad (2.2)$$

onde a é o raio da Terra (~ 6371 km). Utilizando a expansão de Taylor, tem-se:

$$f = 2\Omega \operatorname{sen} \varphi_0 + 2\Omega \frac{y}{a} \cos \varphi_0 + \dots \quad (2.3)$$

Por aproximação, a Equação 2.3 pode ser escrita da forma:

$$f \approx f_0 + \beta_0 y, \quad (2.4)$$

onde $f_0 = 2\Omega \operatorname{sen} \varphi_0$ é o parâmetro de Coriolis de referência, e $\beta_0 = 2\frac{\Omega}{a} \cos \varphi_0$ é o parâmetro β .

Em regiões de baixa latitude e próximas ao equador, a Equação 2.4 pode ser escrita

da seguinte forma:

$$f \approx \beta y, \quad (2.5)$$

onde $\beta \equiv 2\Omega/a$. A Equação 2.5 é conhecida como aproximação do plano β equatorial. As equações linearizadas de águas rasas resultantes para perturbações sobre um estado básico sem movimento de profundidade média h_e , considerando a geometria do plano β equatorial, podem ser escritas como (HOLTON, 1992):

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - \beta y v' = -\frac{\partial \Phi'}{\partial x} \quad (2.6)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} - \beta y u' = -\frac{\partial \Phi'}{\partial y} \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial t} + gh_e \left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0, \quad (2.8)$$

onde $\Phi' = gh'$ é a perturbação no geopotencial e as variáveis com apóstrofos designam os campos perturbados. As Equações 2.6 e 2.7 são conhecidas como as equações do movimento horizontal, e a Equação 2.8 é a equação da continuidade.

As dependências em x e em t podem ser separadas especificando soluções na forma de ondas zonalmente propagantes:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ \Phi' \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{\Phi}(y) \end{bmatrix} \exp[i(kx - \nu t)]. \quad (2.9)$$

A substituição da Equação 2.9 nas Equações 2.6 a 2.8 leva a um conjunto de equações diferenciais ordinárias em y para as funções da estrutura meridional \hat{u} , \hat{v} e $\hat{\Phi}$:

$$-i\nu\hat{u} - \beta y\hat{v} = -ik\hat{\Phi} \quad (2.10)$$

$$-i\nu\hat{v} - \beta y\hat{u} = -\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial y} \quad (2.11)$$

$$-i\nu\hat{\Phi} + gh_e \left(ik\hat{u} + \frac{\partial\hat{v}}{\partial y} \right) = 0. \quad (2.12)$$

Se a Equação 2.10 é resolvida para \hat{u} e o resultado substituído nas Equações 2.11 e 2.12 obtém-se:

$$(\beta^2 y^2 - \nu^2) \hat{v} = ik\beta y\hat{\Phi} + i\nu \frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial y} \quad (2.13)$$

$$(\nu^2 - gh_e k^2) \hat{\Phi} + i\nu gh_e \left(\frac{\partial\hat{v}}{\partial y} - \frac{k}{\nu} \beta y\hat{v} \right) = 0. \quad (2.14)$$

Finalmente, a Equação 2.14 pode ser substituída na Equação 2.13 para eliminar $\hat{\Phi}$, levando a uma equação diferencial de segunda ordem na variável \hat{v} :

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial y^2} + \left[\left(\frac{\nu^2}{gh_e} - k^2 - \frac{k}{\nu} \beta \right) - \frac{\beta^2 y^2}{gh_e} \right] \hat{v} = 0. \quad (2.15)$$

Como a Equação 2.15 é homogênea, espera-se que soluções não triviais que satisfaçam a condição de decaimento para grandes valores de $|y|$ existirão somente para determinados valores de ν , correspondentes às frequências dos modos normais de perturbação.

Antes de discutir esta equação em detalhes, é importante considerar os limites assintóticos que ocorrem quando $h_e \rightarrow \infty$ ou $\beta = 0$. No primeiro caso, que é equivalente a supor que o movimento seja não-divergente, a Equação 2.15 reduz-se a:

$$\frac{\partial^2 \hat{v}}{\partial y^2} + \left[-k^2 - \frac{k}{\nu} \beta \right] \hat{v} = 0. \quad (2.16)$$

Soluções existem na forma $\hat{v} \sim \exp(i l y)$, desde que ν satisfaça a relação de dispersão da onda Rossby, $\nu = -\beta k / (k^2 + l^2)$. A rotação da Terra entra somente na forma do efeito β , que não é dependente de f . De outra maneira, se $\beta = 0$ toda a influência da rotação é eliminada e a Equação 2.15 reduz-se ao modelo de ondas de gravidade de águas rasas, que tem soluções não triviais para:

$$\nu = \pm [gh_e (k^2 + l^2)]^{1/2}. \quad (2.17)$$

Retornando à Equação 2.15, procuram-se soluções para a distribuição de \hat{v} , sujeita à condição de contorno que os campos perturbados desapareçam com $|y| \rightarrow \infty$. Esta condição de contorno é necessária desde que a aproximação $f \approx \beta y$ não seja válida para latitudes muito além de $\pm 30^\circ$, de modo que as soluções devem ser equatorialmente aprisionadas se elas forem boas aproximações das soluções exatas sobre a

esfera. A Equação 2.15 difere da equação clássica para um oscilador harmônico em y por que o coeficiente dentro dos colchetes não é uma constante, mas uma função de y . Para y suficientemente pequeno, este coeficiente é positivo e as soluções oscilam em y , enquanto para maiores valores de y , as soluções podem crescer ou decair em y . Somente as soluções que decaem podem satisfazer, entretanto, as condições de contorno.

As soluções da Equação 2.15 que satisfazem a condição de decaimento com o aumento da distância ao equador existem somente quando os coeficientes dos colchetes satisfazem a relação:

$$\frac{\sqrt{gh_e}}{\beta} \left(-\frac{k}{\nu}\beta - k^2 + \frac{\nu^2}{gh_e} \right) = 2n + 1; \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.18)$$

que é uma equação de dispersão cúbica que determina as frequências das oscilações livres e aprisionadas equatorialmente, para um número de onda zonal k e um número n do modo meridional. Essas soluções podem ser expressas de modo mais conveniente se y é substituído pela coordenada meridional adimensional:

$$\xi \equiv \left(\frac{\beta}{\sqrt{gh_e}} \right)^{1/2} y. \quad (2.19)$$

Então a solução tem a forma:

$$\hat{v}(\xi) = H_n(\xi) \exp(-\xi^2/2), \quad (2.20)$$

onde $H_n(\xi)$ designa o n -ésimo polinômio de Hermite. Os primeiros termos desses polinômios são dados por: $H_0=1$, $H_1(\xi)=2\xi$, $H_2(\xi)=4\xi^2-2$. Assim, o índice n corres-

ponde ao número de modos no perfil da velocidade no domínio $|y| < \infty$.

Em geral, essas três soluções da Equação 2.18 podem ser interpretadas como ondas de gravidade aprisionadas equatorialmente propagantes para o leste e para o oeste; e ondas Rossby equatoriais que se propagam para o oeste. O caso de $n = 0$ (para o qual a perturbação na velocidade meridional tem uma distribuição gaussiana centrada no equador) deve ser tratado separadamente. Neste caso, a Equação 2.18 pode ser escrita como:

$$\left(\frac{\nu}{\sqrt{gh_e}} - \frac{\beta}{\nu} - k \right) \left(\frac{\nu}{\sqrt{gh_e}} + k \right) = 0. \quad (2.21)$$

A raiz $\nu/k = -\sqrt{gh_e}$, correspondente à onda de gravidade que se propaga para oeste, não é permitida porque foi feita a suposição que o segundo termo entre parênteses da Equação 2.21 não desaparece quando as Equações 2.13 e 2.14 foram combinadas para eliminar $\hat{\Phi}$. As raízes dadas pelo primeiro termo em parênteses são:

$$\nu = k\sqrt{gh_e} \left[\frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \left(1 + \frac{4\beta}{k^2\sqrt{gh_e}} \right)^{1/2} \right]. \quad (2.22)$$

A raiz positiva corresponde a uma onda de gravidade inercial equatorial que se propaga para o leste, enquanto a raiz negativa corresponde a uma onda que se propaga para o oeste, que se assemelha a uma onda de gravidade inercial com grande escala zonal ($k \rightarrow 0$) e se assemelha a uma onda Rossby para escalas zonais características de perturbações em escalas sinópticas. Este modo é conhecido como onda Rossby-gravidade. A estrutura horizontal da solução propagante para o oeste com $n = 0$ é mostrada na Figura 2.2, enquanto a relação entre a frequência e o número de onda zonal para leste e outros modos equatoriais é mostrada na Figura 2.3. As frequências e os números de onda zonais foram adimensionalizados por meio das

relações $\nu^* \equiv \nu / (\beta \sqrt{gh_e})^{1/2}$, e $k^* \equiv k (\sqrt{gh_e} / \beta)^{1/2}$ na Figura 2.3.

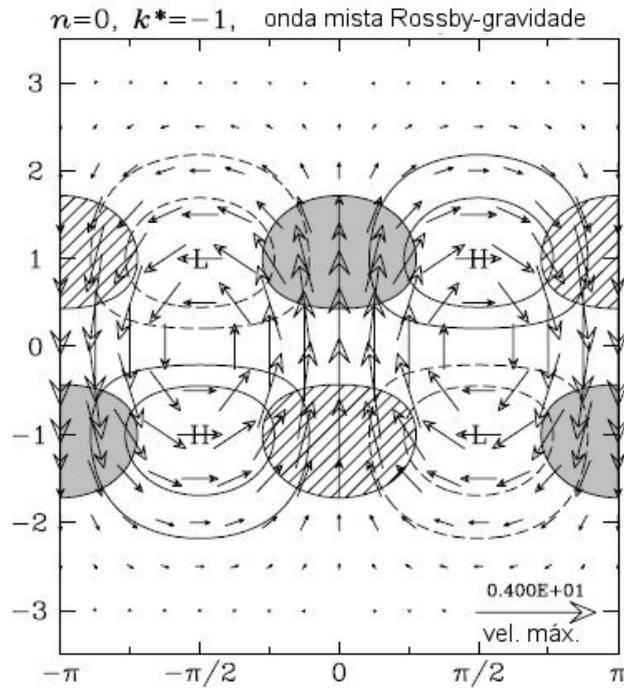


Figura 2.2 - Plano horizontal (latitudo e longitude) da distribuição da velocidade e pressão para uma onda Rossby mista que se propaga para o oeste. Os contornos listrados indicam divergência, e o contorno sombreado representa a convergência do fluxo. Contornos representados pelas linhas sólidas e tracejadas representam o geopotencial, para níveis de alta e baixa pressão, respectivamente. Os vetores representam as velocidades dos ventos (a velocidade máxima está indicada no canto inferior direito).

Fonte: Adaptado de Kiladis et al. (2009).

2.1.2 Ondas Kelvin Equatoriais

Além dos modos já discutidos anteriormente, existe um tipo de onda equatorial que é de grande importância prática. Para este modo, chamado de onda Kelvin equatorial, a perturbação na velocidade meridional desaparece e as Equações 2.10 a 2.12 são reduzidas a um conjunto mais simples:

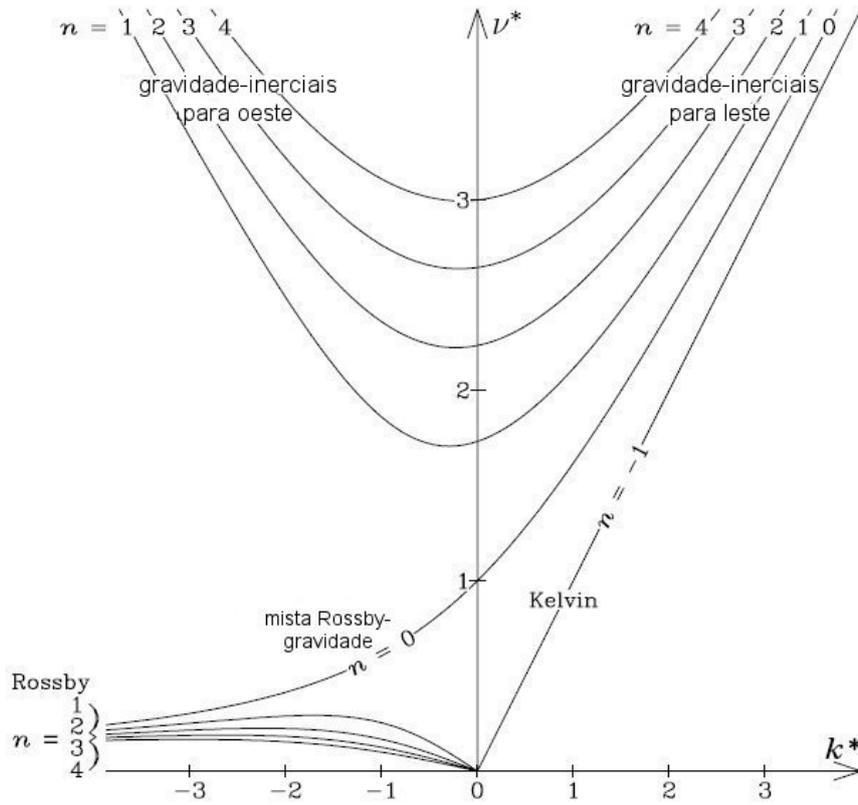


Figura 2.3 - Diagrama de dispersão para ondas equatoriais.
 Fonte: Adaptado de Kiladis et al. (2009).

$$-i\nu\hat{u} = -ik\hat{\Phi}, \quad (2.23)$$

$$\beta y\hat{u} = -\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial y}, \quad (2.24)$$

$$-i\nu\hat{\Phi} + gh_e(ik\hat{u}) = 0. \quad (2.25)$$

Combinando Equações 2.23 e 2.25 para eliminar $\hat{\Phi}$, verifica-se que a relação de

dispersão da onda Kelvin é idêntica àquela vista para as ondas de gravidade de águas rasas:

$$c^2 \equiv \left(\frac{\nu}{k}\right)^2 = gh_e. \quad (2.26)$$

De acordo com a Equação 2.26, a velocidade de fase c pode ser tanto positiva quanto negativa. Se as Equações 2.23 e 2.24 são combinadas para eliminar $\hat{\Phi}$, obtém-se uma equação de primeira ordem para determinar a estrutura meridional:

$$\beta y \hat{u} = -c \frac{\partial \hat{u}}{\partial y}, \quad (2.27)$$

que pode ser integrada imediatamente para levar a:

$$\hat{u} = u_0 \exp(-\beta y^2/2c), \quad (2.28)$$

onde u_0 é a amplitude da perturbação da velocidade zonal no equador. A Equação 2.28 mostra que, para que existam soluções que decrescem com o aumento da distância ao equador, a velocidade de fase deve ser positiva ($c > 0$). Assim, as ondas Kelvin são propagantes para leste e têm perturbações na velocidade zonal e no geopotencial que variam em latitude como funções gaussianas centradas no equador. A largura deste decaimento pode ser expressa pela equação:

$$Y_K = \left| \frac{2c}{\beta} \right|^{1/2}, \quad (2.29)$$

que para uma velocidade de fase $c=30 \text{ ms}^{-1}$ tem-se $Y_K \approx 1600 \text{ km}$.

A perturbação no vento e na estrutura geopotencial para a onda Kelvin é mostrada no plano da Figura 2.4. Na direção zonal o balanço de força é exatamente o de uma onda de águas rasas se propagando para o leste. O balanço de força meridional para o modo Kelvin está em equilíbrio geostrófico entre a velocidade zonal e o gradiente de pressão meridional. É a mudança do sinal do parâmetro de Coriolis no equador que permite a existência deste tipo de onda equatorial (HOLTON, 1992).

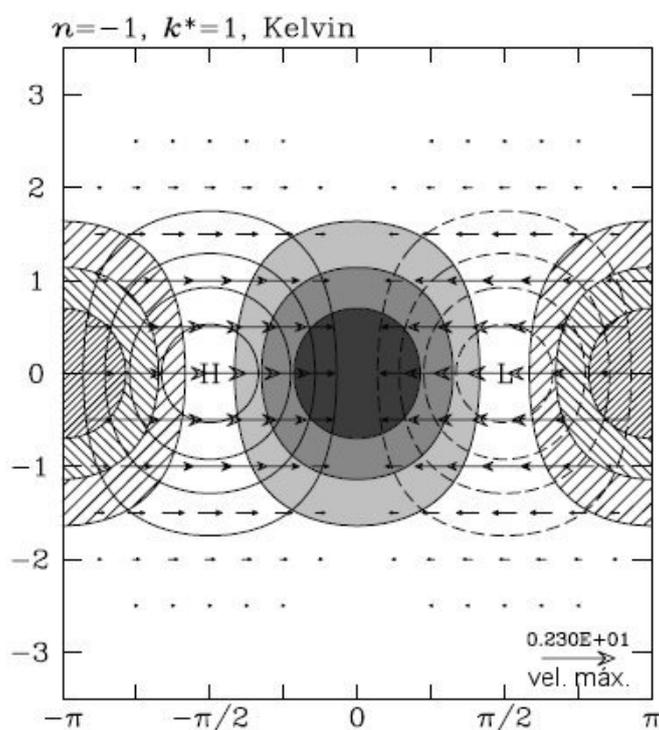


Figura 2.4 - Plano horizontal (latitudo e longitude) da distribuição da velocidade e pressão para ondas Kelvin. Os contornos listrados indicam divergência, e o contorno sombreado representa a convergência do fluxo. Contornos representados pelas linhas sólidas e tracejadas representam o geopotencial, para níveis de alta e baixa pressão, respectivamente. Os vetores representam as velocidades dos ventos (a velocidade máxima está indicada no canto inferior direito).
 Fonte: adaptado de Kiladis et al. (2009).

2.1.3 Propagação vertical das ondas equatoriais

Na seção anterior, as ondas aprisionadas equatorialmente foram discutidas no contexto da teoria de águas rasas. Entretanto, sob certas condições, as ondas equatoriais (ambos os tipos Rossby e gravidade) podem se propagar verticalmente, e o modelo de águas rasas deve ser substituído por uma atmosfera estratificada continuamente de modo a investigar a estrutura vertical. Acontece que as ondas equatoriais que se propagam verticalmente dividem várias propriedades físicas com os modos de ondas de gravidade. Sabe-se que as ondas de gravidade inerciais podem se propagar verticalmente quando a frequência da onda satisfaz a condição $f < \nu < N$. Assim, em média latitudes, ondas com períodos no intervalo de vários dias são geralmente aprisionadas em altura (ou seja, elas não são capazes de se propagarem para alturas mais elevadas da atmosfera). Com a diminuição da distância ao equador, no entanto, a diminuição da frequência de Coriolis deve permitir a propagação de ondas de baixa frequência. Assim, na região equatorial, há a possibilidade da existência de ondas de gravidade internas verticalmente propagantes de longo período (HOLTON, 1992).

Na seção anterior, considerou-se as perturbações linearizadas sobre o plano β equatorial. As equações linearizadas do movimento, da equação da continuidade, e da primeira lei da termodinâmica podem ser expressas em coordenadas log-pressão da seguinte forma:

$$\frac{\partial u'}{\partial t} - \beta y \hat{v} = -\frac{\partial \hat{\Phi}'}{\partial x}, \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial v'}{\partial t} + \beta y \hat{u} = -\frac{\partial \hat{\Phi}'}{\partial y}, \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \rho_0^{-1} \frac{\partial (\rho_0 w')}{\partial z} = 0, \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial^2 \Phi'}{\partial t \partial z} + w' N^2 = 0. \quad (2.33)$$

Supõe-se novamente que as perturbações são ondas zonalmente propagantes, mas agora supõe-se também que essas ondas propagam-se na vertical com o número de onda vertical m . Devido à estratificação da densidade no estado básico, existirá também um crescimento em amplitude com a altura proporcional a $\rho_0^{-1/2}$. Assim, as dependências em x , y , z e t podem ser separadas na forma:

$$\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \\ \Phi' \end{pmatrix} = e^{z/2H} \begin{bmatrix} \hat{u}(y) \\ \hat{v}(y) \\ \hat{w}(y) \\ \hat{\Phi}(y) \end{bmatrix} \exp[i(kx + mz - \nu t)]. \quad (2.34)$$

Substituindo a Equação 2.34 nas Equações 2.30 a 2.33, tem-se um conjunto de equações diferenciais para a estrutura meridional:

$$-i\nu\hat{u} - \beta y\hat{v} = -ik\hat{\Phi}, \quad (2.35)$$

$$-i\nu\hat{v} + \beta y\hat{u} = -\frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y}, \quad (2.36)$$

$$\left(ik\hat{u} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} \right) + i \left(m + \frac{i}{2H} \right) \hat{w} = 0, \quad (2.37)$$

$$\nu \left(m - \frac{i}{2H} \right) \hat{\Phi} + \hat{w}N^2 = 0. \quad (2.38)$$

2.1.3.1 Ondas Kelvin verticalmente propagantes

Para as ondas Kelvin, as equações de perturbação acima podem ser simplificadas consideravelmente. Fixando $\hat{v}=0$, e eliminando \hat{w} por meio das Equações 2.37 e 2.38, obtém-se:

$$-i\nu\hat{u} = -ik\hat{\Phi}, \quad (2.39)$$

$$\beta y\hat{u} = -\frac{\partial\hat{\Phi}}{\partial y}, \quad (2.40)$$

$$-\nu \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) \hat{\Phi} + \hat{u}kN^2 = 0. \quad (2.41)$$

A Equação 2.39 pode ser utilizada para eliminar $\hat{\Phi}$ nas Equações 2.40 e 2.41. Isto conduz a duas equações independentes que o campo \hat{u} deve satisfazer. A primeira determina a distribuição meridional de \hat{u} , e é idêntica à Equação 2.27. A segunda é simplesmente a relação de dispersão:

$$c^2 \left(m^2 + \frac{1}{4H^2} \right) - N^2 = 0, \quad (2.42)$$

onde $c^2 = (\nu^2/k^2)$.

Supondo-se que $m^2 \gg 1/4H^2$, como é o caso para a maioria das ondas Kelvin

observadas, a Equação 2.42 reduz a relação de dispersão para ondas de gravidade internas:

$$\hat{\nu} \equiv \nu - \bar{u}k = \pm N \frac{k}{(k^2 + m^2)^{1/2}} = \pm N \frac{k}{|\kappa|}, \quad (2.43)$$

no limite hidrostático $|k| \ll |m|$, e $|\kappa| = \sqrt{k^2 + m^2}$. Aqui o número de onda horizontal k é real desde que a solução seja sempre senoidal em x . Mas o comprimento de onda vertical m pode ter, neste caso, componentes reais e imaginárias. Quando m é real, o número de onda total pode ser considerado como um vetor $\kappa \equiv (k, m)$, cujas componentes, $k = 2\pi/\lambda_x$, e $m = 2\pi/\lambda_z$, são inversamente proporcionais aos comprimentos de onda horizontal e vertical, respectivamente.

Para ondas na estratosfera (ou também em alturas superiores) que são forçadas por perturbações na troposfera, a energia de propagação (ou velocidade de grupo) deve ter uma componente para cima e, a velocidade de fase deve ter uma componente para baixo. Como mostrado na seção anterior, as ondas Kelvin devem se propagar para o leste ($c > 0$) se elas forem aprisionadas no equador. Mas a propagação de fase para o leste requer $m < 0$, para propagação de fase descendente. Desta forma, a onda Kelvin verticalmente propagante tem linhas de fase que são inclinadas para leste com relação à altura, como mostra a Figura 2.5.

2.1.3.2 Ondas Rossby-gravidade verticalmente propagantes

Todos os modos equatoriais, das Equações 2.35 a 2.38 podem ser combinados de uma forma exatamente análoga ao que foi descrito pelas equações de águas rasas. A equação da estrutura meridional resultante é idêntica à Equação 2.15, e supondo que $m^2 \gg 1/4H^2$, e fixando $gh_e = N^2/m^2$, tem-se, considerando $n = 0$ (Equação 2.21):

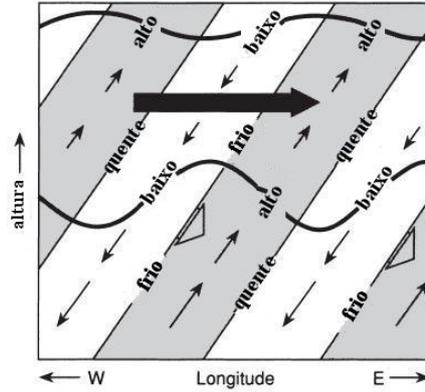


Figura 2.5 - Seção longitude-altura ao longo do equador mostrando as perturbações na pressão, temperatura e vento para uma onda Kelvin. Linhas grossas onduladas indicam as linhas materiais, setas largas descendentes mostram a propagação de fase. Áreas de alta pressão estão sombreadas. O comprimento das setas pequenas é proporcional à amplitude da onda, que neste caso diminui com o aumento da altitude devido ao amortecimento. A seta maior apontando para a direita indica a aceleração do fluxo médio devido ao cisalhamento da onda. Fonte: adaptado de [Holton \(1992\)](#).

$$|m| = N\nu^{-2}(\beta + \nu k). \quad (2.44)$$

Quando $\beta = 0$, recupera-se novamente a relação de dispersão para as ondas de gravidade internas. O papel do efeito β na Equação 2.44 é quebrar a simetria entre as ondas propagantes para o leste ($\nu > 0$), e oeste ($\nu < 0$). Modos $n = 0$ verticalmente propagantes podem existir somente para $c = \nu/k > -\beta/k^2$. Desde que $k = s/a$, onde s é o número de comprimentos de onda em torno de um círculo de latitude, esta condição implica que para $\nu < 0$, as soluções existem somente para frequências que satisfaçam a desigualdade:

$$|\nu| < \frac{2\Omega}{s}. \quad (2.45)$$

Para frequências que não satisfaçam a Equação 2.45, a amplitude da onda não

decairá a partir do equador, e não é possível satisfazer as condições de contorno nos pólos.

A estrutura meridional das perturbações na velocidade horizontal e no geopotencial para o modo $n = 0$ pode ser expressa como:

$$\begin{pmatrix} \hat{u} \\ \hat{v} \\ \hat{\Phi} \end{pmatrix} = \hat{v} \begin{pmatrix} i|m|\nu N^{-1}y \\ 1 \\ i\nu y \end{pmatrix} \exp\left(-\frac{\beta|m|y^2}{2N}\right). \quad (2.46)$$

O modo $n = 0$ propagante para o oeste refere-se geralmente ao modo Rossby-gravidade. Para uma propagação de energia ascendente, este modo deve ter propagação de fase para baixo ($m < 0$), tal como uma onda interna de gravidade que se propaga para o oeste. A estrutura de onda resultante no plano x, z a uma latitude norte do equador é mostrada na Figura 2.6.

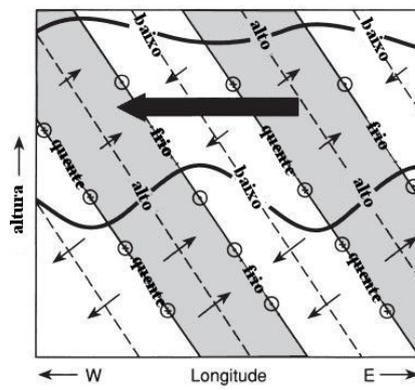


Figura 2.6 - Seção longitude-altura ao longo do círculo de latitude norte do equador mostrando as perturbações na pressão, temperatura e no vento para uma onda Rossby-gravidade. Áreas de alta pressão estão sombreadas. Pequenas setas indicam perturbações no vento zonal e vertical com comprimento proporcional à amplitude da onda. Perturbações no vento meridional são mostrados apontando para dentro da página (para o norte) e fora da página (para o sul). A grande seta apontando para a esquerda indica a aceleração do fluxo médio devido ao cisalhamento da onda.

Fonte: Adaptado de [Holton \(1992\)](#).

3 A IONOSFERA EQUATORIAL

A ionosfera equatorial e de baixas latitudes possui uma fenomenologia diferente de outras localidades devido à baixa inclinação das linhas de campo magnético que conectam a região F com a região E, e também à grande fração da energia radiante solar absorvida em comparação com outras latitudes, ou seja, $\sim 50\%$ do total da radiação solar incidente na Terra é absorvida dentro de uma zona $\pm 30^\circ$ de latitude centrada no equador. Além disto, processos de transporte de plasma são muito importantes nesta região (ABDU, 2005).

Os processos eletrodinâmicos que ocorrem na ionosfera equatorial são os maiores responsáveis por uma variedade de fenômenos característicos da região: o sistema de correntes do eletrojato equatorial e suas instabilidades, a anomalia de ionização equatorial, e as instabilidades (e irregularidades) de plasma da ionosfera noturna, associadas com os eventos de bolhas de plasma (spread-F). Esses tópicos possuem vários objetivos práticos e científicos para a pesquisa ionosférica, sendo geralmente fonte de investigação para diversos trabalhos da área (ABDU, 2005).

A interação entre os ventos de marés com o campo geomagnético é responsável pelos campos elétricos do dínamo ionosférico, que juntamente com o sistema de vento, é responsável por este fenômeno sob condições calmas. Modificações drásticas podem acontecer devido a forçantes magnetosféricas associados a distúrbios interplanetários ou magnetosféricas do Sol. Modificações no sistema ionosférico também podem aparecer devido às ondas atmosféricas (tais como as ondas planetárias, gravidade e marés) que se propagam ascendentemente de altitudes mais baixas da atmosfera.

O transporte vertical de plasma pelo campo elétrico zonal do dínamo é o principal responsável pela formação e estruturação das camadas ionizadas, e por toda a

fenomenologia da ionosfera equatorial e de baixa latitude. A ionosfera equatorial (ou de baixas latitudes) apresenta máximo global na densidade do plasma e, durante a noite, desenvolve instabilidades de larga escala na densidade de plasma, que têm impactos significantes sobre uma grande variedade de aplicações com satélites (ABDU, 2005).

3.1 Acoplamento entre os ventos neutros e campos elétricos - o dínamo ionosférico

Na região E ionosférica, os movimentos do ar neutro causados pelas marés atmosféricas são capazes de transportar (por meio de colisões) a ionização através das linhas de campo magnético fazendo fluir as correntes. Campos elétricos de polarização são gerados, que por sua vez afetam o movimento de partículas carregadas na região F e na magnetosfera (desde que a condutividade ao longo das linhas de campo magnético seja muito alta, estas podem ser comparadas a fios metálicos equipotenciais que transmitem campos elétricos de uma região à outra).

Os gradientes horizontais de pressão existentes na termosfera, devido ao aquecimento solar, dão origem a ventos termosféricos horizontais que, por sua vez, induzem movimentos às partículas carregadas da região F da ionosfera. O principal movimento induzido pelos ventos termosféricos é a deriva de íons e elétrons ao longo das linhas de campo magnético, que é igual à componente do vento na direção do campo. Além disso, há um movimento bem mais lento na direção perpendicular tanto ao campo como ao vento, dado pela seguinte equação:

$$\mathbf{V} = \frac{\nu\omega}{\nu^2 + \omega^2} \frac{\mathbf{U} \times \mathbf{B}}{B}, \quad (3.1)$$

onde:

\mathbf{V} é a velocidade das partículas carregadas;

\mathbf{U} é a velocidade do vento neutro;

\mathbf{B} é o vetor indução magnética terrestre;

ν é a frequência de colisão entre partículas neutras e partículas carregadas e,

$\omega = qB/m$ é a girofrequência das partículas, q é a carga e m é a massa.

Devido à dependência com a carga q , nota-se que os íons se moverão no sentido $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$, e os elétrons se moverão em sentido contrário, criando, portanto, uma corrente elétrica. Esta corrente na região superior da ionosfera é bem menor que as correntes elétricas criadas na região E, mas é muito importante em situações que ocorrem ao amanhecer e ao entardecer (BATISTA, 1985).

Os elétrons têm muita mobilidade ao longo das linhas de campo magnético, comportando-se como bons condutores ligando as regiões E e F. Assim, qualquer convergência ou divergência de fluxo de corrente na região F tende a estabelecer um campo elétrico de polarização, porém, este campo pode ser descarregado por correntes que fluem ao longo das linhas de campo magnético e através da região E. Desta forma, o campo elétrico de polarização depende da densidade de corrente e da condutividade da região E. Assim, durante o dia, quando a condutividade da região E (perpendicular às linhas de campo magnético) é alta, fecha-se o circuito de corrente entre a região F- linhas de campo magnético- região E. À noite porém, quando a condutividade da região E é muito baixa, o circuito não se fecha, o que dá origem a campos de polarização na região F (RISHBETH, 1971).

A Figura 3.1 mostra um esquema simplificado do mecanismo descrito para a região F equatorial. Esta figura ilustra as correntes geradas por um vento neutro \mathbf{U} (entrando no plano da figura), o qual produz um deslocamento dos íons $\mathbf{V}_{i\perp}$ (setas tracejadas) na direção perpendicular ao campo magnético \mathbf{B} e ao próprio vento. As correntes

alinhadas ao campo \mathbf{j}_{\parallel} e a corrente Pedersen \mathbf{j}_E completam o circuito (CARRASCO, 2005).

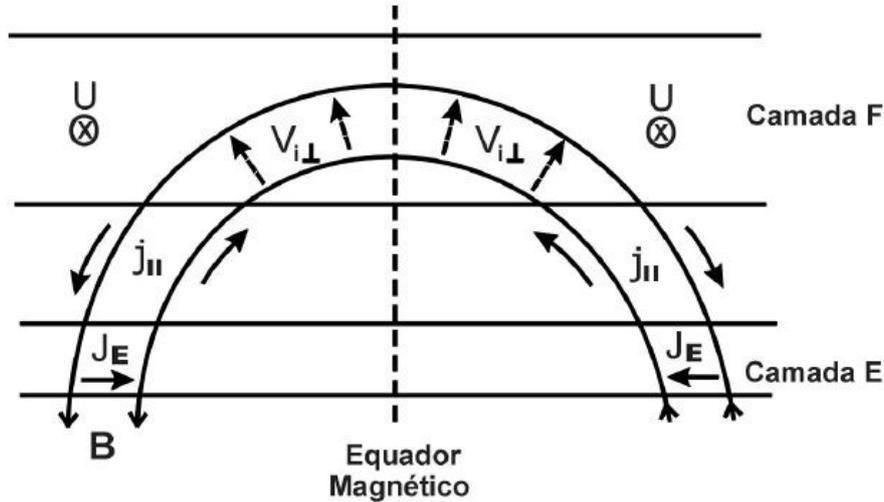


Figura 3.1 - Esquema do sistema de correntes de dínamo produzido por ventos na camada F equatorial. O vento \mathbf{U} é perpendicular ao plano da figura e aponta para leste.

Fonte: Adaptado de Rishbeth (1971).

3.2 Derivas de plasma eletromagnética

O componente eletrostático \mathbf{E} do campo elétrico total ($\mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}$) dá origem às derivas do plasma da região F. No equador magnético, a componente leste-oeste de \mathbf{E} gera a deriva vertical $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, que é dirigida para cima durante o dia, e para baixo à noite (BITTENCOURT et al., 2008). A Figura 3.2 mostra as derivas de plasma da região F obtido por Fejer et al. (1991) para a localidade de Jicamarca, para diferentes estações do ano e atividade solar, para condições geomagnéticas calmas. A velocidade vertical é positiva (para cima) durante o dia, e negativa (para baixo) à noite; porém aumenta ao entardecer e atinge um máximo antes de se inverter nas primeiras horas da noite. Na Figura 3.2 nota-se claramente que o máximo na velocidade vertical ao entardecer está presente em todos os períodos do ano, e que as variações nas derivas

verticais neste horário variam conforme a estação e atividade solar. Verifica-se um pico pré-reversão mais elevado para períodos de equinócio e alta atividade solar.

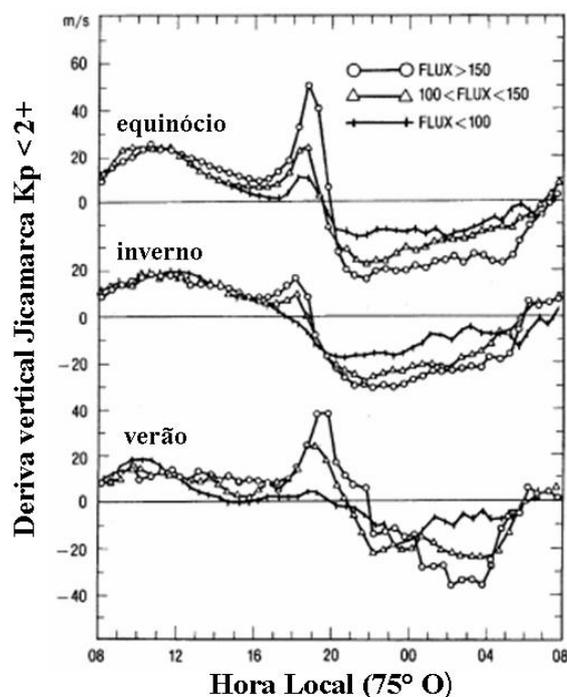


Figura 3.2 - Deriva vertical de plasma sobre Jicamarca (Peru). Os resultados são referentes às observações realizadas pelo radar de espalhamento incoerente para diferentes estações do ano e valores de fluxos solares, para condições geomagneticamente calmas.

Fonte: Adaptado de Fejer et al. (1991).

A região F equatorial está acoplada à região E através das linhas de campo magnético, as quais, devido à sua alta condutividade, podem ser consideradas como linhas equipotenciais. Portanto, o campo elétrico de polarização da região E pode ser mapeado quase sem atenuação para a região F (BATISTA, 1985). Desta forma, durante o dia, as derivas vertical e leste-oeste na região F são representativas das velocidades do vento neutro da região E, que dão origem aos campos elétricos. À noite, o acoplamento entre as regiões E e F decresce devido à diminuição da densidade eletrônica da região E, e dá origem aos campos elétricos de polarização na

região F, o que resulta em um movimento do plasma aproximadamente à mesma velocidade das partículas neutras (RISHBETH, 1971; HEELIS et al., 1974). As derivas ionosféricas de plasma na região equatorial também são responsáveis pelo efeito fonte de plasma equatorial, que por sua vez dá origem à anomalia Appleton, que é caracterizada por uma distribuição de ionização com dois máximos em densidade em locais de baixa latitude, e uma densidade mínima centrada no equador magnético.

De acordo com Takahashi et al. (2009) existe um importante aspecto da possível influência das ondas Kelvin na ionosfera equatorial relacionado aos efeitos do dínamo. Sabe-se que a variabilidade dia-a-dia de $h'F$ é causada principalmente pelo sistema de vento zonal na baixa termosfera. Se a onda Kelvin penetra na região MLT e até as alturas da região E (~ 100 a 200 km), ela pode modular o sistema de vento de maré diurno local (principalmente o vento zonal), resultando numa variação na densidade eletrônica. Se as ondas Kelvin atingirem maiores altitudes, entre 150 e 200 km, elas podem modular diretamente a velocidade do vento zonal termosférico, resultando em uma modulação direta da deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, afetando assim a dinâmica da região.

4 EFEITOS DE ONDAS KELVIN NA MESOSFERA E IONOSFERA EQUATORIAL

Provavelmente um dos primeiros trabalhos que reconheceu os efeitos das ondas planetárias sobre a ionosfera foi o de Fraser (1977) que argumentou que as oscilações de 5 dias verificadas na absorção ionosférica estavam conectadas com oscilações similares vistas na estratosfera. Desde então diversos trabalhos (Pancheva e Lysenko (1988), Chen (1992), Forbes e Leveroni (1992), Pancheva et al. (2002)) têm dado enfoque a este assunto.

Na literatura existem muitos trabalhos referentes ao estudo do acoplamento entre a ionosfera e a atmosfera neutra. Pancheva e Lysenko (1988) registraram ondas de quase dois dias em ambos os ventos mesosféricos e na densidade eletrônica da região F. Forbes (1996) sugeriu que as ondas planetárias desempenham um importante papel na variabilidade dia-a-dia da ionosfera. Pancheva et al. (2002) estudaram a variação da altura do pico da camada ionosférica F₂, com períodos de 27, 16 e de quase dois dias, e sugeriram que o período de 16 dias deveria estar relacionado à maré semidiurna na região MLT. Haldoupis et al. (2004) sugeriram que interações entre ondas planetárias e marés na baixa ionosfera podem ser responsáveis pela variabilidade da região E. O papel das ondas planetárias na ionosfera e no acoplamento entre a média atmosfera e a ionosfera entretanto, continua desconhecido (TAKAHASHI et al., 2007).

No setor equatorial brasileiro, vários trabalhos têm registrado a presença de ondas planetárias, principalmente de ondas Kelvin. Buriti et al. (2005) estudaram a presença de ondas Kelvin ultrarrápidas (com períodos entre 3-4 dias), e de ondas com períodos em torno de 5 dias (interpretadas como onda Rossy normal), por meio de observações do airglow OI 557,7 nm, O₂ b(0,1) nm e OH(6,2) nm, para quatro anos

de dados (1998-2001) em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O). Takahashi et al. (2005) utilizaram essas mesmas observações de airglow realizadas por Buriti et al. (2005) juntamente com os parâmetros ionosféricos observados em São Luís (2,6 °S; 44,2 °O) para identificar a presença de assinaturas de ondas planetárias em ambas as regiões MLT e ionosférica. As análises espectrais realizadas na intensidade de emissão do airglow e h'F (altura da base da camada F) mostraram a presença de oscilações de ~ 2 e 4 dias, indicando assim, a presença de ondas Rossby-gravidade e Kelvin ultrarrápidas, respectivamente. O trabalho de Takahashi et al. (2005) foi o primeiro a discutir a presença de ondas planetárias na região MLT e na ionosfera por meio da utilização da emissão de airglow e de observações ionosféricas.

Alves (2007), Lima et al. (2008) utilizaram observações de ventos neutros realizadas pelo radar meteorológico de São João do Cariri durante o ano de 2005, para investigar as características das ondas Kelvin ultrarrápidas na região MLT. As observações foram submetidas a uma análise do tipo wavelet e os resultados revelaram a presença de oscilações entre 3-4 dias em quatro episódios ao longo do ano. Os resultados mostraram que somente as oscilações que ocorreram entre fevereiro-março, e maio-junho estavam compatíveis com uma propagação de uma onda UFK equatorial, com número de onda zonal igual a 1. Durante esses dois eventos, as amplitudes do vento zonal atingiram valores máximos de 25 e 20 ms^{-1} , respectivamente. A estrutura de fase vertical mostrou uma fase descendente, compatível com uma energia ascendente, e os comprimentos de onda verticais calculados estavam em torno de 40 km para ambos os eventos.

Gomes (2009) investigou a ocorrência de oscilações de 3-4 dias nas emissões do airglow mesosférico do $\text{OI}5577$, $\text{O}_2^b(0-1)$ e do $\text{OH}(6-2)$, e também em oscilações da temperatura rotacional do OH. Essas oscilações foram atribuídas às ondas Kelvin ultrarrápidas. As observações foram conduzidas entre janeiro de 1998 e julho de 2007,

por um fotômetro multicanal instalado em São João do Cariri. A identificação das periodicidades foi realizada através do periodograma de Lomb-Scargle. A comparação dos resultados obtidos com as observações do airglow com aqueles provenientes de observações dos ventos neutros por meio de radar meteorológico, entre os anos de 2004 e 2005, exibiu em alguns casos, parâmetros de onda com características compatíveis com uma onda UFK.

Abdu et al. (2006) apresentaram alguns dos resultados referentes às oscilações de ondas planetárias tanto nos ventos mesosféricos como nas variações da intensidade do eletrojato equatorial no setor indiano, e também em medidas de airglow e variações da altura da camada F no setor brasileiro. Oscilações de escala planetária foram vistas tanto nos ventos, como também nas variações de intensidade do eletrojato equatorial. As oscilações da camada F noturna em períodos de ondas planetárias pareciam estar associadas com as oscilações observadas nas medidas da intensidade (OI 5577), e da temperatura (OH(6,2)) do airglow mesosférico. Abdu et al. (2006) forneceram pela primeira vez evidências diretas de que as oscilações com períodos de ondas planetárias observadas na ionosfera podem ser resultado da ação combinada do vento zonal termosférico e do gradiente longitudinal noturno da condutividade Pedersen da camada E. Considerações dos processos eletrodinâmicos relevantes sugerem que as oscilações de ondas planetárias nos ventos zonais e na altura da camada E, ao invés de tais oscilações na camada F, podem ser a causa mais provável das oscilações de escala planetária vistas na deriva de plasma vertical da região F.

Takahashi et al. (2007) estudaram a presença de uma onda do tipo Kelvin ultrarrápida (UFK) na região equatorial. Para isto foram utilizados dados de ventos do radar meteorológico de São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O), parâmetros ionosféricos h'F (altura virtual mínima da camada F), foF2 (frequência crítica máxima da camada F) obtidos pela digissonda instalada em Fortaleza (3,9°S; 38,4°O), e dados de temperatura

do satélite TIMED/SABER. A partir de análises do tipo *wavelet* (Torrence e Compo (1998)), verificou-se a presença de assinaturas de ondas do tipo UFK em todos os parâmetros utilizados entre os dias 1 e 11 de março de 2005. Este foi o primeiro registro de uma clara evidência da propagação de uma onda Kelvin ultrarrápida da estratosfera à ionosfera. A Figura 4.1 como exemplo, mostra as análises *wavelet* e as amplitudes das oscilações em torno de 4 dias obtidas para os parâmetros $h'F$ e foF_2 , e para o vento zonal a 90 km de altura, referentes ao período de observação compreendido entre 1 de janeiro a 30 de abril de 2005. Segundo os autores a onda UFK pode ter um importante papel na variabilidade dia-a-dia na subida noturna da ionosfera equatorial. Em um trabalho posterior, Takahashi et al. (2009) mostraram que durante o mesmo período analisado, dados do spread F equatorial (ESF) também mostraram modulações de ondas UFK, reforçando a importância deste tipo de onda no acoplamento entre a atmosfera neutra e ionizada.

Pancheva et al. (2008) estudaram o acoplamento vertical no sistema atmosfera-ionosfera de baixa latitude através de ondas do tipo Rossby e do tipo Kelvin na região MLT. Foram utilizados três diferentes tipos de dados de modo a detectar e extrair os sinais de ~ 6 dias: dados da altura geopotencial e do vento zonal do NCEP (“National Centres for Environmental Prediction”) em dois níveis de pressão, 30 e 10 hPa; radares (meteóricos e MF) para medidas de vento na região MLT localizados em quatro estações equatoriais e três tropicais; e dados de correntes elétricas ionosféricas obtidos a partir de dados de magnetômetros localizados em 26 locais situados em baixas latitudes. Os radares utilizados para a observação de ventos na região MLT estão situados na região equatorial ($\pm 10^\circ$ em torno do equador), e também na região dos trópicos ($\pm 22^\circ$). A análise de todos estes dados mostrou que as ondas Kelvin e Rossby de ~ 6 dias observadas na região MLT de baixa latitude são provavelmente verticalmente propagantes da estratosfera. Estas mesmas ondas vistas no sistema de

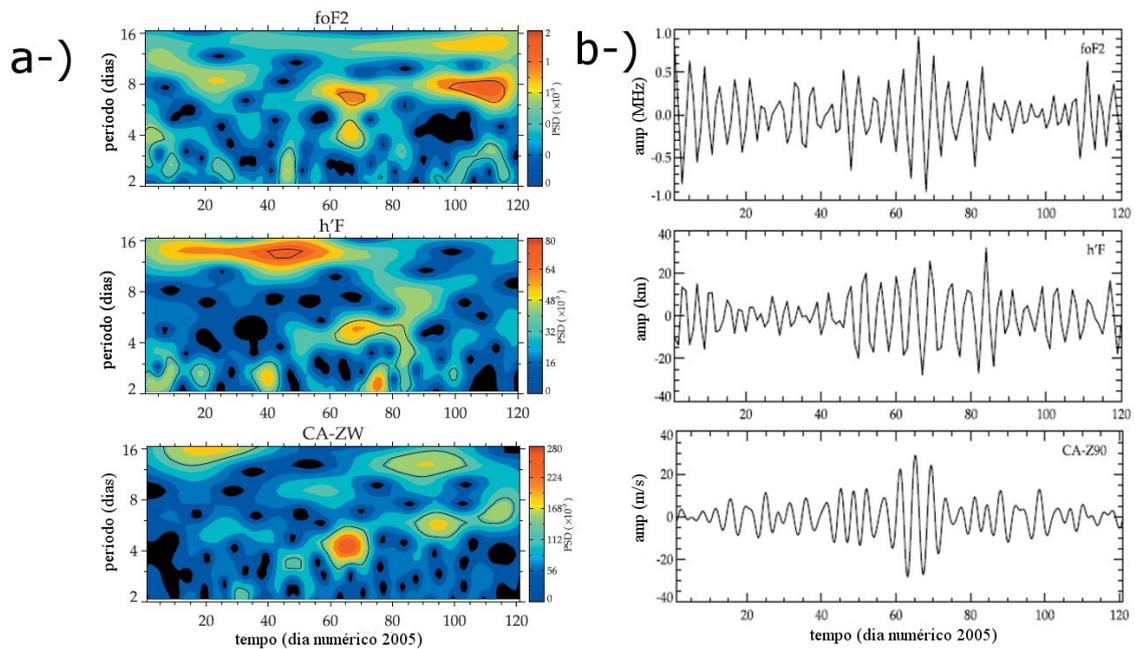


Figura 4.1 - a-) Análise *wavelet* do foF₂ (topo), h'F (meio) e vento zonal a 90 km (inferior). b-) Amplitudes das oscilações de 4±1 dia, obtidos para os dados de foF₂ (topo), h'F (meio) e vento zonal a 90 km (inferior). O período de observação foi de 1 de janeiro a 30 de abril de 2005 (1-120).
 Fonte: adaptado de Takahashi et al. (2007).

correntes ionosféricas são causadas por atividades simultâneas de ondas de ~6 dias na região MLT. O principal agente forçante na região MLT equatorial parece ser as próprias ondas, enquanto na região MLT tropical a modulação de marés parece ter significativa importância.

Forbes et al. (2009) utilizaram dados de temperatura medidas pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED para elucidar as propriedades das ondas Kelvin e de outras oscilações equatoriais num intervalo de altura de 20-120 km, durante os anos de 2002-2006. A Figura 4.2 ilustra os espectros de vários anos obtidos para as alturas de 78 e 104 km, que mostram uma forte presença de ondas do tipo UFK nos dados de temperatura dentro deste período de observação. A obtenção desses espectros foi realizada através de uma varredura em número de onda e período

nas séries temporais da temperatura para cada altura, durante todo o período de observação.

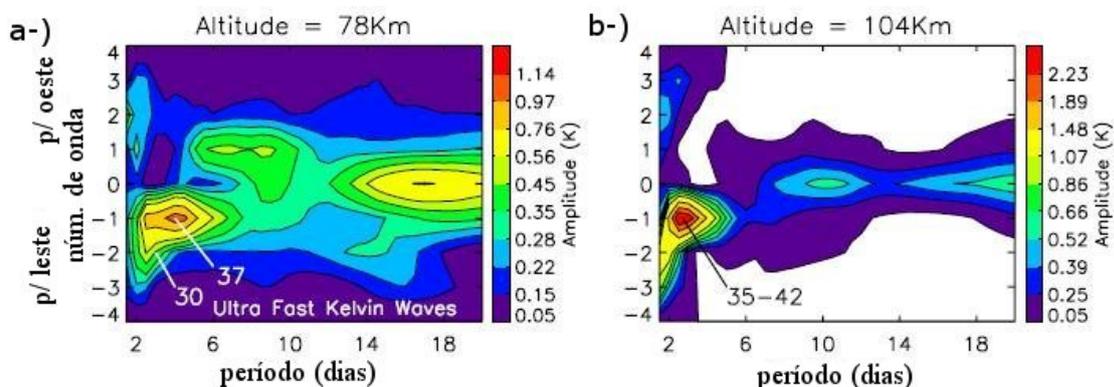


Figura 4.2 - Número de onda equatorial versus período obtidos para a temperatura medida pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED para as alturas de 78 km (a) e 104 km (b), no período compreendido entre os anos de 2002 a 2006. Em destaque, os comprimentos de onda verticais calculados. Fonte: adaptado de Forbes et al. (2009).

No trabalho de Forbes et al. (2009), foi verificada a existência da onda Kelvin ultrarrápida (UFK) em todos os anos, porém, as amplitudes das ondas eram caracterizadas pela intermitência e também pela variabilidade interanual. Desde que as ondas Kelvin são supostamente geradas pela emissão de calor latente associada às convecções tropicais, acredita-se que a intermitência da onda UFK esteja relacionada a esta fonte. No presente trabalho, as amplitudes da onda UFK variaram de 3-10 K, para um intervalo de altura de 80-120 km, durante todos os meses do ano, com um intervalo de 20-60 dias, como mostra a Figura 4.3, onde as amplitudes médias das temperaturas para a componente da onda Kelvin ultrarrápida estão plotadas para os anos de 2003, 2004 e 2005, para uma altura de 90 km. Para o ano de 2005, observa-se uma forte atividade da onda UFK entre os meses de julho a agosto (\sim dias 200-250).

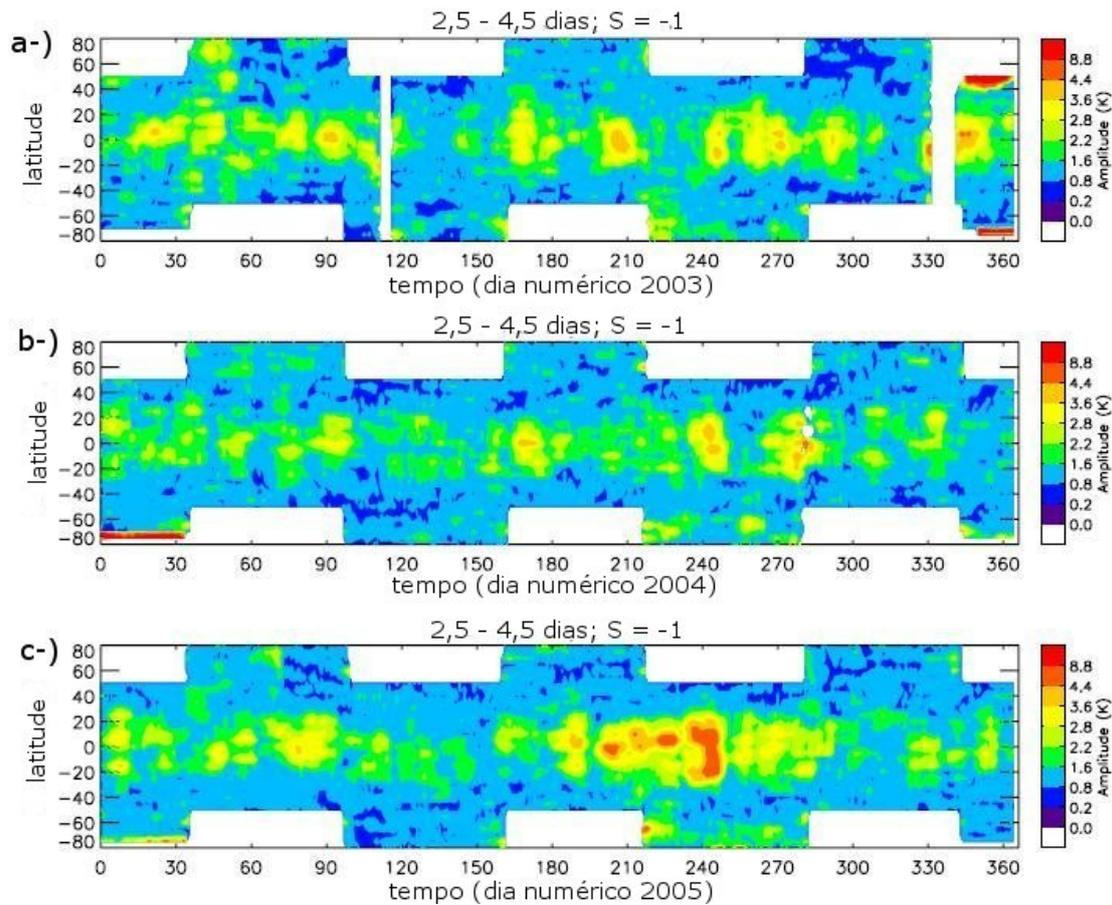


Figura 4.3 - Amplitudes médias obtidas para as componentes de ondas do tipo Kelvin ultrarrápidas para os anos de (a) 2003 , (b) 2004 e (c) 2005, para uma altura de 90 km.

Fonte: adaptado de Forbes et al. (2009).

Forbes et al. (2009) tentaram relacionar a presença de ondas Kelvin ultrarrápidas com a geração de oscilações de larga escala, tais como a oscilação intrasazonal (ISO), que também estava presente nos resultados da temperatura média zonal, num intervalo de 20-60 dias. No entanto, as séries do ISO não estavam bem correlacionadas nem com as séries das marés diurnas, e nem com as ondas Kelvin ultrarrápidas, levando os autores a considerarem a utilização do espectro completo das marés migrantes e não-migrantes, e também a aplicação de outras metodologias que podem fornecer resultados mais satisfatórios.

Chang et al. (2010) desenvolveram um estudo que utiliza o modelo TIME-GCM (NCAR Thermosphere Ionosphere Mesosphere Electrodynamics General Circulation Model) para quantificar os efeitos relativos de uma onda Kelvin ultrarrápida sobre o conteúdo eletrônico total (TEC, do inglês “total electron content”), e sobre as densidades dos constituintes neutros na termosfera a uma altura de 350 km. Para isto, considerou-se que os efeitos de uma UFK sobre a ionosfera poderiam ser transmitidos por meio da modulação deste pelo dínamo ionosférico, ou através da propagação direta da onda (sem ação do dínamo ionosférico). Ambos os mecanismos são capazes de afetar a termosfera e ionosfera, e tem sido propostos para explicar mudanças na alta atmosfera por meio do acoplamento com a região MLT por meio de ondas. Os resultados mostraram que um vento zonal na região MLT com amplitude de 20-40 ms^{-1} , e temperatura em torno de 10-20 K, poderia resultar em variações de aproximadamente 8-12 % na densidade dos constituintes neutros, e perturbações entre 25-50 % sobre o TEC em regiões correspondentes à anomalia equatorial (EIA), em horários noturnos. A variação diurna do TEC ficou em torno de 10-15 %.

Resultados obtidos por Chang et al. (2010) presentes na Figura 4.4 mostram as diferenças latitudinais e percentuais encontradas na densidade da termosfera neutra com a presença de uma onda Kelvin ultrarrápida de alta e baixa amplitude. a) Variação latitudinal da densidade neutra a 350 km utilizando um forçante de onda do tipo Kelvin ultrarrápida (gráfico superior) para uma localidade situada a 0° de longitude. Abaixo, variações percentuais da densidade neutra no equador, considerando uma UFK de alta amplitude (perturbações em torno de $\sim 26 \text{ms}^{-1}$ no vento zonal, linha vermelha), e uma de baixa amplitude ($\sim 16 \text{ms}^{-1}$ no vento zonal, linha azul). b-) Variação latitudinal da densidade neutra a 350 km de altitude a 0° de longitude (acima). Desta vez, a presença do dínamo da região E foi ignorada. Abaixo, as variações percentuais da densidade neutra, sem a ação do dínamo, para altas (linha

vermelha) e baixas (linha azul) amplitudes de uma UFK. As variações nos gráficos superiores da Figura 4.4(a) e (b) consideram uma onda UFK com amplitude mais alta, ou seja, $\sim 26 \text{ ms}^{-1}$. Não foi verificada nenhuma diferença na saída do modelo com ou sem a ação do dínamo.

A Figura 4.5, é referente às variações latitudinais e percentuais no equador do conteúdo eletrônico total para as localidades situadas a 160°O e 75°O . A Figura 4.5(a) mostra uma diferença percentual próxima a 20% para ambas as localidades, enquanto a Figura 4.5(b) mostra uma diferença percentual em torno de 5%, ou seja, 4 vezes menor em comparação com a Figura 4.5(a). Diferentemente do que foi observado na Figura 4.4, nota-se uma grande diferença no TEC para casos em que os efeitos da onda UFK se propagou para a ionosfera por meio da ação do dínamo em relação ao caso em que a onda UFK tenha se propagado diretamente para esta região.

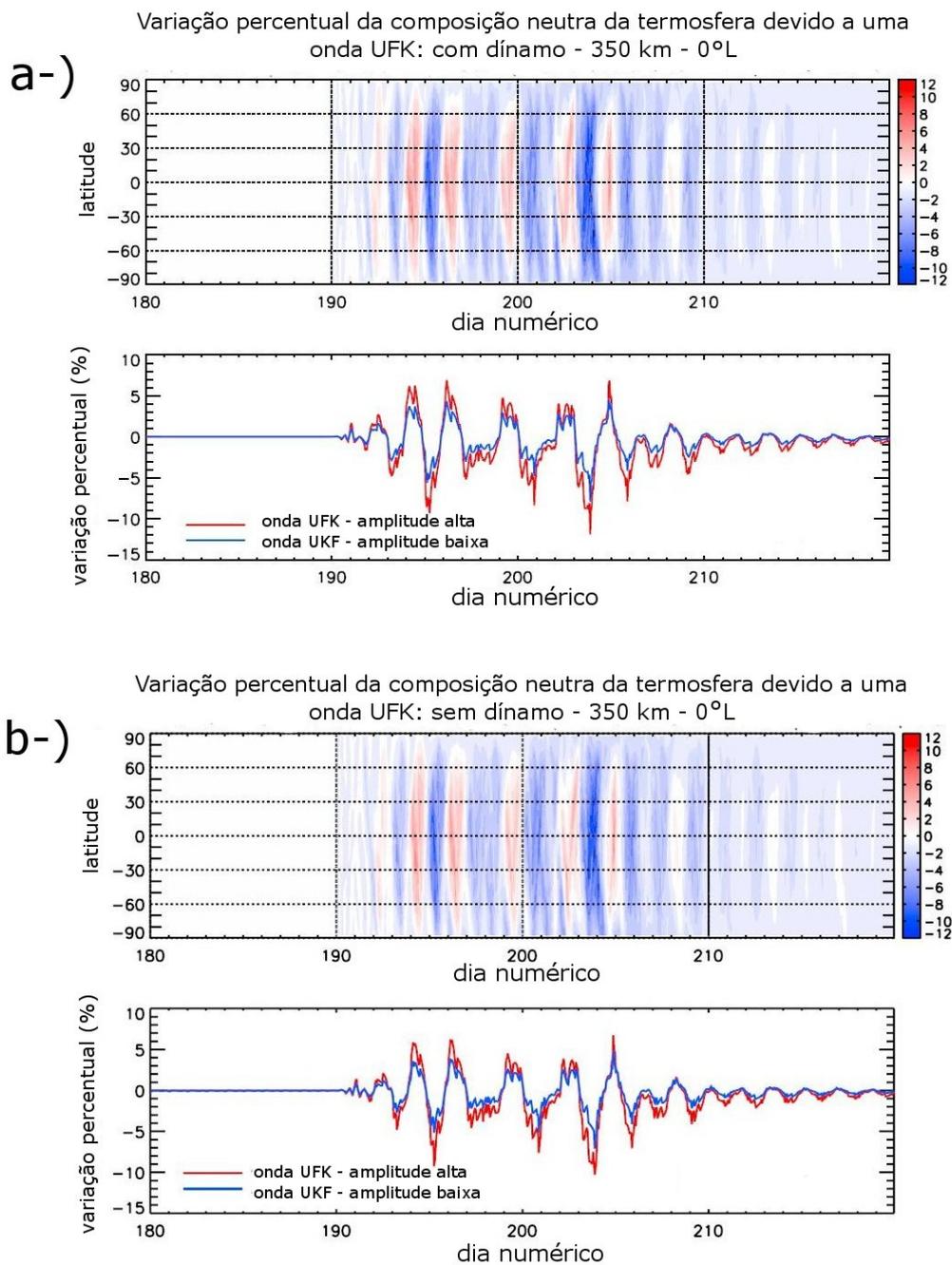


Figura 4.4 - Resultados obtidos por Chang et al. (2010) mostram as diferenças latitudinais e percentuais encontradas na densidade da termosfera neutra com a presença de uma onda Kelvin ultrarrápida de alta e baixa amplitude.

Fonte: Adaptado de Chang et al. (2010).

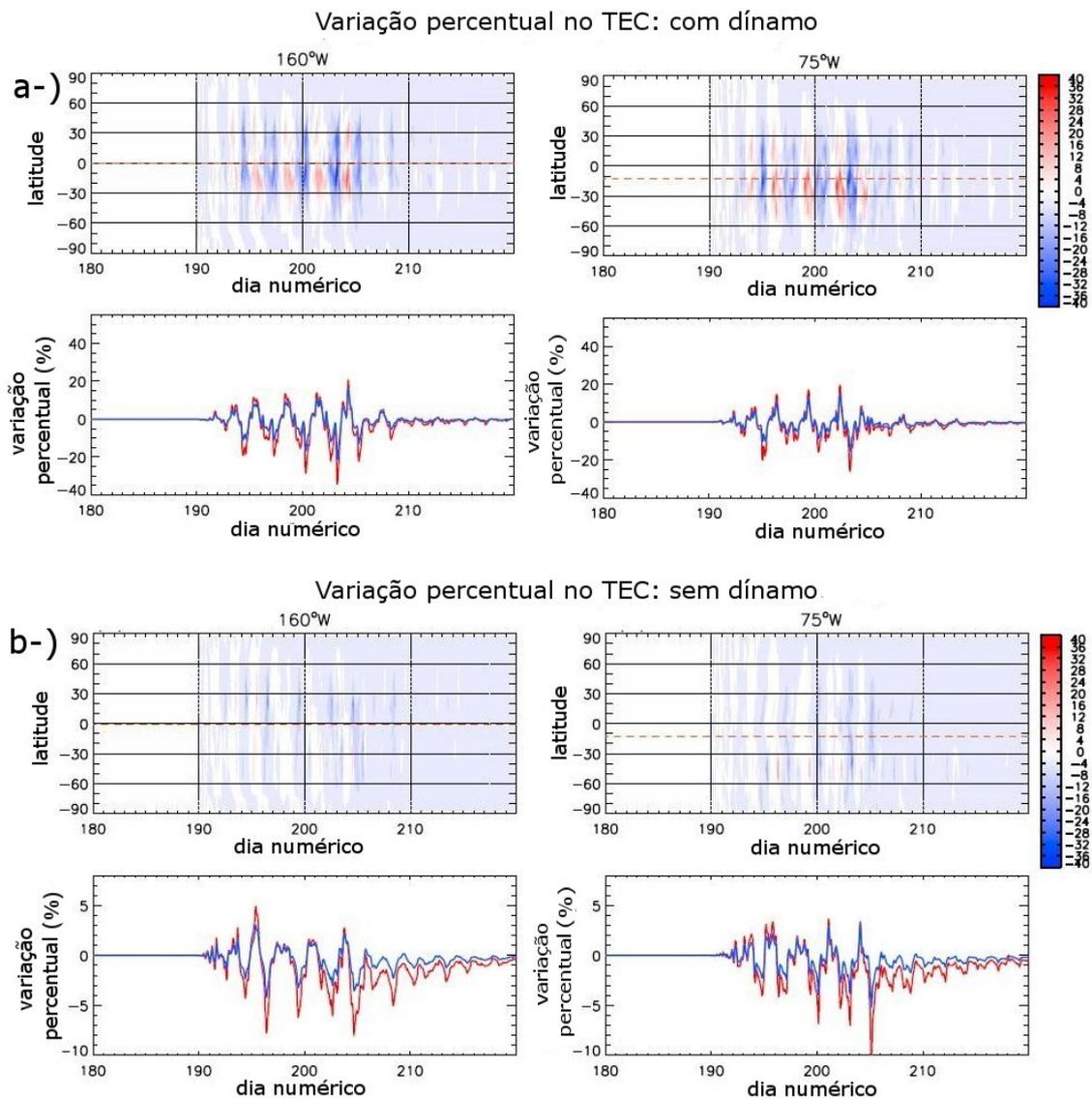


Figura 4.5 - Diferenças latitudinais e percentuais no conteúdo eletrônico total (TEC) obtidos por Chang et al. (2010), cujo modelo leva em conta a ação de uma UFK nos resultados do modelo TIMED/GCM. a-) Topo: variações latitudinais do conteúdo eletrônico total (TEC) para localidades a 160°O e 75°O. Abaixo: variações percentuais do TEC para casos de alta (linhas vermelhas), e baixa (linhas azuis) amplitudes de uma UFK, para as mesmas localidades. Neste caso está incluso o efeito do dínamo ionosférico. b-) O mesmo que (a), porém sem a inclusão do dínamo.

Fonte: Adaptado de Chang et al. (2010).

5 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

5.1 O radar meteórico

Quando os meteoróides ingressam na atmosfera terrestre, eles colidem com as moléculas gasosas. Durante os eventos em que as colisões entre os meteoróides e as moléculas atmosféricas produzem vaporização, formam-se trilhas contendo gás ionizado as quais podem refletir ondas de rádio. Este rastro ionizado deixado pelos meteoros é também conhecido como trilha meteórica, e é arrastado pelos ventos neutros na atmosfera. O funcionamento do radar meteórico consiste na emissão e recepção de ondas eletromagnéticas pela trilha meteórica. A velocidade dos ventos neutros é determinada por meio de medidas do deslocamento Doppler dos sinais refletidos pelos traços meteóricos (LIMA, 2004).

O radar meteórico de São João do Cariri utiliza o sistema SKiYMET (“All-Sky Interferometric Meteor Radar”), que transmite pulsos a uma frequência de 35,24 MHz, e utiliza cinco antenas receptoras formando uma matriz interferométrica. Quando um eco do meteoro é identificado, as diferenças de fase entre as cinco antenas receptoras são utilizadas para determinar o ângulo de chegada do meteoro. A velocidade radial é determinada pelo desvio Doppler (o deslocamento Doppler da frequência do sinal do radar, no processo de emissão e recepção, permite estimar a velocidade radial do vento, admitindo que a trilha é deslocada pelo vento ambiente em que a mesma foi formada). Os ventos horizontais são estimados em intervalos de 1 hora, e em sete intervalos de altura com 4 km de espessura cada, centrados em 81, 84, 87, 90, 93, 96 e 99 km (LIMA et al., 2008). O radar meteórico de Cachoeira Paulista possui uma interferometria similar à do radar instalado em São João do Cariri (TAKAHASHI et al., 2006), ou seja, ambos os sistemas utilizam a mesma técnica na observação de meteoros. Para maiores detalhes referentes ao modo de funcionamento do radar

meteórico, sugere-se ao leitor os trabalhos de [Hocking et al. \(2001a\)](#), [Hocking et al. \(2001b\)](#).

O sistema SKiYMET constitui em um conjunto de antenas, cabos, e uma unidade transmissora e receptora digital. O layout da antena é mostrado na Figura 5.1, onde as cinco antenas receptoras estão arranjadas em forma de cruz assimétrica, e estão separadas em distâncias de 2 e 2,5 comprimentos de onda. Este tipo de arranjo tende a otimizar a detecção e minimizar a ambiguidade na direção do meteoro ([TOKUMOTO, 2007](#)). A localização da antena transmissora não deve ser muito próxima a nenhuma das antenas receptoras. Os sistemas geralmente operam numa frequência fixa que é selecionada pelo usuário, mas normalmente está compreendido no intervalo entre 20 e 50 MHz ([HOCKING et al., 2001a](#)). A Figura 5.2 mostra o funcionamento do radar meteórico, onde os traços meteóricos são interceptados perpendicularmente pelo sinal transmitido. Esse sinal é refletido e captado pelas antenas receptoras ([TOKUMOTO, 2007](#)).

O sistema transmissor de rádio frequência inclui um transmissor operando em modo pulsado, 5 canais receptores, unidades de síntese de frequência e controle de ganho. O sistema de aquisição de dados é composto por cinco buffers de memória e de digitalização de alta velocidade, temporizadores e controladores de hardware. O software de aquisição de dados opera em um ambiente operacional UNIX e utiliza uma interface gráfica para exibir os resultados em tempo real. O software também monitora as condições de operação do radar registrando, em um arquivo de disco, os dados de desempenho do sistema ([TOKUMOTO, 2007](#); [HOCKING et al., 2001a](#)).

Esses dados são posteriormente analisados para determinar a quantidade de meteoros, a localização angular, a altura, a intensidade do retroespalhamento, o tempo de vida, a velocidade de deriva radial (juntamente com o erro associado), e a velocidade

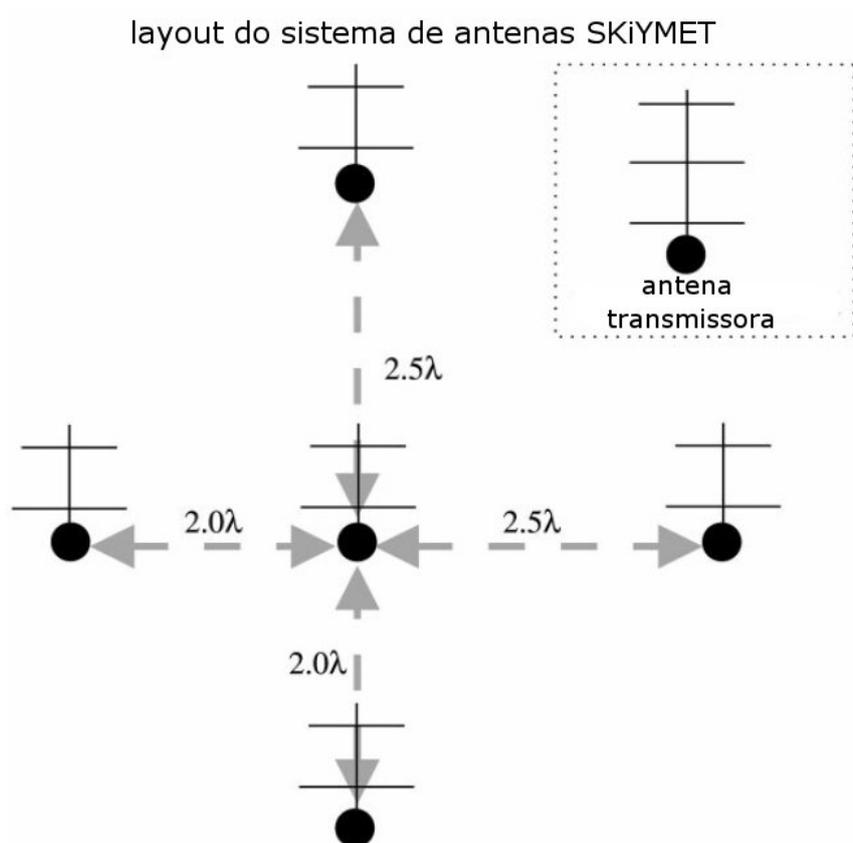


Figura 5.1 - Layout do arranjo de antenas para o sistema de radar. A antena transmissora pode ser colocada em qualquer posição, desde que não seja muito próxima de uma antena receptora. O símbolo λ representa o comprimento de onda do radar.

Adaptado de [Hocking et al. \(2001a\)](#).

da entrada do meteoro. Este processo, graças à vantagem das múltiplas capacidades de um ambiente UNIX, pode ser realizado independentemente enquanto o radar continua a adquirir novos dados. Uma grande variedade de determinações são então possíveis, tais como a velocidade dos ventos, temperaturas na região meteórica, coeficientes de difusão ambipolar, pressão na região meteórica, além do mapeamento da chuva de meteoros ([HOCKING et al., 2001a](#)).

Neste trabalho serão utilizados os ventos obtidos pelos radares meteóricos instalados em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cachoeira Paulista (22,7°S; 45°O). Os

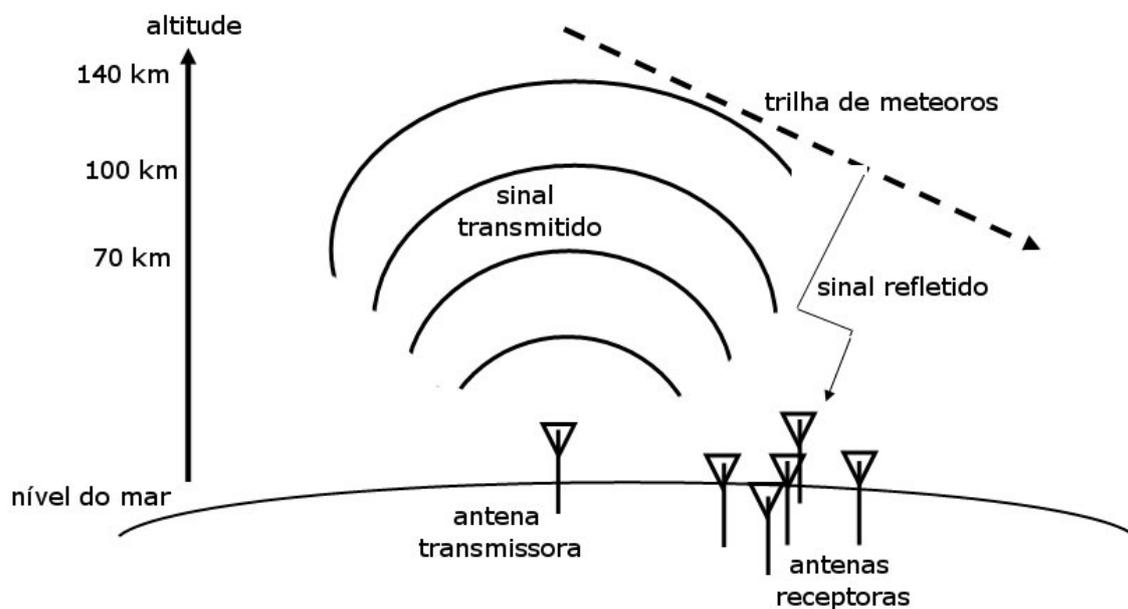


Figura 5.2 - Esquema representativo do funcionamento do radar meteorológico SKiYMET. Adaptado de Tokumoto (2007).

ventos meridionais e zonais dessas localidades serão submetidos às análises espectrais usando a técnica de wavelet (TORRENCE; COMPO, 1998) para que as assinaturas de ondas possam ser identificadas. De acordo com a teoria de ondas equatoriais, uma onda Kelvin possui um máximo no equador e decai com o aumento da latitude. Sendo São João do Cariri e Cachoeira Paulista locais considerados de longitude próxima, espera-se que as ondas UFK possam ser identificadas em ambas as localidades, de modo que a amplitude do sinal em Cachoeira Paulista seja menor que o sinal em São João do Cariri. De modo análogo, pretende-se verificar a presença simultânea dessas ondas em Ascension Island (7,9°S; 14,4°O), tal como realizado anteriormente em Takahashi et al. (2006), Takahashi et al. (2007), e Takahashi et al. (2009) pois, como Ascension Island também é uma estação equatorial, as assinaturas e as amplitudes das componentes de ondas Kelvin devem ser semelhantes àsquelas observadas em São João do Cariri.

5.2 A digissonda

A observação da camada ionosférica com a técnica de radiofrequência tem como princípio básico o envio e a recepção de pulsos de alta frequência, ou HF (do inglês, “high frequency”) na direção da ionosfera. Ao equipamento que faz este tipo de função dá-se o nome de ionossonda. A ionossonda foi primeiramente utilizada por [Breit e Tuve \(1926\)](#), e opera em uma faixa de frequências que variam de 1 a 20 MHz, para o estudo das camadas E e F.

As primeiras ionossondas, denominadas ionossondas padrão ou convencionais, operavam com base na medida do tempo de atraso entre o pulso HF enviado e o refletido pela ionosfera, de onde se podia extrair somente a informação sobre a altura virtual da camada ionosférica. A partir de 1970, os equipamentos começaram a se sofisticar, utilizando técnicas digitais (originando assim as digissondas), que permitiu um significativo aumento dos parâmetros extraídos das sondagens, tais como: altura virtual, polarização da onda, amplitude e fase da onda refletida, deslocamento Doppler da frequência do pulso enviado, etc ([CANDIDO, 2008](#)).

Os ionogramas são as representações gráficas que resultam das digissondas (ou ionossondas). Para o caso de incidência vertical, o gráfico é expresso em termos da distância percorrida em função da frequência da onda transmitida. A altura virtual é obtida mediante o produto da velocidade da onda eletromagnética (c) no vácuo, pela metade do intervalo de tempo decorrido entre a transmissão e a recepção da onda. Variando-se a frequência de transmissão num intervalo de frequências entre 1 e 20 MHz, obtém-se gráficos da altura virtual versus a frequência da camada, como mostra a [Figura 5.3](#).

Os parâmetros ionosféricos utilizados neste trabalho foram determinados a partir de medidas realizadas pela digissonda DPS-4 instalada em Fortaleza (para maiores

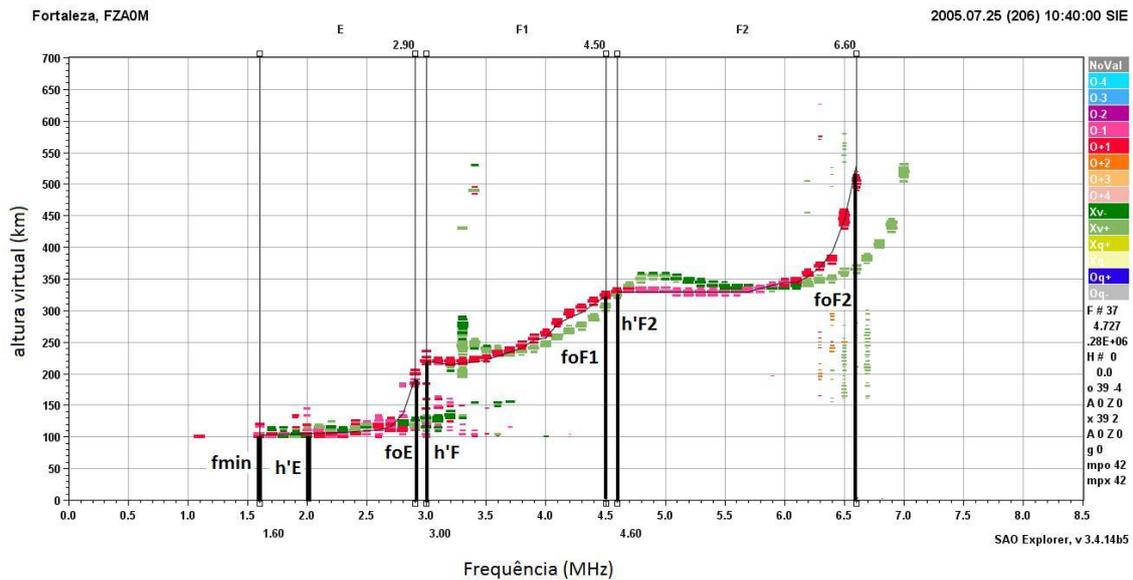


Figura 5.3 - Exemplo de ionograma obtido pela digissonda instalada em Fortaleza, para o dia 25 de julho de 2005, às 10:40 UT. Na figura estão em destaque alguns dos parâmetros ionosféricos observados, tais como as alturas virtuais e as frequências críticas das camadas E, F₁ e F₂ da ionosfera.

detalhes do instrumento veja UMLCAR (2007)). Séries temporais de h'F (altura virtual da base da camada F) e de foF₂ (frequência crítica da camada F₂) foram utilizadas para verificar a existência de assinaturas de ondas planetárias na ionosfera através de técnicas de análise espectral, tais como o *wavelet*. Os contornos wavelet obtidos para os parâmetros ionosféricos citados foram comparados com os contornos wavelet obtidos para os ventos neutros mesosféricos, para que sejam identificadas as ondas UFK presentes tanto na mesosfera como na ionosfera equatorial.

5.3 O satélite TIMED e o experimento SABER

O satélite TIMED (“Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics”) está em operação desde 2002, e o experimento SABER (“Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry”) a bordo do satélite, utiliza o escaneamento do limbo e a radiometria no infravermelho de banda larga para medir

a temperatura, o ozônio, vapor d'água, dióxido de carbono, óxido nítrico e emissões do airglow sobre uma larga faixa de altitudes desde níveis troposféricos até alturas da região MLT (GARCIA et al., 2005). No presente trabalho, foram utilizados os dados da temperatura cinética do nível 2A (versão 01.06 de 2005). A precisão dos dados é de 1 K para alturas abaixo de 80 km e de 2 K para altitudes acima de 80 km. De modo a encontrar uma temperatura representativa para um dado local e localização, os perfis de temperatura foram agrupados em um intervalo de 24 h e numa área de $20^\circ \times 20^\circ$ centrada em São João do Cariri. Esta área foi escolhida para garantir no mínimo 10 sondagens diárias (ou 300 por mês). Desta forma, foi possível calcular um perfil médio de temperatura por dia para a localidade de São João do Cariri durante todo o ano de 2005. Para maiores informações sobre o funcionamento do satélite, sugere-se ao leitor os trabalhos de Mlynczak (1997), Russel et al. (1999). Detalhes específicos de como os perfis de temperatura do TIMED/SABER foram obtidos para a localidade de São João do Cariri podem ser encontrados em Filho (2007).

5.4 Análise Espectral Wavelet (TORRENCE; COMPO, 1998; DOMINGUES et al., 2005)

A análise wavelet tem se tornado uma ferramenta comum para analisar variações localizadas no espectro de potência dentro de uma série temporal. Pela decomposição das séries temporais no espaço tempo-frequência, este tipo de análise é capaz de determinar os modos dominantes e como esses modos variam em tempo (TORRENCE; COMPO, 1998). A transformada wavelet tem sido utilizada para vários estudos na geofísica, incluindo a convecção tropical, fenômenos sazonais de larga escala tal como o El Niño, frentes frias atmosféricas, crescimento e quebra da amplitude da onda, entre outros assuntos (TORRENCE; COMPO, 1998). Uma descrição completa das aplicações geofísicas podem ser encontradas em Foufola-Georgiou e Kumar (1995), en-

quanto um tratamento teórico da análise wavelet é dado em Daubechies (1992). O leitor também pode encontrar mais informações sobre esta técnica de análise espectral em Torrence e Compo (1998) e Domingues et al. (2005).

A palavra wavelet foi adotada para expressar a idéia de “pequenas ondas”, de modo a associá-las às ondas localizadas, ou seja, funções ondulatórias cujos valores aumentam ou diminuem em curto período do domínio. Para que a função seja considerada uma função wavelet, devem ser satisfeitas as seguintes condições (DOMINGUES et al., 2005):

- A integral da função wavelet, geralmente denotada por ψ , deve ser zero

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi(t) dt = 0. \quad (5.1)$$

Esta condição garante que a função wavelet tem uma forma de onda e é conhecida como condição de admissibilidade.

- A função wavelet deve ter energia unitária, ou seja:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(t)|^2 dt = 1. \quad (5.2)$$

Esta condição garante que a função wavelet tem um suporte compacto ou um rápido decaimento em amplitude, assegurando uma localização no domínio.

A transformada wavelet é linear e covariante em transformadas de translação e dilatação. A transformada wavelet pode ser utilizada na análise de sinais não-estacionários para obter informação sobre as variações na frequência ou na escala de tais sinais, e para detectar a localização de suas estruturas em tempo ou espaço. A

localização em tempo e espaço ocorre por que a função wavelet é definida em um intervalo finito. Desta forma, enquanto a escala diminui, as funções wavelet de tais escalas são localizadas em intervalos cada vez mais curtos. Em cada nível de escala, todas as funções wavelet têm a mesma forma, somente alterando seus pontos de localização, ou seja, elas se submetem a um movimento de translação. Devida à dupla propriedade de localização da função wavelet, a transformada wavelet é dita ser um tipo local em tempo-frequência, com resolução em tempo e frequência inversamente proporcional. Tal comportamento é mostrado no gráfico tempo/espaço (x) versus frequência (ξ) na Figura 5.4 (DOMINGUES et al., 2005).

Na Figura 5.4, variações proporcionais no tempo/espaço e nos intervalos de frequência são apresentadas à esquerda para três tipos de escalas diferentes (j). À direita, a função wavelet base ($j = 0$), e as suas respectivas dilatação ($j > 0$) e contração ($j < 0$), na frequência. Assim, a transformada wavelet tem essa dupla propriedade de localização: em frequência no tempo/espaço.

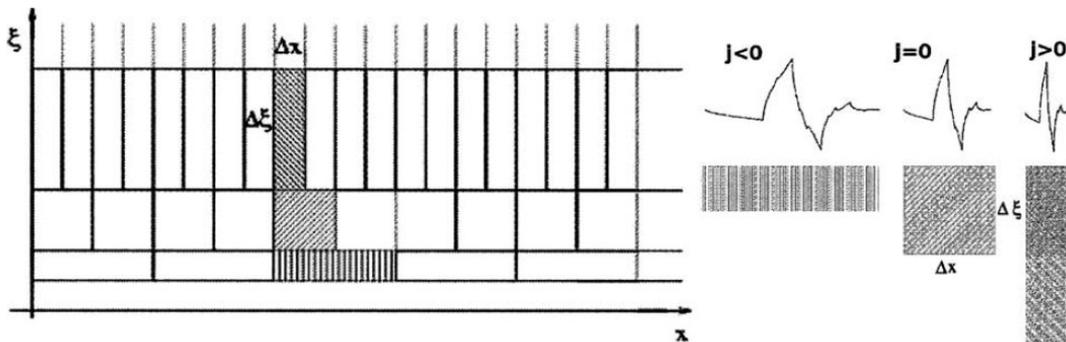


Figura 5.4 - Representação do plano tempo/espaço versus frequência. Variações proporcionais do intervalo de tempo e frequência são apresentados à esquerda. À direita, a dilatação/contração dos respectivos intervalos são mostrados. Fonte: Domingues et al. (2005).

As funções wavelet base (ou “wavelet mãe”) são famílias de funções wavelet que

podem ser dilatadas ou contraídas, de modo que é possível analisar características de curtos e longos períodos do sinal, e também variações de alta ou baixa frequência. Por exemplo, a função wavelet base Morlet é formada por uma onda plana modulada por uma função gaussiana, e é dada por:

$$\psi(x) = \pi^{-1/4} \left(e^{i\epsilon x} - e^{-\epsilon^2/2} \right) e^{-x^2/2}, \quad (5.3)$$

onde ϵ é um número não-dimensional. Ordinariamente ϵ é assumido ser igual a 5 para fazer os valores mais altos e mais baixos de ψ serem aproximadamente igual a 1/2, assim, a condição de admissibilidade é satisfeita (DAUBECHIES et al., 1992). Um gráfico dessa função está presente na Figura 5.5. À esquerda, a parte real; e à direita, a parte complexa. Desde que esta wavelet seja uma função complexa, é possível analisar a fase e o módulo do sinal decomposto. Outras funções wavelet base existentes são o chapéu mexicano, Haar, Meyer, entre outros (DOMINGUES et al., 2005).

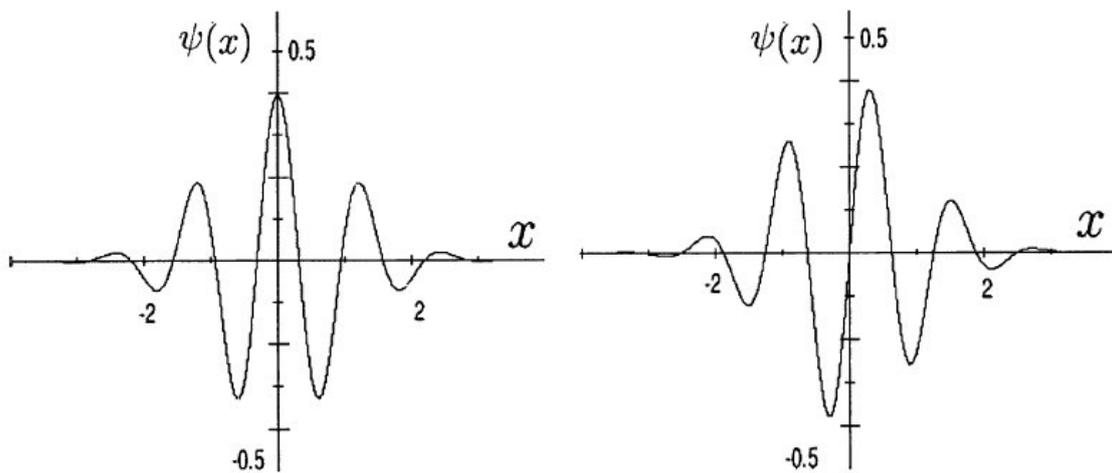


Figura 5.5 - Gráfico da parte real e complexa de um wavelet base Morlet.
Fonte: Domingues et al. (2005).

5.4.1 Exemplo de utilização da técnica de análise espectral wavelet

A Figura 5.6 ilustra a saída do programa desenvolvido por Torrence e Compo (1998) para o cálculo do espectro de potência wavelet de séries temporais. No exemplo dado pela Figura 5.6, foi utilizada uma série temporal relacionada às variações da temperatura da superfície do mar devido às oscilações do El Niño. Essas temperaturas foram fornecidas pela Agência Meteorológica do Reino Unido (UKMO, do inglês “U. K. Meteorological Office”), e correspondem aos anos de 1871 a 1997. Na Figura 5.6(a), tem-se a série temporal utilizada para a análise wavelet. Esta série representa a variação da temperatura em torno de sua média para o período compreendido entre 1871 e 1997. De acordo com a Figura 5.6(a) esta variação estava em torno de -2 a 3 °C. À direita desta figura, tem-se a wavelet base utilizada neste exemplo de análise. Neste exemplo foi utilizada uma função wavelet base Morlet.

A Figura 5.6(b) mostra o espectro de potência normalizado da série de variações da temperatura mostrada na Figura 5.6(a). O espectro de potência wavelet é definido como o módulo ao quadrado de uma transformada wavelet. O espectro de potência wavelet presente na Figura 5.6(b) foi normalizado pela variância (mostrada na Figura 5.6(c)), pois dessa forma é mais fácil fazer uma comparação entre diferentes espectros de potência wavelet. Todos os detalhes de como esses cálculos foram realizados podem ser encontrados em Torrence e Compo (1998).

A grade presente na Figura 5.6(b) é o cone de influência. O cone de influência é a região do espectro wavelet em que os efeitos de borda tornam-se importantes. Este cone de influência é escolhido de modo que a potência wavelet para uma descontinuidade na borda decaia por um fator exponencial, e assegura que os efeitos de borda sejam insignificantes em torno deste ponto. O tamanho do cone de influência em cada escala também dá a medida do tempo de decorrelação para um único ponto

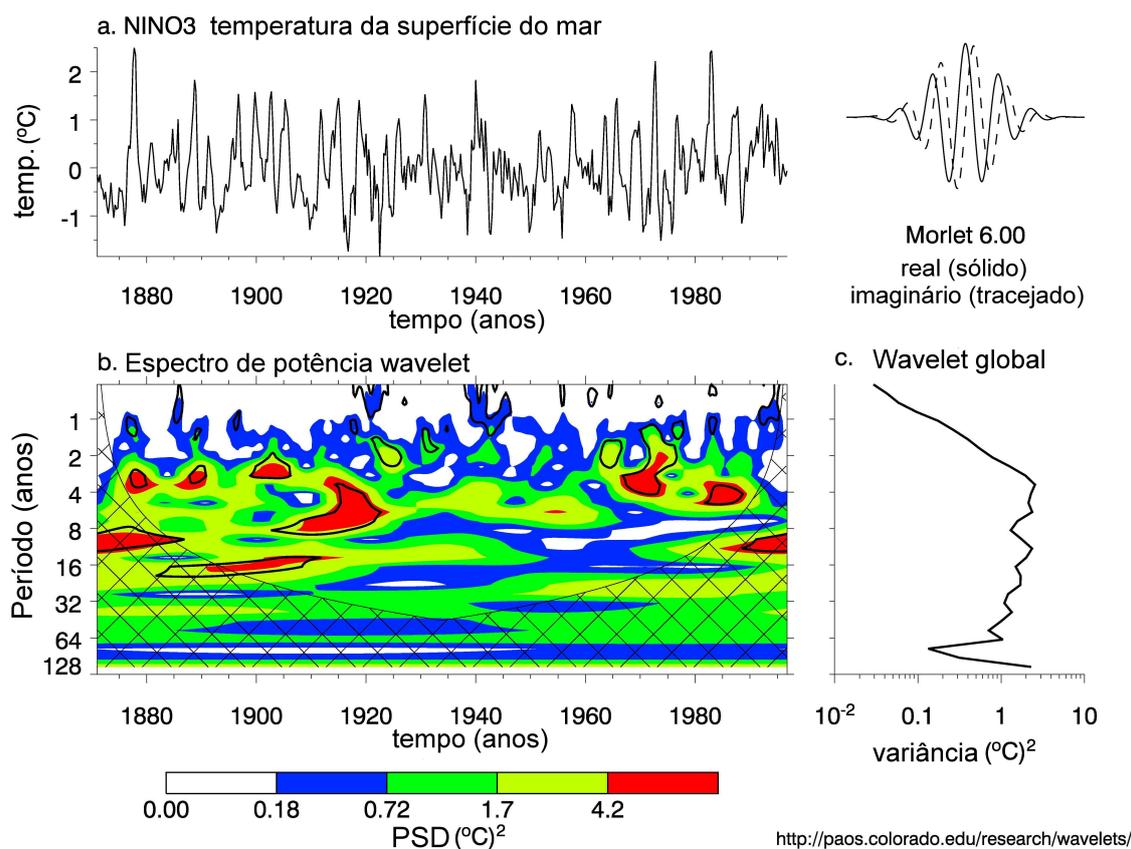


Figura 5.6 - Exemplo da utilização da técnica de análise espectral wavelet. A função wavelet base utilizada foi o Morlet, ilustrado na figura na parte superior à direita.

Fonte: <http://paos.colorado.edu/research/wavelets/>

na série temporal. Comparando-se a largura de um pico no espectro de potência wavelet com seu tempo de decorrelação, pode-se distinguir entre um ponto nos dados (possivelmente devido a um ruído aleatório) e um componente harmônico numa frequência equivalente à Fourier (TORRENCE; COMPO, 1998).

A partir do software desenvolvido por Torrence e Compo (1998) é possível também utilizar outras funções wavelet base (chapéu mexicano, Paul e DOG), e também é possível o cálculo da reconstrução da série original, além do cálculo do espectro wavelet cruzado. A reconstrução de uma série original é possível neste tipo de

análise porque a transformada wavelet é um filtro passa banda com uma função resposta conhecida (a função wavelet). A reconstrução da série original é possível utilizando tanto a deconvolução como o filtro inverso. Isto é válido somente para uma transformada wavelet ortogonal (que tem uma base ortogonal); mas para uma transformada wavelet contínua isto é complicado devido à redundância em tempo e escala. Entretanto, com essa redundância também é possível reconstruir séries temporais utilizando uma função wavelet completamente diferente, um tipo de função delta (δ) (FARGE, 1992). Neste caso, a série temporal reconstruída é a soma das partes reais da transformada wavelet sobre todas as escalas.

O espectro wavelet cruzado é calculado da seguinte forma: dada duas séries temporais X e Y , com transformadas wavelet $W_n^X(s)$ e $W_n^Y(s)$, o espectro wavelet cruzado pode ser definido como $W_n^{XY}(s) = W_n^X(s) W_n^{Y*}(s)$, onde $W_n^{Y*}(s)$ é o complexo conjugado de $W_n^Y(s)$. O espectro wavelet cruzado é complexo, e assim, pode-se definir a potência wavelet cruzada como $|W_n^{XY}(s)|$. Para detalhes específicos dos cálculos realizados e das possibilidades do software, sugere-se ao leitor o trabalho de (TORRENCE; COMPO, 1998).

5.5 O modelo CODB1986

O modelo “Código de Batista 1986” (CODB1986, ou simplesmente CODB) é um modelo teórico desenvolvido por Batista (1985) (ver também Carrasco (2005)) utilizado para simular o acoplamento eletrodinâmico das regiões E e F, e calcular as derivas da ionosfera equatorial. Este modelo é baseado no trabalho desenvolvido por Heelis et al. (1974), o qual mostra que o dínamo da região F é a causa do pico pré-reversão. O modelo considera o campo elétrico da região F gerado por marés atmosféricas da região E e por ventos termosféricos da região F, e também o acoplamento eletrodinâmico entre as regiões E e F, onde supõe-se que as linhas do campo magnético são

linhas equipotenciais altamente condutoras.

A simulação numérica do pico pré-reversão é realizada a partir da resolução de um sistema de equações composto pelas equações do potencial eletrostático da região E, do movimento de partículas carregadas e neutras, e das correntes elétricas que fluem ao longo das linhas de campo magnético (CARRASCO, 2005). Todo o detalhamento matemático do modelo a ser descrito a seguir e a descrição completa dos parâmetros a serem apresentados podem ser encontrados nos trabalhos de Batista (1985) e Carrasco (2005).

As principais equações que caracterizam o modelo serão descritas a seguir.

O movimento da atmosfera neutra na altura onde se situa a camada F em baixas latitudes pode ser aproximado pelas contribuições das forças do gradiente de pressão, do arraste iônico e de forças viscosas, na forma:

$$\frac{D\mathbf{U}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \frac{N}{n}\nu(\mathbf{V}_i - \mathbf{U}) + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2\mathbf{U}, \quad (5.4)$$

onde:

\mathbf{U} é a velocidade da atmosfera neutra;

\mathbf{V}_i é a velocidade dos íons;

ρ é a densidade da atmosfera neutra;

ν é a frequência de colisão entre íons e partículas neutras;

μ é o coeficiente de viscosidade molecular;

∇p é a força devido ao gradiente de pressão p ;

$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{U} \cdot \nabla$ é a derivada temporal total ou substantiva;

N é a concentração de íons;

n é concentração de partículas neutras.

As simplificações realizadas para a resolução da Equação 5.4 foram:

- Supõe-se que a atmosfera neutra da região F seja formada apenas pelo oxigênio atômico, O, e que os únicos íons presentes sejam o O^+ .
- Considera-se que a atmosfera seja estratificada meridionalmente de forma que a concentração de íons, N, a concentração de partículas neutras $n(O)$, a pressão e a densidade independem da latitude.

Com essas suposições, o gradiente horizontal de pressão vai ocasionar apenas os ventos zonais, soprando na direção leste-oeste. Assim, por meio da utilização de coordenadas esféricas, cujas direções são definidas por \hat{e}_r (para cima), \hat{e}_θ (sul magnético) e \hat{e}_ϕ (leste magnético), a componente leste-oeste U_ϕ do vento neutro pode ser calculada a partir de:

$$\left(1 + \frac{U_\phi}{\Omega}\right) \frac{\partial U_\phi}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_a r \text{sen } \theta} \frac{\partial p}{\partial \phi} + \frac{N\nu}{n(O)} (V_{i\phi} - U_\phi) + \frac{\mu}{\rho_a r^2 \text{sen } \theta} \left[\frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \text{sen } \theta \frac{\partial U_\phi}{\partial r} \right) - \frac{U_\phi}{\text{sen } \theta} \right], \quad (5.5)$$

onde Ω é a velocidade de rotação da Terra

A Equação 5.5 foi obtida desprezando os termos que envolvem derivadas com relação a θ e ϕ , na expressão da viscosidade, por eles serem pequenos em comparação com os termos que envolvem a derivada em relação a r .

O termo (U_ϕ/Ω) foi obtido supondo que as variações em longitude e tempo local são equivalentes. Desta forma:

$$\frac{U_\phi}{r \operatorname{sen} \theta} \frac{\partial U_\phi}{\partial \phi} = \frac{U_\phi}{wr \operatorname{sen} \theta} \frac{\partial U_\phi}{\partial t}, \quad (5.6)$$

onde $w = 2\pi/\text{dia}$ é a velocidade angular da terra, e $\Omega = wr \operatorname{sen} \theta$.

As equações de movimento para íons e elétrons são obtidas sob condições de regime permanente e desprezando as colisões entre elétrons e íons, e entre elétrons e partículas neutras. Desta forma, as únicas forças atuantes são a eletromagnética, que atua em todas as partículas carregadas, e aquelas devidas a colisões, que atuam nos íons (BATISTA, 1985; CARRASCO, 2005).

Assim, as equações do movimento para íons e elétrons na região F são:

$$\begin{aligned} e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_i \times \mathbf{B}) &= m\nu(\mathbf{V}_i - \mathbf{U}), \\ -e(\mathbf{E} + \mathbf{V}_e \times \mathbf{B}) &= 0, \end{aligned} \quad (5.7)$$

onde:

\mathbf{E} é o campo elétrico;

\mathbf{B} é a indução magnética terrestre;

\mathbf{V}_e é a velocidade dos elétrons;

m é a massa iônica;

e é a carga eletrônica.

Se as direções paralela e perpendicular a uma linha de campo magnético são definidas como \hat{s} e \hat{n} , respectivamente (\hat{s} dirigida para o sul, e \hat{n} para cima), as Equações 5.7 podem ser decompostas nas direções perpendiculares ao campo magnético, resultando em (BATISTA, 1985):

$$\begin{aligned}
e(E_n + V_{i\phi}B) - m\nu V_{in} &= 0, \\
e(E_\phi - V_{in}) - m\nu(V_{i\phi} - U_\phi) &= 0, \\
-e(E_n + V_{e\phi}B) &= 0, \\
-e(E_\phi - V_{en}B) &= 0,
\end{aligned} \tag{5.8}$$

onde n e ϕ referem-se às direções \hat{n} e \hat{e}_ϕ , respectivamente.

O vetor densidade de corrente pode ser obtido como:

$$\mathbf{j} = Ne(\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e). \tag{5.9}$$

Utilizando as Equações 5.8 e 5.9, obtém-se as componentes da densidade de correntes perpendiculares às linhas de campo:

$$\begin{aligned}
j_\phi &= Ne\frac{\nu}{\omega}V_{in}, \\
j_n &= Ne\frac{\nu}{\omega}(U_\phi - V_{i\phi}).
\end{aligned} \tag{5.10}$$

Das Equações 5.8 chega-se às expressões para as derivas vertical (V_{in}) e zonal ($V_{i\phi}$)

do plasma ionosférico:

$$\left[1 + \left(\frac{\nu_{in}}{\omega_i}\right)^2\right] V_{in} = \frac{\nu_{in}}{\omega_i} U_\phi + \frac{\nu_{in}}{\omega_i} \frac{E_n}{B} + \frac{E_\phi}{B}, \quad (5.11)$$

$$\left[1 + \left(\frac{\nu_{in}}{\omega_i}\right)^2\right] V_{i\phi} = \left(\frac{\nu_{in}}{\omega_i}\right)^2 U_\phi + \frac{\nu_{in}}{\omega_i} \frac{E_\phi}{B} - \frac{E_n}{B}. \quad (5.12)$$

Na região F a razão entre a frequência de colisão e a girofrequência é bastante baixa ($\nu/\omega \sim 10^{-3}$). Logo, das Equações 5.11 e 5.12 pode-se observar que V_{in} e $V_{i\phi}$ são controladas por E_ϕ e E_n , respectivamente.

Se a distribuição do campo elétrico na região F é conhecida, pode-se resolver a Equação 5.5 para U_ϕ . Consequentemente, a velocidade dos íons e as componentes da densidade de corrente podem ser determinadas utilizando as Equações 5.11, 5.12 e 5.10.

A componente do vetor densidade de corrente paralela às linhas de campo magnético na região F pode ser determinada através da condição:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0. \quad (5.13)$$

A Equação 5.13 escrita no sistema de coordenadas de dipolo, com vetores unitários \hat{s} , \hat{n} e \hat{e}_ϕ torna-se:

$$\frac{\Delta}{r^3} \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{r^3}{\Delta} j_s \right) + \frac{\partial j_n}{\partial n} + j_n \nabla \cdot \hat{n} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial j_\phi}{\partial \phi} = 0, \quad (5.14)$$

onde:

$$\Delta = (1 + 3 \cos^2 \theta)^{1/2}.$$

O termo que envolve $\partial j_\phi / \partial \phi$ pode ser desprezado, pois é bem menor que os demais, principalmente porque a divergência horizontal da densidade de corrente (ver Equações 5.10) é bem menor que sua divergência vertical $\partial j_n / \partial n$. Assim, na base da região F a corrente alinhada à linha de campo, j_{\parallel} , será dada por:

$$j_{\parallel} = \frac{\Delta}{r^3} \int \frac{r^3}{\Delta} \left(\frac{\partial j_n}{\partial n} + j_n \nabla \cdot \hat{n} \right) ds, \quad (5.15)$$

onde a integração se estende desde a base da região F até o equador do dipolo. É esta a corrente que acoplará as regiões E e F, como será mostrado em seguida.

Na região E, a Equação 5.13 em coordenadas esféricas fica:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 j_r) + \frac{1}{r \operatorname{sen} \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (j_\theta \operatorname{sen} \theta) + \frac{1}{r \operatorname{sen} \theta} \frac{\partial j_\phi}{\partial \phi} = 0. \quad (5.16)$$

Supondo a região E como uma fina camada esférica, centrada em $r = r_E$, com limites superiores e inferiores dados por r^* (onde o asterisco (*) significa que os valores são tomados no ponto onde a linha de campo magnético entra na região E) e r' , respectivamente (uma camada “fina” significa que $r^* - r' \ll r_E$), a Equação 5.16 pode ser integrada na variável r , o que resulta em:

$$\frac{1}{r_E \operatorname{sen} \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (J_\theta \operatorname{sen} \theta) + \frac{\partial J_\phi}{\partial \phi} \right\} = -j_r(r^*), \quad (5.17)$$

onde J_θ e J_ϕ são as densidades de corrente integradas em altura ou densidades de corrente de camada.

Para haver continuidade, a corrente na parte superior da região E deve ser igual à componente, na mesma direção, da corrente alinhada à linha de campo na base da região F. Assim, em qualquer linha de campo tem-se:

$$j_r(r^*) = j_{\parallel} \text{sen } I^*, \quad (5.18)$$

onde I^* é o ângulo de inclinação magnética no limite entre as regiões E e F. A Equação 5.17 pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{r_E \text{sen } \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (J_{\theta} \text{sen } \theta) + \frac{\partial J_{\phi}}{\partial \phi} \right\} = -j_{\parallel} \text{sen } I^*. \quad (5.19)$$

As densidades de corrente de camada podem ser expressas em termos de \mathbf{E}_t , o campo elétrico total da região E:

$$\begin{aligned} J_{\theta} &= \Sigma_{\theta\theta} E_{t\theta} + \Sigma_{\theta\phi} E_{t\phi}, \\ J_{\phi} &= -\Sigma_{\theta\phi} E_{t\theta} + \Sigma_{\phi\phi} E_{t\phi}, \end{aligned} \quad (5.20)$$

onde:

$$\Sigma_{\theta\theta} = \frac{\Sigma_0 \Sigma_1}{A}, \quad (5.21)$$

$$\Sigma_{\theta\phi} = \frac{(\Sigma_0 \Sigma_2 \text{sen } I)}{A}, \quad (5.22)$$

$$\Sigma_{\phi\phi} = \frac{(\Sigma_0 \Sigma_1 \text{sen}^2 I + \Sigma_3 \Sigma_1 \cos^2 I)}{A}. \quad (5.23)$$

são as condutividades integradas em altura ou condutividades de camada e:

$$A = \Sigma_0 \text{sen}^2 I + \Sigma_1 \cos^2 I,$$

$$\Sigma_3 = \frac{\Sigma_1^2 + \Sigma_2^2}{\Sigma_1}, \quad (5.24)$$

onde Σ_0 , Σ_1 , Σ_2 são as condutividades paralela, Pedersen e Hall, respectivamente, integradas em altura.

O campo elétrico total da região E pode ser expresso como:

$$\mathbf{E}_t = \mathbf{E}^* + \mathbf{U}^E \times \mathbf{B}, \quad (5.25)$$

onde:

\mathbf{E}^* é o campo eletrostático e

\mathbf{U}^E é a velocidade dos ventos de marés da região E,

sendo:

$$\mathbf{E}^* = -\nabla\Psi, \quad (5.26)$$

onde Ψ é o potencial eletrostático.

Combinando as Equações 5.21, 5.22, 5.23, 5.24, 5.25 e 5.26, obtém-se:

$$\begin{aligned}
& \frac{1}{r_E} \text{sen } \theta \Sigma_{\theta\theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta^2} + \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (\text{sen } \theta \Sigma_{\theta\theta}) - \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\theta\phi} \right\} + \\
& \frac{1}{r_E} \frac{\Sigma_{\phi\phi}}{\text{sen } \theta} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r_E} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} \Sigma_{\theta\phi} + \frac{1}{\text{sen } \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} \Sigma_{\phi\phi} \right\} \frac{\partial \psi}{\partial \phi} = \\
& r_E \text{sen } \theta j_{\parallel} \text{sen } I + \frac{\partial}{\partial \theta} \left\{ B \text{sen } I \text{sen } \theta (\Sigma_{\theta\phi} U_{\theta}^E - \Sigma_{\theta\theta} U_{\phi}^E) \right\} + \\
& \frac{\partial}{\partial \phi} \left\{ B \text{sen } I (\Sigma_{\theta\phi} U_{\phi}^E + \Sigma_{\phi\phi} U_{\theta}^E) \right\}, \quad (5.27)
\end{aligned}$$

Uma vez obtido o potencial eletrostático pela solução da Equação 5.27, o campo elétrico em qualquer ponto da região F pode ser obtido por (HEELIS et al., 1974):

$$E_n = \frac{\Delta \sin^3 \theta^*}{r^* \Delta^* \text{sen } I^* \text{sen}^3 \theta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \theta} \right)^*, \quad (5.28)$$

$$E_{\phi} = -\frac{1}{r^* \sin \theta} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \phi} \right)^*. \quad (5.29)$$

Conhecido o campo elétrico da região F, a Equação 5.5 pode ser resolvida para U_{ϕ} e, posteriormente, todas as velocidades e correntes podem ser calculadas.

5.5.1 Parâmetros atmosféricos do modelo CODB

O modelo CODB tem como parâmetros de entrada parâmetros atmosféricos tais como a densidade eletrônica, a densidade da atmosfera neutra, a frequência de colisão entre íons e partículas neutras, viscosidade, condutividade e ventos de marés na região E.

O perfil da densidade eletrônica na região F, $N(z)$ é dado pela função de Chapman:

$$N(z) = N_m^F \exp\left(\frac{1}{2}(1 - Z - e^{-Z})\right). \quad (5.30)$$

onde N_m^F é a variação diurna da densidade no pico da camada F, $Z = (z - h_m^F) / H_F$ é a altura reduzida, e $H_F = 0,0058T_\infty$ (T_∞ é a temperatura exosférica).

Supôs-se no modelo a atmosfera neutra formada apenas pelo oxigênio atômico, por ser este o principal constituinte nas alturas de interesse. As densidades do oxigênio atômico e a temperatura exosférica utilizadas foram obtidas pelo modelo NRLMSISE-00 (PICONE et al., 2002), para a localidade de Fortaleza (3,9°S; 38,4°O).

O valor da girofrequência dos íons utilizado nos cálculos foi $\omega=160 \text{ rad s}^{-1}$. Para a frequência de colisão entre íons e partículas neutras, considerou-se a expressão (DALGARNO, 1964):

$$\nu = 7,3 \times 10^{-16} n(O) [s^{-1}], \quad (5.31)$$

e para o coeficiente de viscosidade molecular do oxigênio atômico utilizou-se (DAL-

GARNO; SMITH, 1962):

$$\mu = 3,34 \times 10^{-7} (T_{\infty})^{0,71} [kgm^{-1}s^{-1}]. \quad (5.32)$$

A velocidade dos ventos de marés utilizadas nos cálculos é dada por Tarpley (1970) para o modo diurno evanescente (1,-2) pelas expressões:

$$U_{\theta}^E = 130 f_1(\theta) \text{ sen } (\phi + 250^{\circ}) \text{ ms}^{-1}, \quad (5.33)$$

$$U_{\phi}^E = 130 f_2(\theta) \text{ sen } (\phi + 340^{\circ}) \text{ ms}^{-1}, \quad (5.34)$$

onde, na equivalência entre as variações longitudinais e com o tempo local, $\phi = 0$ corresponde ao meridiano da meia-noite, e as funções $f_1(\theta)$ e $f_2(\theta)$ podem ser expressas analiticamente em termos das funções de Hough.

O motivo de usar o modo (1,-2) neste modelo, é porque este é o principal modo na geração do sistema de correntes ionosféricas de período calmo (Sq), e supõe-se que os ventos de maré não apresentam mudanças entre 90 e 140 km de altura (TARPLEY, 1970).

Neste trabalho, além dos ventos de marés de Tarpley (1970), serão introduzidas modulações por oscilações de ondas Kelvin de 3-4 dias, de forma que será possível investigar os efeitos dessas ondas na variabilidade ionosférica. As oscilações de ondas UFK em séries temporais de ventos neutros zonais serão calculados a 120 km de

altura, servirão como um novo parâmetro de entrada do modelo CODB.

6 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Serão apresentados, neste capítulo, os resultados obtidos no presente trabalho. Para o estudo foram utilizados dados observacionais tais como os ventos neutros zonais e meridionais observados por meio dos radares meteorológicos de São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cachoeira Paulista (22,7°S; 45° O) para o ano de 2005. Além dessas duas localidades, também foram utilizados os ventos neutros observados por radar meteorológico em Ascension Island (7,9°S; 14,4°O), para o mesmo ano.

Os ventos neutros foram utilizados para identificar oscilações de ondas Kelvin ultrarrápidas (UFK) na região MLT. A utilização de medidas de vento para várias localidades serve para verificar de que forma a onda UFK atua em cada localidade, pois é de se esperar, segundo a teoria de ondas Kelvin que, com o aumento da distância ao equador, a amplitude desta onda diminua e, como a onda UFK é uma onda de larga escala (períodos entre 3-4 dias), a assinatura desta onda também deve estar presente em observações de estações equatoriais situadas em longitudes distintas, como é o caso de São João do Cariri e Ascension Island (a utilização dos ventos neutros obtidos para esta localidade durante o ano de 2005 será realizada de modo semelhante ao que foi realizado por [Takahashi et al. \(2007\)](#)). Além dos ventos neutros, foram utilizadas também as temperaturas observadas pelo satélite TIMED/SABER para verificar se as oscilações presentes nos ventos estavam também presentes nas temperaturas.

Além dos ventos neutros zonais da região MLT, foram utilizados parâmetros ionosféricos tais como a altura virtual mínima da camada F ($h'F$) e a frequência crítica da camada F (foF_2). Conforme mencionado, os parâmetros foram obtidos a partir das medidas realizadas pela digissonda instalada em Fortaleza (3,9°S; 38,4°O). O principal objetivo foi verificar se as oscilações presentes nos parâmetros mesosféricos

também se encontravam nos parâmetros ionosféricos de modo quase simultâneo, para que fosse possível assim, supor que a onda UFK tenha atingido alturas ionosféricas.

Finalmente são apresentados os resultados obtidos pelo modelo CODB. Os resultados das derivas verticais do modelo são comparados com os resultados de derivas observacionais, principalmente para os horários ao anoitecer, para verificar de que forma a onda UFK interfere nos processos ionosféricos relativos ao pico pré-reversão e conseqüentemente, em outras perturbações relacionadas aos processos do dínamo ionosférico da região equatorial.

6.1 Identificação de ondas Kelvin ultrarrápidas na mesosfera

Vários trabalhos relacionados à presença de ondas Kelvin ultrarrápidas na mesosfera e ionosfera equatorial brasileira já foram publicados na literatura. Principalmente com observações realizadas durante o ano de 2005. Pode-se citar os trabalhos de: Takahashi et al. (2007), Alves (2007), Lima et al. (2008), Takahashi et al. (2009) e Gomes (2009). As séries temporais de parâmetros mesosféricos e ionosféricos para o 2005 foram escolhidas para este presente estudo, por apresentarem uma quantidade maior de eventos de ocorrência quase simultânea de ondas UFK tanto na mesosfera como na ionosfera. O principal objetivo deste presente trabalho é mostrar os resultados das simulações das derivas verticais ionosféricas quando uma onda UFK é incluída no modelo CODB. No entanto, até o momento da inclusão da onda UFK no modelo, é necessário entender de que forma esse processo será realizado. Desta forma, torna-se necessário apresentar os resultados observacionais a seguir.

Observações dos ventos neutros zonais e meridionais, além da temperatura observada pelo satélite TIMED/SABER, referentes à localidade de São João do Cariri para o ano de 2005, foram submetidas a análises espectrais do tipo wavelet (TORRENCE; COMPO, 1998), para identificação das oscilações presentes, tal como mostra a Figura

6.1. A Figura 6.1(a) mostra as oscilações de onda presentes nos dados de vento neutro zonal observado a 90 km de altura durante o ano de 2005. Nota-se a presença de períodos típicos de marés diurnas e semidiurnas até oscilações acima de 16 dias. Oscilações de ondas UFK com período entre 3-4 dias podem ser visualizadas durante todo o ano de 2005. Diferentemente da análise espectral da Figura 6.1(a), o espectro de potência do vento meridional da Figura 6.1(b) indica uma grande atividade de onda com períodos mais curtos, tais como marés semidiurnas e diurnas, além de oscilações de dois dias, que ocorrem de modo quase ininterrupto durante todo o ano de 2005. As outras oscilações presentes referem-se a oscilações de ~ 6 e 16 dias. Algumas poucas oscilações de ondas de 3-4 dias estão presentes. Segundo a teoria, uma onda Kelvin não possui componentes no vento meridional. Já o espectro da temperatura observada pelo satélite TIMED/SABER a 90 km de altitude (Figura 6.1(c)) também mostra a presença de oscilações com diferentes períodos durante todo o ano de 2005.

O espectro de potência cruzado entre as componentes zonal e meridional dos ventos de 2005, obtido a partir da transformada de wavelet de Morlet, é representado no gráfico da Figura 6.2(a). Nota-se, nesta figura, uma forte correlação entre as componentes diurna e semidiurna de marés. Além disso, existe também uma correlação significativa entre as componentes de dois dias. Entre os dias 60 e 70, existe uma fraca correlação entre as componentes de onda com períodos entre 3-4 dias. A Figura 6.2(b) mostra o espectro cruzado entre os ventos neutros zonais e a temperatura. Verifica-se nesta figura, que as correlações existentes devem-se a períodos entre ~ 2 e 5 dias (períodos menores que 2 dias não aparecem no gráfico devido ao intervalo de tempo de um dia para os dados da temperatura). Nota-se a presença de oscilações de ondas UFK em torno do dia 45, e também entre os dias 195 e 215.

A Figura 6.3 mostra a análise wavelet para os espectros da densidade de energia

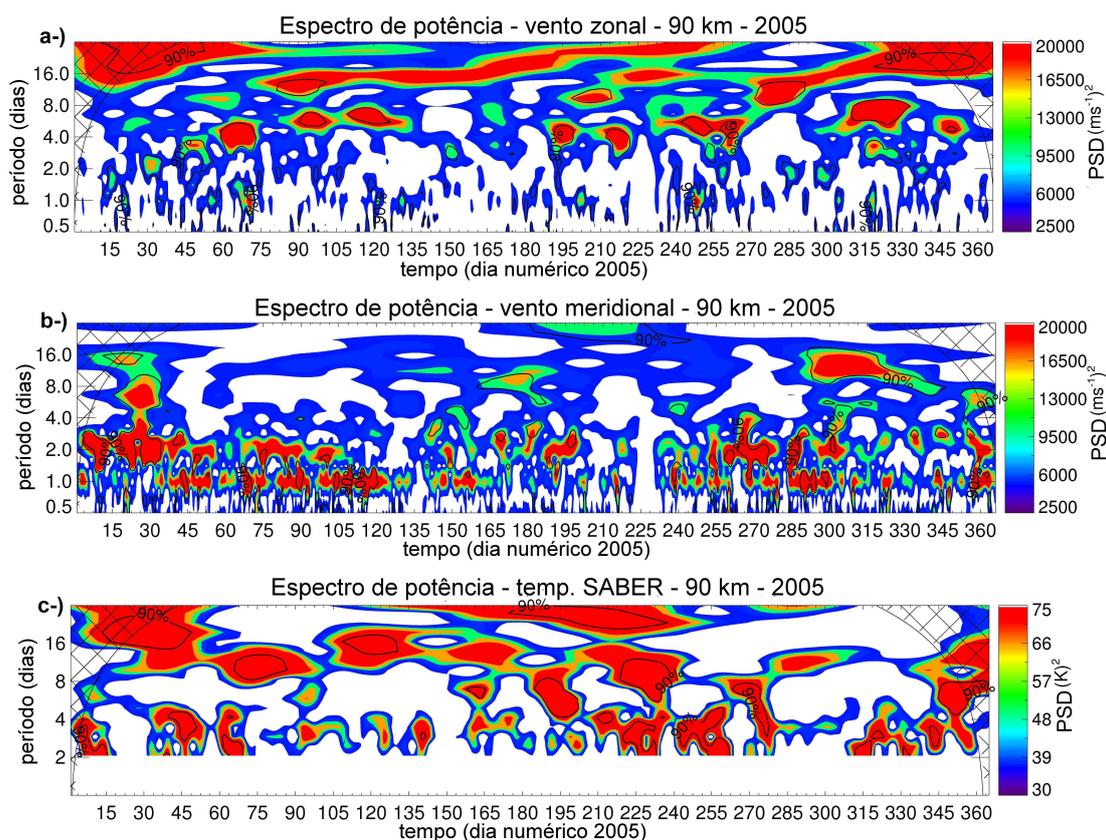


Figura 6.1 - Resultados da análise espectral obtidos para a velocidade dos (a) ventos zonais, (b) meridionais, e (c) temperatura, para uma altitude de 90 km, para a localidade de São João do Cariri para o ano de 2005.

referente aos ventos da componente zonal observados pelos radares meteoricos de São João do Cariri (Figura6.3(a)), e Cachoeira Paulista (Figura6.3(b)). Observa-se no espectro obtido para Cachoeira Paulista uma pronunciada atividade de marés diurnas entre o final de fevereiro e abril de 2005. A energia espectral para períodos entre 3 e 4 dias (e que nesta tese foi associada a ondas de Kelvin ultrarrápidas), para os dias entre 14 de fevereiro e 12 de março de 2005 (dias \sim 45 a 70), e 29 de junho e 3 de agosto (\sim 180-215) presentes no espectro de potência obtido para São João do Cariri, também estão presentes em Cachoeira Paulista.

A Figura 6.4 mostra o espectro de potência wavelet cruzado dos ventos neutros

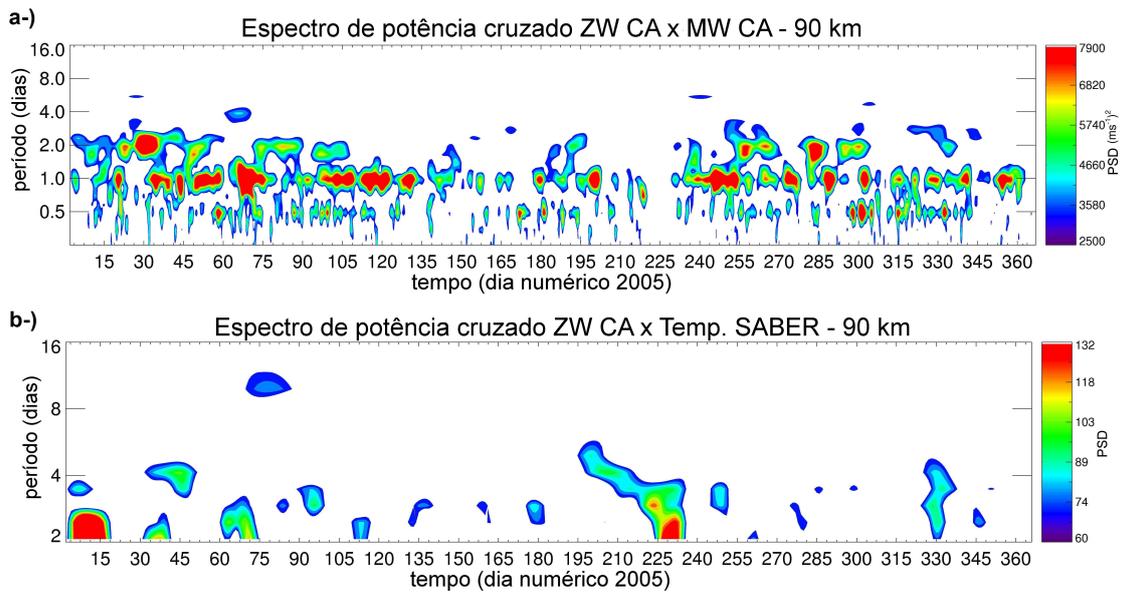


Figura 6.2 - Representação do espectro de potência cruzado entre o (a) vento zonal e meridional para São João do Cariri, e (b) entre o vento zonal e a temperatura observada pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED.

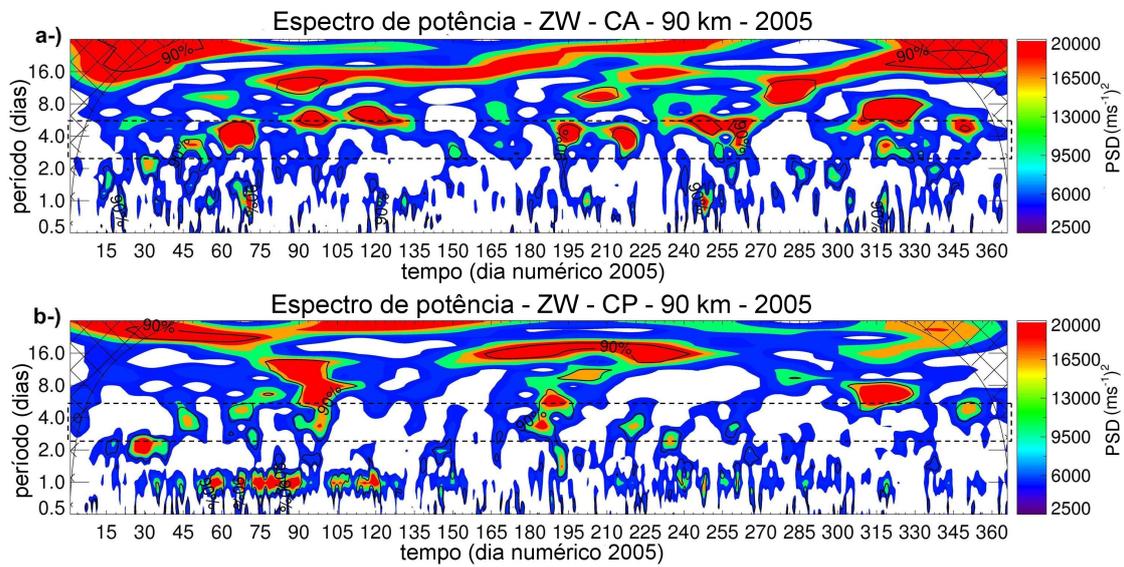


Figura 6.3 - Resultados da análise espectral para o vento zonal a 90 km de altura durante o ano de 2005: (a) São João do Cariri, e (b) Cachoeira Paulista.

zonais observados em São João do Cariri e em Cachoeira Paulista durante o ano de 2005. Observa-se uma energia espectral significativa para determinados períodos ou faixas de períodos, que indica que as oscilações estão presentes em ambas as séries temporais. Outras periodicidades também são observadas. Oscilações de ondas UFK aparecem nos ventos de ambas as localidades em torno dos dias 45, 65, 190 e 215.

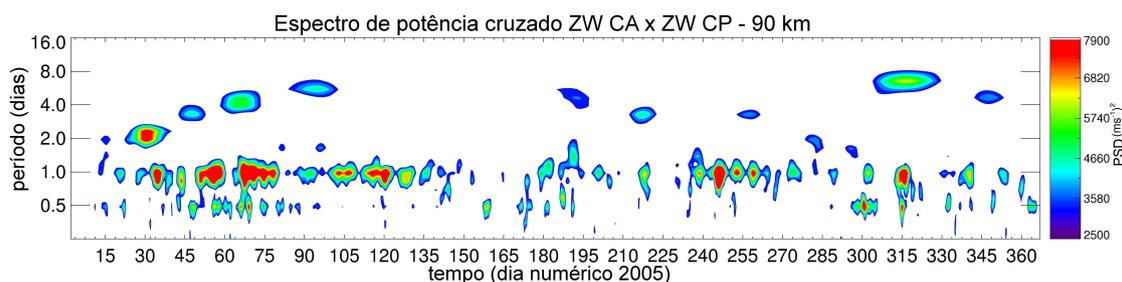


Figura 6.4 - Espectro de potência cruzado entre os ventos zonais observados em São João do Cariri e em Cachoeira Paulista durante todo o ano de 2005.

A Figura 6.5 mostra as reconstruções de ondas UFK obtidas por meio de um filtro passa banda com períodos entre 3-4 dias, obtidas a partir de análises espectrais wavelet. Essas reconstruções foram calculadas para séries temporais do vento zonal observados a 81, 84, 87, 90, 93, 96 e 99 km de altitude, durante todo o ano de 2005. As reconstruções de ondas UFK foram realizadas nos ventos zonais observados em São João do Cariri (linhas sólidas) e em Cachoeira Paulista (linhas pontilhadas azuis) para o ano de 2005. Os dois retângulos vermelhos presentes na Figura 6.5 indicam a presença de ondas UFK entre os dias 45 e 65, e entre os dias 190 e 215, respectivamente.

De modo análogo à Figura 6.5, as Figuras 6.6(a) e 6.6(b) mostram as reconstruções da onda UFK, calculadas a partir da utilização dos ventos zonais observados por meio de radar meteorológico de São João do Cariri (linha sólida) e Cachoeira Paulista

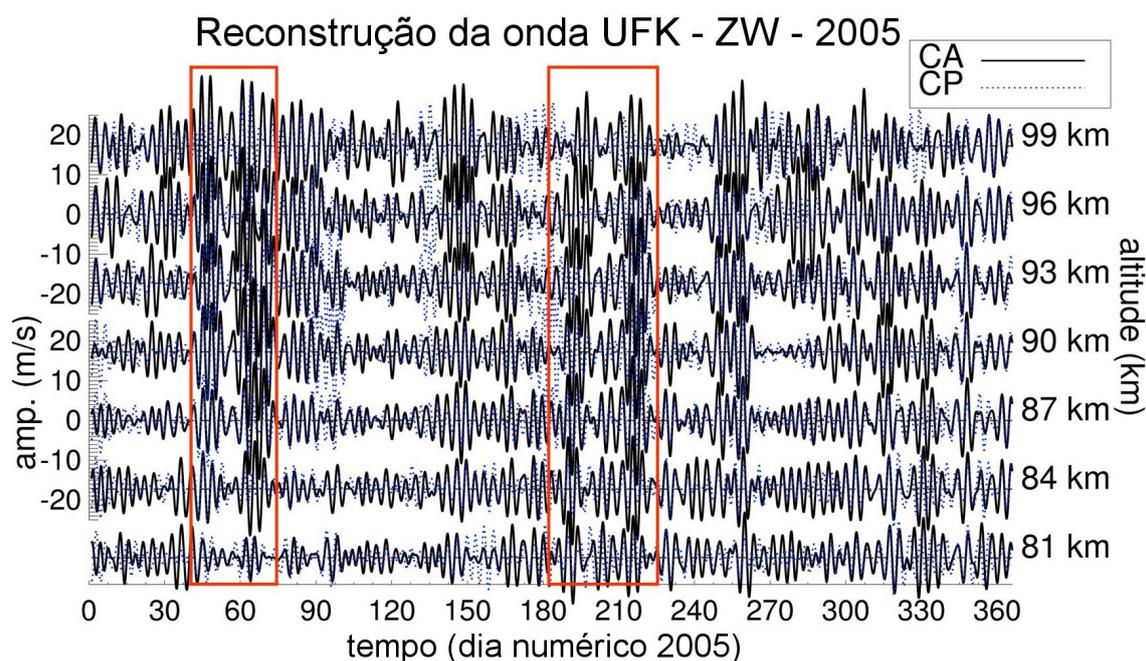


Figura 6.5 - Reconstruções de onda UFK, calculados a partir de análises wavelet dos ventos zonais entre 81 e 99 km de altitude, por meio da utilização de um filtro passa banda com períodos entre 3 e 4 dias. As linhas sólidas representam as reconstruções obtidas para São João do Cariri, enquanto as linhas pontilhadas azuis representam as reconstruções obtidas para Cachoeira Paulista.

(linha pontilhada). O objetivo aqui é ilustrar como é realizado o cálculo do comprimento vertical da onda. Na Figura 6.6(a) é possível visualizar dois invólucros de onda responsáveis pelas oscilações de ondas UFK vistas na Figura 6.1. O primeiro invólucro tem início em torno do dia 11 de fevereiro e término em torno do dia 21 de fevereiro de 2005 (dia 42 a 52). Já o segundo invólucro de onda UFK presente na Figura 6.6(a) tem início em torno do dia 1 de março e se estende aproximadamente até o dia 12 de março (dia 60 a 71).

A Figura 6.6(b) também mostra a presença de dois invólucros de ondas UFK. O primeiro está em torno dos dias 7 e 15 de julho de 2005 (dias 188 a 196), e o segundo invólucro de onda está situado entre os dias 2 e 8 de agosto (dias 214 a 220). As

linhas pontilhadas plotadas nas Figuras 6.6(a) e 6.6(b) representam as reconstruções de uma onda UFK para Cachoeira Paulista. Em geral, nota-se um comportamento semelhante entre as reconstruções obtidas para Cachoeira Paulista e São João do Cariri, principalmente em períodos onde a atividade de onda UFK está presente. A teoria de ondas Kelvin prediz que as amplitudes das ondas devem diminuir com o aumento da distância ao equador. Na maior parte dos casos analisados somente nos intervalos entre os dias 41 e 52, e entre os dias 184 e 188, observam-se picos um pouco maiores para Cachoeira Paulista do que para São João do Cariri.

Os gráficos presentes na Figura 6.7 apresentam as variações das amplitudes e fases das ondas UFK observadas na Figura 6.6, calculadas a partir de análises de mínimos quadrados. Em cada uma das figuras presentes, estão os períodos considerados e os resultados do comprimento vertical de onda calculados em cada caso. Para as oscilações verificadas entre os dias 12 e 20 de fevereiro (Figura 6.7(a), dias 43-51), o comprimento de onda vertical calculado foi de aproximadamente 86,4 km. Para o período entre 27 de fevereiro e 9 de março de 2005 (dias 58-68), o valor de λ_z foi de $\sim 43,2$ km; entre os dias 6 e 14 de julho (dias 187-195), o comprimento de onda vertical esteve em torno de 75 km, e entre os dias 30 de julho e 9 de agosto de 2005 (dias 211-221), este valor foi de ~ 72 km. As funções de ajuste linear foram utilizadas sobre as diferenças de fase, para que fosse calculado o coeficiente linear da reta. Este coeficiente retorna a variação em altura da fase, dada neste caso em $km/^\circ$. Para a obtenção do comprimento de onda vertical da onda, basta multiplicar este coeficiente por 360° , ou seja, pelo ângulo representativo de um ciclo completo de onda. As funções de ajuste linear obtidas em cada um dos quatro casos analisados encontram-se indicadas em seus respectivos gráficos.

Na Figura 6.8, estão representados os espectros de densidade de energia dos ventos na direção zonal obtidos a partir das medidas de radar meteorológico para São João

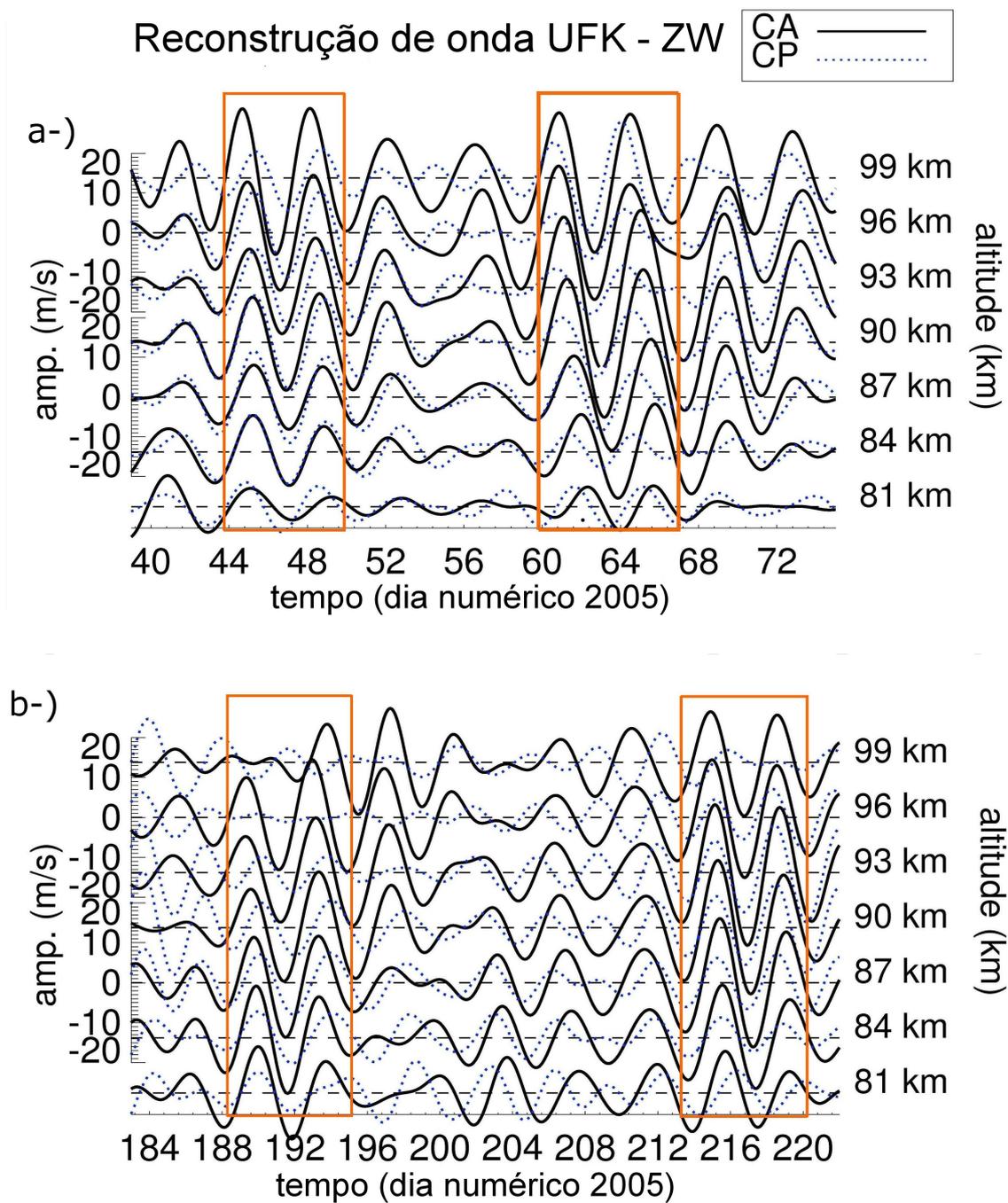


Figura 6.6 - a-) Versão ampliada do primeiro intervalo selecionado na Figura 6.5. b-) Versão ampliada do segundo intervalo selecionado na Figura 6.5. Os retângulos vermelhos mostram indicam a presença de ondas UFK. Esses mesmos intervalos serão utilizados para o cálculo do comprimento de onda vertical da onda Kelvin ultra-rápida.

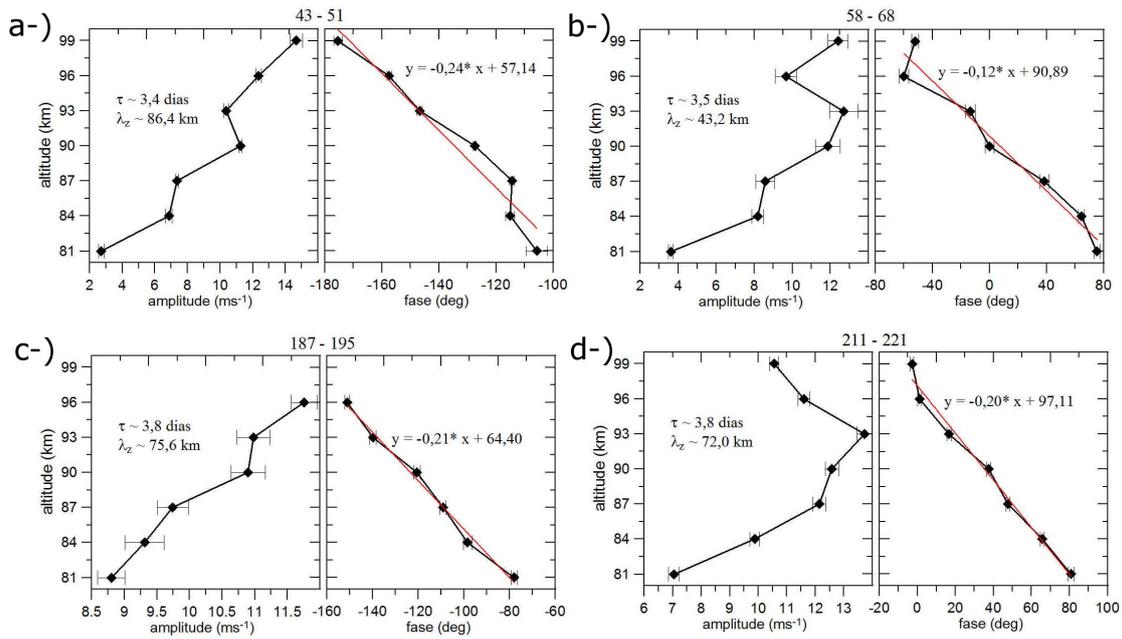


Figura 6.7 - Amplitudes e fases obtidas para a localidade de São João do Cariri para os intervalos de tempo mostrados nas Figuras 6.6(a) e 6.6(b). O período de onda e o comprimento de onda vertical calculados estão presentes nas figuras, além da função de ajuste linear utilizada para o cálculo da variação em altura da fase da onda.

do Cariri (Figura 6.8(a)), e Ascension Island (Figura 6.8(b)). Ressalta-se a grande lacuna de dados entre os meses de maio e setembro de 2005 (\sim dias 120 e 180) para Ascension Island, sendo que neste intervalo de tempo, somente por cerca de 20 dias foram realizadas as observações (\sim dias 180-200). Mesmo assim, verifica-se que as oscilações de ondas UFK já visualizadas anteriormente tanto nos espectros de potência de São João do Cariri, como no de Cachoeira Paulista, também estão presentes no espectro de potência obtido para Ascension Island. A oscilação presente entre os dias 43 e 51 aparece bem mais fraca em intensidade em comparação com a oscilação referente aos dias 58 e 68. A perturbação da onda correspondente ao período em torno do dia 15 de julho (187-195) também aparece no espectro de potência para Ascension Island. Porém, oscilações de ondas UFK presentes no início do mês de agosto (\sim dia 215) em outras localidades, não puderam ser visualizadas

neste contorno, pois não havia observações.

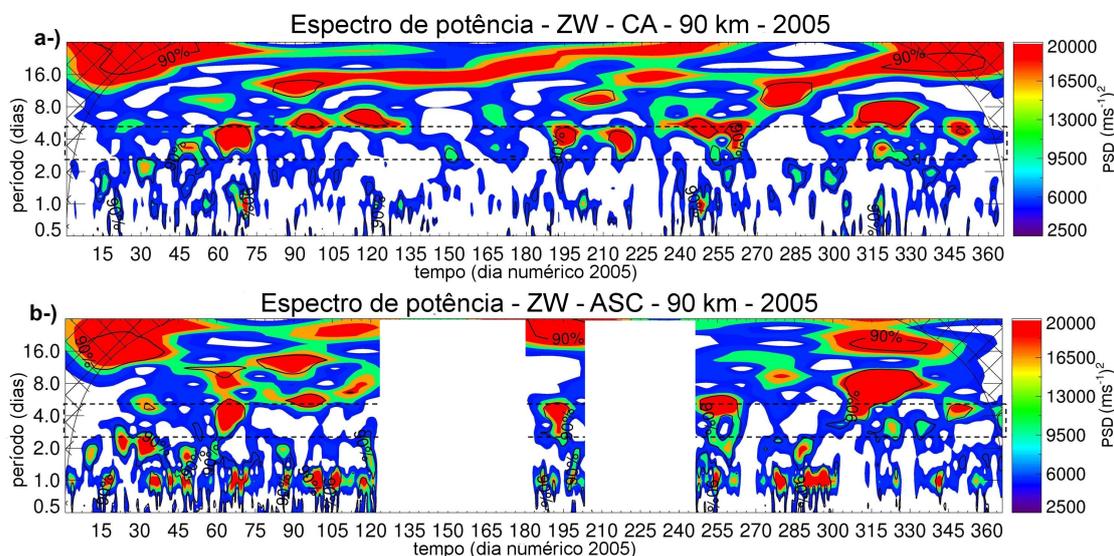


Figura 6.8 - Espectro de potência do vento zonal a 90 km de altura durante o ano de 2005: (a) São João do Cariri, e (b) Ascension Island.

A Figura 6.9 mostra o espectro de potência cruzado entre as oscilações presentes no vento neutro zonal de São João do Cariri e no vento neutro zonal observado em Ascension Island durante o ano de 2005, para uma altura de 90 km. Nota-se uma forte correlação entre os períodos de ondas de marés e de dois dias. No entanto, é necessário enfatizar que a estação de Ascension Island está situada na mesma latitude de São João do Cariri, de forma que é de se esperar que as mesmas oscilações de ondas de grande estrutura longitudinal devem ser vistas em ambas as estações, principalmente se considerarmos uma onda do tipo Kelvin. Assim, é possível notar a existência de oscilações de ondas UFK em ambas as localidades em torno dos dias 60-70, e \sim em torno dos dias 45 (com sinal bem fraco) e 190. A assinatura de onda UFK em torno do dia 215 não pôde ser visualizada devido à inexistência de dados para essa data em Ascension Island.

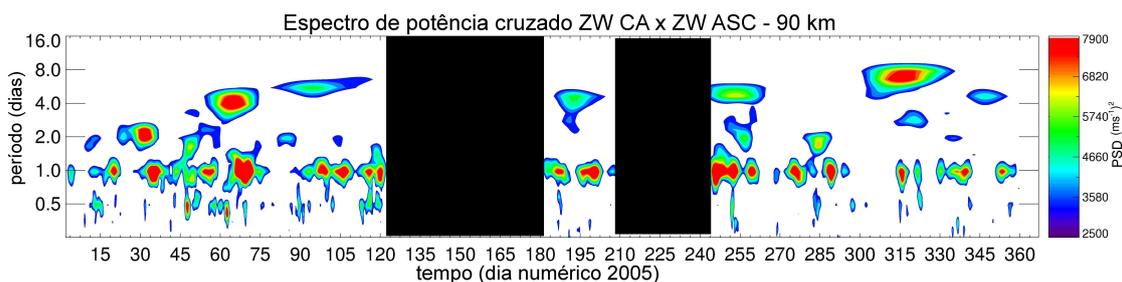


Figura 6.9 - Espectro de potência cruzado entre o vento neutro zonal observado em São João do Cariri e o vento neutro zonal observado em Ascension Island durante o ano de 2005 para a altura de 90 km. Os retângulos pretos indicam intervalos de tempo sem observações em Ascension Island.

6.2 Oscilações de ondas UFK na ionosfera

De modo a verificar a variabilidade dia-a-dia do pico pré-reversão da ionosfera equatorial, calculou-se o espectro de potência pela técnica wavelet dos parâmetros ionosféricos $h'F$ e foF_2 , observados em Fortaleza durante o ano de 2005. Os espectros desses parâmetros juntamente com os do vento neutro zonal observado em São João do Cariri para o mesmo ano a 90 km de altitude, apresentam-se nas Figuras 6.10, 6.11 e 6.12. Justifica-se a utilização de observações dos ventos neutros a 90 km de altitude por que a distribuição vertical das ocorrências de meteoros segue uma gaussiana com máximo em torno de 90 km (LIMA et al., 2010).

Os parâmetros ionosféricos utilizados nos contornos presentes foram tomados às 20:30 e 19:30 horas local para $h'F$ e foF_2 , respectivamente. Foram utilizados esses horários pois sabe-se que às 20:30 LT o parâmetro $h'F$ geralmente atinge seu valor máximo, e às 19:30 LT a camada F já está em seu regime noturno, porém as bolhas de plasma ainda não se formaram (TAKAHASHI et al., 2007). Os gráficos presentes nas Figuras 6.10, 6.11 e 6.12 foram plotados a cada quatro meses devido à forte variação sazonal existente na ionosfera.

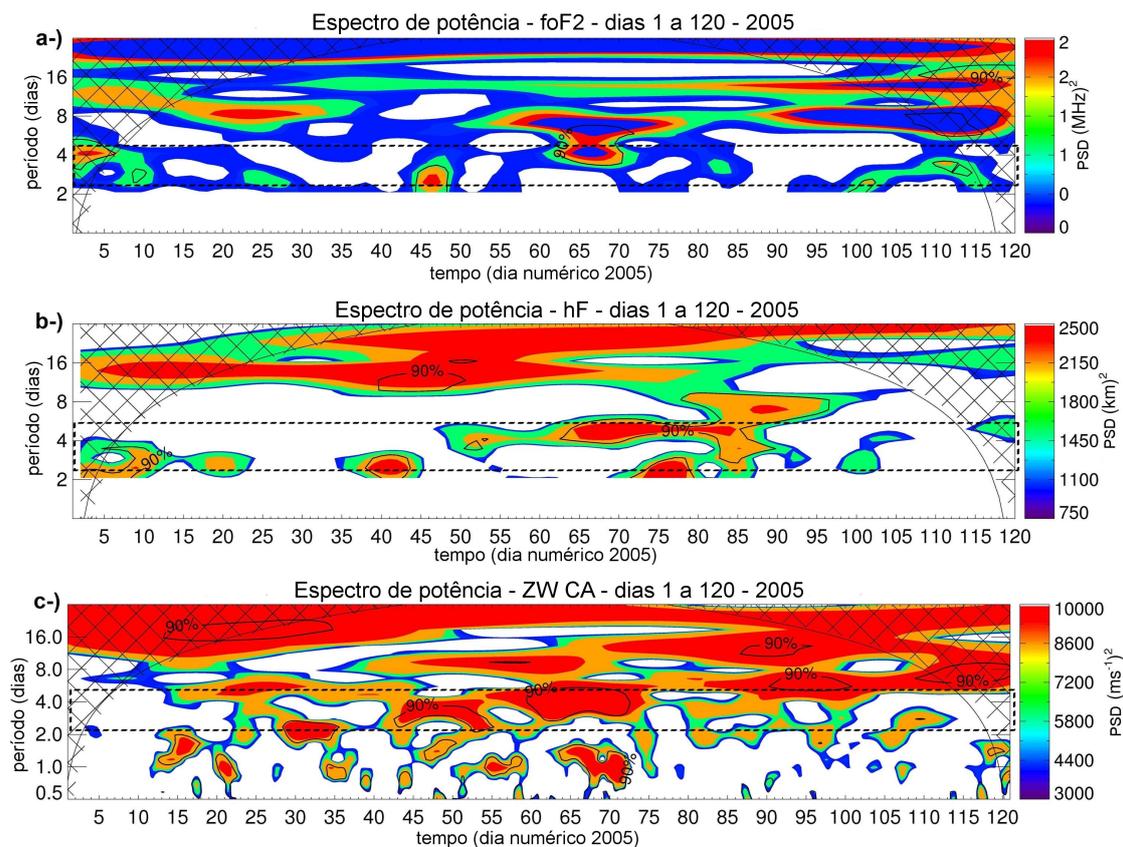


Figura 6.10 - Espectros de potência obtidos para os parâmetros (a) foF₂, (b) h'F e (c) vento neutro zonal a 90 km de altura, para os meses de janeiro, fevereiro, março e abril de 2005.

Tal como já realizado em estudos anteriores (Takahashi et al. (2007), Takahashi et al. (2009)), procurou-se encontrar oscilações quase simultâneas de ondas UFK nos parâmetros mesosféricos e ionosféricos, supondo, para isto, que as perturbações observadas na ionosfera poderiam ser decorrentes das perturbações observadas na atmosfera neutra. A presença quase simultânea de oscilações de ondas Kelvin ultrarrápidas podem ser visualizadas em vários períodos do ano de 2005. A Figura 6.10 mostra duas oscilações presentes quase simultaneamente em dados de ventos neutros zonais, h'F e foF₂, entre 4 de fevereiro e 21 de março de 2005 (dias 35 a 80). A existência quase simultânea de ondas UFK em ambos os parâmetros mesosféricos e

ionosféricos indica uma possível propagação dessa onda da mesosfera até a ionosfera.

Na Figura 6.11, verifica-se a presença de energia espectral que podem ser associadas a ondas UFK entre 19 de julho a 8 de agosto de 2005 (dias 200 a 220). No entanto, nota-se que o sinal é muito fraco para foF₂.

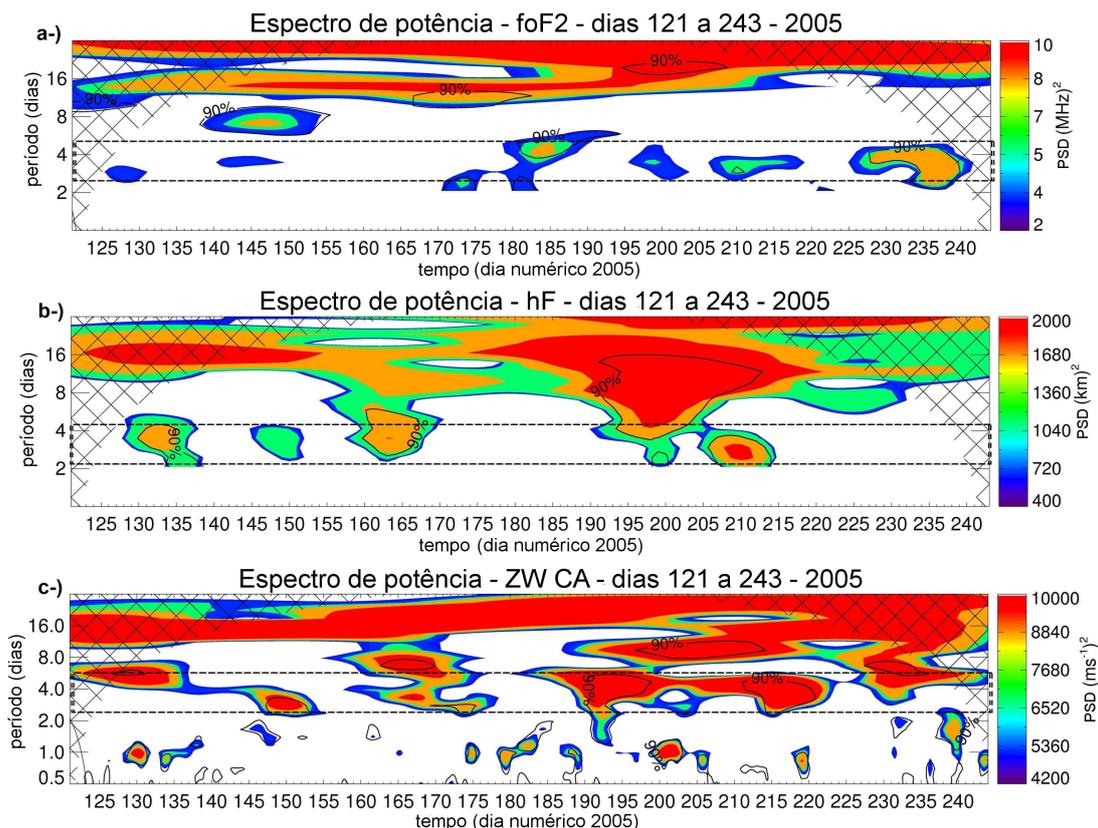


Figura 6.11 - Espectros de potência obtidos para o parâmetro (a) foF₂, (b) h'F e (c) vento neutro zonal a 90 km de altura, para os meses de maio, junho, julho e agosto de 2005.

Na Figura 6.12, diferentemente das Figuras 6.10 e 6.11, não é possível verificar a “quase simultaneidade” entre as oscilações de ondas UFK observadas tanto na mesosfera quanto na ionosfera. Desta forma, analisando os espectros de potência wavelet presentes na Figura 6.12, entre os dias 245 e 265 verifica-se energia espectral

entre 3 e 4 dias para a série de ventos em Cariri e para a série do parâmetro foF₂, porém o parâmetro h'F não exibe energia neste intervalo no período. Por outro lado no intervalo entre 290-315, registra-se presença de energia espectral para h'F e ventos, no entanto, a perturbação ocorre antes em h'F.

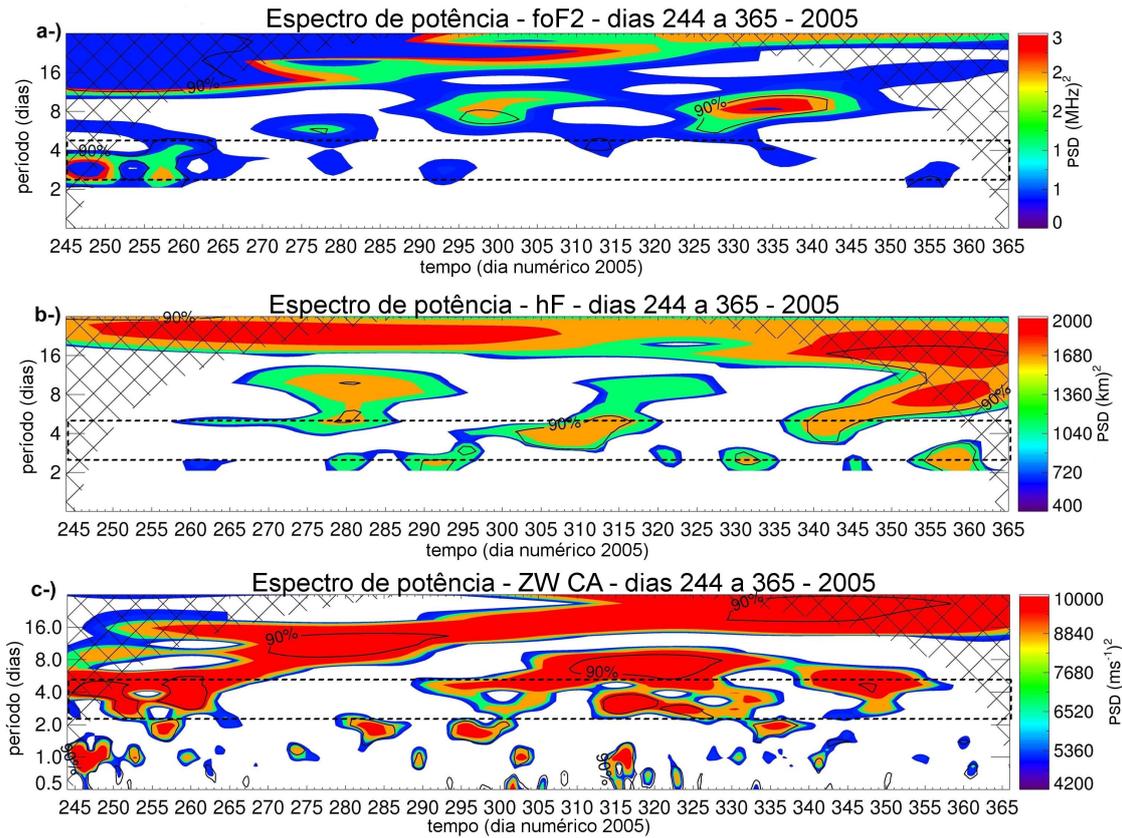


Figura 6.12 - Espectros de potência obtidos para o parâmetro (a) foF₂, (b) h'F e (c) vento neutro zonal a 90 km de altura, para os meses de setembro, outubro, novembro e dezembro de 2005.

A Figura 6.13 mostra os espectro de potência cruzado entre o vento neutro zonal observado em São João do Cariri e a altura virtual mínima da camada F - h'F (Figura 6.13(a)), e entre o vento neutro zonal e a frequência crítica do plasma da camada F - foF₂ (Figura 6.13(b)), para o ano de 2005. Nestas figuras observa-se quais

periodicidades estão correlacionadas entre o parâmetro mesosférico e o ionosférico. Na Figura 6.13(a), observa-se que os períodos em torno de 2 dias são predominantes. Existem também periodicidades em torno de 10-16 dias. Oscilações de ondas UFK mostram-se presentes em torno do dia 70 (como também já foi visto anteriormente em dados mesosféricos). O espectro cruzado entre vento zonal e h'F mostra energia espectral entre o dia 190 e 220 para períodos menores que 4 e maiores de 2 dias, e períodos entre 8 e 16 dias, centrados em ~ 10 dias.

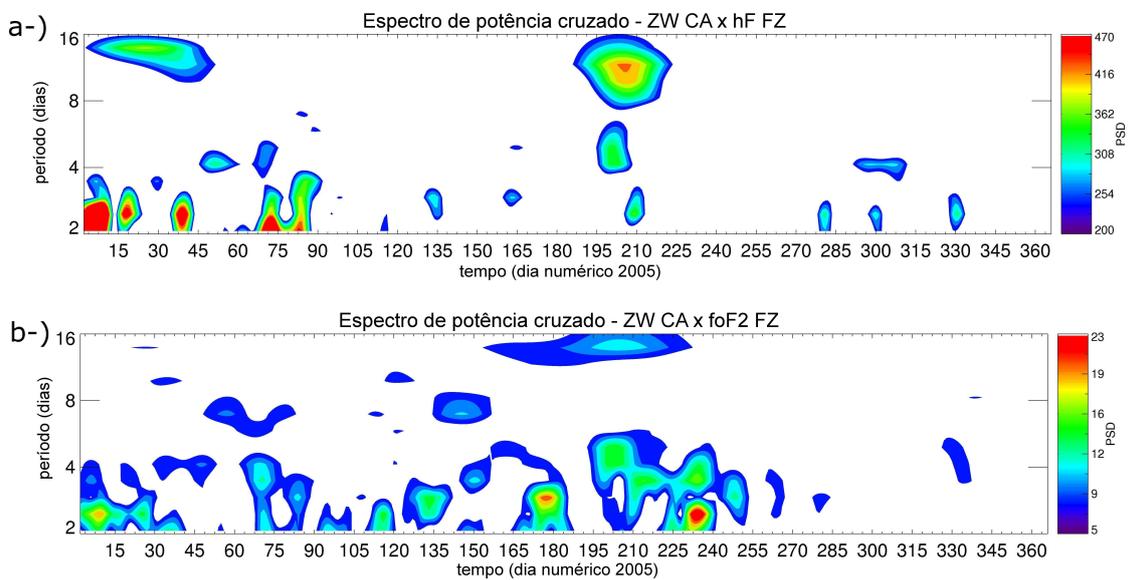


Figura 6.13 - Espectro de potência cruzado: a-) entre o vento neutro zonal mesosférico observado em São João do Cariri e a altura virtual mínima h'F observada em Fortaleza durante o ano de 2005. b-) entre o vento neutro zonal mesosférico observado em São João do Cariri e a frequência crítica do plasma foF₂ observada em Fortaleza durante o ano de 2005.

Na comparação entre os períodos encontrados no vento zonal com a frequência crítica do plasma, verifica-se na Figura 6.13(b) uma grande atividade de ondas com períodos de 2 dias. Outras oscilações, em torno de 6-16 dias também podem ser visualizadas. Oscilações de ondas UFK podem ser vistas em torno do dia 70. Essas oscilações

também estão presentes entre os dias 190-215. Os últimos quatro meses do ano de 2005 mostram pouca ou fraca atividade deste tipo de onda em ambos os parâmetros $h'F$ e foF_2 . Em resumo, os espectros de potência wavelet das Figuras 6.10, 6.11, 6.12 e 6.13 mostram que existem oscilações quase simultâneas das ondas UFK identificadas na região MLT da atmosfera e na ionosfera.

Para investigar a hipótese de que as ondas Kelvin ultrarrápidas foram as principais causadoras de perturbações com período entre 3-4 dias observadas em séries temporais dos parâmetros $h'F$ e foF_2 (como mostraram os espectros de potência das Figuras 6.10, 6.11, 6.12), optou-se, neste presente trabalho, em utilizar um modelo dinâmico da ionosfera (modelo CODB (BATISTA, 1985; CARRASCO, 2005)) para verificar quais os efeitos de uma onda UFK verticalmente propagante sobre esta região. Este tópico será abordado na próxima seção.

6.3 O efeito no dínamo na região E por meio do vento induzido por ondas UFK

Nesta seção, são mostrados os detalhes referentes ao processo de obtenção das componentes de ondas UFK em alturas referentes à base da região E da ionosfera (~ 120 km). Não se sabe qual o valor da amplitude do vento neutro nesta altitude devido às limitações instrumentais, no entanto, é possível fazer suposições a respeito da propagação vertical da onda UFK observada na mesosfera. Conhecendo as componentes de onda UFK a 120 km, é possível alterar o modelo CODB de modo a considerar o efeito desta onda nos resultados. Nesta seção encontram-se as simulações realizadas com o modelo, considerando quatro casos: somente maré, ondas UFK com propagação vertical sem atenuação, propagação com 50 % de atenuação, e propagação sem nenhum crescimento exponencial com a altitude. As componentes de ondas UFK calculadas a 120 km, servirão como parâmetro de entrada do modelo CODB.

6.3.1 Obtenção de componentes de ondas UFK na altura do dínamo da região E

As observações do vento neutro mesosférico por meio de radar meteórico são realizadas entre ~ 80 e 100 km de altitude. Sabe-se no entanto, que os ventos neutros responsáveis pelo dínamo ionosférico situam-se em torno da altura da base da região E ~ 120 km. No entanto, não sabemos qual a amplitude de uma onda UFK na termosfera devido à ausência de observações de ventos neutros nessa altitude. Assim, tornou-se necessário calcular as componentes de ondas UFK a 120 km.

A obtenção das amplitudes de onda UFK a 120 km foi realizada da seguinte maneira:

- Utilizou-se a Equação 6.1 para a obtenção de perfis verticais do vento

neutro zonal:

$$y(z, t) = A(t) \cos(mz - \phi) \text{EXP}(z/2H), \quad (6.1)$$

onde H é a escala de altura, $A(t)$ é a amplitude da componente de 3-4 dias da onda UFK, $m = 2\pi/\lambda_z$ é o número de onda vertical e ϕ é a diferença de fase. t e z representam o tempo e a altura, respectivamente. Tanto a amplitude como a fase presentes na Equação 6.1 foram calculadas através do ajuste de mínimos quadrados.

- λ_z é o comprimento vertical de onda, e foi calculado na Seção 6.1 (como mostra a Figura 6.7).
- O fator exponencial presente na Equação 6.1 faz com que as amplitudes das ondas UFK, tal como uma onda de gravidade verticalmente propagante, cresçam exponencialmente em altura.

A Figura 6.14 mostra os perfis em altura calculados a partir da Equação 6.1. Cada gráfico representa o perfil em altura a cada seis horas, com início no dia 28 de fevereiro. As linhas sólidas representam o ajuste realizado por meio da Equação 6.1, enquanto os losangos representam as componentes de onda UFK calculadas a partir dos ventos neutros zonais observados pelo radar meteórico de São João do Cariri. Neste caso, supôs-se que a onda se propagou da mesosfera para a ionosfera sem sofrer nenhum tipo de atenuação. Em alturas em torno de 120 km (altura aproximada do dínamo da região E ionosférica), a onda UFK sem atenuação pode alcançar velocidades superiores a 100 ms^{-1} . As linhas tracejadas na Figura 6.14 mostram a propagação das mesmas componentes de ondas UFK, porém considerando que a onda se propagou para maiores altitudes com 50 % de atenuação.

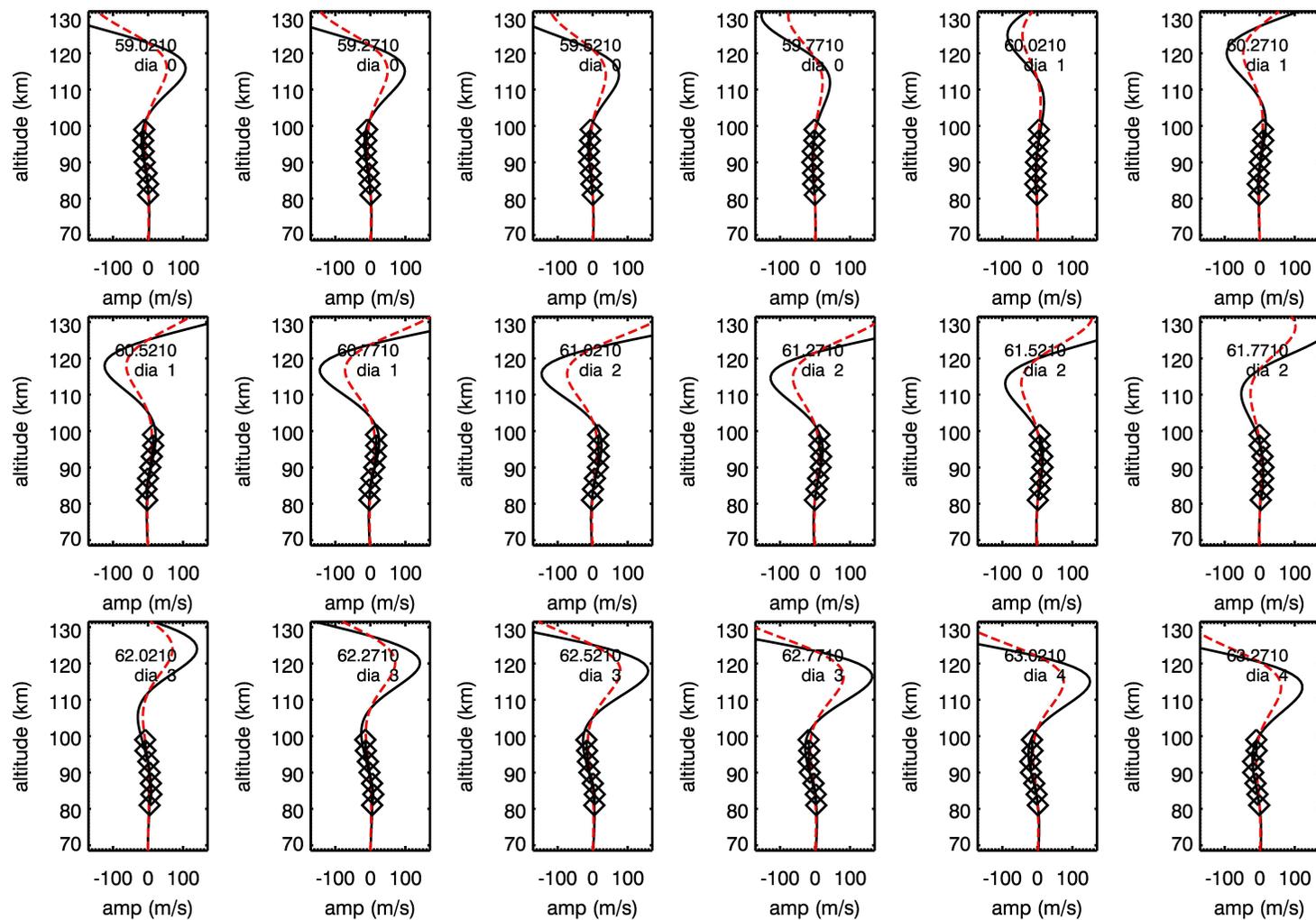


Figura 6.14 - Exemplo de alguns perfis em altura calculados a partir do dia 28 de fevereiro de 2005. O intervalo de tempo entre um quadro e outro é de 6 horas. As linhas sólidas representam o ajuste realizado para a obtenção das amplitudes das componentes de 3-4 dias de uma onda Kelvin ultrarrápida que se propagou da região MLT para a ionosfera sem sofrer nenhum tipo de atenuação, enquanto as linhas tracejadas representam a mesma onda, com 50 % de atenuação em sua propagação. Os losangos representam as amplitudes das componentes de 3-4 dias calculadas a partir dos dados de vento zonal observado pelo radar meteorológico de São João do Cariri, para alturas entre 81 e 99 km.

De modo análogo à Figura 6.14, a Figura 6.15 mostra os perfis em altura das oscilações de ondas UFK obtidas a partir da Equação 6.1, para a localidade de São João do Cariri entre os dias 28 de fevereiro e 4 de março de 2005 (dias 59-63). Neste caso, os perfis representados pelas linhas pontilhadas na Figura 6.15 consideram que a onda UFK se propagou da mesosfera para a ionosfera sem nenhum aumento exponencial em amplitude, diferentemente dos casos anteriores (em outras palavras, a exponencial da Equação 6.1 foi ignorada). Os losangos representam as componentes de onda UFK do vento zonal observado para alturas entre 81 e 99 km, calculadas a partir de observações de radar meteórico. Em comparação com os perfis da Figura 6.14, as amplitudes presentes na Figura 6.15 mostram-se muito mais baixas, com máximos em torno de 20 ms^{-1} .

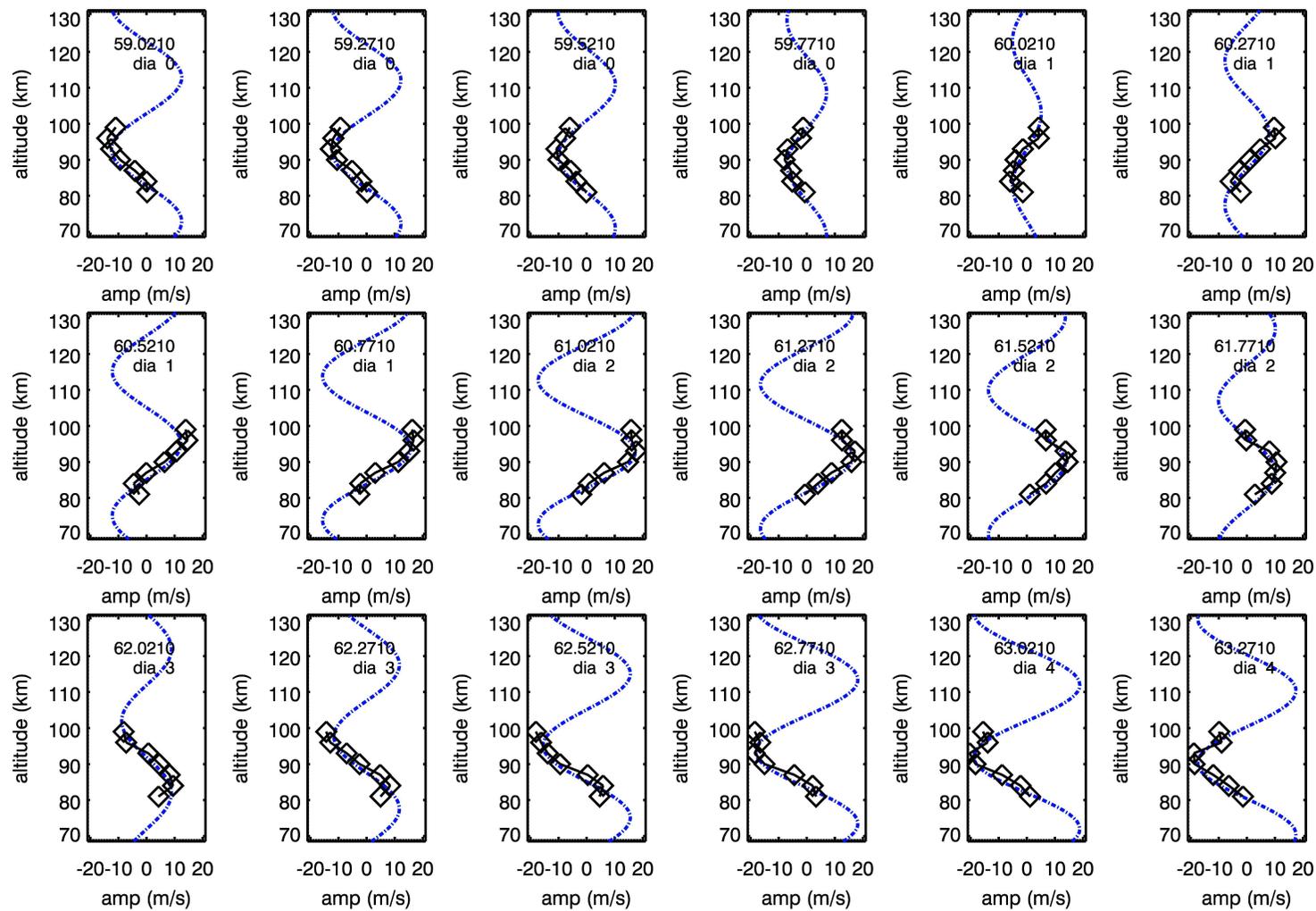


Figura 6.15 - Perfis em altura das componentes de onda UFK calculados entre os dias 28 de fevereiro a 4 de março de 2005 (dias 59-63). As linhas pontilhadas representam os perfis calculados considerando que não houve aumento exponencial da amplitude da onda com a altura. Os losangos representam as componentes de onda UFK calculadas a partir de observações de radar meteorológico para alturas entre 81 e 99 km para a localidade de São João do Cariri.

De modo semelhante às Figuras 6.14 e 6.15, as Figuras 6.16 e 6.17 mostram os perfis em altura das oscilações de ondas UFK, obtidos a partir da Equação 6.1, para os dias compreendidos entre 2 e 6 de agosto de 2005 (dias 214-218). A Figura 6.16 mostra os perfis calculados considerando que a onda UFK se propagou ascendentemente sem sofrer nenhum tipo de atenuação (linhas sólidas), enquanto as linhas tracejadas representam os perfis obtidos para as componentes de onda calculadas supondo uma atenuação de 50 % na amplitude de cada perfil. A Figura 6.17 mostra os perfis das componentes de onda UFK considerando que esta se propagou da região MLT até a ionosfera sem nenhum aumento exponencial com a altura (linhas pontilhadas). Em ambas as Figuras 6.16 e 6.17, os losangos representam as componentes de onda UFK calculadas por meio de observações do vento zonal entre 81 e 99 km de altitude para a localidade de São João do Cariri. O intervalo de tempo entre cada perfil é de 6 horas.

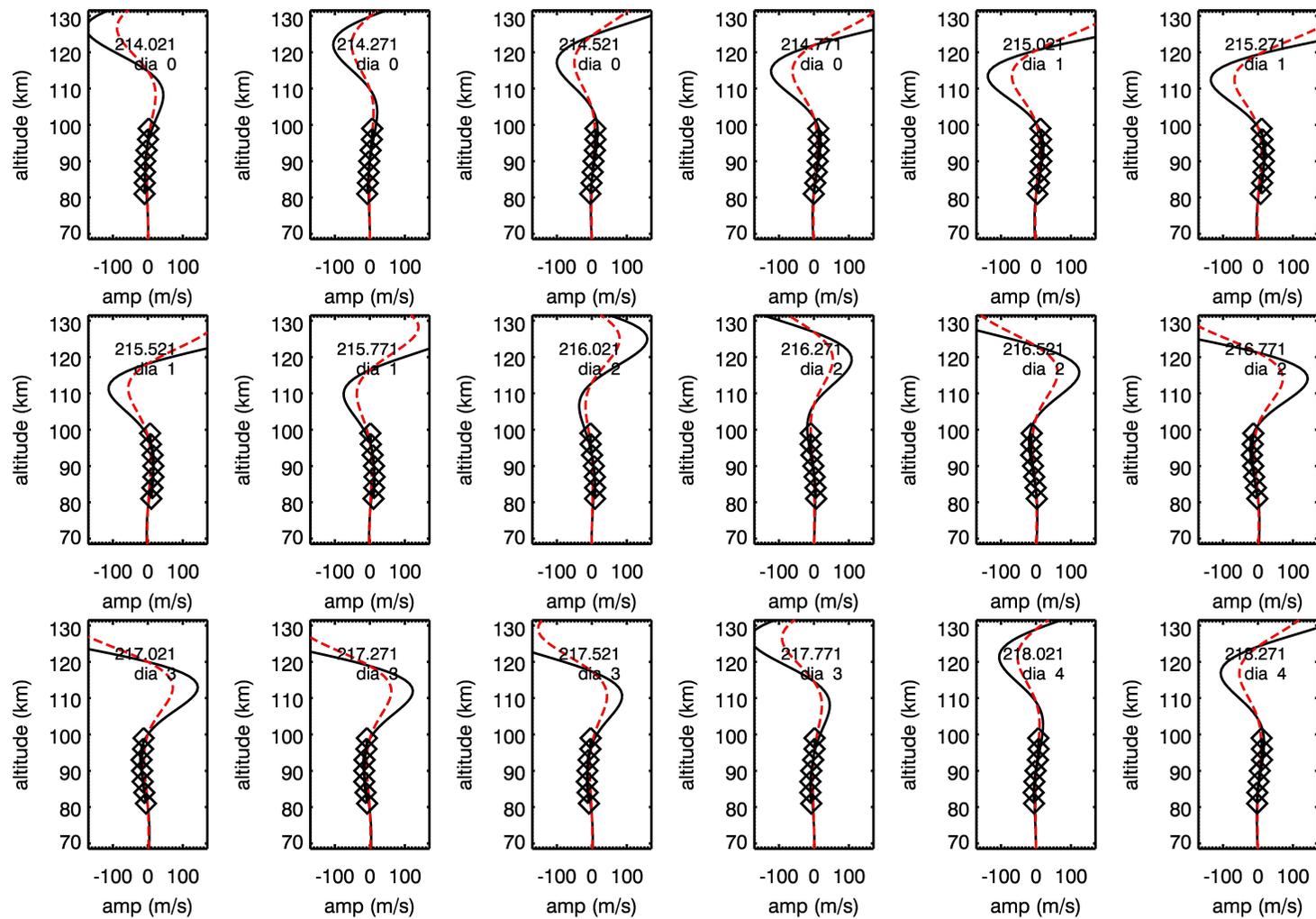


Figura 6.16 - O mesmo que a Figura 6.14. Neste caso os perfis em altura foram tomados a partir do dia 2 até o dia 6 de agosto de 2005 (dias 214-218).

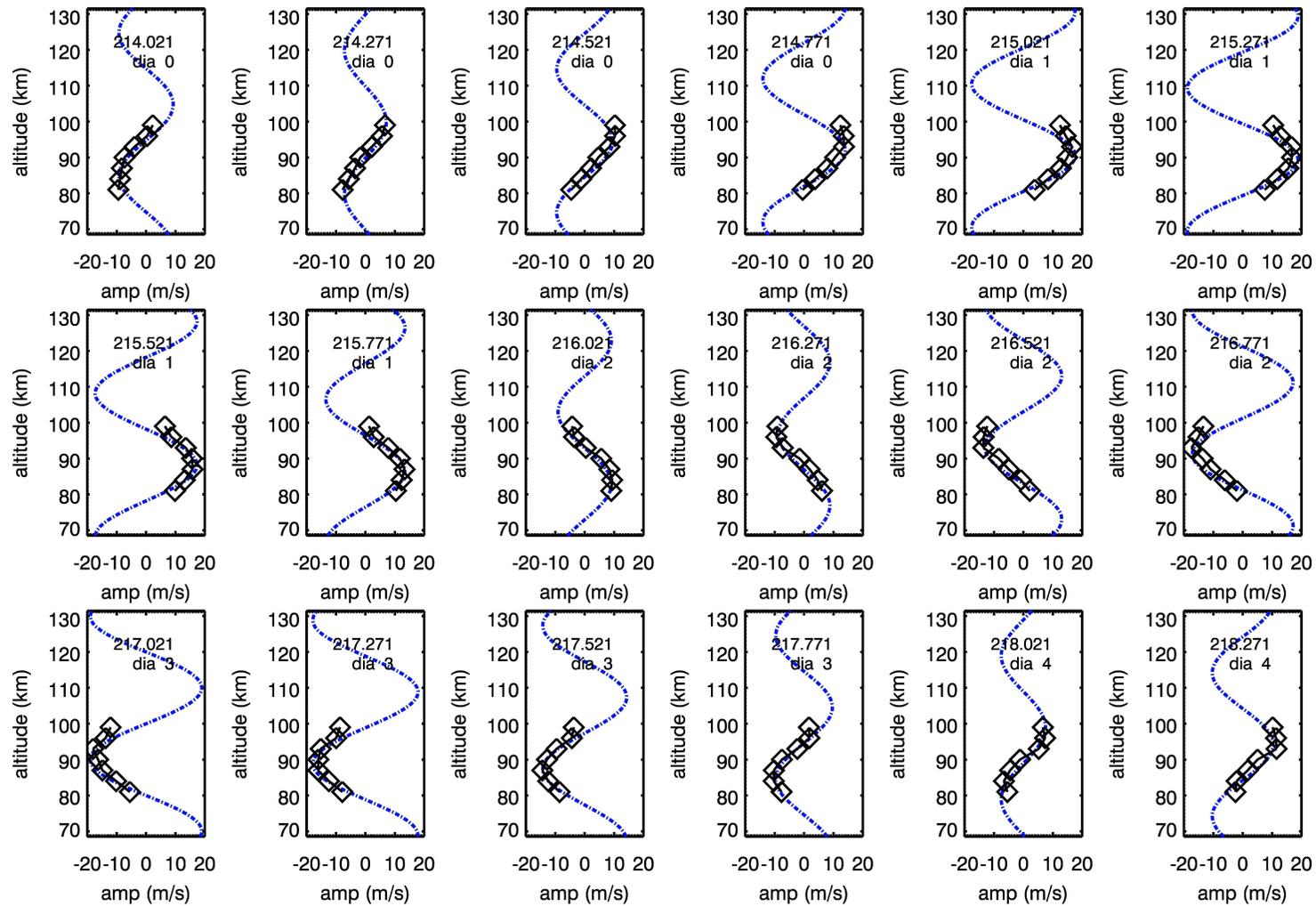


Figura 6.17 - Perfis em altura tomados entre os dias 2 a 6 de agosto de 2005 (dias 214-218). As linhas pontilhadas representam os perfis das componentes de ondas UFK considerando que esta se propagou da região MLT para ionosfera sem aumento exponencial com a altura. Os losangos representam os perfis das componentes de onda UFK obtidos entre 81 e 99 km de altura a partir de observações do vento zonal pelo radar meteorológico de São João do Cariri.

A Figura 6.18 mostra a oscilação de onda UFK calculada a partir da Equação 6.1 a 120 km de altura, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). O intervalo de tempo entre cada um desses pontos é de uma hora, e foi tomado a 120 km dos perfis em altura, como exemplificado anteriormente nas Figuras 6.14 e 6.15. Dessa forma tem-se, na Figura 6.18, a variação temporal da componente UFK do vento neutro zonal a 120 km considerando que esta se propagou: a-) sem atenuação (linha sólida), b-) com 50 % de atenuação (tracejada vermelha) e c-) sem crescimento exponencial (tracejada azul). Para o caso de propagação sem atenuação, a componente de onda UFK mostra máximos no vento zonal a 120 km em torno de 150 ms^{-1} . Considerando uma propagação com 50 % de atenuação, tem-se máximos em torno de 70 ms^{-1} , e para o caso da propagação sem crescimento exponencial (eixo direito da Figura 6.18), tem-se máximos em torno de 11 ms^{-1} .

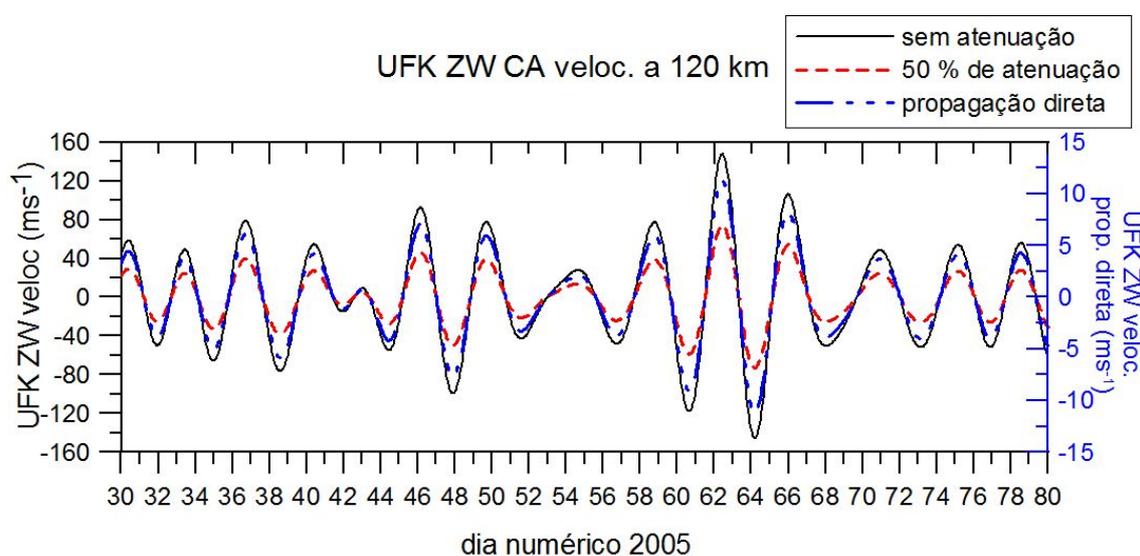


Figura 6.18 - Componentes de onda UFK do vento neutro zonal a 120 km de altura obtidas por meio de técnicas mostradas nas Figuras 6.14 e 6.15. A linha sólida refere-se a uma propagação sem nenhum tipo de atenuação, a linha tracejada vermelha refere-se a uma propagação vertical de onda com 50 % de atenuação, enquanto a linha tracejada azul é referente a uma propagação da onda sem aumento exponencial com a altura (com escala representada no eixo da direita).

Na Figura 6.19 tem-se as oscilações de onda UFK obtidas pela Equação 6.1, a 120 km de altura, calculadas entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). Essas grandezas foram calculadas da mesma forma que as componentes presentes na Figura 6.18. Para o caso de propagação sem nenhuma atenuação (linha sólida), o máximo na componente zonal foi em torno de 120 ms^{-1} , para o caso de 50 % de atenuação (linha tracejada vermelha), o máximo foi de aproximadamente 60 ms^{-1} , e para uma propagação sem crescimento exponencial com a altura (linha tracejada azul), o máximo foi de $\sim 8 \text{ ms}^{-1}$.

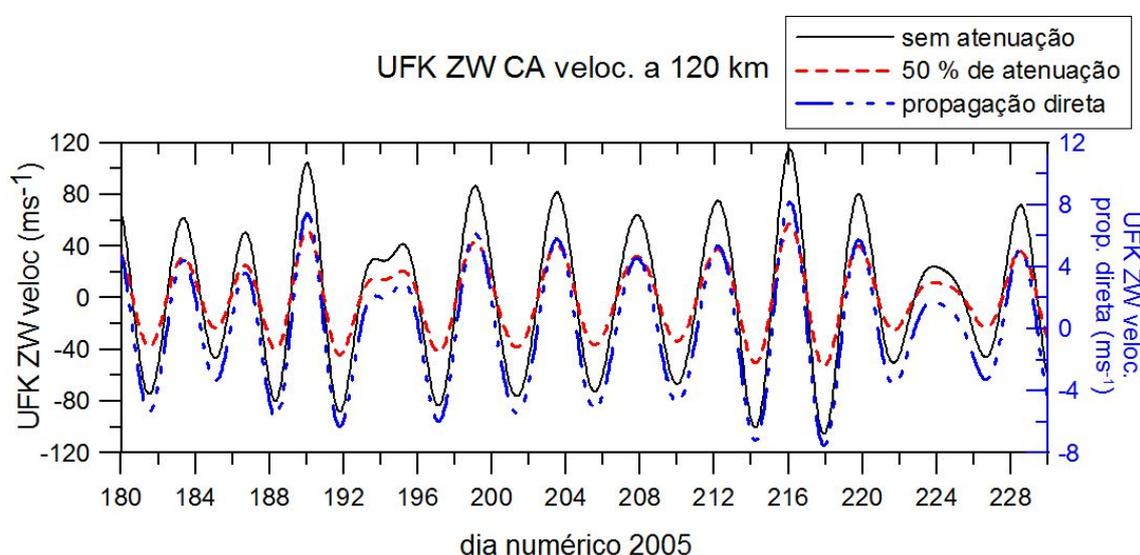


Figura 6.19 - Componentes de onda UFK do vento neutro zonal a 120 km de altura obtidas por meio de técnicas mostradas nas Figuras 6.16 e 6.17. A linha sólida refere-se a uma propagação sem nenhum tipo de atenuação, a linha tracejada vermelha refere-se a uma propagação vertical de onda com 50 % de atenuação, enquanto a linha tracejada azul é referente a uma propagação de uma onda sem aumento exponencial com a altura (sua escala está representada no eixo da direita).

As componentes de ondas UFK do vento neutro zonal a 120 km, calculadas e mostradas nas Figuras 6.18 e 6.19, serão utilizadas como parâmetros de entrada do modelo CODB. O foco das análises são os dados referentes a deriva vertical de

plasma produzidos pelo modelo. Os resultados serão analisados de modo a verificar quais são os efeitos de uma onda UFK atuando juntamente com o vento neutro de maré na geração de campos elétricos por meio do dínamo ionosférico.

6.3.2 Espectros de potência wavelet das derivas verticais obtidas pelo modelo CODB

Tal como descrito na Seção 5.5, o modelo CODB é um modelo dinâmico que tem como um dos parâmetros de entrada os ventos neutros de marés que por meio da interação destes com as linhas de campo magnético, dão origem ao dínamo da região E. O modelo CODB tem como saída as derivas de plasma ionosférico zonal e vertical, o vento termosférico zonal, além do potencial eletrostático. O principal objetivo deste trabalho é investigar o comportamento da deriva vertical do plasma quando considerado o efeito conjunto de ventos de marés e de ondas Kelvin ultrarrápidas. Como já dito no Capítulo 3, as derivas verticais do plasma ionosférico são responsáveis por vários fenômenos relevantes na ionosfera equatorial, principalmente durante os horários ao anoitecer.

A Figura 6.20(a) mostra o espectro de potência obtido para a deriva de plasma vertical, considerando que esta deriva foi causada apenas pelo vento de maré já presente no modelo CODB (ênfatisa-se aqui que o modelo de marés utilizado no modelo CODB é o de Tarpley (1970)), entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). Nota-se claramente no espectro a predominância da maré diurna, como seria esperado. A Figura 6.20(b) representa a deriva vertical resultante do modelo, enquanto a Figura 6.20(c) mostra a componente zonal da maré diurna utilizada como parâmetro de entrada no modelo. As derivas verticais variaram de ~ -80 a ~ 40 ms^{-1} , enquanto os ventos na componente zonal de maré variaram de ~ -20 a ~ 20 ms^{-1} . Os picos pré-reverão da deriva vertical neste caso, apresentaram

máximos próximos a 20 ms^{-1} .

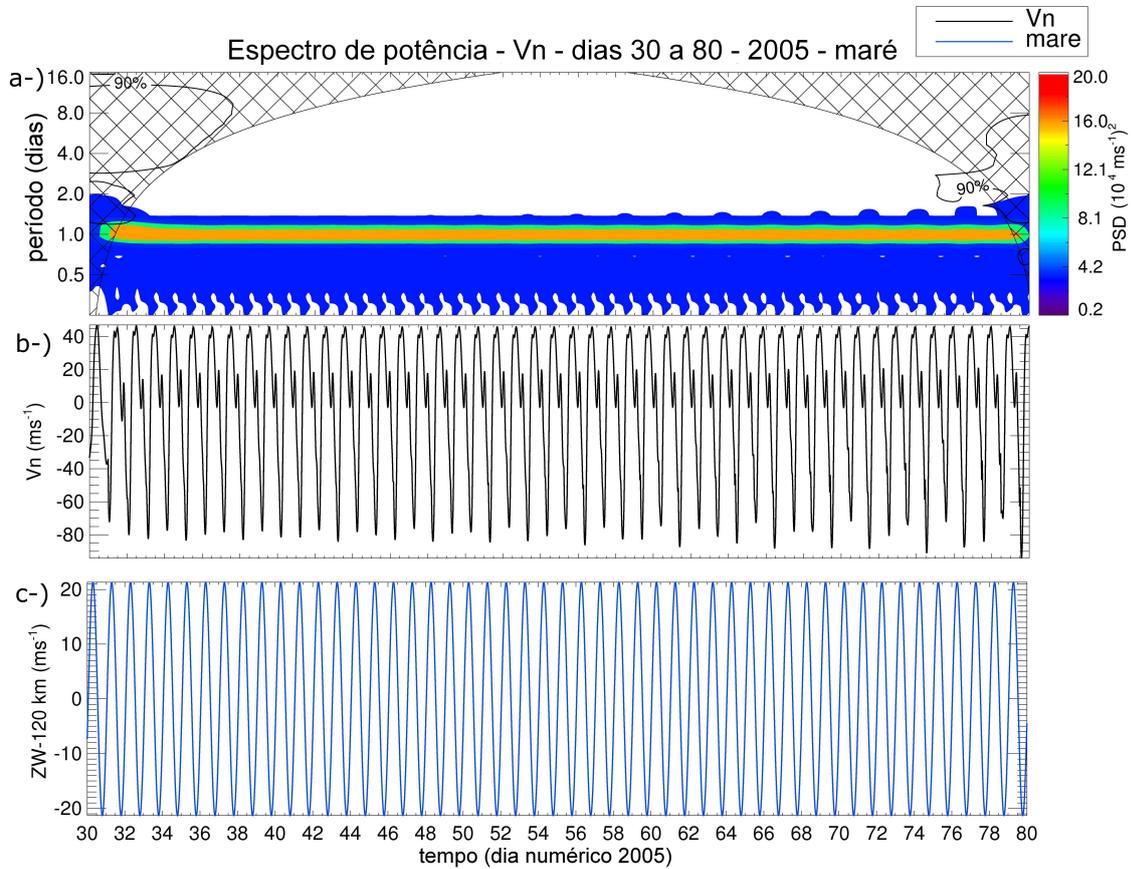


Figura 6.20 - a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando somente o vento de maré, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas verticais, e c-) vento neutro zonal de maré (Tarpley (1970)).

A Figura 6.21(a) mostra o espectro de potência obtido para o caso onde as componentes dos ventos zonais do modelo de maré e de ondas UFK (para o caso de propagação sem atenuação) são somadas a uma altura de 120 km, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). As derivas verticais do plasma resultantes do modelo mostram oscilações de ondas UFK presentes em torno dos dias 48 e 64. Nesse mesmo intervalo, ondas UFK também foram observadas nos espectros de potência de parâmetros ionosféricos (f_oF_2 e $h'F$), como mostraram os espectros de

potência presentes na Figura 6.10. Visto que as derivas verticais da região F equatorial, em alguns horários específicos, têm uma relação direta com a altura virtual mínima da ionosfera ($V_z \approx dh'F/dt$), tem-se uma indicação clara de que o modelo foi capaz de reproduzir os resultados obtidos observacionalmente.

Na Figura 6.21(b) estão plotadas as derivas verticais obtidas considerando a interação maré e onda UFK. Os valores das derivas verticais variam de $\sim -230 \text{ ms}^{-1}$ a $\sim 150 \text{ ms}^{-1}$, diferentemente daqueles valores observados quando considerado somente o efeito das marés (Figura 6.20), em que as derivas verticais variavam de ~ -80 a $\sim 45 \text{ ms}^{-1}$. Na Figura 6.21(c) estão plotados os ventos neutros zonais utilizados como parâmetros de entrada no modelo: a componente de onda UFK do vento zonal a 120 km (linha pontilhada azul), e a soma desta com o vento de maré zonal (linha tracejada). Neste caso, os ventos variaram entre ~ -150 e 150 ms^{-1} . É importante notar na Figura 6.21(a) que as oscilações de marés estão sendo moduladas pelas oscilações de ondas Kelvin ultrarrápidas.

A Figura 6.22, tal como a Figura 6.21, mostra os espectros de potência wavelet das derivas verticais obtidas pelo modelo CODB considerando o efeito de ondas UFK juntamente com as marés no dínamo ionosférico. Porém, neste caso, considerou-se que a propagação da onda UFK da região MLT para a ionosfera sofreu uma atenuação de 50% em sua propagação, de modo que as componentes do vento zonal, neste caso, possuem valores menores que aqueles mostrados na Figura 6.21(c). Diferentemente da Figura 6.21(a), identifica-se a partir da Figura 6.22, oscilações de onda UFK somente entre os dias 60-66. A energia espectral no intervalo de período 3-4 dias observado na Figura 6.21(a) em torno do dia 48 não aparece neste caso. Na Figura 6.22(b) as derivas verticais variam de ~ -160 a $\sim 100 \text{ ms}^{-1}$, enquanto na Figura 6.22(c) as linhas vermelhas representam os ventos neutros zonais utilizados como parâmetros de entrada do modelo (linha vermelha tracejada: componente

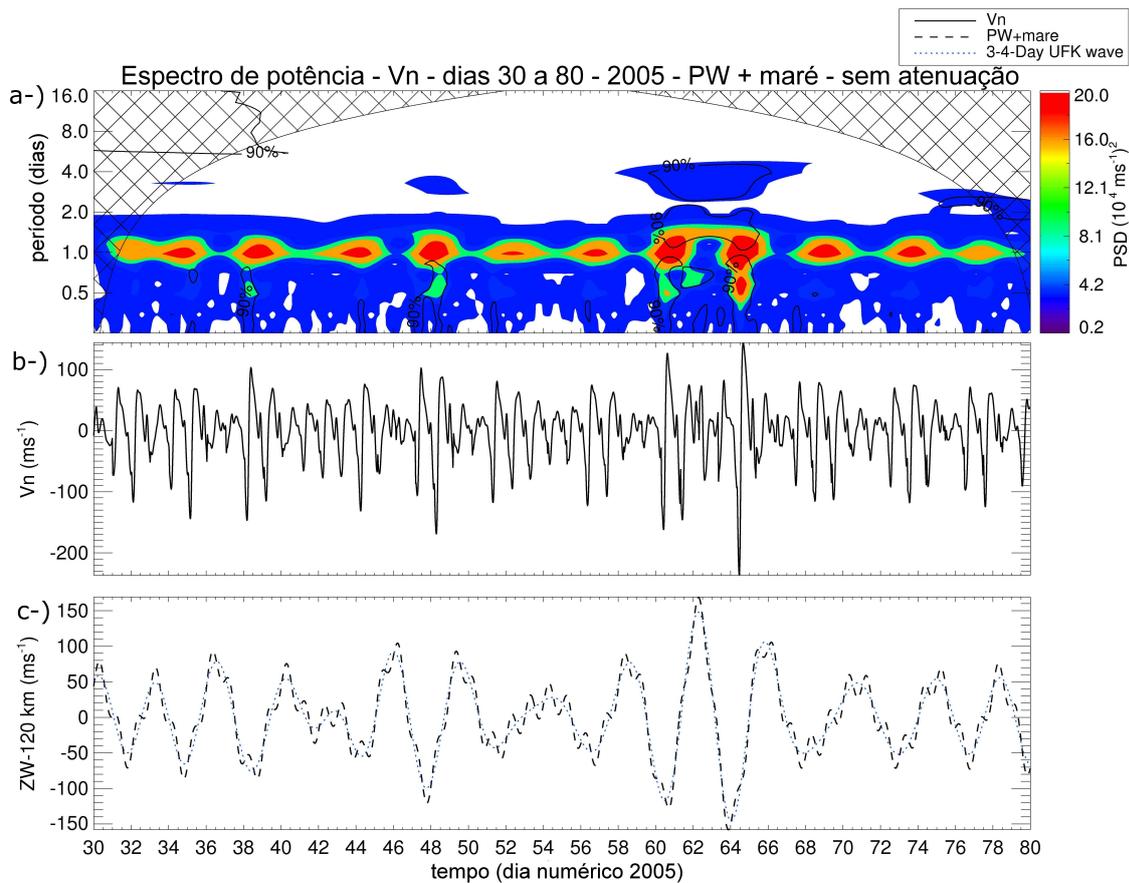


Figura 6.21 - a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB para este caso; c-) ventos neutros zonais observados (linha tracejada: onda UFK + maré; linha pontilhada azul: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada do modelo.

UFK; linha vermelha sólida: maré+UFK); a variação dos ventos estava em torno de ~ -100 a $\sim 100 \text{ ms}^{-1}$.

A Figura 6.23(a) mostra o espectro de potência obtido para o caso em que a onda UFK propaga-se para alturas ionosféricas sem aumento exponencial da amplitude (veja Figura 6.15). Tal como a Figura 6.20(a), somente a oscilação de maré diurna é vista. Se observarmos a Figura 6.23(b), nota-se que a variação na deriva vertical é

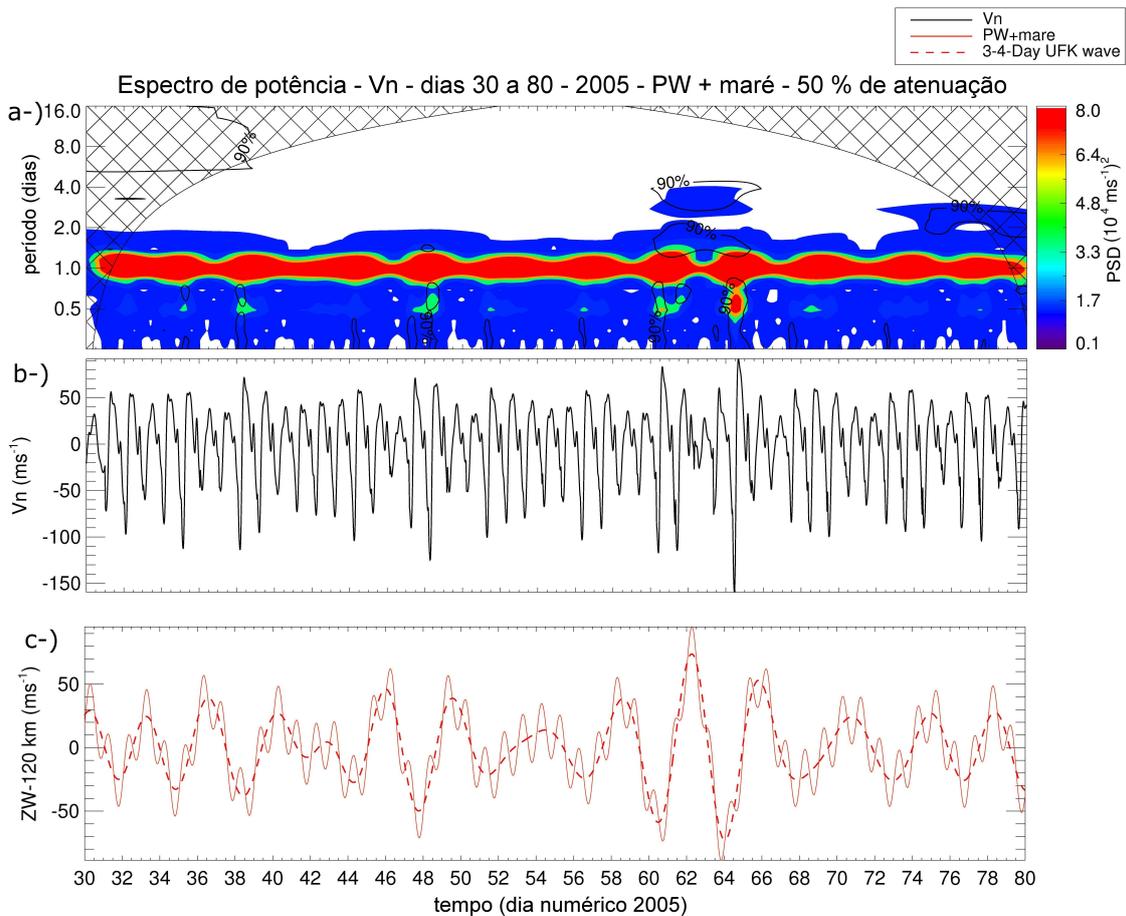


Figura 6.22 - a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação com 50% de atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida vermelha: onda UFK + maré; linha tracejada vermelha: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.

semelhante àquela vista se considerado somente o efeito da maré (~ -90 a $\sim 40 \text{ ms}^{-1}$). A Figura 6.23(c) mostra a soma das componentes de maré com as componentes de ondas UFK (representada pela linha sólida azul), que varia em torno de ~ -20 a 20 ms^{-1} ; e também as componentes de ondas UFK do vento zonal, que variam entre ~ -10 e 10 ms^{-1} (linha sólida verde). Em resumo, a introdução de uma onda UFK de baixa amplitude causa pouco efeito na deriva vertical (pouca é a diferença entre os

espectros de potência das Figuras 6.20 e 6.23).

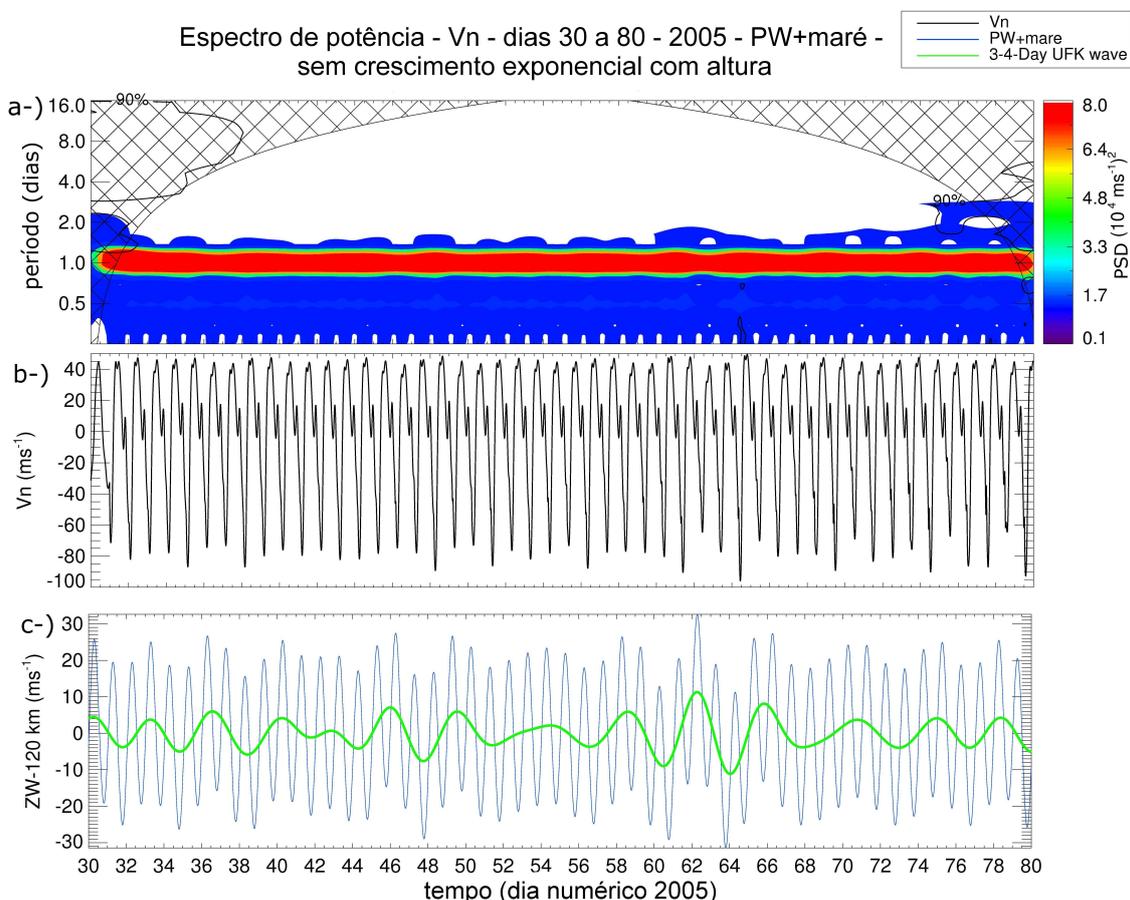


Figura 6.23 - a-) O espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem aumento exponencial com a altura) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 30 de janeiro e 21 de março de 2005 (dias 30-80). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida azul: onda UFK + maré; linha sólida verde: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.

A Figura 6.24(a) mostra o espectro de potência da deriva vertical obtida para o período compreendido entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). Tal como o espectro de potência da Figura 6.20, a única oscilação mais proeminente é a da maré diurna. Na Figura 6.24(b) tem-se a deriva vertical, e na Figura 6.24(c) os ventos zonais de maré. A deriva vertical varia entre ~ -80 e 40 ms^{-1} , enquanto

os ventos neutros zonais de maré variam entre ~ -20 e 20 ms^{-1} .

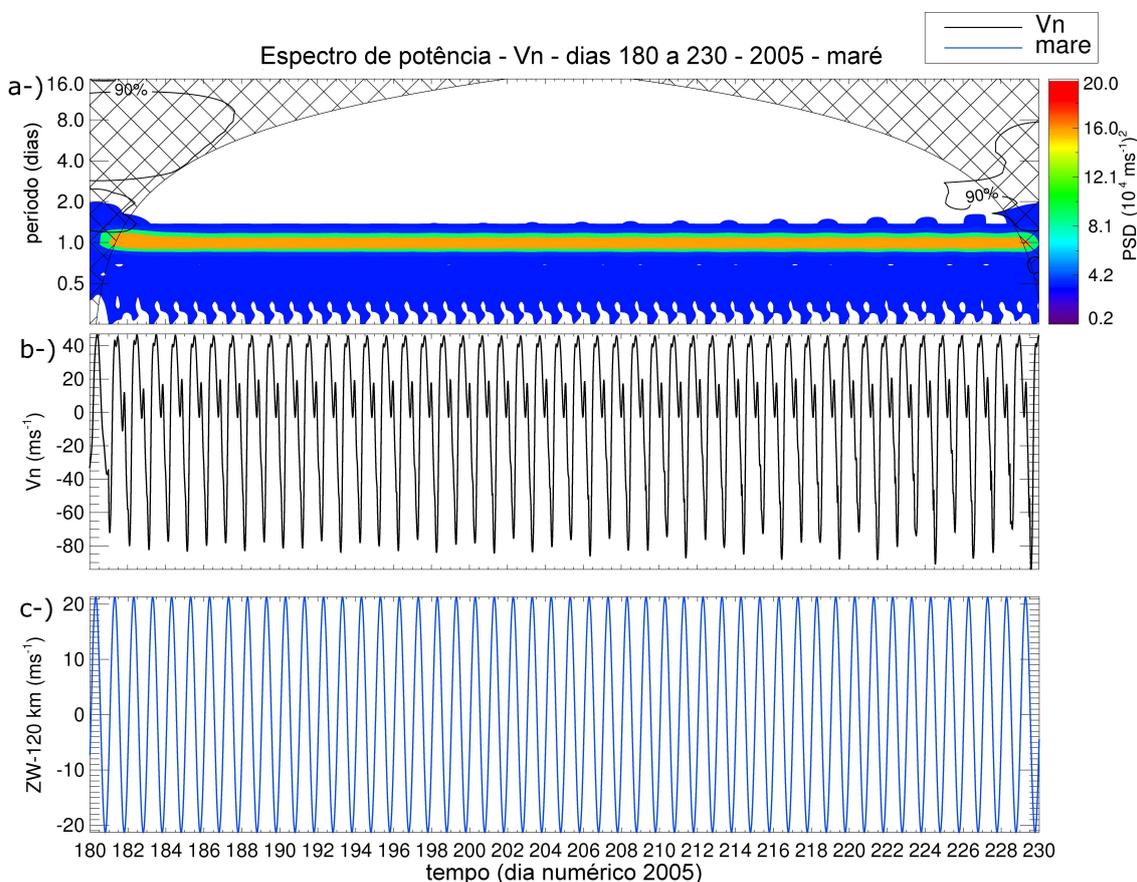


Figura 6.24 - a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando somente o vento de maré, entre os dias 29 de junho a 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas verticais; c-) ventos neutros de marés.

A Figura 6.25(a), de modo semelhante à Figura 6.21 mostra o espectro de potência das derivas verticais calculadas pelo modelo CODB para o período compreendido entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180 a 230), considerando o efeito de ondas UFK (sem atenuação) com as oscilações de marés já existentes no modelo. Nos espectros de potência observados na Figura 6.11, as oscilações de ondas UFK nos ventos zonais e nos parâmetros $h'F$ e foF_2 aparecem em torno dos

dias 210 e 220. Na Figura 6.25(a) essas oscilações aparecem em torno do dia 220. Entre os dias 192 e 206 é possível observar um traço referente ao período de 4 dias. Na Figura 6.25(b) tem-se a deriva vertical obtida pelo modelo, enquanto na Figura 6.25(c) tem-se os ventos neutros zonais utilizados (linha tracejada: onda UFK+maré; linha pontilhada azul: onda UFK). A deriva vertical variou de ~ -170 a ~ 100 ms^{-1} . Já a soma das componentes de ondas UFK e de maré do vento zonal variou de ~ -120 a 120 ms^{-1} . As oscilações de maré diurna também são moduladas pela onda UFK, como mostra a Figura 6.25(a).

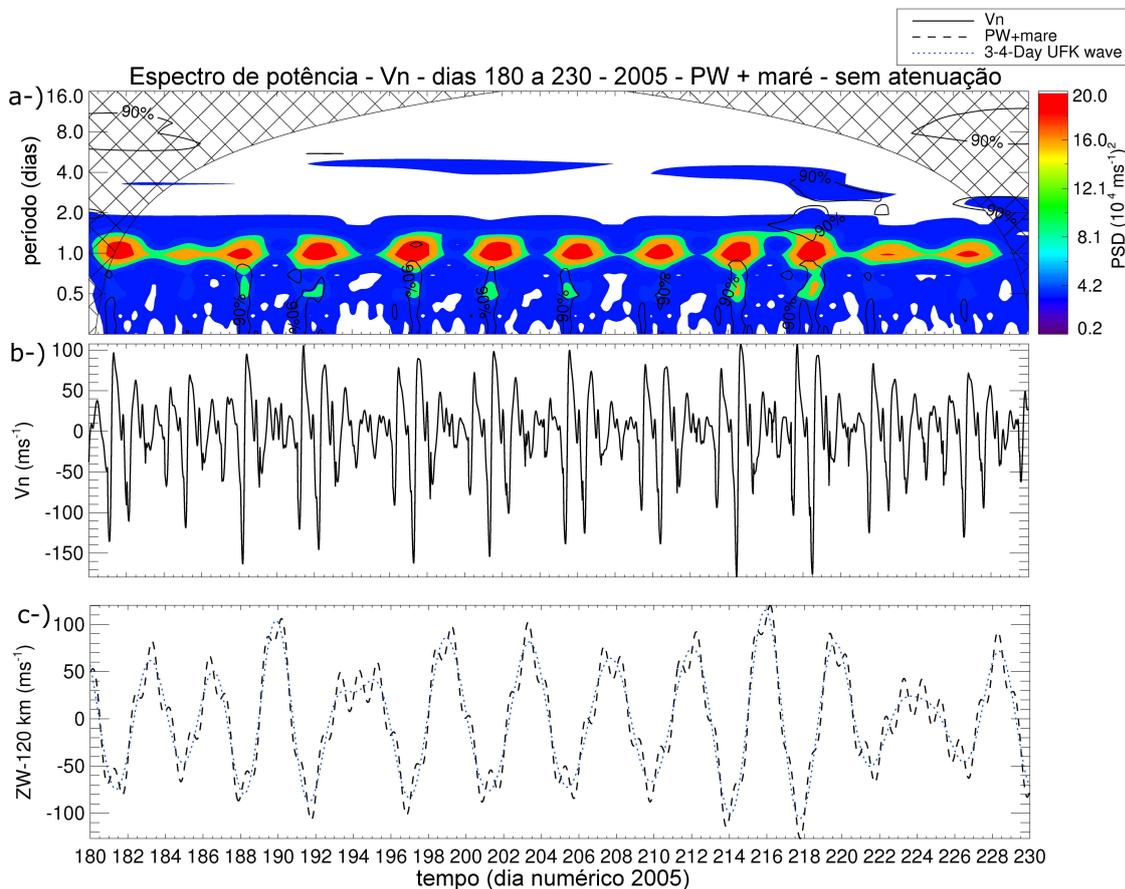


Figura 6.25 - a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha tracejada: onda UFK + maré; linha pontilhada:onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.

A Figura 6.26(a) mostra o espectro de potência para a deriva vertical calculada pelo modelo CODB considerando os efeitos das componentes de ondas UFK (com propagação com 50% de atenuação) atuando juntamente com os ventos neutros de maré, sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). Diferentemente da Figura 6.25(a), a oscilação de onda UFK aparece somente em torno do dia 220. Não é visível o traço entre os dias 192 e 206. Verifica-se uma pequena modulação nas oscilações de maré diurna, não tão bem definida em comparação àquela vista na Figura 6.25(a). A Figura 6.25(b) mostra que a deriva vertical variou de ~ -120 a $\sim 70 \text{ ms}^{-1}$, enquanto a onda UFK (linha tracejada vermelha na Figura 6.25(c)) variou entre ~ -70 e 70 ms^{-1} .

A Figura 6.27 considera o caso em que a onda UFK se propagou até alturas ionosféricas sem sofrer nenhum aumento da amplitude com a altura (ver Figura 6.17). Tal como a Figura 6.23(a), a oscilação predominante no espectro de potência da Figura 6.27(a) foi a maré diurna. A Figura 6.27(b) mostra a deriva vertical obtida pelo modelo, enquanto a Figura 6.27(c) mostra os ventos neutros utilizados (linha sólida azul: onda UFK+maré; linha sólida verde: onda UFK). A deriva vertical apresentou variação entre ~ -80 e $\sim 45 \text{ ms}^{-1}$. O vento neutro zonal resultante da soma entre as componentes de onda UFK e a maré variou entre ~ -20 e $\sim 20 \text{ ms}^{-1}$. Já as componentes de onda UFK variaram de ~ -10 a $\sim 10 \text{ ms}^{-1}$.

A partir da análise das Figuras 6.23 e 6.27 é possível afirmar que a propagação sem crescimento exponencial com a altura de uma onda Kelvin ultrarrápida não é capaz de modular as derivas verticais do modelo. Os espectros de potência entre as Figuras 6.20 e 6.23, e entre as Figuras 6.24 e 6.27, são praticamente idênticos. Nessas figuras, nota-se somente a oscilação da maré diurna nos resultados. Os valores das componentes de maré do vento zonal variam entre ~ -20 e 20 ms^{-1} , enquanto que, se considerarmos que a onda UFK se propaga verticalmente sem nenhum crescimento

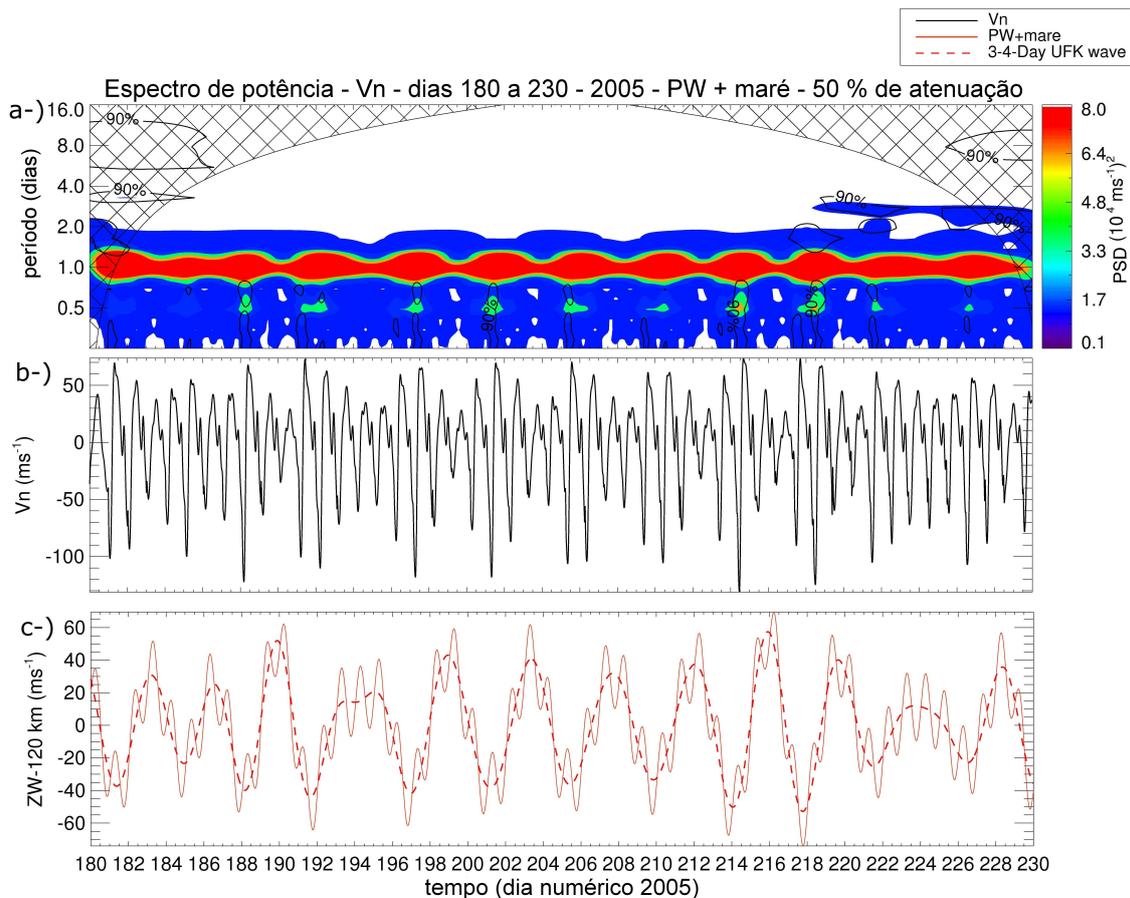


Figura 6.26 - a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação com 50% de atenuação) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 29 de junho a 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida vermelha: onda UFK + maré; linha tracejada vermelha: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.

exponencial em amplitude, os valores estão em torno de ~ -15 e 15 ms^{-1} , como se verifica nas Figuras 6.18 e 6.19, ou seja, valores até menores do que aqueles vistos para marés.

A diferença encontrada nos espectros de potência das Figuras 6.21 e 6.22 é devida à amplitude da deriva vertical. A oscilação de uma onda UFK está presente em ambas as figuras entre os dias 60 e 68, e nesses casos a deriva vertical tem valores

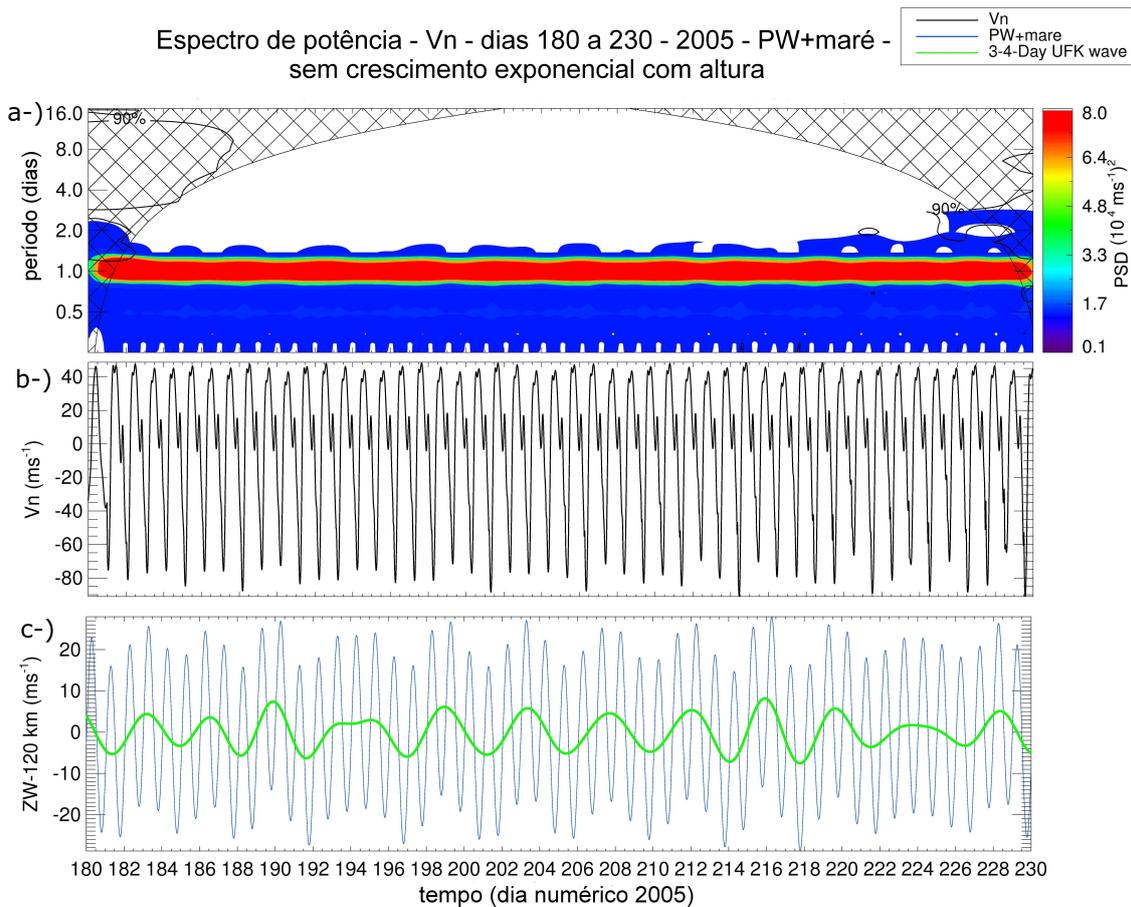


Figura 6.27 - a-) Espectro de potência da deriva vertical obtida pelo CODB, considerando a atuação simultânea de ondas UFK (propagação sem aumento exponencial com a altura) e marés sobre o dínamo ionosférico, entre os dias 29 de junho e 18 de agosto de 2005 (dias 180-230). b-) derivas obtidas pelo modelo CODB; c-) ventos neutros zonais (linha sólida azul: onda UFK + maré; linha sólida verde: onda UFK) utilizados como parâmetros de entrada.

superiores ou em torno de $\sim 100 \text{ ms}^{-1}$. A Figura 6.22 não mostra uma oscilação de onda de ~ 4 dias presente em torno do dia 48 como é visto na Figura 6.21. O mesmo comportamento é visto se as Figuras 6.25 e 6.26 forem comparadas. O espectro de potência da Figura 6.25 mostra claramente a presença de ondas UFK entre os dias 190-206, e entre os dias 214-220, enquanto na Figura 6.26 encontra-se somente a assinatura de onda UFK para o último intervalo. Dessa forma é possível afirmar que as diferenças nos efeitos de uma onda UFK na ionosfera nos casos aqui analisados

estão relacionadas à amplitude da onda. Neste trabalho, as oscilações de ondas UFK vistas nos espectros de potência estavam associadas aos ventos neutros zonais com valores da ordem de 150 ms^{-1} .

Espectros de potência wavelet adicionais das derivas verticais resultantes do modelo podem ser encontradas no Apêndice B, onde simulações realizadas mostram a saída do modelo supondo a ação de pulsos de onda UFK em determinados intervalos de tempo. Nos casos anteriores mostrados, utilizaram-se séries contínuas de oscilações de ondas UFK calculadas para alturas em torno de 120 km. Os resultados do Apêndice B mostram que os efeitos observados nas derivas verticais podem ser imediatos e também tardios, ou seja, mesmo com a onda UFK ausente, esses efeitos se mantêm por alguns dias.

6.3.3 Análise dos resultados obtidos durante horários de ocorrência do pico pré-reversão

Como o principal interesse do trabalho é verificar os efeitos de uma onda Kelvin ultrarrápida sobre os parâmetros de frequência e altura do plasma ionosférico, principalmente durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão, foram tomados, como mostram as Figuras 6.28 e 6.29, somente os valores máximos das derivas obtidos pelo modelo CODB entre às 18 e 21 LT. O principal objetivo desta análise foi investigar as variações no valor do pico da deriva nesses horários.

A Figura 6.28(a) mostra o espectro de potência obtido para os máximos da deriva pré-reversão obtida pelo modelo CODB para o período entre os dias 1 de fevereiro a 19 de março de 2005, considerando o caso que a onda UFK se propagou da região MLT para a ionosfera sem sofrer nenhum tipo de atenuação. Optou-se por essa escolha com base em resultados anteriores (Figuras 6.21, 6.22 e 6.23), que mostra que os efeitos na deriva vertical mostram-se bem mais proeminentes quando considera-

mos este caso. Oscilações de ondas UFK podem ser visualizadas em torno do dia 48, e entre os dias 60-66, nos resultados das derivas verticais tomadas somente no horário de ocorrência do pico pré-reversão. Esses resultados são compatíveis com o que foi visto nos espectros de potência cruzados mostrados na Figura 6.13, que correlacionou componentes de onda UFK observadas no vento neutro zonal na região MLT, com os parâmetros ionosféricos $h'F$ e foF_2 . Afirma-se assim, que a onda UFK foi capaz de modular as derivas verticais do plasma em horários da ocorrência do pico pré-reversão.

A Figura 6.28(b) mostra os máximos obtidos no pico pré-reversão para cada um dos dias analisados (dias 32-78). Nota-se que os resultados foram modulados pelas ondas UFK, e os maiores valores estão associados com a assinatura de onda UFK observada na Figura 6.28(a). Os picos das derivas variaram de valores próximos de 0 a $\sim 50 \text{ ms}^{-1}$, de modo que os valores mais elevados estavam presentes principalmente entre os dias 60 e 66.

Conclui-se, desta forma, que a inclusão de uma onda UFK no modelo resulta na modulação dos picos pré-reversão das derivas verticais. As variações durante todo o intervalo de tempo considerado no cálculo das derivas verticais puderam ser vistas nas Figuras 6.21(b), 6.22(b) e 6.23(b).

Da mesma forma que a Figura 6.28, a Figura 6.29(a) mostra o espectro de potência obtido para os máximos das derivas verticais obtidas pelo modelo CODB entre 18 e 21 LT, para os dias compreendidos entre 30 de junho e 16 de agosto de 2005. O período de ~ 4 dias é proeminente em quase todo o intervalo. A Figura 6.29(b) mostra que os máximos da deriva vertical ao entardecer também apresentam modulações de ondas UFK, com mínimos em torno de 5 ms^{-1} , e máximos em torno de 40 ms^{-1} .

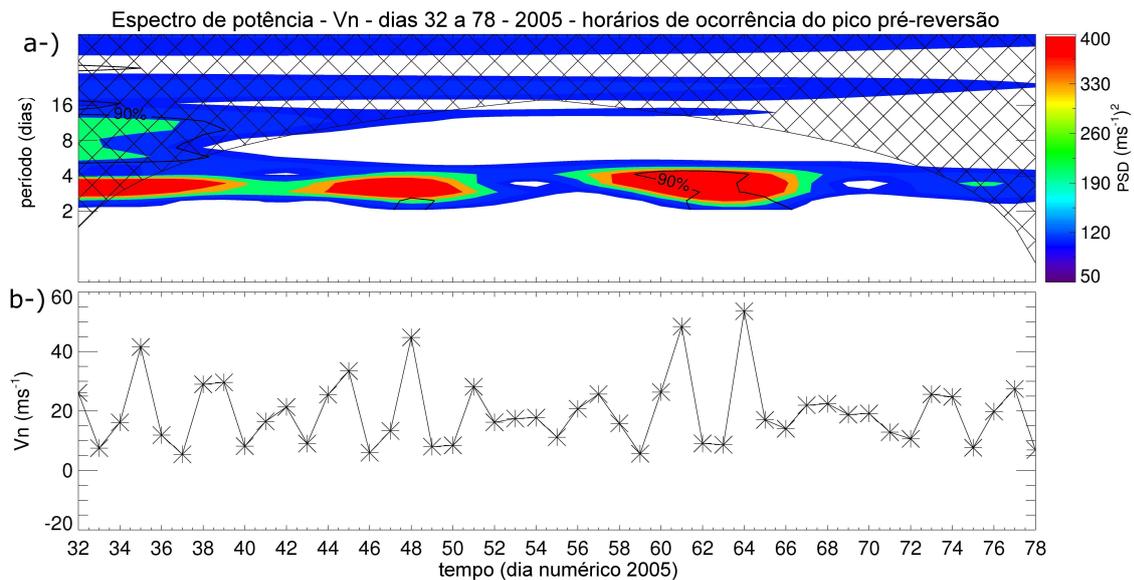


Figura 6.28 - a-) Espectro de potência da deriva vertical tomada somente nos horários do pico pré-reversão entre os dias 1 de fevereiro e 19 de março de 2005 (dias 32-78). b-) valores em ms^{-1} dos máximos das derivas nos horários em que ocorrem pré-reversão.

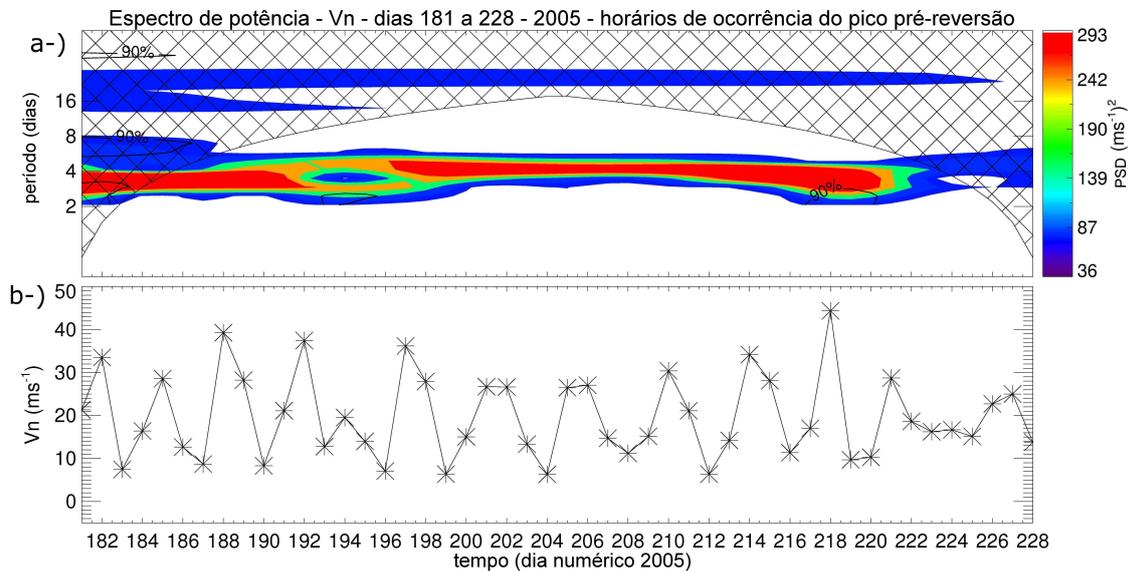


Figura 6.29 - O mesmo que a Figura 6.28, porém para o período entre 30 de junho e 16 de agosto de 2005 (dias 181-228).

6.3.4 Comparação dos resultados do modelo com as observações

A seção anterior foi destinada somente à apresentação dos resultados obtidos por meio do modelo CODB. Nesta seção os picos da deriva pré-reversão calculados por meio de modelagem e observação serão comparados para mostrar as possíveis similaridades e diferenças entre os dois resultados.

A Figura 6.30 mostra a comparação entre os picos das derivas verticais calculados pelo modelo CODB (losangos) e as derivas verticais calculadas a partir de dados observacionais de Fortaleza (círculos) para o período compreendido entre os dias 8 de fevereiro e 22 de março de 2005 (dias 39-81), ao entardecer. É possível notar na Figura 6.30 alguma concordância no comportamento dos resultados teóricos e observacionais, principalmente entre os dias 59 e 66, onde as oscilações de ondas UFK podem ser vistas tanto nos resultados do modelo como também em observações. No entanto, a amplitude do pico da deriva vertical é menor em observações, em torno de $20\text{-}25\text{ ms}^{-1}$, enquanto os resultados do modelo mostram picos em torno de $50\text{-}55\text{ ms}^{-1}$, ou seja, mais que o dobro dos resultados observacionais. Este resultado pode ser decorrente do fato de considerarmos que a onda UFK se propagou da região MLT para a ionosfera sem sofrer nenhum tipo de atenuação, pois as derivas verticais resultantes do modelo possuíam valores menores para os casos em que a propagação da onda foi atenuada, ou que tenha se propagado diretamente.

A Figura 6.31 compara os picos da deriva pré-reversão calculadas pelo modelo CODB (estrelas) com os picos calculados por meio de observações (círculos) para o período compreendido entre os dias 29 de junho a 14 de agosto de 2005 (dias 180-226). Os máximos calculados pelo modelo variam de ~ 5 a 40 ms^{-1} de modo uniforme, não mostrando nenhum pico mais pronunciado, diferentemente do que foi visto na Figura 6.30, que mostrou valores mais pronunciados que os demais nos períodos em

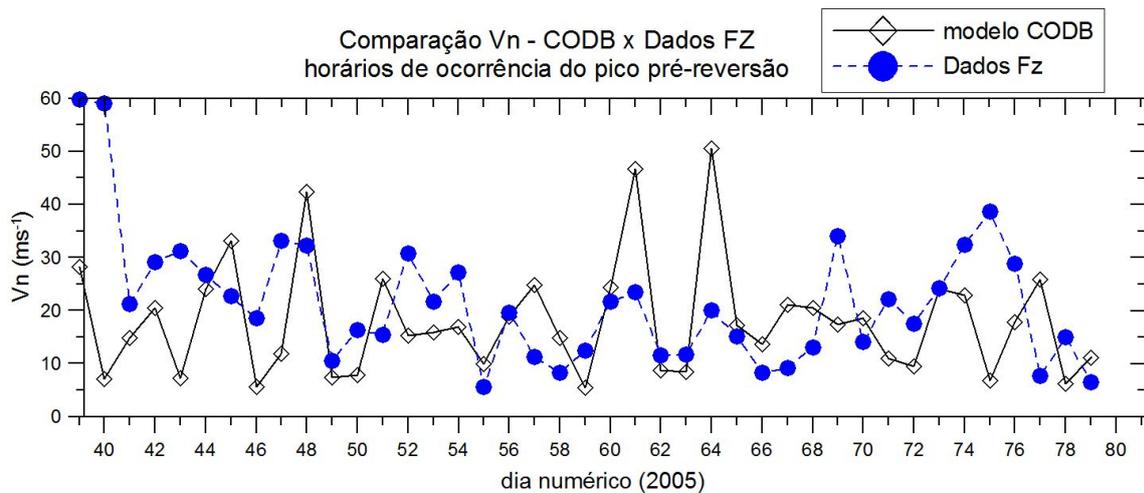


Figura 6.30 - (a-) Pico da deriva vertical calculada ao entardecer obtida por meio do modelo CODB (losangos); e obtida a partir de observações (círculos azuis). O período estudado está compreendido entre os dias 8 de fevereiro e 22 de março de 2005 (dias 39-81).

que as oscilações de ondas UFK estavam presentes nas observações. Os máximos das derivas obtidas por meio de observações mostram valores em torno de 5 ms^{-1} na maior parte dos dias observados. Um valor máximo de $\sim 60 \text{ ms}^{-1}$ é observado em torno do dia 197, outros picos variam em torno de $30\text{-}40 \text{ ms}^{-1}$.

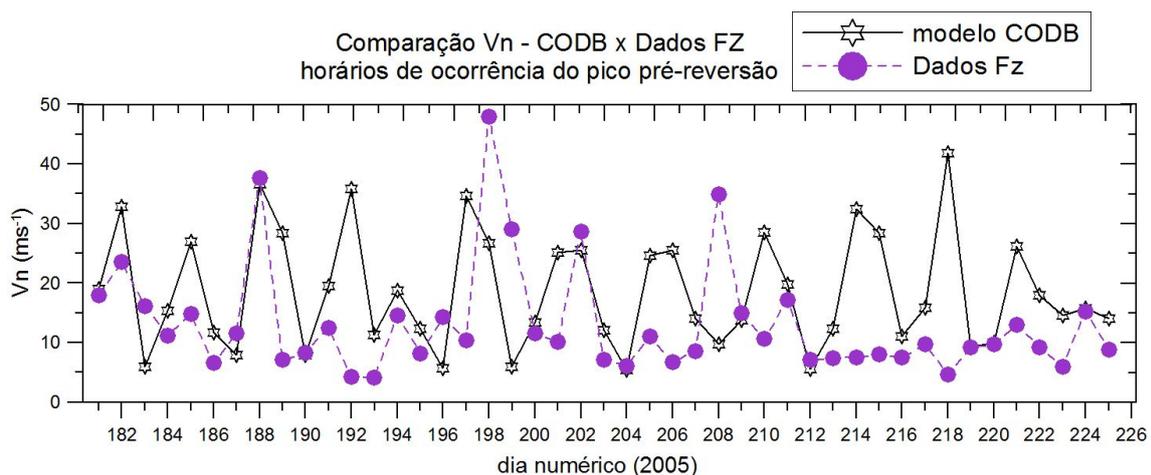


Figura 6.31 - (a-) Pico da deriva vertical ao entardecer calculada pelo modelo CODB (estrelas) versus o pico da deriva vertical de observações (círculos roxos). O período utilizado neste caso compreende desde o dia 29 de junho a 14 de agosto de 2005 (dias 180-226).

6.4 Discussão dos resultados

Na seção anterior foram mostrados os principais resultados obtidos pelo modelo CODB, quando foram considerados três casos de propagação de ondas UFK da região MLT para a ionosfera equatorial. Notou-se que os efeitos dessas ondas sobre as derivas verticais ionosféricas eram mais salientes quando a amplitude do vento neutro zonal a uma altura de ~ 120 km atingia valores próximos a 100 ms^{-1} . Nos casos em que a onda se propagou sem aumento exponencial da amplitude com a altura, verificou-se que o contorno wavelet não diferia muito daquele visto para o caso em que somente oscilações de maré estavam presentes no modelo.

A fim de comparar os resultados obtidos pelo modelo com os resultados observacionais (tal como realizado por [Takahashi et al. \(2007\)](#) e [Takahashi et al. \(2009\)](#)), os picos da deriva vertical de pré-reversão foram isolados e plotados para verificar se a presença da onda UFK influenciava a deriva vertical neste horário, como mostraram as Figuras 6.28 e 6.29. Em comparações realizadas com as derivas verticais calculadas por meio de observações, notou-se que houve uma certa similaridade no comportamento das derivas de pré-reversão observacionais e modeladas entre os dias 39 e 81 (8 de fevereiro a 22 de março de 2005). O mesmo não se pode dizer da comparação entre os resultados obtidos entre os dias 180 e 226 (29 de junho a 14 de agosto de 2005). Neste último caso, os resultados do modelo mostravam uma modulação por onda UFK bem nítida, enquanto os resultados observacionais em geral mostraram-se sem nenhuma modulação, e apresentaram picos isolados. Os motivos das diferenças encontradas nos dois resultados serão discutidos a seguir.

Sabe-se que os parâmetros ionosféricos variam com a estação do ano, condições geomagnéticas e de fluxo solar (veja as derivas verticais obtidas em Jicamarca na Figura 3.2). Portanto, não seria de se esperar uma concordância perfeita entre os resultados

obtidos pelo modelo com as observações, uma vez que, no modelo, estamos considerando apenas variações no vento neutro, e não em outros campos. Nos espectros de potência dos parâmetros ionosféricos (Figuras 6.10, 6.11 e 6.12) é possível ver que existem outras oscilações presentes na ionosfera, e a natureza dessas oscilações e os seus efeitos na ionosfera equatorial não foram estudadas em detalhe no presente trabalho.

Pela análise dos resultados presentes nas Figuras 6.30 e 6.31, não se pode afirmar que o modelo reproduz de modo satisfatório os resultados observacionais. A comparação entre as derivas modeladas e observadas, tal como realizada em Batista (1985), nos horários próximos ao pico pré-reversão, é mostrada nas Figuras 6.32 e 6.33. A Figura 6.32 mostra 6 gráficos, entre os dias 39 e 47, e cada um aparece com a deriva vertical calculada por meio de observações realizadas em Fortaleza (asteriscos) plotadas juntamente com as derivas modeladas considerando somente a maré (linha sólida preta), e também considerando a superposição entre a maré e a onda UFK (linha sólida vermelha; para o caso em que a onda UFK se propaga para maiores altitudes sem nenhuma atenuação). As linhas sólidas azuis representam a suavização das derivas observacionais obtida por média corrida de quatro pontos. As derivas plotadas referem-se ao intervalo de tempo compreendido entre 16 e 24 LT, uma vez que o principal interesse aqui é analisar a deriva durante horários de pré-reversão.

Em cada um dos quadros presentes na Figura 6.32 verifica-se que as derivas observacionais mostram-se bastante espalhadas, principalmente após as 19 LT. A deriva vertical calculada resultante da superposição da maré com a onda UFK mostra significativas variações dia-a-dia, ao contrário daquela calculada considerando somente o vento de maré, a qual apresenta o mesmo comportamento em todos os dias analisados. Em alguns dias os picos das derivas possuem valores mais elevados, em outros mais baixos, e em alguns dias, o pico da deriva pré-reversão simplesmente não existe

(dias 40 e 46, linha vermelha). Desta forma, de acordo com os resultados do modelo, uma onda UFK pode afetar o pico da deriva pré-reversão a ponto de aumentá-la, diminuí-la, ou fazer com que o pico pré-reversão não aconteça em um determinado dia nos horários esperados. Embora não se tenha conseguido reproduzir os resultados observados, ficou claro que a introdução de uma onda UFK no modelo causa uma variabilidade dia-a-dia significativa na deriva vertical, a qual não é observada quando apenas os ventos de maré são considerados.

A Figura 6.33 mostra também 9 quadros, cada um representando um dia entre os dias 181 e 189. Tal como a Figura 6.32, os asteriscos representam as derivas verticais calculadas a partir de observações, a linha preta sólida representa a deriva vertical calculada pelo modelo CODB considerando somente a componente de maré, e as linhas vermelhas são as derivas verticais calculadas pelo modelo considerando a atuação conjunta das componentes de maré e de ondas UFK. O comportamento verificado é semelhante àquele visto na Figura 6.32: as derivas verticais representadas pelas linhas vermelhas variam de modo significativo de um dia para outro; além disso, existem também os casos onde o pico pré-reversão não está presente entre as 16 e 24 LT (veja o dia 183, por exemplo). Figuras semelhantes às Figuras 6.32 e 6.33, para outros períodos estudados, podem ser encontradas no Apêndice C.

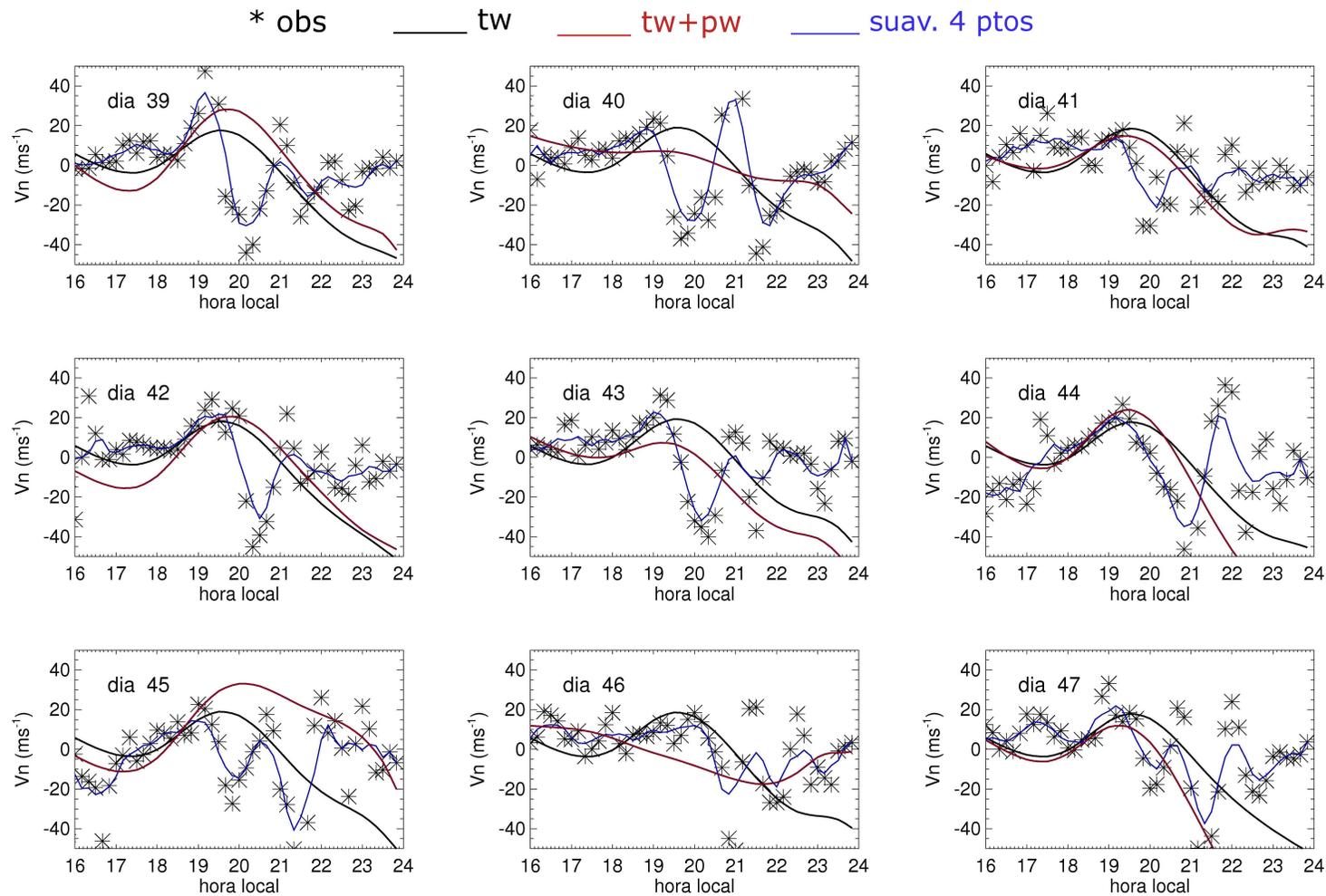


Figura 6.32 - Quadros referentes aos dias em que as derivas verticais foram calculadas (dia 39 a 47 de 2005). Os asteriscos representam as derivas calculadas a partir de dados da digissonda instalada em Fortaleza. As linhas sólidas pretas são referentes às derivas verticais calculadas pelo modelo CODB considerando somente os ventos de maré de Tarpley (1970). As linhas sólidas vermelhas representam as derivas verticais resultantes do modelo considerando a atuação da onda UFK em conjunto com a maré. Já as linhas sólidas azuis representam as curvas de suavização de quatro pontos.

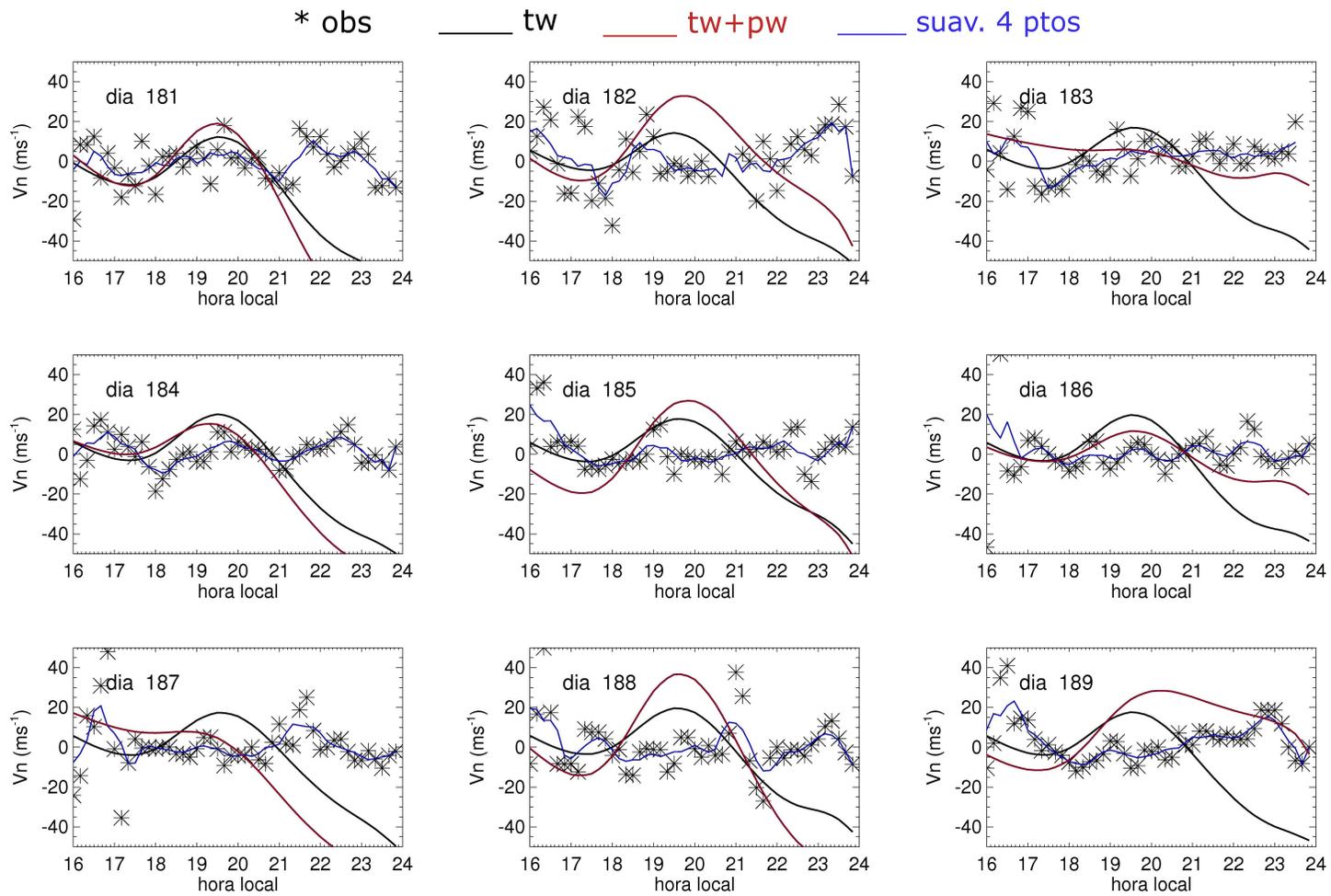


Figura 6.33 - O mesmo que a Figura 6.32, porém para os dias 181 a 189 de 2005.

Um dos principais motivos que pode explicar algumas diferenças entre as observações e o modelo deve-se aos parâmetros de entrada utilizados no modelo. Sabe-se que o modelo CODB (Batista (1985), Carrasco (2005)) tem como parâmetros de entrada as densidades no pico das camadas E e F (NmE e NmF2, respectivamente), a temperatura exosférica, e a altura do pico da camada F (hmF2). Também são entradas do modelo, outros parâmetros, tais como os ventos neutros de maré da região E e as densidades do oxigênio atômico. A densidade do oxigênio atômico foi calculada por meio do modelo NRLMSISE-00 (PICONE et al., 2002), que já leva em conta os efeitos magnéticos e de fluxo solar.

Os parâmetros ionosféricos de entrada foram os mesmos utilizados por Carrasco (2005), a partir de médias obtidas para 5 dias durante o mês de junho de 2001, para a localidade de Fortaleza. Não foi considerado, no presente trabalho, utilizar parâmetros de entrada referentes ao ano de 2005 justamente por este ser um ano de baixa atividade solar, e assim, o aumento da deriva pré-reversão do modelo não seria visualizado de maneira mais saliente (tal como mostra a Figura 3.2). Análises observacionais dos índices Kp e Ap para o ano de 2005 podem ser encontradas nos trabalhos de Takahashi et al. (2007) e Takahashi et al. (2009). No presente trabalho desejou-se somente trabalhar com a variação do vento neutro com a inclusão da componente de onda UFK, e todos os outros parâmetros seriam mantidos constantes.

Um outro ponto a ser salientado é que apenas um tipo de onda foi testado neste trabalho: a onda UFK. Nos espectros wavelet de potência dos ventos neutros e das temperaturas observadas, presentes na Seção 6.1, foi possível observar a presença de vários outros modos de onda. A propagação e interação desses modos com a onda UFK não foram testadas. Outras simulações não realizadas foram a interação destas ondas com a maré observada, interações não lineares onda-onda, e processos químicos e dinâmicos que poderiam amortecer a propagação vertical de ondas.

7 CONCLUSÃO

O principal objetivo do presente trabalho foi estudar por meio de observações e modelagem, o acoplamento entre a mesosfera e a ionosfera equatorial por meio da propagação vertical de ondas Kelvin ultrarrápidas. Foi testada também a hipótese investigada por [Takahashi et al. \(2007\)](#), que verificaram a presença de assinaturas quase simultâneas de ondas UFK em observações de ventos neutros mesosféricos e em parâmetros ionosféricos, observados na região equatorial brasileira.

Para isto, foi utilizado o modelo CODB ([BATISTA, 1985](#); [CARRASCO, 2005](#)), e séries temporais de ventos neutros observados pelos radares meteorológicos instalados em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O). Também foram utilizados parâmetros ionosféricos observados pela digissonda instalada em Fortaleza (3,9°S; 38,4°O), tais como a altura virtual mínima ($h'F$), e a frequência crítica da camada F (foF_2). Todas as observações foram realizadas durante o ano de 2005.

As assinaturas de onda presentes nas séries temporais dos parâmetros observados foram identificadas por meio de análise espectral wavelet. Diferentes oscilações de ondas foram visualizadas em cada um dos espectros de potência obtidos. Espectros de potência cruzado entre vento zonal observado em São João do Cariri e demais parâmetros observados foram obtidos para que a presença de oscilações simultâneas de ondas UFK fosse melhor visualizada. No presente trabalho, decidiu-se utilizar quatro intervalos de tempo em que a onda UFK foi vista de modo quase simultâneo em ambas as observações mesosféricas e ionosféricas: em torno dos dias 47, 65, 190 e 215, do ano de 2005.

Nesses quatro intervalos selecionados foram calculados parâmetros de onda tais como a velocidade de fase e o comprimento de onda vertical. O comprimento de onda vertical calculado para esses intervalos variou de ~ 43 a ~ 86 km. Os comprimentos

verticais de onda foram utilizados para calcular as componentes de ondas UFK para alturas em torno de 120 km (altura em torno da qual localiza-se a base da região E ionosférica). As reconstruções a 120 km de altura foram calculadas supondo três formas de propagação da onda UFK para a ionosfera: sem atenuação, com 50% de atenuação, e sem crescimento exponencial com a altitude. Os valores máximos dessas componentes variaram desde $\sim 8 \text{ ms}^{-1}$ (propagação sem crescimento exponencial com a altura), a $\sim 160 \text{ ms}^{-1}$ (sem atenuação).

As componentes de ondas UFK do vento neutro zonal calculadas a 120 km foram utilizadas em conjunto com as oscilações de maré (modelo de (TARPLEY, 1970)) como parâmetros de entrada do modelo CODB. Simulações realizadas com o modelo mostraram que, quando somente a oscilação de maré estava presente no modelo, a deriva vertical apresentou valores entre ~ -80 e $\sim 40 \text{ ms}^{-1}$. Para o caso da onda UFK que se propagou sem atenuação, as derivas verticais apresentaram valores entre ~ -240 e $\sim 150 \text{ ms}^{-1}$. Não foi observada nenhuma diferença entre os resultados das derivas verticais para uma propagação sem crescimento exponencial, em comparação com os resultados das derivas verticais obtidas somente quando a maré diurna era considerada no modelo.

Espectros de potência das derivas verticais do modelo CODB mostraram, em geral, uma boa concordância com os espectros de potência obtidos para os parâmetros $h'F$ e foF_2 observados em Fortaleza, principalmente quando a propagação da onda UFK da mesosfera para a ionosfera ocorreu sem atenuação. Verificou-se também que a onda UFK foi capaz de modular as assinaturas das marés diurnas presentes nos espectros de potência. Nenhuma diferença foi vista entre o espectro da deriva vertical quando considerada somente a maré comparada com o espectro de potência obtido para a deriva vertical calculada considerando a propagação sem crescimento exponencial da onda UFK. Para casos em que foi considerada a propagação da onda

com 50 % de atenuação, verificou-se que a assinatura de onda UFK só esteve presente no espectro quando a velocidade do vento neutro zonal (UFK + maré) era superior a 90 ms^{-1} . Dessa forma, deve ser ressaltada a importância do valor da amplitude da onda Kelvin em alturas referentes à base da região E, para que os efeitos das ondas UFK possam ser visualizados no espectro de potência das derivas verticais do modelo. Resultados das derivas verticais observadas e modeladas foram comparadas durante os horários de ocorrência do pico pré-reversão. Verificou-se que os resultados obtidos entre os dias 30 e 80 pelo modelo CODB mostraram boa concordância com as derivas verticais calculadas a partir de observações.

Em resumo, os resultados deste trabalho mostraram que uma onda UFK, verticalmente propagante, identificada a partir de observações realizadas na região MLT, foi capaz de modificar a estrutura da ionosfera equatorial. Fato comprovado por meio de observações e modelagem. Desta forma, este estudo permitiu validar trabalhos observacionais referentes ao acoplamento mesosfera-ionosfera equatorial por meio da propagação da onda UFK, tal como o trabalho de [Takahashi et al. \(2007\)](#). Além disso, testes com outros modos de onda também poderão ser realizados, de modo que um melhor conhecimento dos efeitos dessas ondas sobre a ionosfera equatorial possa ser alcançado.

Para trabalhos futuros, sugere-se a utilização de outras componentes de ondas equatoriais no modelo. Essas componentes podem ser utilizadas de modo isolado, em conjunto com o vento de maré (observado ou modelado), como neste trabalho, ou então por meio de interações entre vários modos, tais como combinações entre marés, ondas planetárias e ondas de gravidade, ou mesmo através de interações não-lineares entre os diversos modos de onda. Uma outra sugestão é a utilização de observações de vento neutro, se possível, entre as alturas situadas entre ~ 100 e 150 km , para que resultados mais confiáveis sejam obtidos. Assim, sob determinadas condições

ionosféricas, os efeitos provenientes da atmosfera neutra seriam melhor investigados.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABDU, M. A. Equatorial ionosphere-thermosphere system: Electrodynamics and Irregularities. **Advances in Space Research**, v. 35, p. 771–787, 2005. 35, 36
- ABDU, M. A.; RAMKUMAR, T. K.; BATISTA, I. S.; BRUM, C. G. M.; TAKAHASHI, H.; REINISCH, B. W.; SOBRAL, J. H. A. Planetary wave signature in the equatorial atmosphere-ionosphere system, and mesosphere E- and F-region coupling. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, p. 509–522, 2006. 43
- ALVES, E. O. **Identificação de ondas atmosféricas ultra-rápidas de Kelvin nos ventos meteóricos da alta mesosfera equatorial sobre São João do Cariri-PB (7,4° S; 36,5° O)**. Tese (Dissertação de Mestrado) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, Dezembro 2007. 42, 80
- ANDREWS, D. G.; HOLTON, J. R.; LEOVY, C. B. **Middle atmosphere dynamics**. San Diego: Academic Press, 1987. 1, 2, 15, 17
- BATISTA, I. S. **Dínamo da região F equatorial: assimetrias sazonais e longitudinais no setor americano**. INPE-3760-TDL/206. Tese (Tese de Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Abril 1985. 8, 37, 39, 65, 66, 68, 69, 95, 123, 127, 129
- BEER, T. **Atmospheric waves**. London: Adam Hilger, 1974. xv, 13, 14, 16
- BERGMAN, J. W.; SALBY, M. L. Equatorial wave activity derived from fluctuations in observed convection. **Journal of Atmospheric Science**, 1994. 2
- BITTENCOURT, J. A.; PILLAT, V. G.; FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y.; PIMENTA, A. A. Lion: A dynamic computer model for the low latitude ionosphere. **Ann. Geophys.**, v. 25, p. 2371–2392, 2008. 38

BREIT, G.; TUVE, M. A. A test of the existence of the conducting layer. **Phys. Rev.**, v. 28, p. 554–575, 1926. 57

BRETHERTON, F. P. Low frequency oscillations trapped near the equator. **Tellus**, v. 16, p. 181–185, 1964. 16, 17

BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; LIMA, L. M.; MEDEIROS, A. F. Equatorial planetary waves in the mesosphere observed by airglow periodic oscillations. **Advances in Space Research**, v. 35, p. 2031–2036, 2005. 41, 42

CANDIDO, C. M. N. **Estudos de irregularidades no plasma da camada ionosférica F equatorial e de baixas latitudes no setor longitudinal brasileiro**. INPE-15246-TDI/1333. Tese (Tese de Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Março 2008. 57

CARRASCO, A. J. **O pico de pré-inversão na deriva vertical de plasma e a camada E esporádica**. 154 p. (INPE-13054-TDI/1022). Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2005. 8, 38, 65, 66, 68, 95, 127, 129

CHANG, L. C.; PALO, S. E.; LIU, H. L.; FANG, T. F.; LIN, C. S. Response of the thermosphere and ionosphere to an ultra fast Kelvin wave. **Journal of Geophysical Research**, n. 115, 2010. xvii, 48, 50, 51

CHEN, P. R. Two-day oscillation of the equatorial ionization anomaly. **J. Geophys. Res.**, v. 979, p. 6343–6357, 1992. 6, 41

DALGARNO, A. Ambipolar diffusion in the F-region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 26, n. 9, 1964. 75

DALGARNO, A.; SMITH, F. J. The thermal conductivity and viscosity of atomic oxygen. **Planetary and Space Science**, v. 9, 1962. 76

DAUBECHIES, I. **Ten lectures on Wavelets**. [S.l.]: Society for Industrial and Applied Mathematics, 1992. 357 pp p. 60

DAUBECHIES, I.; MALLAT, S.; WILLSKY, A. Introduction to the special issue on wavelet transforms and multiresolution signal analysis. **IEEE Transactions on Information Theory**, v. 38, n. 2, p. 528–531, 1992. 62

DOMINGUES, M. O.; JR, O. M. M.; COSTA, A. M. On wavelets techniques in atmospheric sciences. **Advances in Space Research**, v. 35, p. 831–842, 2005. xviii, xxvii, 59, 60, 61, 62

FARGE, M. Wavelet transforms and their applications to turbulence. **Annu. Rev. Fluid Mech.**, v. 24, p. 395–457, 1992. 65

FEJER, B. G.; PAULA, E. R.; GONZALES, S. A.; WOODMAN, R. F. Average vertical and zonal plasma drifts over Jicamarca. **J. Geophys. Res.**, v. 96, p. 13901–13906, 1991. xvi, 38, 39

FILHO, J. F. A. **Estudo de frentes mesosféricas na região equatorial**. 313 p. (INPE-15179-TDI/1295). Tese (Tese (Doutorado em Geofísica Espacial)) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2007. 59

FORBES, J. M. Planetary waves in the thermosphere-ionosphere system. **J. Geomag. Geoelectr.**, v. 48, p. 91–98, 1996. xv, 5, 6, 7, 8, 41

_____. Wave coupling between the lower and upper atmosphere: case study of an ultra-fast Kelvin wave. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, p. 1603–1621, 2000. 3

FORBES, J. M.; HAGAN, M. E.; MIYAHARA, S.; VIAL, F.; MANSON, A. H.; MEEK, C. E.; PORTNYAGIN, Y. I. Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 100, p. 9149–9163, 1995. 5, 7

- FORBES, J. M.; LEVERONI, S. Quasi 16-day oscillation in the ionosphere. **Geophys. Res. Lett.**, v. 19, 1992. 41
- FORBES, J. M.; PALO, S. E.; ZHANG, X. Variability of the ionosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, p. 685–693, 2000. 4, 5
- FORBES, J. M.; ZHANG, X.; PALO, S. E.; RUSSEL, J.; MERTENS, C. J.; MLYNCZAK, M. Kelvin waves in stratosphere, mesosphere and lower thermosphere temperatures as observed by TIMED/SABER during 2002-2006. **Earth Planets Space**, n. 61, p. 447–453, 2009. xvii, 45, 46, 47
- FOUFOLA-GEORGIU, E.; KUMAR, P. **Wavelets in Geophysics**. [S.l.]: Academic Press, 1995. 373 pp p. 59
- FRASER, G. The 5-day wave and ionospheric absorption. **J. Atmos. Terr. Phys.**, n. 39, p. 121–124, 1977. 41
- GARCIA, R. R.; LIEBERMAN, R.; RUSSELL, J. M.; MLYNCZAK, M. G. Large-scale waves in the mesosphere and lower thermosphere observed by SABER. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 62, p. 4384–4399, 2005. 59
- GOMES, F. E. **Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico São João do Cariri-PB (7,4° S; 36,5° O)**. Tese (Dissertação de Mestrado) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, Janeiro 2009. 42, 80
- HAGAN, M. E.; FORBES, J. M.; VIAL, F. Numerical investigation of the propagation of the quasi-two-day wave into the lower thermosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 98, p. 23193–23205, 1993. 7

HALDOUPIS, C.; PANCHEVA, D.; MITCHELL, N. J. A study of tidal and planetary waves periodicities present in midlatitude sporadic E layers. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, 2004. 41

HEELIS, R. A.; KENDALL, P. C.; MOFFET, R. J.; WINDLE, D. W.; RISHBETH, H. Electrical coupling of the E and F regions and its effects on F region drifts and winds. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 5, n. 22, p. 743–756, 1974. 40, 65, 74

HIROTA, I. Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semi-annual oscillation of the zonal wind. **Journal of Atmospheric Sciences**, v. 35, p. 714–722, 1978. 2, 3

_____. Kelvin waves in the equatorial middle atmosphere observed by the Nimbus 5 SCR. **J. Atmos. Sci.**, v. 36, p. 217–222, 1979. 2

HOCKING, W. K.; FULLER, B.; VANDEPEER, B. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, n. 63, p. 155–169, 2001. xvii, 54, 55

HOCKING, W. K.; KELLEY, M. C.; ROGERS, R.; BROWN, W. O. J.; MOORCROFT, D.; MAURICE, J. P. Resolute Bay VHF radar: a multi-purpose tool for studies of tropospheric motions, middle atmosphere dynamics, meteor physics and ionospheric physics. **Radio Science**, n. 36, p. 1839–1857, 2001. 54

HOLTON, J. R. Waves in the equatorial stratosphere generated by tropospheric heat sources. **J. Atmos. Sci.**, v. 29, p. 368–375, 1972. 2

_____. **An Introduction to Dynamic Meteorology**. San Diego: Academic Press, 1992. xvi, xxvii, 2, 15, 17, 19, 27, 28, 32, 34

ITO, R.; KATO, S.; TSUDA, T. Consideration of an ionospheric wind dynamo driven by a planetary wave with a two-day period. **J. Atmos. Terr. Phys.**, v. 48, p. 1–13, 1986. 6

JACOBSON, M. Z. **Fundamentals of Atmospheric Modeling**. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. xxviii, 13, 143

KILADIS, G. N.; WHEELER, M. C.; HAERTEL, P. T.; STRAUB, K. H. Convectively coupled equatorial waves. **Rev. Geophys.**, v. 47, p. 1–42, 2009. RG2003. xv, 17, 24, 25, 27

LASTOVICKA, J. Forcing of the ionosphere by waves from below. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, p. 479–497, 2006. 6

LIMA, L. M. **Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes no hemisfério sul**. INPE-12346-TDI/995. Tese (Tese de Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, Fevereiro 2004. 53

LIMA, L. M.; ALVES, E. O.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; TAKAHASHI, H. 3-4 day Kelvin waves observed in the MLT region at 7.4° s, Brazil. **Geofísica Internacional**, v. 3, n. 47, p. 153–160, 2008. 42, 53, 80

LIMA, L. M.; SANTOS, K.; ALVES, E. O.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R. Estimativa da temperatura da mesopausa equatorial a partir de medidas por radar meteorológico. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 28, n. 1, p. 99–107, 2010. 90

MARUYAMA, T. Long-term behavior of Kelvin waves and mixed Rossby-gravity waves. **Journal of Meteorological Society of Japan**, v. 47, p. 245–254, 1969. 2

MATSUNO, T. Quasi-geostrophic motions in the equatorial area. **Journal of Meteorological Society of Japan**, v. 44, p. 25–42, 1966. [1](#), [17](#)

MCLANDRESS, C.; MCFARLANE, N. A. Interactions between orographic gravity wave drag at forced stationary planetary waves in the winter northern hemisphere middle atmosphere. **J. Atmos. Sci.**, v. 50, 1993. [8](#)

MLYNCZAK, M. G. Energetics of the mesosphere and lower thermosphere and the SABER experiment. **Adv. Space Res.**, v. 20, p. 1177–1183, 1997. [8](#), [59](#)

PANCHEVA, D.; LYSENKO, I. Quasi two-day fluctuations observed in the summer F region electron maximum. **Bulg. Geophys. J.**, v. 24, p. 41–51, 1988. [6](#), [41](#)

PANCHEVA, D.; MITCHELL, N.; CLARK, R. R.; DROBJEVA, J.; LASTOVICKA, J. Variability in the maximum height of the ionospheric F2 layer over Millstone Hill (September 1998-March 2000); influence from below and above. **Annales Geophysicae**, v. 20, p. 1807–1819, 2002. [1](#), [41](#)

PANCHEVA, D. V.; MUKHTAROV, P. J.; MITCHELL, N. J.; FRITTS, D. C.; RUGGIN, D. M.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; GURUBARAN, S.; RAMKUMAR, G. Planetary wave coupling (5-6-day waves) in the low-latitude atmosphere-ionosphere system. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 70, p. 101–122, 2008. [1](#), [2](#), [44](#)

PICONE, J.; HEDIN, A. E.; DROB, D. P.; AIKIN, A. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **J. Geophys. Res.**, v. 107, 2002. [75](#), [127](#)

RISHBETH, H. Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region. **Planetary and Space Science**, v. 19, 1971. [xvi](#), [37](#), [38](#), [40](#)

RISHBETH, H.; MENDILLO, M. Patterns of F2 layer variability. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, p. 1661–1680, 2001. 4

ROSENTHAL, S. L. A simplified linear theory of equatorial easterly waves. **J. Meteorol.**, v. 17, p. 484–488, 1960. 16, 17

_____. Some preliminary theoretical considerations of tropospheric wave motions in equatorial latitudes. **Mon. Weather Rev.**, v. 93, p. 605–612, 1965. 16, 17

RUSSEL, J. M.; MLYNCZAK, M. G.; GORDLEY, L. L.; TANSOCK, J.; ESPLIN, R. An overview of the SABER experiment and preliminary calibration results. **Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.**, n. 3756, p. 277–288, 1999. 8, 59

SALBY, M. L. Survey of planetary-scale traveling waves: The state of theory and observations. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v. 22, n. 2, p. 209–236, 1984. 2, 3, 8

SALBY, M. L.; GARCIA, R. R. Transient response to localized episodic heating in the tropics: I, Excitation and short-term nearfield behaviour. **Journal of Atmospheric Science**, 1987. 2

SHIMIZU, A.; TSUDA, T. Characteristics of Kelvin waves and gravity waves observed with radiosondes over Indonesia. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, p. 26,159–26,171, 1997. 2

TAKAHASHI, H.; ABDU, M. A.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; BATISTA, I. S.; PANCHEVA, D.; LIMA, L. M.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; SHIOKAWA, K.; GOBBI, D.; MLYNCZAK, M. G.; RUSSEL, J. M. Possible influence of ultra-fast Kelvin wave on the equatorial ionosphere evening uplifting. **Earth Planets Space**, v. 61, 2009. 9, 40, 44, 56, 80, 91, 122, 127

TAKAHASHI, H.; LIMA, L. M.; WRASSE, C. M.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; GOBBI, D.; BURITI, R. A.; BATISTA, P. P. Evidence on 2-4 day oscillations of the equatorial ionosphere h'F and mesospheric airglow emissions. **Geophysical Research Letters**, v. 32, 2005. L12102. 42

TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; PANCHEVA, D.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; LIMA, L. M.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; SCHUCH, N. J.; SHIOKAWA, K.; GOBBI, D.; MLYNCZAK, M. G.; RUSSEL, J. M. Signatures of ultra fast Kelvin waves in the equatorial middle atmosphere and ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 34, 2007. L11108,doi:10.1029/2007GL029612. xvi, 2, 9, 41, 43, 45, 56, 79, 80, 90, 91, 122, 127, 129, 131

TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; PANCHEVA, D.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; LIMA, L. M.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R. Signatures of 3-6 day planetary waves in the equatorial mesosphere and ionosphere. **Annales Geophysicae**, v. 24, p. 3343–3350, 2006. 53, 56

TARPLEY, J. D. The ionospheric wind dynamo-II-Solar tides. **Planetary and Space Science**, v. 18, n. 7, p. 1091–1103, 1970. xx, xxii, 76, 106, 107, 125, 130

TOKUMOTO, A. S. **Variabilidade de maré diurna na região de 80-100 km de altitude sobre Cachoeira Paulista (22,7 S; 45 O).**

INPE-14805-TDI/1248. Tese (Tese de Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, fevereiro 2007. xvii, 54, 56

TORRENCE, C.; COMPO, G. P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of American Meteorological Society**, v. 79, p. 61–78, 1998. xxvii, 9, 44, 56, 59, 60, 63, 64, 65, 80

UNIVERSITY OF MASSACHUSETTS LOWELL - CENTER FOR
ATMOSPHERIC RESEARCH. **The digisonde portable sounder - DPS. An
HF radar system for ionospheric research and monitoring.** Lowell,
Massachusetts, ago. 2007. 442 p. Disponível em:
<<http://ulcar.uml.edu/index.html>>. 58

VOLLAND, H. **Atmospheric tidal and planetary waves.** The Netherlands:
Kluwer Academic Publishers, 1988. 3, 17

WALLACE, J. M.; KOUSKY, V. E. Observational evidence of Kelvin waves in the
tropical stratosphere. **J. Atmos. Sci.**, v. 25, p. 900–907, 1968. 1, 2, 3

YANAI, M.; MARUYAMA, T. Stratospheric wave disturbances over the equatorial
pacific. **J. Meteorol. Soc. Jpn.**, v. 44, p. 291–294, 1966. 1

YOSHIDA, K. A theory of the Cromwell Current (the equatorial undercurrent)
and of the equatorial upwelling- an interpretation in a similarity to a costal
circulation. **J. Oceanogr. Soc. Jpn.**, v. 15, p. 159–170, 1959. 16, 17

APÊNDICE A - PRINCIPAIS CARACTERÍSTICAS DA ONDA (JACOBSON, 2005)

As principais características de uma onda são o seu comprimento de onda, número de onda, frequência de oscilação, velocidade de fase e amplitude.

O **comprimento de onda** é a distância entre duas cristas ou vales numa onda. No plano cartesiano, comprimentos de onda nas direções x, y e z são denotadas por λ_x , λ_y e λ_z , respectivamente.

O **número de onda** de uma onda é definido como 2π dividido pelo comprimento de onda, ou o número de comprimentos de onda em um círculo de raio unitário. Em três dimensões, o **vetor número de onda** é:

$$\mathbf{K} = k \mathbf{i} + l \mathbf{j} + m \mathbf{k}, \quad (\text{A.1})$$

onde os números de onda nas direções x, y e z estão relacionados ao comprimento de onda por:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda_x}, \quad l = \frac{2\pi}{\lambda_y}, \quad m = \frac{2\pi}{\lambda_z}. \quad (\text{A.2})$$

A magnitude do vetor número de onda é:

$$|\mathbf{K}| = \sqrt{k^2 + l^2 + m^2}. \quad (\text{A.3})$$

A **frequência de oscilação** ν (ou frequência angular) de uma onda é o número de comprimentos de onda que passam através de um dado ponto em um círculo de raio

unitário por unidade de tempo.

A **velocidade de fase** c (ou velocidade da onda) de uma onda é a velocidade em que uma superfície de fase constante se propaga. Em outras palavras, é a velocidade em que todas as componentes de uma onda se propagam ao longo de uma direção de propagação.

A frequência de oscilação está relacionada à velocidade de fase e ao número de onda pela **relação de dispersão**:

$$\nu = c \sqrt{k^2 + l^2 + m^2} = c |\mathbf{K}|. \quad (\text{A.4})$$

A **amplitude** A de uma onda é a magnitude do seu deslocamento máximo. No caso de ondas transversais, o deslocamento D , é a altura da forma da onda normal à direção de propagação e varia entre $\pm A$. A equação para a propagação de uma onda transversal pode ser escrita da seguinte forma:

$$D(x, t) = A \sin(kx - \nu t), \quad (\text{A.5})$$

onde o deslocamento é uma função da distância x ao longo da direção de propagação e tempo t . O argumento da Equação A.5 está em radianos. A Figura A.1 mostra as características de uma onda gerada a partir da Equação A.5.

Quando ondas individuais se propagam como um grupo, a **velocidade de grupo** é a velocidade do envelope do grupo. O vetor velocidade de grupo em três dimensões é dado por:

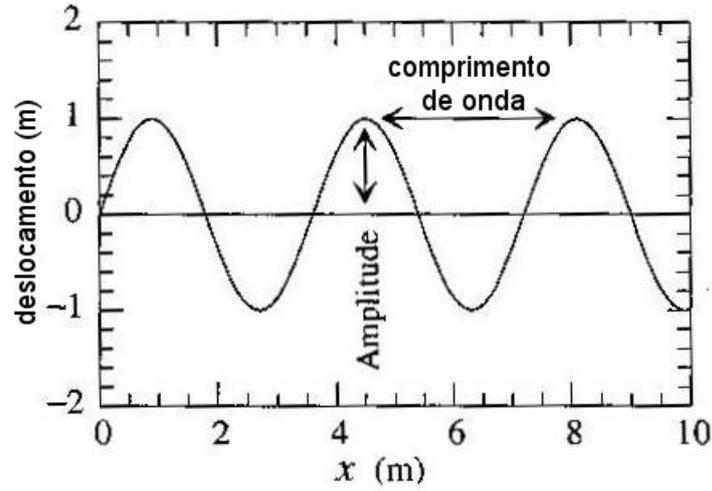


Figura A.1 - Características de uma onda gerada a partir da Equação A.5. Em $t=0$, tem-se: $A = 1$ m, $k = 1,745$ m^{-1} , e $\lambda = 3,601$.

$$\mathbf{c}_g = c_{g,x} \mathbf{i} + c_{g,y} \mathbf{j} + c_{g,z} \mathbf{k}, \quad (\text{A.6})$$

onde:

$$c_{g,x} = \frac{\partial \nu}{\partial k}, \quad c_{g,y} = \frac{\partial \nu}{\partial l}, \quad c_{g,z} = \frac{\partial \nu}{\partial m}, \quad (\text{A.7})$$

são as velocidades de grupo escalares. Substituindo a Equação A.4 na Equação A.7, tem-se:

$$c_{g,x} = c \frac{k}{|\mathbf{K}|} + |\mathbf{K}| \frac{\partial c}{\partial k}, \quad (\text{A.8})$$

$$c_{g,y} = c \frac{l}{|\mathbf{K}|} + |\mathbf{K}| \frac{\partial c}{\partial l}, \quad (\text{A.9})$$

$$c_{g,z} = c \frac{m}{|\mathbf{K}|} + |\mathbf{K}| \frac{\partial c}{\partial m}. \quad (\text{A.10})$$

A magnitude da velocidade de grupo é dada por:

$$|\mathbf{c}_g| = \sqrt{c_{g,x}^2 + c_{g,y}^2 + c_{g,z}^2}. \quad (\text{A.11})$$

Se a onda se propaga com uma velocidade de grupo igual à velocidade de cada onda dentro do grupo, a forma do grupo não se deforma com o tempo, e o meio em que o grupo se propaga é chamado de meio não-dispersivo. Por exemplo, o espaço livre é um meio não-dispersivo para ondas eletromagnéticas, e o ar é um meio não-dispersivo para ondas sonoras. Se o ar fosse um meio dispersivo para ondas sonoras, então sons de alta e baixa frequência de um piano atingiriam o ouvido de uma pessoa em tempos diferentes, e o som resultante não seria harmonioso.

Para que um meio seja não-dispersivo, a velocidade de fase de cada onda em um grupo deve ser independente do número de onda (ou do comprimento de onda), em outras palavras:

$$\frac{\partial c}{\partial k} = \frac{\partial c}{\partial l} = \frac{\partial c}{\partial m} = 0. \quad (\text{A.12})$$

Substituindo esses termos nas Equações A.8, A.9 e A.10, tem-se:

$$c_{g,x} = c \frac{k}{|\mathbf{K}|}, \quad c_{g,y} = c \frac{l}{|\mathbf{K}|}, \quad c_{g,z} = c \frac{m}{|\mathbf{K}|}. \quad (\text{A.13})$$

Substituindo a Equação A.13 na Equação A.11, tem-se $|\mathbf{c}_g| = c$. Assim, em um

meio não-dispersivo, a velocidade de grupo é igual a velocidade de fase de cada onda individual. No caso de ondas sonoras provenientes de uma fonte estacionária, a velocidade de fase é a velocidade do som.

Se as ondas que se propagam como um grupo têm velocidade de grupo que difere da velocidade de fase de cada onda no grupo, a forma do grupo deformará com o tempo, e o meio em que o grupo se propaga é chamado de meio dispersivo. Ondas em um meio dispersivo têm origem quando a velocidade de fase é uma função do número de onda. As ondas na água são exemplos de ondas dispersivas.

APÊNDICE B - ESPECTROS DE POTÊNCIA WAVELET CONSIDERANDO SOMENTE PULSOS DE ONDAS KELVIN ULTRARÁPIDAS

Este apêndice destina-se somente a mostrar ao leitor alguns testes adicionais realizados com o modelo CODB. Os espectros mostrados na Seção 6.3 foram obtidos por meio da utilização de séries temporais de reconstruções de onda UFK a 120 km de altitude, como parâmetro de entrada do modelo (veja as reconstruções obtidas para o vento neutro zonal nas Figuras 6.18 e 6.19). Os espectros de potência wavelet a seguir resultam quando consideramos somente pulsos de ondas UFK, ou seja, considera-se inicialmente a deriva vertical resultante somente da interação dos ventos de marés com o campo magnético, no entanto, em algum instante, inclui-se o vento de onda UFK, e após \sim dois ciclos, a onda UFK é “desligada”, para que o vento tenha somente componentes de marés. Decidiu-se fazer esta simulação para verificar os efeitos imediatos e os efeitos tardios decorrentes da inclusão de ondas UFK no modelo.

Nos espectros de potência das Figuras B.1 e B.2, considerou-se a atuação de dois pulsos para dois intervalos de tempo distintos num total de 50 dias (os intervalos de tempo aqui considerados são os mesmos que foram utilizados na Seção 6.3). Em ambos os casos, considerou-se que a componente zonal do vento neutro utilizada no modelo é a soma das componentes zonais de maré e da onda UFK, tal como realizado na Seção 6.3. O espectro de potência da Figura B.1(a) mostra as assinaturas presentes na deriva vertical considerando apenas os dois pulsos de onda UFK, presente entre os dias 43 e 51 (12 e 20 de fevereiro, sinal bem fraco), e entre os dias 59 e 68 (28 de fevereiro e 10 de março). Esses pulsos foram obtidos considerando que a onda se propagou da região MLT para ionosfera sem nenhum tipo de atenuação. O

contorno mescla um pouco do que foi visto nas Figuras 6.20(a) e 6.21(a): oscilações contínuas de marés, e modulação destas com a presença de onda UFK. Oscilações de onda UFK centradas em torno dos dias 48 e 62 são semelhantes àquelas visualizadas no espectro de potência da Figura 6.21(a). Na Figura B.1(b) observa-se que o efeito da onda UFK é imediato nas derivas verticais, e mesmo após a “paralisação” da onda UFK (como mostra a Figura B.1(c)), os efeitos nas derivas verticais ainda permanecem por aproximadamente 3 dias.

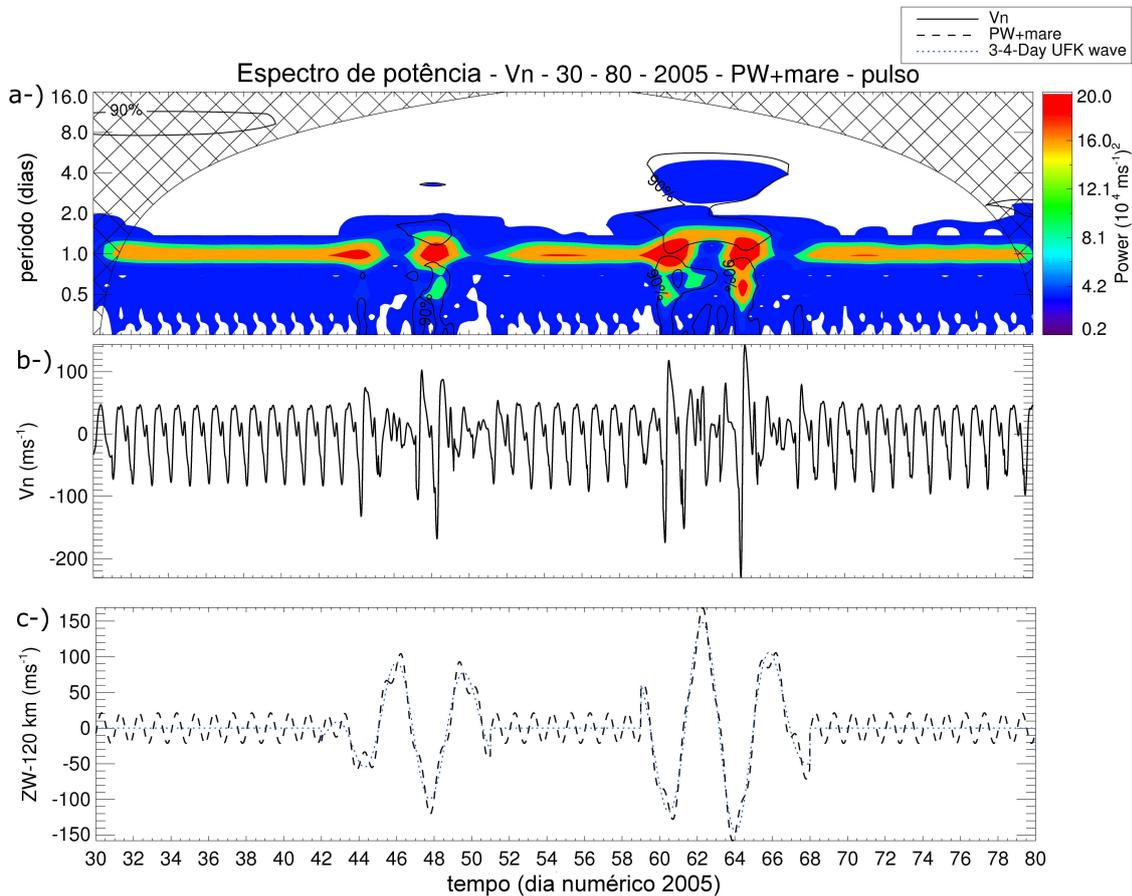


Figura B.1 - a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando a atuação de dois pulsos de ondas UFK, entre os dias 43 e 51, e entre os dias 59 e 68. b-) Derivas verticais; c-) ventos neutros zonais (UFK + maré - linha tracejada), e a componente zonal da onda UFK utilizada (linha pontilhada azul).

Os resultados mostrados na Figura B.2 são semelhantes àqueles mostrados na Figura B.1. Os dois pulsos de onda UFK estiveram presentes entre os dias 187 e 196 (6 e 15 de julho, sinal bem fraco), e entre os dias 213 e 221 (1 e 9 de agosto). No contorno da Figura B.2(a) é possível ver oscilações contínuas e modulações de marés, estas últimas estão presentes principalmente quando a deriva vertical é resultado da interação do pulso de onda UFK com a maré já existente no modelo. Em comparação com o espectro da 6.25(a), verifica-se que as oscilações de ondas UKF nas derivas estão melhor evidenciadas na Figura B.2(a). O espectro de potência da Figura 6.25(a) mostra oscilações de ondas UFK em forma de traços contínuos, principalmente entre os dias 190 e 200. Já o espectro da Figura B.2(a) mostra oscilações de ondas UFK centralizadas em torno dos dias 189 e 217, devidas à atuação dos dois pulsos, respectivamente. A Figura B.2(b) mostra as derivas verticais calculadas, enquanto a Figura B.2(c) mostra os ventos neutros zonais utilizados. Nota-se que os efeitos de ondas UFK na deriva vertical são praticamente imediatos após a sua inclusão, e que os efeitos podem continuar por até 3 dias, como visto também na Figura B.1(b).

Enfim, os resultados dos testes apresentados neste apêndice mostram que a presença de ondas Kelvin ultrarrápidas na ionosfera causa efeitos imediatos na deriva vertical calculada pelo modelo. Além disso, esses efeitos prevalecem nos resultados por aproximadamente 3 dias após a cessação da perturbação. Dessa forma, é possível afirmar que as derivas calculadas na Seção 6.3 resultam não somente de efeitos imediatos pela presença de uma onda UFK, mas também englobam efeitos tardios dessa onda. O teste realizado neste apêndice foi útil para mostrar ao leitor este tipo de comportamento.

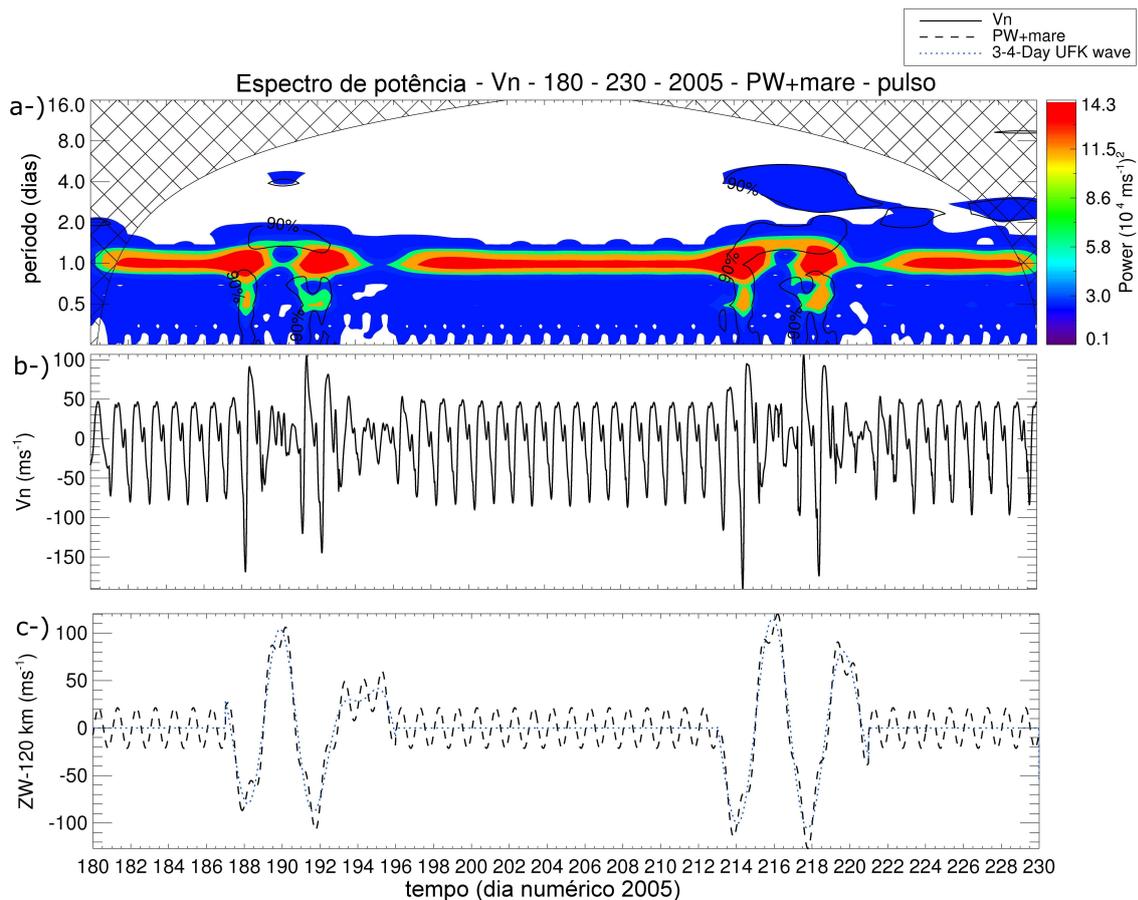


Figura B.2 - a-) Espectro de potência da deriva vertical ionosférica obtida através do modelo CODB considerando a atuação de dois pulsos de ondas UFK, entre os dias 187 e 196, e entre os dias 213 e 221. b-) Derivas verticais; c-) ventos neutros zonais (UFK + maré - linha tracejada), e com a componente zonal da onda UFK utilizada (linha pontilhada azul).

APÊNDICE C - COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS DO MODELO E OBSERVAÇÕES

Este apêndice é destinado a mostrar ao leitor as comparações dia-a-dia realizadas entre as derivas verticais calculadas por meio de observações e pelo modelo CODB. Da Figura C.1 à Figura C.5, tem-se gráficos dia-a-dia da deriva vertical entre 16 e 24 horas locais, calculados desde o dia 39 ao dia 79 de 2005. E da Figura C.6 à Figura C.10, tem-se esses mesmos gráficos, do dia 181 ao dia 225 de 2005. Em cada uma das figuras presentes neste apêndice, é possível verificar quais foram as diferenças encontradas entre as derivas observadas e modeladas, principalmente durante o horário de ocorrência do pico pré-reversão. Em geral, os resultados do modelo possuem uma boa concordância com as observações, principalmente entre as 18 e 21 horas locais. Estudos mais detalhados relacionados a outros forçantes atmosféricos, bem como os magnetosféricos, devem ser realizados em trabalhos futuros para que melhores resultados relacionados à variabilidade dia-a-dia da deriva vertical sejam obtidos.

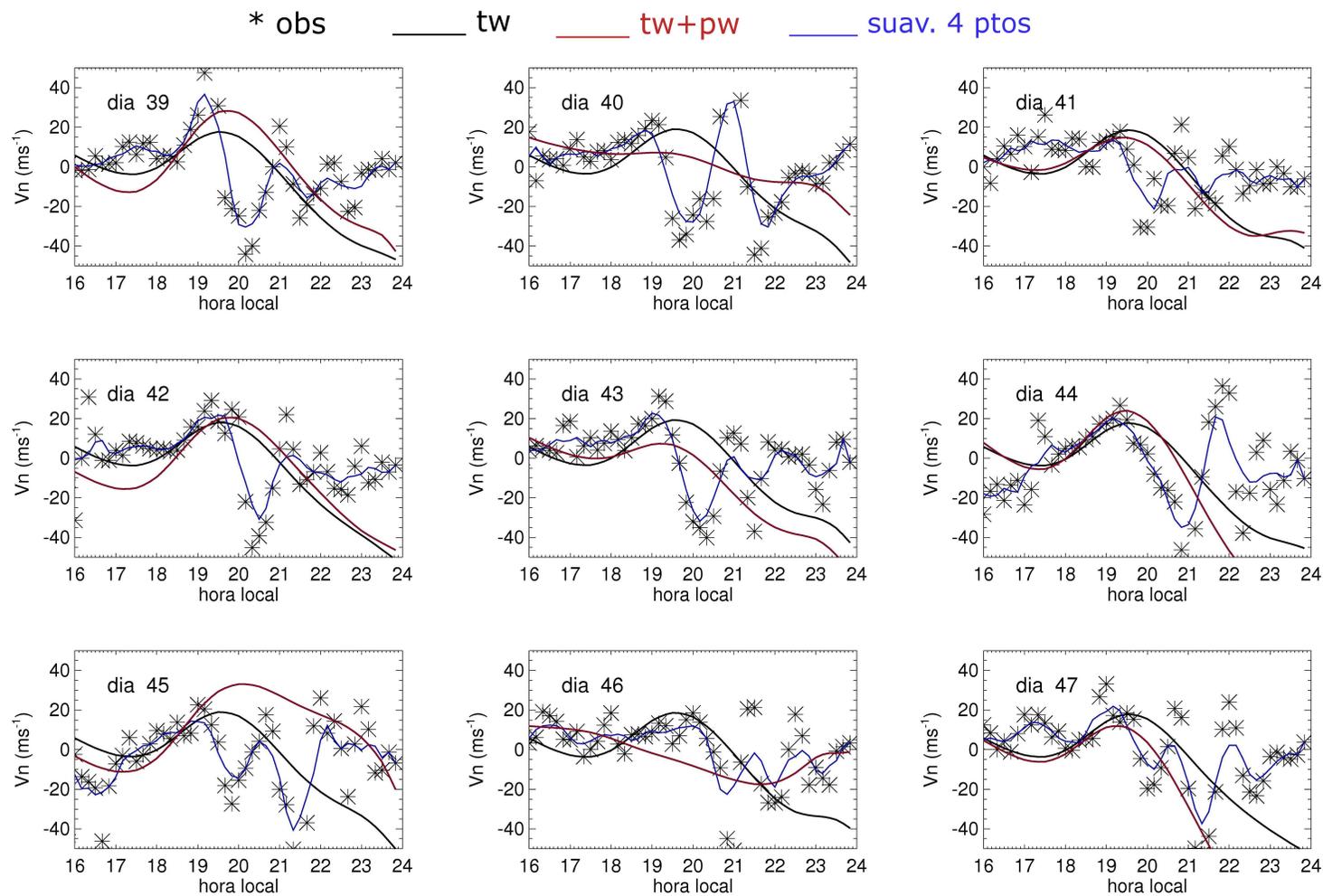


Figura C.1 - Derivas verticais calculadas a partir de observações (asteriscos), e pelo modelo CODB: linha sólida preta: ventos neutros de maré; linha sólida vermelha: componentes dos ventos neutros de maré + onda UFK. Linha sólida azul: suavização de quatro pontos das derivas observadas. Os valores foram plotados entre as 16 e 24 LT, e correspondem à localidade do Fortaleza. Para os dias 8 a 16 de fevereiro (dias 39-47).

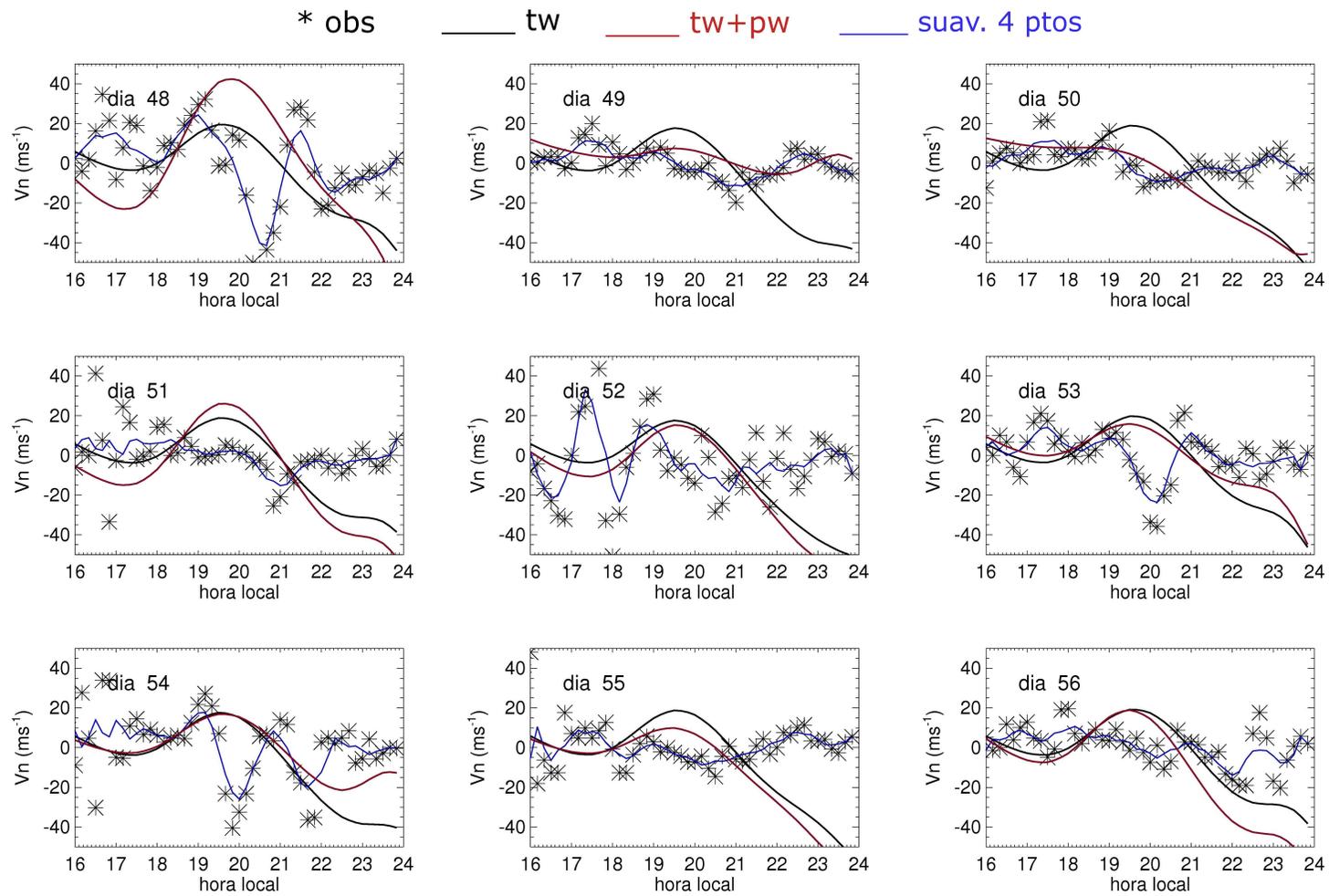


Figura C.2 - O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 17 a 25 de fevereiro (dias 48 a 56).

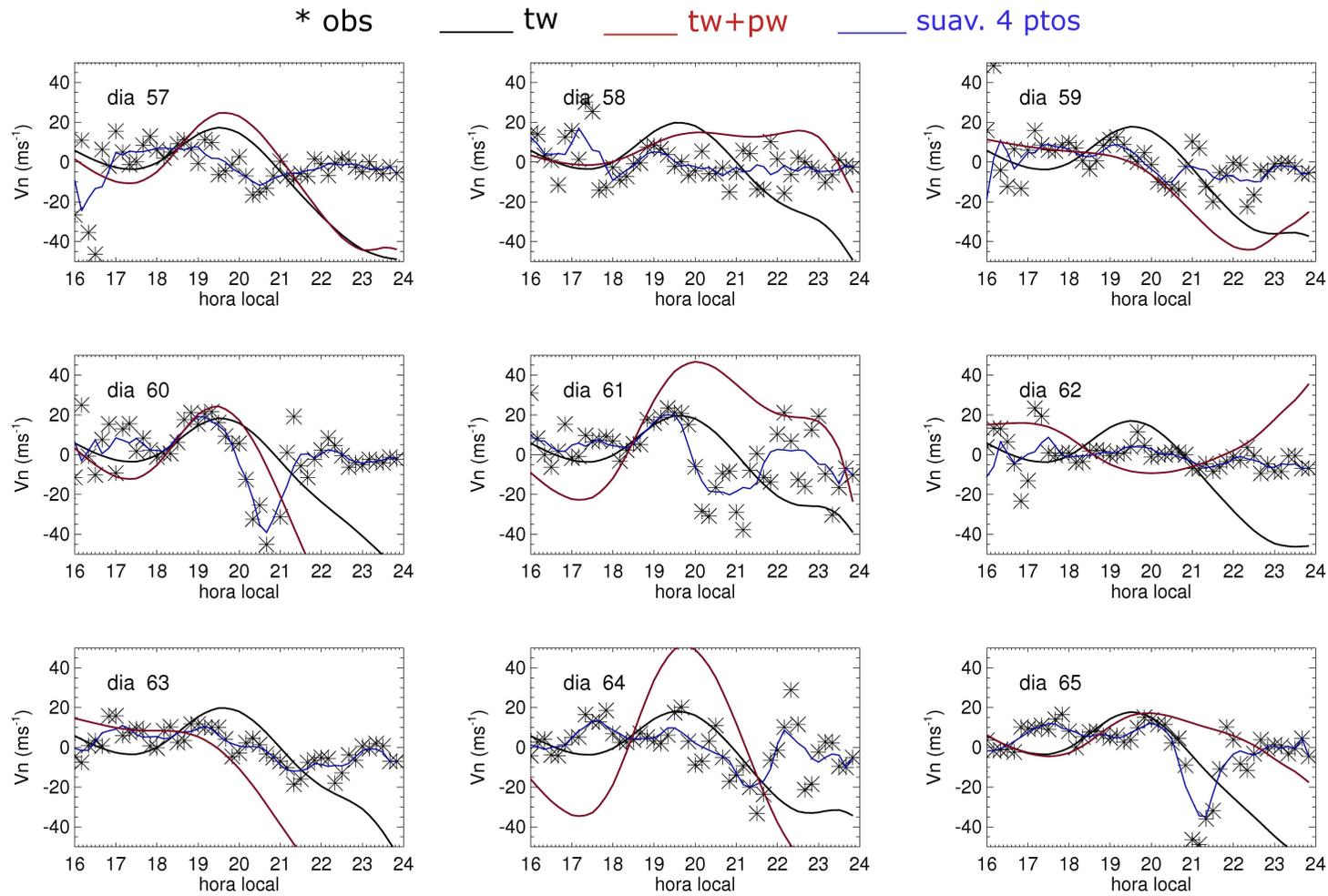


Figura C.3 - O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 26 de fevereiro a 6 de março (dias 57 a 65).

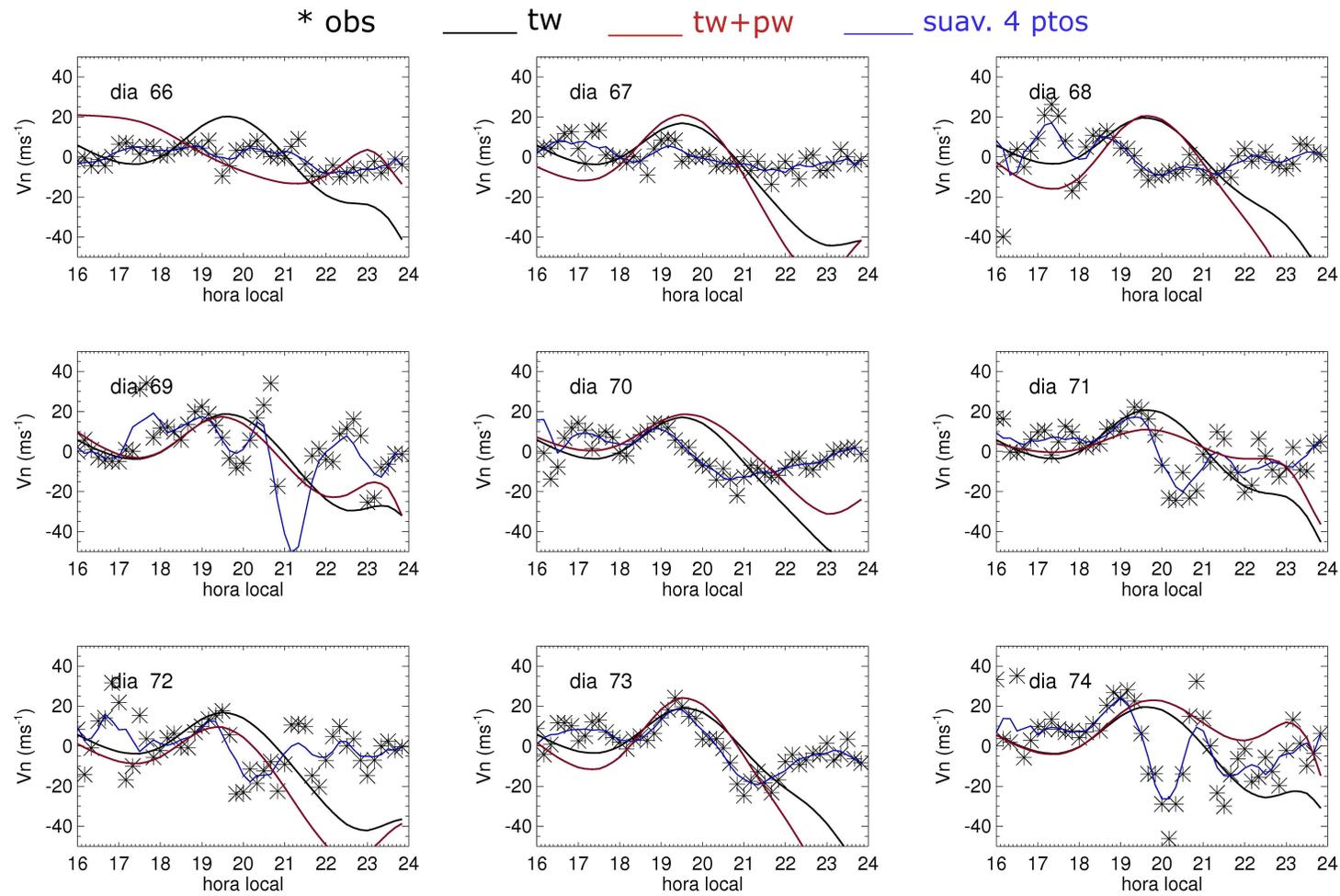


Figura C.4 - O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 7 a 15 de março (dias 66 a 74).

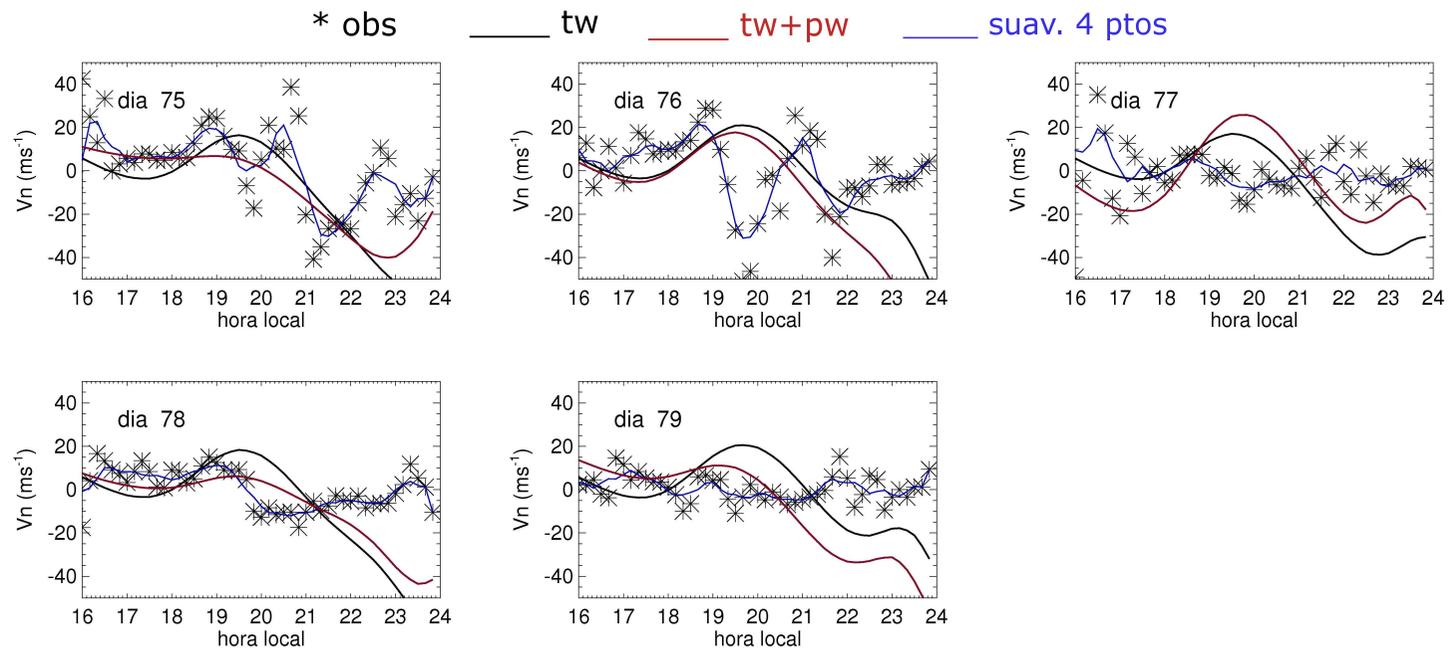


Figura C.5 - O mesmo da Fig.C.1. Para os dias 16 a 20 de março (dias 75 a 79).

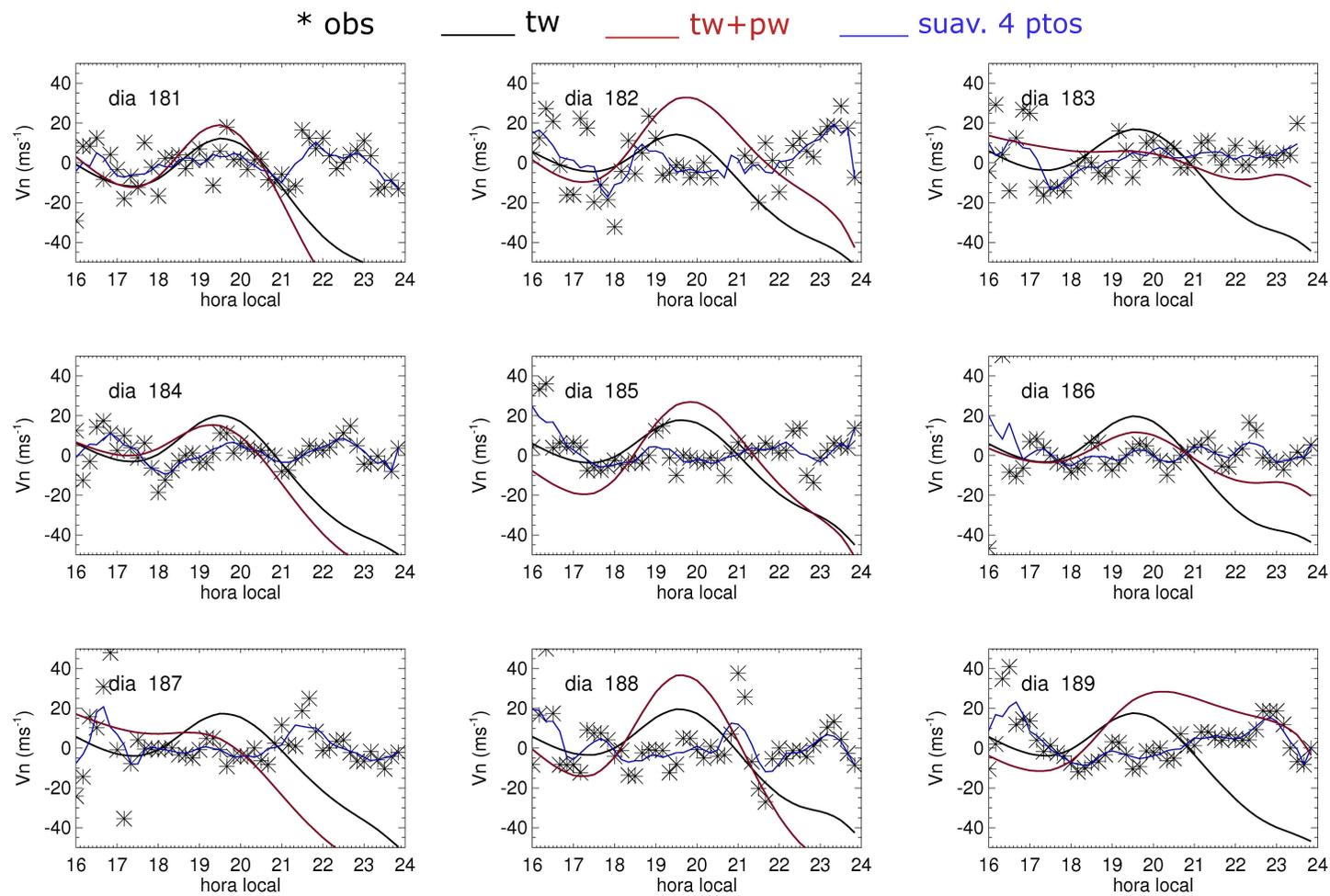


Figura C.6 - Derivas verticais calculadas a partir de observações (asteriscos), e pelo modelo CODB: linha sólida preta: ventos neutros de maré; linha sólida vermelha: componentes dos ventos neutros de maré + onda UFK. Linha sólida azul: suavização de quatro pontos da deriva vertical observada. Os valores foram plotados entre as 16 e 24 LT, e correspondem à localidade do Fortaleza. Para os dias 30 de junho a 8 de julho (dias 181-189).

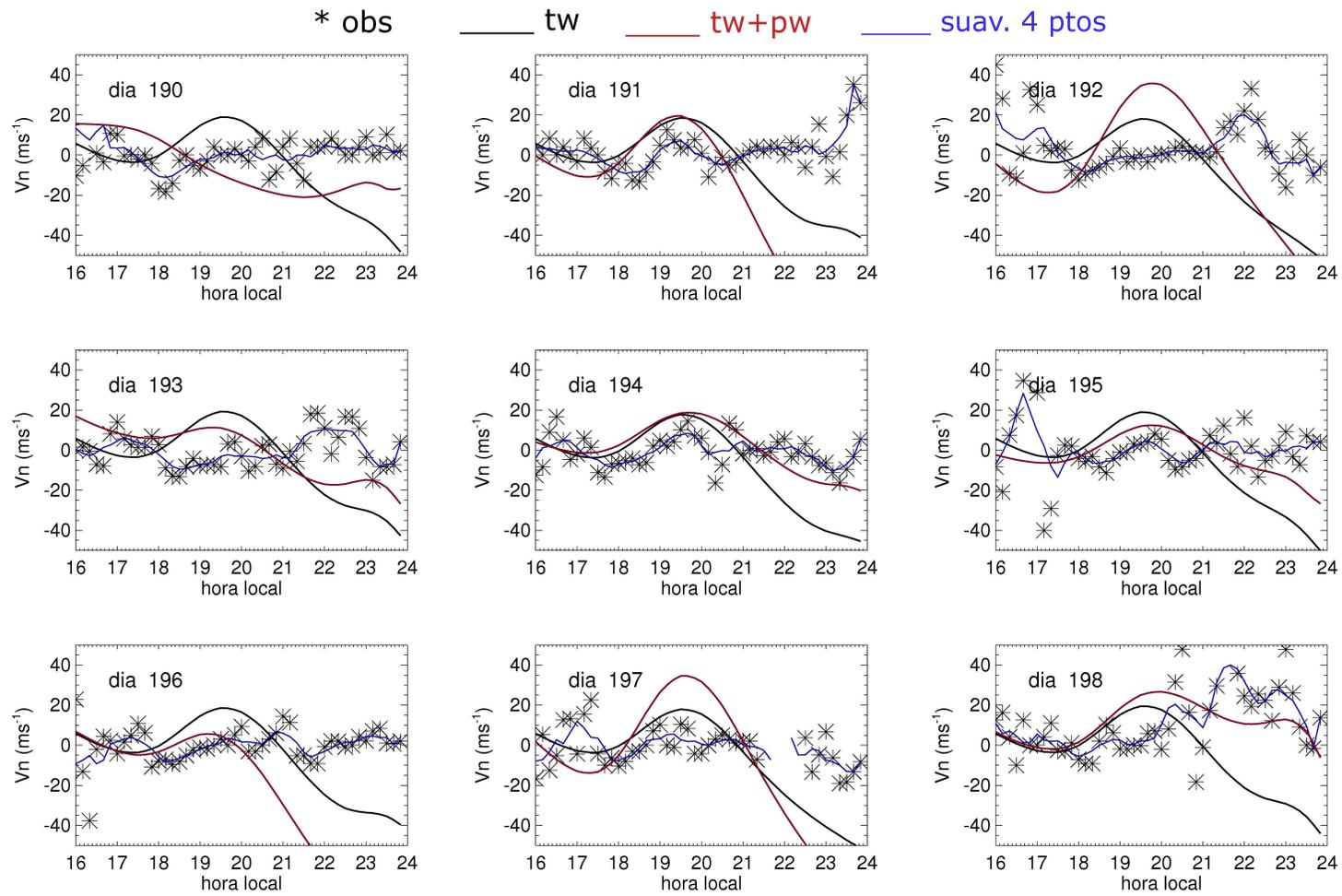


Figura C.7 - O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 9 a 17 de julho (dias 190 a 198).

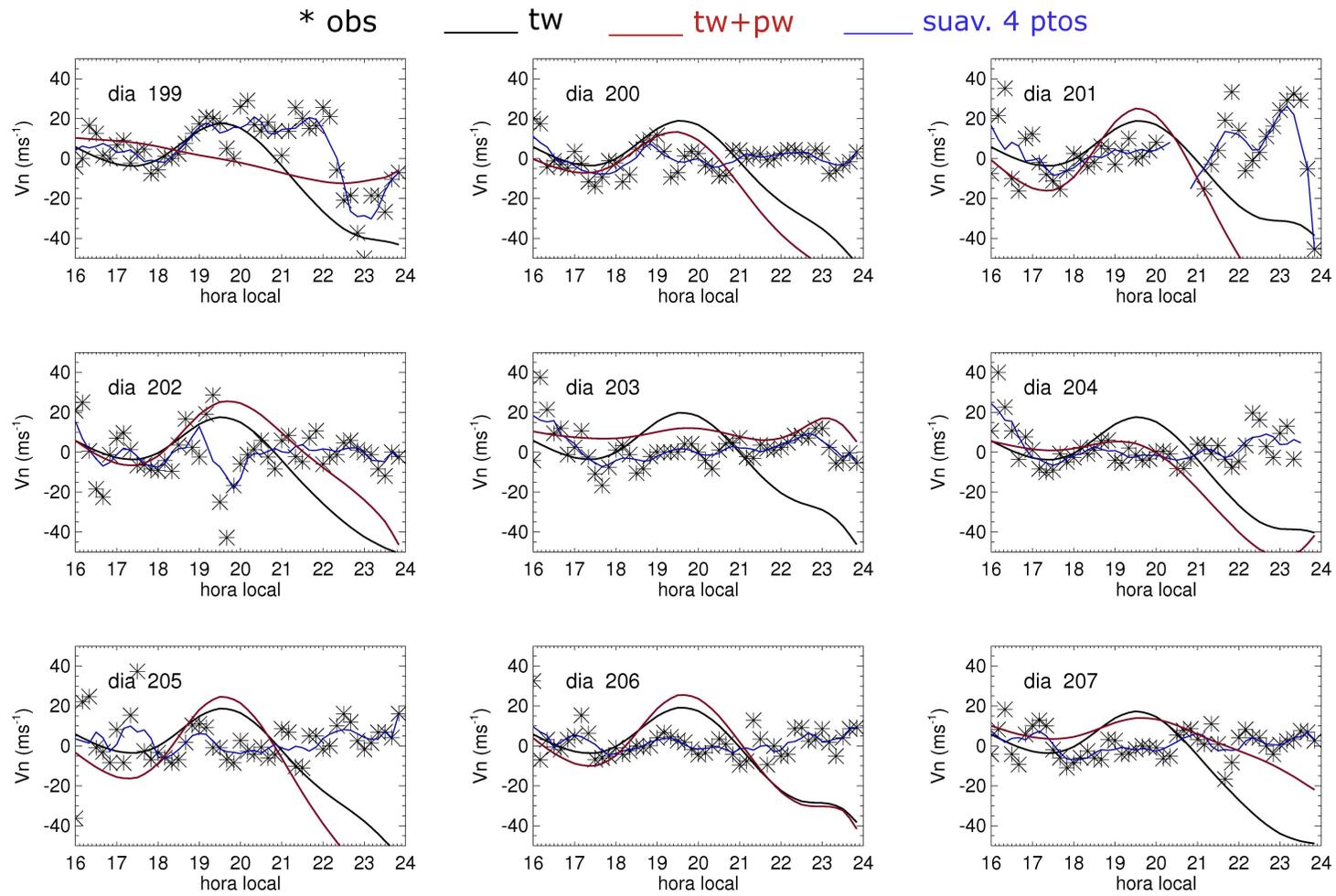


Figura C.8 - O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 18 a 26 de julho (dias 199 a 207).

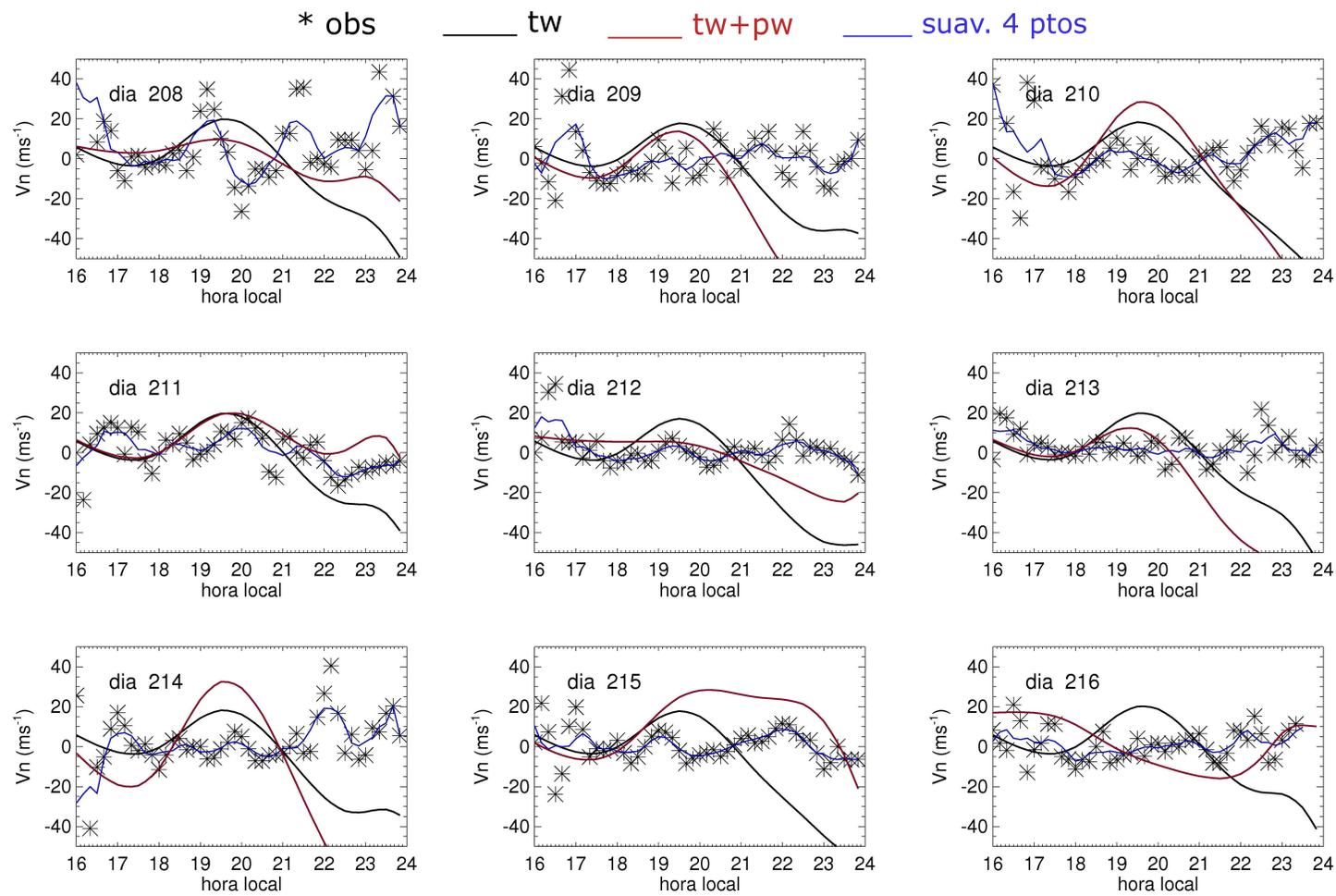


Figura C.9 - O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 27 de julho a 4 de agosto (dias 208 a 216).

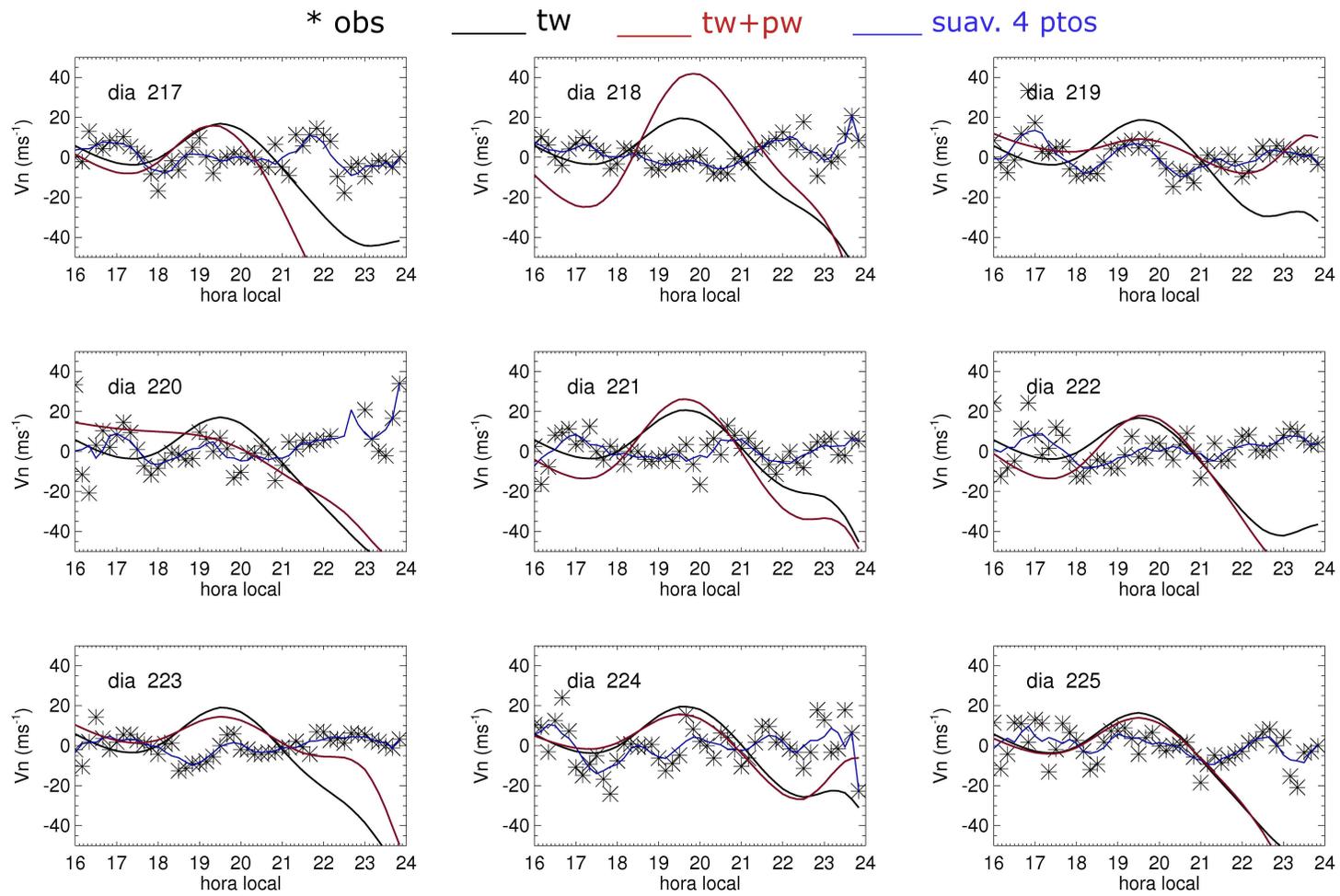


Figura C.10 - O mesmo da Fig.C.6. Para os dias 5 a 13 de agosto (dias 217 a 225).

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.