



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.07.16.25-TDI

## **ESTUDO DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS DE GRAVIDADE NA TERMOSFERA-IONOSFERA**

Igo Paulino

Tese de doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse, aprovada em 29 de fevereiro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BB4LPS>>

INPE  
São José dos Campos  
2012

## **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:**

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

### **Membros:**

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

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

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

### **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:**

Ivone Martins - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.07.16.25-TDI

## **ESTUDO DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS DE GRAVIDADE NA TERMOSFERA-IONOSFERA**

Igo Paulino

Tese de doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse, aprovada em 29 de fevereiro de 2012.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BB4LPS>>

INPE  
São José dos Campos  
2012

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Paulino, Igo.  
P285e      Estudo da propagação de ondas de gravidade na termosfera-  
ionosfera / Igo Paulino. – São José dos Campos : INPE, 2012.  
xl + 234 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.07.16.25-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas)  
– Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos,  
2012.  
Orientadores : Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse.

1. aeroluminescência. 2. onda de gravidade. 3. traçador de  
raios. 4. bolha de plasma. 5. inferrômetro Fabry-Perot. 6. radar  
meteórico. 7. fotômetro. 8. SABER. I.Título.

CDU 2768

---

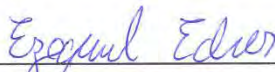
Copyright © 2012 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção 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 © 2012 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. Ezequiel Echer



Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dra. Inez Staciarini Batista



Vice-Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Hisao Takahashi



Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Cristiano Max Wrasse



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

Dr. Barclay Robert Clemesha



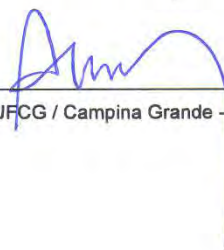
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

Dra. Sharon L. Vadas



Convidado(a) / CoRA / Estados Unidos - USA

Dr. Amauri Fragoso de Medeiros



Convidado(a) / UFCG / Campina Grande - PB

Este trabalho foi aprovado por:

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): Igo Paulino da Silva

São José dos Campos, 29 de fevereiro de 2012



*“A ignorância gera mais frequentemente confiança do que o conhecimento: são os que sabem pouco, e não aqueles que sabem muito, que afirmam de uma forma tão categórica que este ou aquele problema nunca será resolvido pela ciência.”*

CHARLES DARWIN  
em “A descendência do Homem”, 1871



*A Ana Roberta*



## AGRADECIMENTOS

Agradeço à sociedade Brasileira pela idealização e manutenção do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), no qual foi desenvolvido esse trabalho.

Agradeço à sociedade Paulista que financiou a realização dessa tese durante 44 meses e à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) que reservou e gerenciou a utilização desses recursos (processo número: 2008/01769-8).

Agradeço à Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) que concedeu uma bolsa complementar nos 4 primeiros meses do meu curso de doutoramento. Agradeço ao Conselho de Pós-Graduação do curso de Geofísica Espacial do INPE pela disponibilização de recursos que complementaram a realização desse trabalho.

Agradeço ao **Dr. Hisao Takahashi** e ao **Dr. Cristiano Max Wrasse** pela eficiente orientação e aos docentes do curso de Geofísica Espacial do INPE pelos ensinamentos.

Agradeço pela cooperação científica do grupo de pesquisa AEROLUME da Universidade Federal de Campina Grande (UFCG) que é responsável gerenciamento dos equipamentos ópticos e de rádio, instalados no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) e pela coleta de dados que foram usados nesse trabalho. Agradeço, em especial, ao **Dr. Ricardo Arlen Buriti** (coordenador do OLAP) pelo empenho nas atividades do observatório e por sua colaboração científica.

Agradeço ao **Dr. Barclay Robert Clemesha** e ao **Dr. Paulo Prado Batista** que nos forneceram as medidas de vento do radar meteorológico. Agradeço ao **Dr. Jonathan J. Makela** e ao **Dr. Jonh W. Meriwether** pelos dados de vento e temperatura coletados pelo interferômetro Fabry-Perot.

Agradeço a NASA, ao Laboratory Applied Physics da Johns Hopkins University, a equipe da missão TIMED pela disponibilização on-line dos dados de temperatura do instrumento SABER.

Agradeço à **Dra. Sharon Lynn Vadas** do Colorado Research Associates (CoRA) pela cooperação indispensável para realização desse trabalho. Agradeço pela sua paciência e disponibilidade durante a implementação e validação do código do traçador

de trajetórias.

Agradeço pelo carinho, compreensão, cooperação e cumplicidade da minha esposa **Ana Roberta** em todos os momentos da realização desse trabalho.

Agradeço a meus familiares pelo apoio: meu avô **Manuel Paulino**, minha avó **Maria** (*In memoriam*), minha tia **Nair** e meu primo **Caio**.



## RESUMO

Dados coletados durante a campanha “Spread F Experiment” (SpreadFEx) de setembro a novembro de 2009 foram usados para estudar a propagação vertical de 26 ondas de gravidade de média escala. Elas foram observadas em imagens de aeroluminescência sobre São João do Cariri ( $7,4^{\circ}\text{S}$ ;  $36,5^{\circ}\text{W}$ ) e seus deslocamentos na atmosfera foram estimados a partir da técnica de traçador de trajetórias. Para usar essa metodologia foi necessário construir um banco de dados de vento e temperatura desde a superfície até 400 km de altitude. O vento foi estimado por um radar meteorológico, um interferômetro Fabry-Perot (FPI) e foram complementados pelos modelos HWM-93 e TIE-GCM onde não possível obter medidas. Os perfis de temperatura incluíram medidas do satélite TIMED/SABER e do FPI e modelagens do NRLMSISE-00 e TIE-GCM. As retrotrajetórias calculadas para dois eventos apontaram complexos convectivos com possíveis fontes geradoras. Em outro caso, uma frente fria, identificada no sul do estado do Espírito Santo, coincide com a posição troposférica estimada para o evento. Os resultados do traçador de trajetórias para a região da termosfera-ionosfera (TI) mostraram que existem relações lineares entre: (1) os períodos das ondas de gravidade e o tempo que as mesmas gastam dentro dessa região até se dissiparem, (2) os comprimentos de ondas horizontais e as distâncias horizontais percorridas e (3) as velocidades de fase horizontais e as altitudes alcançadas. Todas as ondas de gravidade que apresentaram frequências intrínsecas maiores que suas frequências observadas, na região da mesosfera e baixa termosfera, conseguiram se propagar até altitudes mais elevadas. Um evento observado na noite de 09 de novembro de 2009 conseguiu atingir  $\sim 200$  km de altitude com amplitude expressiva para influenciar na geração de irregularidades de plasma na região F.



# STUDY ON PROPAGATION OF GRAVITY WAVES IN THE THERMOSPHERE-IONOSPHERE

## ABSTRACT

Data collected during the Spread F Experiment (SpreadFEx) from September to November 2009 have been used to study the vertical propagation of 26 medium-scale gravity waves. These waves were observed in airglow images over São João do Cariri (7.4°S; 36.5°W). Their trajectories in the atmosphere have been assessed by ray-tracing. A wind and temperature database from the surface up to 400 km altitude was necessary for the ray-tracing. The wind profiles were estimated using data from a meteor radar and a Fabry-Perot interferometer, and complemented by the HWM-93 and TIE-GCM models where experimental data were not available. The temperature profiles included TIMED/SABER and FPI measurements, and NRLMSISE-00 and TIE-GCM models. The reverse path for the MSGWs reveals convective complexes as likely sources for two MSGWs. In another case, a cold front over the north of the state of Espírito Santo was at the tropospheric position for an MSGW. Ray-tracing for the thermosphere-ionosphere (TI) region shows a linear relationship between: (1) gravity wave periods and travel times prior to dissipation, (2) horizontal wavelengths and horizontal travel distances, and (3) horizontal phase speeds and heights prior to dissipation. Gravity waves Doppler up-shifted, in the mesosphere and lower thermosphere region, reached higher altitudes in the TI. A gravity wave observed on 09 November 2009 reached ~200 km height with expressive amplitude which could affect the generation of F region plasma irregularities.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>	
2.1	Esquema mostrando um nível de reflexão para uma onda de gravidade. Uma região evanescente é mostrada na parte superior ( $m^2 < 0$ ) e uma região propagante na parte inferior ( $m^2 > 0$ ). A linha traço-pontilhada mostra a direção de propagação da energia ( $c_g$ ) que é paralela às isolinhas de fase constantes. As fases da onda são representadas pelo conjunto de três linhas contínuas paralelas. A linha tracejada separando as regiões evanescente e propagante representa o nível de reflexão. Um perfil arbitrário de vento ( $\vec{V}$ ) é mostrado no lado esquerdo pela linha contínua e a velocidade horizontal de fase ( $c$ ) pela linha pontilhada. . . . .	20
2.2	(a) Perfis de temperatura (linha preta contínua) e densidade (linha azul tracejada) obtidos às 21:00 hora local na noite de 22 de setembro de 2009 para a região de São João do Cariri. (b) Perfil de temperatura potencial (linha preta contínua) e sua respectiva derivada com a altitude (linha vermelha pontilhada) para a mesma hora e localidade de (a). Esse perfil de temperatura foi obtido a partir de medidas e modelos que serão discutidos em mais detalhes no Capítulo 4. . . . .	21
2.3	(a) Ilustração de uma reflexão e transmissão de onda entre dois níveis. Se a ondas incidente e as ondas refletidas estiverem em fase, então a onda poderá ser canalizada. (b) Perfil do número de onda vertical para o caso de uma canalização. As regiões onde a onda é propagante ( $m^2 > 0$ ) e evanescente ( $m^2 < 0$ ) são mostradas neste painel. . . . .	23
2.4	Ilustração de uma onda de gravidade se aproximando de um nível crítico ou nível de absorção. A representação dos elementos desta figura é a mesma que a Figura 2.1. Nesta figura é possível perceber que o nível de absorção acontece justamente quando a velocidade de fase horizontal da onda ( $c$ ) coincide com o vento horizontal ( $V$ ). . . . .	24

2.5	(a) Perfil vertical de densidade (linha verde pontilhada) e perfis de $ \omega_{Ii} $ para uma situação sem vento na atmosfera (linha vermelha tracejada) e com vento (linha azul contínua). (b) Fluxo de momentum por unidade de massa para um evento observado na noite de 09-10 de novembro de 2009. A linha azul contínua é para condição de vento e a linha vermelha tracejada representa uma sem vento. Os símbolos ‘+’ e quadrado preenchido representam as altitudes nas quais o fluxos de momentum assumem os valores máximos para as condições com e sem vento. O asterisco e quadrado não preenchido representam as altitudes nas quais os fluxos de momentum são inferiores a 1% do valor inicial que foi calculado em 87 km de altitude para as condições com e sem vento, respectivamente. . . . .	26
2.6	Estruturas de GWs quase paralelas à horizontal. Estas foram observadas nos Alpes franceses por Moreels e Herse (1977). Os pequenos traços brancos indicam o caminho percorrido pelas estrelas durante o tempo de exposição. . . . .	30
2.7	Fotografias da emissão do OH em imagens completas do céu obtidas na noite de 5-6 de julho de 1982 durante um eclipse lunar completo. Essas imagens foram registradas próximas da cidade de Albuquerque, Novo México, Estados Unidos. A qualidade da reprodução dessas imagens compromete a visualização das estruturas de ondas de gravidade. . . . .	31
2.8	Exemplos de estruturas de GWs observadas no Havaí. As imagens (a), (b) e (c) mostram estruturas de ondas tipo bandas e (d) ilustra eventos tipo “ripples”. Essas imagens foram feitas com um tempo de integração de aproximadamente 20 s. . . . .	32
2.9	Quatro imagens mostrando exemplos de estruturas de ondas de gravidade registradas nas emissões do OI 557,7 nm e infravermelho próximo (OH) para a região de Alcântara. Os painéis (a) e (b) mostram eventos tipo bandas. O painel (c) mostra um evento tipo “ripple” e o painel (d) mostra uma mistura de bandas e “ripples”. A hora universal (UT, do Inglês “Universal Time”) é mostrada no canto inferior direito de cada imagem e a data da observação no canto inferior esquerdo. . . . .	34

2.10	Evento de onda de gravidade observado em Cachoeira Paulista na noite de 19 de janeiro de 1999. (a) Imagem original registrada pelo imageador e (b) imagem linearizada com as estrelas removidas, o quadrado destaca uma estrutura de onda de gravidade. A estrutura tridimensional referente ao quadrado selecionado em (b) é mostrado no painel (c). O espectro de potência bidimensional do evento destacado pode ser visto em (d). . . . .	35
2.11	Exemplos de frentes mesosféricas observadas em São João do Cariri, entre setembro de 2000 e setembro de 2002. O subtítulo sobre cada imagem indica o evento, o número de ordem cronológica, a emissão na qual foi observada, além do ano, mês e dia da observação. . . . .	36
2.12	Diagramas de efeitos de complementariedade para as camadas de aeroluminescência do OH, O <sub>2</sub> e OI 557,5 nm baseado no modelo de Dewan e Picard (1998). A letra B significa clara (do Inglês, “Bright”) e a letra D significa escuro (do Inglês, “Dark”). Então, BBD seria ‘claro claro escuro’ (sempre de baixo para cima); BBB ‘claro claro claro’; BDD ‘claro escuro escuro’ e DDD ‘escuro escuro escuro’. A combinação dessas condições indicam exatamente a localização do duto (representado pelo retângulo marrom claro) em relação às camadas de emissão da aeroluminescência (OH, O <sub>2</sub> e OI557,7 nm) . . . . .	37
2.13	Distribuição sazonal da posição final das retrotrajetórias das ondas de gravidade observadas em Cachoeira Paulista que atingiram a região da troposfera terrestre. Os símbolos representam as posições finais das ondas de gravidade para cada uma das estações do ano. . . . .	38
2.14	Imagens de aeroluminescência e ilustração de (a) uma pororoca com extenso trem de ondas na emissão do O <sub>2</sub> às 18:25 (LT) de 09/11/2004, (b) um avanço claro na emissão do OH às 19:00 (LT) de 29/09/2005 e (c) de um pulso ou onda solitária na emissão do OI5577 em 06/08/2005 às 20:34 (LT). As setas na frente dos eventos indicam as direções de propagação. . . . .	40
2.15	Keogramas das emissões do OH calculados para São João do Cariri (a) e Brasília (b) durante a campanha SpreadFEx na noite de 1 de outubro de 2005. As linhas pretas tracejadas representam propagação fase da ondas principal. . . . .	41

3.1	Mapa mostrando os locais de observações da campanha SpreadFEx. Os círculos vermelhos localizam os sites de observações para o ano de 2009 enquanto que os triângulos pretos mostram os locais de obserções da campanha em 2005. A linha roxa contínua representa o equador magnético cortando o território brasileiro que foi calculado baseado no modelo IGRF para o período da campanha e uma altitude de $\sim 250$ km. . . . .	44
3.2	Painel mostrando a disponibilidade dos dados coletados na campanha SpreadFEx em 2009. CA = São João do Cariri; CZ = Cajazeiras; PT = Petrolina; FZ = Fortaleza e SL = São Luís. Os círculos destacados em vermelhos indicam os dados utilizados nesse trabalho. . . . .	47
3.3	Esquema do imageador utilizado para medir as emissões da aeroluminescência noturna em São João do Cariri. O imageador é composto por um sistema óptico, pelos filtros de interferência, pela câmera CCD, pelo sistema de refrigeração e pela fonte de alimentação do instrumento. . . . .	48
3.4	Diagrama esquemático ilustrando o sistema óptico do imageador utilizado para focalizar as emissões ópticas da aeroluminescência sobre o dispositivo CCD. . . . .	49
3.5	Esquema do fotômetro FOT OH (6,2). . . . .	52
3.6	Esquema das antenas transmissora e receptoras do radar SKiYMET. . . . .	55
3.7	Distribuição das antenas receptoras do radar meteórico instalado em São João do Cariri. FOTO: Ricardo Arlen Buriti. . . . .	55
3.8	Esquema mostrando a altura do meteoro ( $Z$ ) e o alcance ( $A$ ). . . . .	57
3.9	Exemplo de eco meteórico fornecido pelo radar meteórico instalado em Santa Maria (29,7°S; 53,8°W). . . . .	58
3.10	No topo superior pode ser visto uma fotografia do SkyScanner. Logo abaixo é mostrado uma fotografia do MiniME instalado dentro do trailer . . . . .	60
3.11	Figura de interferência registrada em Cajazeiras para emissão do OI630,0 nm na noite de 22 de setembro de 2009 usando um tempo de integração de 300s. . . . .	61
3.12	Exemplo de uma figura de interferência obtida a partir do laser de calibração. Os gráficos à esquerda e abaixo da imagem da CCD mostram, respectivamente, a integração do sinal através da linha vertical e horizontal que cortam a imagem pelo centro. . . . .	62
3.13	Concepção artística do satélite TIMED em órbita na Terra. . . . .	63
3.14	Perfis de temperatura obtidos através de medidas de radar de laser (linha sólida vermelha), do modelo MSIS (linha sólida cinza) e do algoritmo usado no SABER (linha tracejada azul). . . . .	66



4.1	Ilustração do processo de pré-processamento das imagens. (a) Imagem do OH coletada em São João do Cariri na noite de 15-16 de setembro de 2009. (b) Mesmo que (a), após removidas as estrelas. As linhas brancas cortam a imagem exatamente no centro. (c) Imagem linearizada. Observe que as linhas brancas mostradas em (b) aparecem rotacionadas e com o centro deslocado devido ao processo de conversão para as coordenadas geográficas. As linhas pretas apontam para as verdadeiras direções norte-sul (vertical) e leste-oeste (horizontal). . . . .	68
4.2	Sequência de imagens simuladas mostrando a propagação de uma onda de gravidade de média escala para noroeste. As linhas brancas representam as regiões onde são feitos os cortes zonais e meridionais para a construção dos Keogramas. . . . .	71
4.3	Keogramas meridional (painel superior) e zonal (painel inferior) para a sequência de imagens da Figura 4.2. O tempo de obtenção de cada imagem da sequência da Figura 4.2 é mostrado nas abscissas. Nas ordenadas são apresentadas as distâncias de baixo para cima e de esquerda para direita, respectivamente. As cinco linhas brancas horizontais representam uma região arbitrária que foi escolhida para estudar a oscilação de média escala observada com a sequência de imagens. . . . .	72
4.4	Na parte superior, os ajustes para os perfis horizontais da Figura 4.3. Na parte inferior os perfis de fases. . . . .	74
4.5	Sequência de imagens de aeroluminescência da emissão do OH observadas na noite de 14-15 de outubro de 2009 em São João do Cariri. As imagens estão linearizadas para uma projeção de 512 km × 512 km. . . . .	77
4.6	Keogramas construídos a partir da sequência de imagens mostrada na Figura 4.5. (a) para a componente meridional e (b) zonal. O retângulo destacado em branco será ampliado na Figura 4.9. . . . .	78
4.7	Mesma sequência de imagens mostradas na Figura 4.5. Nesse caso, as imagens foram filtradas por um processo de subtração de imagens próximas e por um filtro passa-altas para remoção do ruído. . . . .	80
4.8	Mesmo que a Figura 4.6, só que para as imagens filtradas mostradas na Figura 4.7. . . . .	81

4.9	No topo (a) e (c) mostram os keogramas meridional e zonal para as regiões delimitadas pelos retângulos representados na Figura 4.6. As linhas tracejadas horizontais representam as regiões na imagem onde são obtidos os perfis de intensidade luminosa, apresentados nos respectivos gráficos abaixo (b) e (d). As setas nestes últimos gráficos indicam a direção de propagação da fase em cada uma das direções. Os parâmetros desse evento de onda podem ser visualizados na borda inferior. A direção de propagação é indicada por $\alpha$ , a velocidade de fase horizontal por $c_H$ , o comprimento de onda horizontal por $\lambda_H$ e o período por $\tau$ . . . . .	82
4.10	Os perfis de intensidade luminosa apresentados na Figura 4.9 são reproduzidos, pelas curvas com asteriscos, em cada um dos painéis. As distâncias em relação ao zênite estão destacados nos cantos superiores esquerdo de cada painel. As linhas contínuas são os melhores ajustes obtidos pela análise de Fourier. As amplitudes para cada uma das curvas de ajustes ( $R_m$ ) é mostrada no canto superior direito de cada painel. A amplitude média ( $\langle R_m \rangle$ ), calculada a partir dos dez perfis acima, é mostrada na parte inferior da figura. . . . .	84
4.11	Na parte superior são mostradas quatro imagens linearizadas para uma projeção de $512 \text{ km} \times 512 \text{ km}$ . Uma onda de gravidade se propaga para sudeste. Na parte inferior são apresentados quatro perfis obtidos na direção de propagação da fase. A seta preta indica a propagação da fase. Os parâmetros do evento de onda podem ser visualizados à direita. . . .	85
4.12	Perfil médio de temperatura obtido pelo SABER para o dia de 19-20 de outubro de 2009 (linha contínua preta). As linhas azuis referem-se aos dez perfis obtidos nas duas passagens do satélite sob a região de São João do Cariri no dia 20 de outubro de 2009. A área escolhida compreende $15^\circ \times 15^\circ$ (longitude $\times$ latitude geográficas) centradas em São João do Cariri. As barras de erro representam o desvio padrão da média. . . . .	91
4.13	Representação cartográfica das medidas feitas pelo SABER (círculos azuis) na noite de 19-20 de outubro de 2009 próximas a São João do Cariri (triângulo preto do mapa) e mostradas na Figura 4.12. O horário de cada uma das medidas é apresentado em hora universal. . . . .	92

4.14	Temperatura medida pelo fotômetro OH(6,2) na noite de 19-20 de outubro de 2009. A linha contínua representa os valores médios calculados no intervalo de 2 horas. A barra de erro representa o desvio padrão da média. Os pontos correspondentes aos valores médios foram obtidos tomando a média de todas as medidas que aconteceram num intervalo de 2 horas (uma hora antes e uma hora depois do respectivo ponto). . . . .	93
4.15	Temperaturas horárias médias (linha tracejada preta) calculadas para a noite de 19-20 de outubro de 2009. As barras de erro ilustram o desvio padrão das média. Os círculos vermelhos representam as temperaturas medidas à leste, os círculos azuis as temperaturas medidas à oeste, os triângulos laranjas as temperaturas medidas ao norte e os triângulos verdes as temperaturas medidas ao sul de Cajazeiras. Essas medidas provém de uma faixa de altitudes de 220 a 280 km que corresponde a localização aproximada da camada de emissão do OI630,0 nm. O ponto correspondente às 21:00 UT foi obtido usando interpolação linear. . . . .	94
4.16	Temperaturas médias mensais (linha contínua preta) calculadas para os meses de (a) setembro, (b) outubro e (c) novembro de 2009. Os símbolos mostrados nessa figura têm a mesma correspondência do que foi mostrado na Figura 4.15. . . . .	96
4.17	Perfil vertical de temperatura fornecida pelo modelo NRLMSISE00 para o dia 20 de setembro de 2009 às 12:00 UT. . . . .	98
4.18	Contorno de temperaturas fornecida pelo modelo TIE-GCM para um período próximo ao equinócio da baixa atividade solar. A barra de escala de cinza representa a temperatura que está em função da altitude (eixo vertical) e do tempo (eixo horizontal). . . . .	99
4.19	Exemplo da determinação do perfil vertical total de temperatura para às 00:00 UT da noite de 20 de novembro de 2009. (a) Para os valores de temperatura medidos/modelados e (b) para o perfil ajustado. As barras de erro representam o desvio padrão da média. Cada região hachurada representam um domínio do modelo ou equipamento utilizado para compor o perfil vertical de temperatura, conforme discutido ao longo desta seção. Esse ajuste mostrado em (b) foi realizado, simplesmente deslocando os valores do modelo para coincidirem com os observações. . . . .	100

4.20	(a) Vento zonal (linha azul contínua) e meridional (linha vermelha tracejada) calculado para o dia 14 de outubro de 2009 em São João do Cariri às 22:00 (hora universal). (b) Mesmo que (a) para o vento interpolado e suavizado para um espaçamento vertical de dois quilômetros entre cada medida. As barras de erro representam o desvio padrão do vento em relação ao valor médio. . . . .	102
4.21	Exemplo das medidas de vento do radar meteórico para a região da MLT nos dias 14 e 15 de outubro de 2009. (a) Vento meridional obtido pelo radar meteórico. (b) Vento meridional interpolado e suavizado. (c) Vento zonal observado. (d) Vento zonal interpolado e suavizado. A intensidade do vento pode ser obtida através da barra de cores mostrada acima destes painéis. O mesmo tipo de interpolação usado na Figura 4.20 foi usado em todos os perfis que compõem esse contorno. . . . .	104
4.22	Vento médio representativo para o mês de outubro determinado a partir das observações do radar meteórico nos anos de 2005, 2006, 2007 e 2008. No painel superior tem-se a gráfico para componente meridional e o painel inferior mostra a componente zonal. . . . .	105
4.23	Mesmo que a Figura 4.22, só que para o mês de novembro. . . . .	106
4.24	Vento médio horário calculado para a noite de 14-15 de outubro de 2009. (a) Linha contínua é o vento médio para a componente zonal. Os círculos vermelhos representam os ventos medidos à leste e os quadrados azuis os ventos medidos à oeste. (b) A linha tracejada representa a componente meridional. Os triângulos laranjas são para os ventos medidos ao norte e os losangos verdes para ventos medidos ao sul de Cajazeiras. As barras de erro representam os desvios padrões dos ventos médios. A extrapolação mostrada nessa figura foi realizada da mesma maneira da extrapolação da Figura 4.15. . . . .	107
4.25	Ventos médios mensais calculados para os meses de setembro (a) e (b), outubro (c) e (d) e novembro de 2009 (e) e (f). Os símbolos mostrados nesta figura têm a mesma correspondência da Figura 4.24. As extrapolações foram realizadas da mesma forma como foi mostrado na Figura 4.24.	109
4.26	(a) Vento meridional e (b) zonal fornecidos pelo modelo HWM-93 para os dias 21-22 de setembro de 2009. Essas figuras mostram a evolução temporal dos perfis verticais do vento fornecido por este modelo. A barra de cores acima dos gráficos identifica a intensidade do vento em cada uma das direções. . . . .	111

4.27	Mesmo que a Figura 5.26, só que para os dias 09-10 de novembro de 2009.	112
4.28	(a) Vento meridional e (b) zonal fornecidos pelo modelo TIE-GCM para um período próximo a um equinócio e com baixa atividade solar. . . . .	113
4.29	(a) Perfis de vento zonal (linha azul contínua) e meridional (linha vermelha tracejada) obtidos pelo Interferômetro Fabry-Perot (FPI), radar meteórico, modelo HWM-93 e modelo TIE-GCM para às 02:00 UT do dia 15 de outubro de 2009. As regiões hachuradas representam os respectivos domínios de cada instrumento ou modelo. As barras de erro representam o desvio padrão da média. (b) Vento ajustado para os perfis coincidam com os valores medidos pelo FPI e radar meteórico. Esse ajuste foi realizado de tal maneira que os valores de vento do modelo coincidam com as observações na interface e a medida que se afastem desta intersecção, o vento tende a assumir os valores modelados.	114
4.30	Evolução temporal dos perfis de vento ajustados para o período de 12:00 UT do dia 14 e 12:00 UT do dia 15 de novembro de 2009 (a) para a componente zonal (positivo para o leste) e (b) para a componente meridional (positivo para o norte). As linhas pretas tracejadas delimitam a região de atuação do radar meteórico, enquanto que os retângulos pretos ilustram a região de atuação do FPI. . . . .	115
4.31	Fluxograma do modelo de traçador de trajetórias. Essa descrição serve tanto para a condição de cálculo da trajetória direta quanto reversa, a diferença seria apenas a incrementação do tempo. . . . .	120
4.32	(a) Perfil de temperatura do banco de dados do traçador de trajetórias para às 00:00 UT do dia 21 de setembro de 2009 e perfil de densidade atmosférica calculado (linha azul tracejada). (b) Perfil de escala de altitude calculado a partir do perfil de densidade. (c) Perfil de massa molecular média (linha preta) e da razão entre os calores específicos a pressão e volume constantes (linha azul tracejada). (d) Perfil vertical da velocidade do som. . . . .	124
4.33	Esquema do cálculo da reflexão da onda de gravidade no solo. A linha sólida indica a direção de propagação da GW calculada com o traçador de trajetórias. A linha pontilhada representa a direção do zênite local. O ângulo de incidência (à direita da linha pontilhada) em vermelho ( $\varphi$ ) é exatamente igual ao ângulo de reflexão (à esquerda da linha pontilhada) em preto. A linha tracejada indica a posição virtual da GW no interior da Terra. . . . .	127

5.1	Histograma dos comprimentos de onda horizontais. Neste gráfico de histograma e em todos os subsequentes, o valor médio da grandeza será representado por $\langle \rangle$ e o desvio padrão da média será ilustrado por $\sigma$ .	135
5.2	Histograma dos períodos observados. Os símbolos mostrados nesta figura têm a mesmo significado da Figura 5.1.	136
5.3	Velocidade de fase horizontal das MSGWs. As setas apontam para a direção de propagação das mesmas. Os círculos tracejados são isolinhas de mesma velocidade de fase espaçado a cada 25 m/s. A velocidade de fase horizontal média é $\langle c_H \rangle$ e o desvio padrão da média é $\sigma_{c_H}$ .	137
5.4	Comprimento de onda horizontal em função do período observado das MSGWs. Os círculos preenchidos representam as MSGWs mais rápidas que 90 m/s. Os círculos abertos representam as demais MSGWs. A linha contínua é a curva de ajuste para todos os eventos e a linha tracejada é a curva de ajuste excluindo as MSGWs rápidas. Suas respectivas equações são mostradas na parte inferior do gráfico.	141
5.5	Mesmo que a Figura 5.2, porém, para os períodos intrínsecos.	143
5.6	Mesmo que a Figura 5.3, porém, para a velocidade horizontal de fase intrínseca.	144
5.7	Histograma do comprimento de onda vertical. O valor médio é representado por $\langle \lambda_z \rangle$ e seu respectivo desvio padrão é $\sigma_{\lambda_z}$ .	146
5.8	Trajetórias horizontais das ondas de gravidade de média escala observadas durante a campanha SpreadFEx 2009 na termosfera-ionosfera. O Painel (a) mostra a condição de vento nulo (linhas vermelhas tracejadas) e o painel (b) mostra a condição de vento modelado (linhas contínuas azuis). Ao longo de cada trajetória são mostrados onde o fluxo de momentum é máximo (quadrado preenchido - vento nulo; '+' - vento modelado) e onde o fluxo de momentum é inferior a 1% (quadrado não preenchido - vento nulo; asterísco - vento modelado) do que foi calculado inicialmente em 87 km. Essa simbologia será mantida em todas as Figuras que mostrarem as trajetórias das ondas.	148

5.9	Resultados obtidos pelo traçador de trajetórias, referentes à posição na qual o fluxo de momentum é máximo, para a condição de vento zero (símbolos vermelho abertos) e vento modelado (símbolos azul preenchidos). (a) Distância horizontal de início dissipação efetiva. (b) Altitude de início de dissipação efetiva. (c) Tempo de início de dissipação efetiva. (d) Amplitude máxima da GW no vento horizontal. (e) Amplitude máxima da onda na direção zonal magnética. No topo da figura é mostrado o deslocamento Doppler que cada evento sofreu na altitude da camada de emissão do OH. . . . .	153
5.10	Mesmo que Figura 5.9 (a); (b) e (c), porém, para a posição em que o fluxo de momentum é menor que 1% do valor calculado na camada do OH.	154
5.11	Histogramas das (a) distâncias de início de dissipação efetiva (IDE) e (b) distâncias de penetração efetiva (PE). Os histogramas preenchidos em azul referem-se à condição de vento modelado (VM) e os histogramas abertos em vermelho à condição de vento nulo (VN). Os valores médios são apresentados nas respectivas cores por $\langle \rangle$ e os desvios padrões das médias são representados por $\sigma$ (na parte superior para a condição de VN e na parte inferior para a condição de VM). O índice ‘d’ representa o IDE (fluxo de momentum máximo) enquanto que ‘p’ representa a PE (fluxo de momentum menor que 1% do valor inicial). . . . .	157
5.12	Mesmo que Figura 5.11, só que para a altitude de IDE (a) e PE (b). . . .	158
5.13	Mesmo que Figura 5.11, só que para o tempo de IDE (a) e PE (b). . . .	159
5.14	(a) Tempo de propagação até as MSGWs atingirem a condição de FMM ou IDE em função do período. (b) Tempo de propagação para MSGWs atingirem a condição de FM<1% ou PE em função do período. As linhas contínuas representam o melhor ajuste linear de mínimos quadrados, enquanto que suas respectivas equações são mostradas no canto inferior esquerdo de cada painel. A cor vermelha e os quadrados preenchidos e vazios designam a condição de vento nulo e a cor azul juntamente com os ‘+’ e asteriscos referem-se à condição de vento modelado. ‘ $\tau$ ’ representa o período observado, ‘ $\tau_I$ ’ o período intrínseco, ‘ $t_d$ ’ o tempo de IDE e ‘ $t_p$ ’ o tempo de PE. O coeficiente de correlação linear Pearson é rotulado por $R^2$ . . . . .	161

5.15	Mesmo que Figura 5.14, para a distância horizontal de IDE em função do comprimento de onda horizontal (a) e para a distância horizontal de PE em função dos comprimento de onda horizontal (b). ' $\lambda_H$ ' representa o comprimento de onda horizontal, ' $H_d$ ' a distância horizontal de IDE e ' $dH_p$ ' a distância horizontal de PE. A simbologia mostrada nesses gráficos seguem a mesma sequência de raciocínio do que foi mostrado na Figura 5.14.	165
5.16	Mesmo que Figura 5.14, só que para (a) a altitude de IDE (' $a_d$ ') em função da velocidade de fase horizontal (' $c$ ' - observado e ' $c_I$ ' intrínseco) e para (b) a altitude de PE (' $a_p$ ') em função da velocidade de fase horizontal. A simbologia mostrada nesses gráficos seguem a mesma sequência de raciocínio do que foi mostrado na Figura 5.14.	167
5.17	Trajectoria da MSGW #16 observada na noite de 09-10 de novembro de 2009. (a) Trajetória vertical em função do tempo e (b) trajetória horizontal. As linhas vermelhas tracejadas mostram a condição de vento nulo e as linhas azuis contínuas mostram a condição de vento modelado. Os círculos preenchidos indicam o instante e a posição em que a onda atingiu o solo. O triângulo preto simboliza a localização do observatório. Os símbolos de '+' e os quadrados preenchidos representam a condição de FMM. Os asteriscos e os quadrados vazios localizam onde o fluxo de momentum é menor que 1%. Os parâmetros da onda são mostrados nos cantos do painel (b).	170
5.18	Perfis de temperatura (a) vento zonal (b) e meridional(c) usados para estudar a MSGW #16 que foi observada na noite de 09-10 de novembro de 2009. Os respectivos perfis de amplitudes são mostrados em (d), (e) e (f). Cada linha rósea pontilhada representa o perfil menos o valor da respectiva amplitude em cada nível de altitude, enquanto que as linhas violetas tracejadas ilustram os perfis somado às suas respectivas amplitudes.	171
5.19	Mesmo que Figura 5.17, para o evento de onda #18 observado na noite de 09-10 de novembro de 2009.	173
5.20	Mesmo que Figura 5.18, para o evento de onda #18 observado na noite de 09-10 de novembro de 2009.	174
5.21	Bolhas de plasma observadas na emissão do OI630 nm observadas na noite de 09-10 de novembro de 2009 às 22:53 HU. (a) Imagem linearizada para uma projeção de 1536 km x 1536 km. (b) Amplificação do retângulo branco mostrado em (a). As setas brancas apontam para três estruturas de bolhas de plasma.	177



5.22	Mesmo que Figura 5.17, para o evento de onda #6 observado na noite de 11-12 de outubro de 2009. . . . .	178
5.23	Mesmo que Figura 5.21, para a noite de 11-12 de outubro de 2009 às 23:45 HU. . . . .	179
5.24	Comprimento de onda horizontal das MSGWs em função do espaçamento entre as bolhas de plasma observadas durante a campanha SpreadFEx 2009. As barras de erro indicam a imprecisão na determinação desses parâmetros. A linha sólida preta ilustra um ajuste linear no qual a equação é mostrada no canto superior esquerdo. O coeficiente de correlação linear de Pearson também é mostrado na parte superior do gráfico. . . . .	180
5.25	Trajetória vertical (a) e horizontal (b) da MSGW observada na noite de 23-24 de setembro de 2009 (evento #5) para a condição de VN (linhas vermelhas tracejadas) e vento modelado (linhas azuis contínuas). Os símbolos mostrados sobre as curvas têm os mesmos significados dos da Figura 5.17. No painel (b) as trajetórias horizontais estão sobrepostas a uma imagem do satélite METEOSAT observada no canal do infravermelho (IR, do Inglês, “Infra Red”) para às 22:00 UT. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17. . . . .	184
5.26	Mesmo que Figura 5.25, só que para o evento #23 observado na noite de 14-15 de novembro de 2009. A hora em que a imagem do METEOSAT foi coletada é mostrada na parte superior do painel (b). A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17. . . . .	186
5.27	Mesmo que Figura 5.25, para o evento #17 observado na noite de 09-10 de novembro de 2009. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17. . . . .	187
5.28	Velocidade vertical do vento em 1000 hPa às 18:00 HU do dia 09 de novembro de 2009 fornecidas pelo modelo de reanálise II do NCEP. Valores negativos indicam movimentos ascendentes e valores positivos, movimentos descendentes. As trajetórias do evento de onda #17 são apresentadas sobre o mapa. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.	189
5.29	Mesmo que Figura 5.25, só que para o evento de onda #21 observado na noite de 12-13 de novembro de 2009. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17. . . . .	191

5.30	Temperatura do ar no nível de 100 hPa ( $\sim 16$ km) fornecido pelo NCEP para às 18:00 UT no dia 12 de novembro de 2009. As trajetórias do evento de MSGWs #21 são plotados sobre o mapa para as condições de vento nulo (VN=linha vermelha tracejada) e vento modelado (VM=linha azul contínua). A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.	193
5.31	Mesmo que Figura 5.28, para o nível de 500 hPa ( $\sim 5$ km) às 18:00 do dia 12 de novembro de 2009. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.	194
5.32	Intensidade e direção do vento horizontal para o nível de 850 hPa ( $\sim 1$ km) às 18:00 HU do dia 12 de novembro de 2009. As setas indicam a direção de propagação das ondas e o comprimento é a intensidade do vento. A magnitude do vento em cada ponto é mostrada pelos números acima das setas (em m/s). A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.	195
B.1	Esquema simplificado de um etalon usado para produzir interferências num FPI.	228
B.2	Figura de interferência registrada em Cajazeiras para emissão do OI630,0 nm na noite de 22 de setembro de 2009 usando um tempo de integração de 300s.	230

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1 Quadro resumo dos instrumentos que operaram na campanha Spread-FEx. Os ‘X’ pretos indicam os instrumentos que operaram em 2005 e os ‘#’ vermelhos marcam os instrumentos da campanha em 2009. Os símbolos ‘-’ representam ausência de observações. . . . .	45
3.2 Características dos filtros e altitudes médias das camadas da aeroluminescência. . . . .	50
3.3 Parâmetros fornecidos pelo Radar Meteorico SKiYMET. . . . .	56
3.4 Emissões observadas pelo SABER e suas respectivas aplicações científicas	65
4.1 Direção de propagação aproximada de uma onda de gravidade obtida a partir da visualização dos keogramas. ‘cre’ indica perfil de fase crescente, ‘dec’ perfil de fase decrescente e ‘cte’ perfil de fase constante. . . . .	76
4.2 Comparação dos parâmetros da onda de gravidade mostrada na Figura 4.11 obtidos pela técnica de keograma e de análise direta da sequência de imagens mostrada acima. $\tau$ representa o período, $\lambda_H$ o comprimento de onda horizontal, $c_H$ a velocidade de fase horizontal e $\alpha$ a direção de propagação da onda. . . . .	86
4.3 Resumo das medidas de vento e temperatura. “S” indica que serão usados dados do instrumento e “N” indica a indisponibilidade de dados na respectiva noite. . . . .	89
4.4 Constantes para cálculo da massa molecular média e da razão entre os calores específicos a pressão e a volume constantes. . . . .	122
5.1 Parâmetros intrínsecos e observados das ondas de gravidade de média escala detectadas em São João do Cariri nas imagens do OH durante a segunda fase da Campanha SpreadFEx . . . . .	134
5.2 Resultados da análise do traçador de trajetórias para o ponto de máximo fluxo de momentum. . . . .	150
5.3 Mesmo que a Tabela 5.2, só que para o ponto no qual o fluxo de momentum atinge 1% do valor inicial calculado em 87 km. . . . .	151

5.4 Coeficientes das equações lineares de ajuste entre os parâmetros observados e intrínsecos das GWs em função das características de propagações na TI. Os coeficientes A e B referem-se a equação do tipo  $Y = AX + B$ . Y seria a característica de propagação e X o parâmetro de onda utilizado para compor a equação. A penúltima coluna mostra o coeficiente de correlação linear Pearson. Na última coluna VN é para a condição de vento nulo e VM para o vento modelado. A é adimensional para as oito primeiras linhas e tem unidades de tempo nas últimas quatro linhas. B possui as mesmas unidades que Y, enquanto que as unidades dos erros são as mesmas das grandezas em questão. . . . . 162

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AE-E	– do Inglês, “Atmosphere Explore - Experiment”
CAWSES	– do Inglês, “Climate and Weather of the Sun-Earth System”
CCD	– do Inglês, “Charge-Coupled Device”
CCM	– complexo convectivo de mesoescala
COPEX	– do Inglês, “Conjugate Point Experiment”
CPTEC	– centro de previsões de tempo e estudos climáticos
DE 2	– do Inglês, “Dynamics Explorer 2”
dn	– do Inglês, Doppler down-shifted
EPB	– bolhas de plasma equatoriais (do Inglês, “Equatorial Plasma Bubble”)
EUV	– extremo ultravioleta
ESA	– do Inglês, “European Space Agency”
FPI	– interferômetro Fabry-Perot, do Inglês, “Fabry-Perot Interferometer”
FMM	– fluxo de momentum máximo
FM<1%	– fluxo de momentum menor que 1% do observado na camada do OH
FSR	– do Inglês, “Free Spectral Range”
GUVI	– do Inglês, “Global Ultraviolet Imager”
GW	– onda de gravidade (do Inglês, “Gravity Wave”)
HAO	– do Inglês, “High Altitude Observatory”
LT	– hora local (do Inglês, “Local Time”)
UT	– hora universal (do Inglês, “Universal Time”)
HWM	– do Inglês, “Horizontal Wind Model”
IDE	– início de dissipação efetiva
IDL	– do Inglês, “Interactive Data Language”
IGRF	– do Inglês, “International Geomagnetic Reference Field”
INPE	– Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais
IR	– infravermelho, do Inglês, “Infra Red”
LIDAR	– radar de Laser
LTE	– do Inglês, “Local Thermodynamic Equilibrium”
MF	– média frequência
MLT	– meosfera e baixa termosfera (do Inglês, “Mesosphere and Lower Thermosphere”)
MSTID	– do Inglês, “Medium-Scale Travelling Ionospheric Disturbance”
NCAR	– do Inglês, “National Center for Atmospheric Research”
NCEP	– do Inglês, “National Center for Environmental Prediction”
NIR	– do Inglês, “Near Infra-Red”
NRLMSISE00	– do Inglês, “Naval Research laboratory Mass Spectrometer”

	and Incoherent Scatter Radar 2000”
MSGW	– onda de gravidade de média escala (do Inglês, “Medium-Scale Gravity Wave”)
OLAP	– observatório de luminescência atmosférica da Paraíba
PE	– penetração efetiva
RTI	– instabilidade Rayleigh-Taylor (do Inglês, “Rayleigh-Taylor Instability”)
SABER	– do Inglês, “Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry”
SEE	– do Inglês, “Solar Extreme Ultraviolet Experiment”
SpreadFEx	– do Inglês, “Spread-F Experiment”
SSGW	– Onda de gravidade de pequena escala (do Inglês, “Small-Scale Gravity Wave”)
TI	– termosfera-ionosfera
TIE-GCM	– do Inglês, “Thermosphere-Ionosphere-Electrodynamics General Circulation Model”
TID	– distúrbio ionosférico propagante (do Inglês, “Traveling Ionospheric Disturbance”)
TIDI	– do Inglês, “TIMED Doppler Interferometer”
TIMED	– do Inglês, “Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics”
TG4	– do Inglês, “Task Group-4”
up	– do Inglês, “Doppler up-shifted”
UFCG	– Universidade Federal de Campina Grande
VM	– vento modelado
VN	– vento nulo

## LISTA DE SÍMBOLOS

$A$	– alcance da trilha meteórica
$\mathbf{A}(\Delta\phi)$	– função de Airy
$a_d$	– altitude de início de dissipação efetiva (IDE)
$a_0$	– coeficiente linear da reta na direção zonal
$a_1$	– coeficiente angular da reta na direção zonal
$a_p$	– altitude de penetração efetiva (PE)
$b_0$	– coeficiente linear da reta na direção meridional
$b_1$	– coeficiente angular da reta na direção meridional
$c$	– velocidade da luz no vácuo
$c_g$	– velocidade de grupo
$c_{gx}$	– velocidade de grupo na direção zonal
$c_{gy}$	– velocidade de grupo na direção meridional
$c_{gz}$	– velocidade de grupo na direção vertical
$c_f$	– velocidade de fase de uma onda monocromática
$c_H$	– velocidade de fase horizontal da onda de gravidade
$C_p$	– capacidade calorífica a pressão constante
$c_p$	– calor específico a pressão constante
$c_r$	– coeficiente de reflexão das placas do etalon
$c_R$	– coeficiente de reflexão do etalon
$c_s$	– velocidade do som
$c_t$	– coeficiente de transmissão das placas do etalon
$c_T$	– coeficiente de transmissão do etalon
$C_v$	– capacidade calorífica a volume constante
$c_v$	– calor específico a volume constante
$c_z$	– velocidade de fase vertical da onda de gravidade
$d$	– distância entre as placas do etalon
$d_x$	– deslocamento na direção zonal
$d_y$	– deslocamento na direção meridional
$\frac{D}{Dt}$	– derivada substantiva
$\frac{d}{dt}$	– derivada total em relação a “ $t$ ”
$\frac{\partial}{\partial t}$	– derivada parcial em relação a “ $t$ ”
$H_d$	– distância horizontal de início de dissipação efetiva (IDE)
$H_p$	– distância horizontal de penetração efetiva (PE)
$g$	– módulo da aceleração da gravidade
$\vec{g}$	– aceleração gravitacional
$H$	– altura de escala
$I_i$	– incidência
$k$	– número de onda zonal

$k_B$	–	constante de Boltzmann
$k_H$	–	número de onda horizontal
$\vec{k}$	–	vetor de onda
$l$	–	número de onda meridional
$m$	–	número de onda vertical
$M$	–	massa de uma partícula
$mer$	–	meridional
$n$	–	índice de refração
$N$	–	frequência de Brünt-Väisälä ou de flutuabilidade
$p$	–	pressão do fluido
$p_s$	–	pressão do fluido num nível de referência
$Pr$	–	número de Prandtl
$R$	–	constante dos gases
$R_i$	–	reflexão
$Rm$	–	amplitude da onda de gravidade
$T$	–	temperatura cinética do fluido
$T_i$	–	Transmissão
$t_d$	–	tempo de início de dissipação efetiva (IDE)
$t_p$	–	tempo de penetração efetiva (PE)
$T_R$	–	tempo de ida e volta de um pulso eletromagnético até uma trilha meteórica
$u$	–	velocidade do fluido para leste ou zonal
$u_{GW}$	–	amplitude horizontal da onda de gravidade
$U$	–	vento médio zonal
$v$	–	velocidade do fluido para norte ou meridional
$v_f$	–	velocidade de uma fonte de ondas monocromáticas
$v_x$	–	velocidade de fase na direção zonal
$v_y$	–	velocidade de fase na direção meridional
$V$	–	vento médio meridional
$\vec{v}$	–	velocidade do fluido
$\vec{V}$	–	vetor velocidade do vento
$w$	–	velocidade do fluido para cima ou vertical
$w_{GW}$	–	amplitude vertical da onda de gravidade
$W$	–	vento médio vertical
$\vec{x}$	–	vetor posição da onda de
$x$	–	coordenada zonal
$\vec{x}$	–	vetor posição da onda de gravidade
$X_{MW}$	–	massa molecular média
$\vec{x}$	–	vetor que localiza a onda de gravidade
$y$	–	coordenada meridional



$z$	–	coordenada vertical
$Z$	–	altitude da trilha meteórica
$z_c$	–	altitude de um nível crítico
$zon$	–	zonal
$\alpha$	–	direção de propagação da onda de gravidade
$\beta$	–	ângulo zenital
$\Delta$	–	variação
$\delta$	–	razão entre o produto da viscosidade cinemática pelo número de onda vertical e o produto da altura de escala pela frequência intrínseca
$\delta_+$	–	produto de $\delta$ pelo termo $(1 + Pr^{-1})$
$\phi_x$	–	fase na direção zonal
$\phi_y$	–	fase na direção meridional
$\gamma$	–	razão entre os capacidade caloríficas a pressão e a volume constante
$\kappa$	–	difusividade térmica
$\varkappa$	–	condutividade térmica
$\lambda$	–	comprimento de onda
$\lambda_H$	–	comprimento de onda horizontal
$\lambda_0$	–	comprimento de onda proveniente de uma fonte estacionária
$\lambda_x$	–	comprimento de onda zonal
$\lambda_y$	–	comprimento de onda meridional
$\lambda_z$	–	comprimento de onda vertical
$\mu$	–	viscosidade molecular
$\nu$	–	viscosidade cinemática
$\nu_+$	–	produto de $\nu$ pelo termo $(1 + Pr^{-1})$
$\theta$	–	temperatura potencial do fluido
$\theta_i$	–	ângulo de incidência
$\theta_t$	–	ângulo de refração
$\rho$	–	densidade de massa do fluido
$\sigma$	–	desvio padrão da média
$\tau$	–	período da onda de gravidade
$\omega$	–	frequência observada da onda (frequência medida a partir do solo)
$\omega_I$	–	frequência intrínseca da onda
$\omega_{Ii}$	–	parte imaginária da frequência intrínseca
$\omega_{Ir}$	–	parte real da frequência intrínseca
$\nabla$	–	operador gradiente
$\vec{\phantom{a}}$	–	grandeza vetorial
$'$	–	perturbação
$-$	–	média
$\langle \rangle$	–	valor médio
$*$	–	conjugado complexo



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Motivação . . . . .	1
1.2 Objetivos . . . . .	5
1.3 Estrutura da tese . . . . .	6
<b>2 ONDAS DE GRAVIDADE ATMOSFÉRICAS</b> . . . . .	<b>9</b>
2.1 Propagação de ondas de gravidade na atmosfera . . . . .	9
2.1.1 Conjunto de equações básicas . . . . .	9
2.1.2 Simplificações e linearizações nas equações básicas . . . . .	12
2.1.3 Relação de dispersão . . . . .	14
2.1.4 Refração de ondas de gravidade . . . . .	18
2.1.5 Reflexão de ondas de gravidade . . . . .	19
2.1.6 Canalização de ondas de gravidade . . . . .	22
2.1.7 Absorção de ondas de gravidade . . . . .	23
2.1.8 Filtragem de ondas de gravidade . . . . .	24
2.1.9 Dissipação de ondas de gravidade . . . . .	25
2.2 Observações de ondas de gravidade em imagens de aeroluminescência . . . . .	27
2.2.1 Imageamento da aeroluminescência . . . . .	28
2.2.2 Ondas de gravidade observadas no Brasil por imageadores . . . . .	33
<b>3 OBSERVAÇÕES E INSTRUMENTAÇÃO</b> . . . . .	<b>43</b>
3.1 A campanha SpreadFEx . . . . .	43
3.2 Instrumentação . . . . .	47
3.2.1 Imageador “All Sky” . . . . .	47
3.2.2 Fotômetro - FOT OH(6,2) . . . . .	51
3.2.3 Radar Meteorico SKiYMET . . . . .	53
3.2.4 Interferômetro Fabry-Perot . . . . .	58
3.2.5 TIMED/SABER . . . . .	63
<b>4 METODOLOGIA</b> . . . . .	<b>67</b>
4.1 Determinação dos parâmetros das ondas de gravidade de média escala . . . . .	67
4.1.1 Pré-processamento das imagens de aeroluminescência . . . . .	67

4.1.2	Metodologia de análise dos keogramas . . . . .	69
4.2	Composição do banco de dados do traçador de trajetórias . . . . .	87
4.2.1	Perfis de temperatura . . . . .	89
4.2.1.1	Temperatura pelo SABER . . . . .	90
4.2.1.2	Temperatura medida pelo fotômetro . . . . .	92
4.2.1.3	Temperatura medida pelo FPI . . . . .	94
4.2.1.4	Temperatura obtida pelo NRLMSISE00 . . . . .	97
4.2.1.5	Temperatura obtida pelo TIE-GCM . . . . .	98
4.2.1.6	Perfis de temperatura utilizados no modelo de traçador de trajetórias	100
4.2.2	Perfis de vento . . . . .	101
4.2.2.1	Vento medido pelo Radar Meteorico . . . . .	101
4.2.2.2	Vento medidos pelo FPI . . . . .	107
4.2.2.3	Vento obtidos pelo modelo HWM-93 . . . . .	109
4.2.2.4	Vento obtidos pelo modelo TIE-GCM . . . . .	112
4.2.2.5	Perfis de vento utilizados no modelo de traçador de trajetórias . . . .	113
4.3	O modelo traçador de trajetórias . . . . .	116
4.3.1	Descrição matemática . . . . .	116
4.3.2	Considerações sobre o TrackingGWs . . . . .	120
4.3.3	Amplitudes da ondas de gravidade nos campos atmosféricos . . . . .	127
4.3.4	Validação do traçador de trajetórias . . . . .	130
4.3.5	Estimação de erro no modelo traçador de trajetórias . . . . .	130
<b>5</b>	<b>RESULTADOS E DISCUSSÕES . . . . .</b>	<b>133</b>
5.1	Parâmetros das ondas de gravidade de média escala . . . . .	133
5.1.1	Parâmetros observados . . . . .	135
5.1.2	Parâmetros intrínsecos . . . . .	142
5.2	Propagação de ondas de gravidade na termosfera-ionosfera . . . . .	146
5.2.1	Características gerais . . . . .	147
5.2.2	Parâmetros X Características de propagação . . . . .	160
5.3	Efeitos das MSGWs na termosfera-ionosfera . . . . .	168
5.3.1	Estimação das amplitudes das MSGWs na TI . . . . .	168
5.3.2	Espaçamentos de EPBs X comprimentos de onda horizontais da MSGWs	175
5.4	Possíveis fontes troposféricas . . . . .	182
5.4.1	Complexo convectivo de mesoescala . . . . .	182
5.4.2	Sistema frontal . . . . .	190

<b>6 CONCLUSÕES</b> . . . . .	<b>197</b>
6.1 Conclusões do presente trabalho . . . . .	197
6.2 Trabalhos futuros . . . . .	199
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> . . . . .	<b>203</b>
<b>APÊNDICE A - INCREMENTO TEMPORAL DO TRAÇADOR DE TRAJETÓRIAS</b> . . . . .	<b>223</b>
<b>APÊNDICE B - O INTERFERÔMETRO FABRY-PEROT</b> . . . . .	<b>225</b>
B.1 Princípios físicos . . . . .	225
B.1.1 Interferência . . . . .	225
B.1.2 Deslocamento Doppler . . . . .	225
B.1.3 Espalhamento Doppler . . . . .	226
B.2 Etalon . . . . .	227
B.2.1 Geração de interferência . . . . .	227
B.2.2 Distância do etalon e índice de refração . . . . .	231
B.2.3 Refletividade do etalon . . . . .	231



# 1 INTRODUÇÃO

Este capítulo tem por propósito justificar a necessidade desta tese, destacar a motivação científica e logística para realização da mesma e apontar seus principais objetivos.

## 1.1 Motivação

Estudos sobre ondas de gravidade (GWs, do Inglês, “Gravity Waves”) nas altitudes da mesosfera e baixa termosfera (MLT, do Inglês, “Mesosphere and Lower Thermosphere”) da atmosfera terrestre foram impulsionados na década de 1960 com o trabalho pioneiro de [Hines \(1960\)](#). Uma série de publicações subsequentes associaram a variabilidade temporal de curto período, observada nos ventos medidos nessas altitudes, às ondas de gravidade ([HINES, 1972](#)).

A partir de então, muita atenção foi dada às GWs na tentativa de entender melhor o seu papel para a dinâmica da atmosfera. Até o início da década de 1980, o conhecimento sobre ondas de gravidade na média e alta atmosfera era bastante limitado. Sabia-se que as ondas de gravidades transportavam energia e momentum, conseqüentemente, eram capazes de influenciar na turbulência e mistura de uma determinada camada atmosférica, provocar mudanças na circulação média e introduzir variações na estrutura térmica da atmosfera ([FRITTS, 1984](#)).

Naquela época, pouco sabia-se sobre (1) o comportamento do espectro de GWs com respeito à altitude; (2) a variabilidade das GWs impostas pelas fontes geradoras; (3) a quantização da transferência de energia para a atmosfera e (4) os processos de interações das GWs com outras ondas e com a atmosfera. Isso porque havia limitações experimentais (observacionais) e computacionais para estudar tais processos.

Nas últimas décadas, o aprimoramento das técnicas experimentais juntamente com a expansão das observações e melhoria nas modelagens numéricas ampliaram o conhecimento sobre as ondas de gravidade em muitos aspectos. Por exemplo, as observações têm contribuído para ampliar o entendimento do processo de instabilidade dinâmica, a propagação vertical e as variações verticais, sazonais e geográficas das GWs. Por outro lado, os estudos numéricos revelaram quantitativamente características de possíveis fontes de GWs e suas escalas, estruturas espectrais permitidas em cada nível da atmosfera, transferência de energia, interação onda a onda e interação com o escoamento básico ([FRITTS; ALEXANDER, 2003](#)).

O papel das GWs na geração de irregularidades ionosféricas equatoriais, principalmente, na região F noturna vem sendo amplamente discutido e constitui um dos mais importantes tópicos de pesquisas em aeronomia equatorial. As irregularidades de plasma de grandes dimensões são conhecidas como bolhas de plasma equatoriais (EPBs, do Inglês, “Equatorial Plasma Bubbles”).

A geração das EPBs é explicada pelo mecanismo de instabilidade Rayleigh-Taylor (RTI, do Inglês, “Rayleigh-Taylor Instability”). A RTI consiste em configurar um fluido mais denso sobre um menos denso (situação facilmente atingida na ionosfera equatorial noturna quando a região E praticamente desaparece) de maneira a gerar uma região altamente instável na interface desses dois fluidos (HAERENDEL *et al.*, 1992).

O mecanismo RTI, no entanto, exige um agente que seja capaz de iniciar a desestabilização. Neste sentido, ondas de gravidade são apontadas como bons iniciadores. Não há um consenso sobre a eficiência das ondas de gravidade como iniciadoras da RTI (KUDEKI *et al.*, 2007), porém evidências desse tipo de acoplamento foram observadas (KELLEY *et al.*, 1981; HYSELL *et al.*, 1990; NICOLLS; KELLEY, 2005; VADAS; NICOLLS, 2008) e muitos trabalhos teóricos também mostraram a importância das ondas de gravidade na geração de EPBs (HUANG *et al.*, 1993; HUANG; KELLEY, 1996; SEKAR, 2003; KESKINEN; VADAS, 2009; KHERANI *et al.*, 2009; TSUNODA, 2010).

Olhando para essas evidências, duas questões podem ser levantadas: (1) Que tipo de GWs poderiam contribuir para o mecanismo RTI e, conseqüentemente, para geração de EPBs? e (2) quais as condições atmosféricas favoráveis para esse acoplamento? Estudos teóricos sobre a propagação vertical de ondas de gravidade delimitaram um espectro mais provável para atingir altitudes mais elevadas (VADAS; FRITTS, 2005; VADAS, 2007). Por exemplo, ondas de gravidade com comprimentos de onda horizontais de algumas dezenas até poucas centenas de quilômetros e períodos curtos (menores que uma hora).

Os avanços das técnicas observacionais da aeroluminescência possibilitaram registrar imagens de grandes dimensões horizontais ( $\sim 700$  km de raio na região da MLT) capazes de detectar um amplo espectro de ondas de gravidade (TAYLOR *et al.*, 1997; TAYLOR, 1997). As GWs com comprimentos de onda horizontais menores que  $\sim 80$  km são conhecidas por Ondas de Gravidade de Pequena Escala (SSGWs, do Inglês, “Small-Scale Gravity Waves”). Quando o comprimento de onda detectado



se estende até poucas centenas de quilômetros, as GWs passam a ser chamadas de Média Escala (MSGWs, do Inglês, “Medium-Scale Gravity Waves”). Os períodos das MSGWs, em geral, são maiores que 30 minutos. Quanto maior for o comprimento de onda vertical, maior a probabilidade das MSGWs atingirem altitudes mais elevadas (VADAS, 2007). MSGWs apresentam exatamente as características destacadas por Vadas e Fritts (2005) para se propagarem para níveis mais elevados na TI.

O forte cisalhamento vertical do vento zonal após o pôr do Sol na região equatorial produz vórtices que também podem desestabilizar o plasma e gerar EPBs. De acordo com os cálculos de Kudeki et al. (2007), esse mecanismo é autossuficiente, quando o vento termosférico zonal nas primeiras horas da noite atinge valores superiores a 100 m/s.

Com a finalidade de estudar em mais detalhes o papel das ondas atmosféricas geradas na troposfera sobre a dinâmica do plasma ionosférico equatorial e, conseqüentemente, sobre a geração de EPBs, foi realizada uma campanha científica denominada SpreadFEx (do Inglês, “Spread F Experiment”). O período do ano escolhida para fazer a coleta de dados dessa campanha coincide com o início da aparição das EPBs e quando o vento termosférico não está tão intenso (FRITTS et al., 2009). A primeira fase da campanha foi realizada de setembro a novembro de 2005, justamente quando o vento termosférico zonal não é tão intenso (MERIWETHER et al., 2011).

A segunda fase iniciou-se em 2009 neste mesmo período do ano e se repetiu em 2010 e 2011. Vários equipamentos ópticos (inclusive imageadores de aeroluminescência) e de rádio operaram simultaneamente, possibilitando assim, estudar com mais riqueza de detalhes o acoplamento da atmosfera neutra e ionizada na região equatorial.

Os resultados obtidos com os dados da campanha SpreadFEx 2005 foram publicados em 17 artigos científicos na edição especial “The Spread F Experiment (SpreadFEx): Coupling from the lower atmosphere to the ionosphere” do periódico “Annales Geophysicae” entre 2008 e 2009. Em relação ao acoplamento GWs - EPBs, essa campanha mostrou que existem alguns tipos de GWs que, dependendo da estrutura dos ventos de maré, devem ser importantes para o processo de RTI.

As simulações de Fritts et al. (2008) baseadas nas características da atmosfera e das MSGWs (comprimentos de onda horizontais entre 200-300 km) observadas no período da campanha mostraram que estas poderiam alcançar 300 km de altitude.

As amplitudes foram previstas entre 1 e 2% na densidade da atmosfera neutra para altitudes de 300 km. Na base da região F da ionosfera ( $\sim 220$  km de altitude), a perturbação das MSGWs poderiam ser de até 10% na densidade, caso o vento horizontal favoreça a propagação dessas ondas. Sendo assim, MSGWs combinadas com as condições dinâmicas da termosfera devem ser importantes para a geração de bolhas de plasma.

Abdu et al. (2009) mostraram casos observados, a partir de dados de ionosondas e radar coerente, que a presença de estruturas de GWs na região F da ionosfera, por volta do pôr do Sol, propiciaram melhores condições para o desenvolvimento de irregularidades no plasma ionosférico. Simulações numéricas feitas por Kherani et al. (2009) também destacaram a importância da presença de GWs para geração de EPBs. Resta saber se estas GWs teriam origens na baixa atmosfera ou seriam geradas localmente.

Taylor et al. (2009) levantaram as características de GWs observadas por imageadores de aeroluminescência em 2005 e Takahashi et al. (2009) determinaram uma relação linear entre os comprimentos de onda horizontais dessas GWs e os espaçamentos entre as estruturas de EPBs, indicando uma possível evidência de acoplamento.

Esse contexto motivou o uso da técnica de traçador de trajetórias para estudar a propagação das GWs ao longo da atmosfera. Com isso, seria possível conectar a origem das GWs com a posição final delas dentro da termosfera-ionosfera (VADAS; FRITTS, 2005). Para usar o traçador de trajetórias é preciso determinar os parâmetros das GWs e montar um banco de dados de vento e temperatura da atmosfera para a região de estudo. Desta forma, no ano de 2005 foram feitas medidas desses campos atmosféricos nas altitudes da região da MLT e utilizou-se a técnica de traçador de trajetórias para procurar por fontes de GWs (VADAS et al., 2009). Posteriormente, Takahashi et al. (2011) apresentaram estudos de casos de GWs penetrando na termosfera-ionosfera (TI), mas usando apenas modelos de vento e temperatura nessas altitudes.

Em 2009, foram acrescentadas às observações medidas de vento e temperatura da termosfera nas altitudes da região F (altitudes da camada de emissão do OI630 nm) feitas por interferômetros Fabry-Perot. Portanto, essas medidas potencializaram o uso do traçador de trajetórias para investigar a propagação de GWs, observadas por imagens de aeroluminescência, dentro da TI. Além das medidas pelo Fabry-Perot,

durante a campanha de 2009, o vento foi inferido por um radar meteórico e a temperatura foi coletada pelo instrumento “Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry” (SABER) do satélite “Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Energetics and Dynamics” (TIMED).

Esse conjunto de medidas inéditas constitui a grande motivação logística para a realização do presente trabalho de tese. Do ponto de vista científico, será possível obter uma visão mais aguçada e precisa do comportamento de GWs dentro da TI, principalmente, no que se diz respeito à propagação, dissipação e efeitos sobre a dinâmica local. Em outras palavras, será possível precisar sobre as altitudes que MSGWs conseguem atingir e quais os valores de suas amplitudes nos campos atmosféricos em cada nível da atmosfera.

## 1.2 Objetivos

O objetivo geral do presente trabalho é estudar a propagação de ondas de gravidade de média escala observadas em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W) nas imagens de aeroluminescência de setembro a novembro de 2009 durante a campanha SpreadFEx. Para isso, propõe-se usar a técnica de traçador de trajetórias para determinar as trajetórias das MSGWs e recuperar suas amplitudes nos campos atmosféricos. Com os resultados alcançados, será possível associar prováveis fontes para estas ondas de gravidade e investigar suas características e efeitos na termosfera-ionosfera.

De forma mais específica, esta tese pretende:

- (1) Utilizar uma relação de dispersão para estudar a propagação de GWs incluindo efeitos dissipativos da TI. Em outras palavras, adicionando a dissipação devido à viscosidade cinemática e à difusividade térmica;
- (2) Discorrer sobre os aspectos históricos das pesquisas sobre GWs através de observações em imagens de aeroluminescência nas últimas décadas, incluindo os trabalhos realizados no Brasil;
- (3) Detalhar a logística da campanha científica SpreadFEx, a qualidade das observações e a disponibilidade dos dados;
- (4) Descrever os instrumentos utilizados para detectar as ondas e medir o vento e a temperatura;

- (5) Abordar a metodologia usada para (i) estimar os parâmetros das MSGWs, (ii) determinar suas trajetórias e (iii) compor o banco de dados de vento e temperatura para ser usado no traçador de trajetórias;
- (6) Analisar e discutir os parâmetros observados e intrínsecos das MSGWs detectadas nessa campanha;
- (7) Investigar as características de propagação das MSGWs na TI e tentar associar essas características com os parâmetros das ondas;
- (8) Discutir possíveis fontes de MSGWs;
- (9) Calcular as amplitudes das MSGWs dentro da TI para verificar a importância das mesmas para a dinâmica local;
- (10) Contextualizar o presente trabalho dentro do cenário científico atual, extrair suas contribuições e possibilidades de trabalhos futuros.

### 1.3 Estrutura da tese

A presente tese foi estruturada para alcançar os objetivos citados acima da seguinte forma:

- O [Capítulo 2](#) fará uma descrição detalhada sobre a teoria linear de ondas de gravidade incluindo efeitos dissipativos devido à viscosidade molecular e à difusividade térmica. Após a obtenção de uma relação de dispersão que inclua a dissipação, serão estudadas as condições de propagação para uma GW e apresentados os conceitos de nível de reflexão e absorção, canalização, absorção e dissipação de ondas de gravidade. A parte final deste capítulo será destinada a uma revisão bibliográfica dos estudos de ondas de gravidade usando técnicas de imageamento da aeroluminescência nas últimas décadas;
- O [Capítulo 3](#) apresentará detalhes das observações realizadas de setembro a novembro de 2009 durante a campanha SpreadFEx e será feita uma descrição sobre os instrumentos usados no presente trabalho. Ou seja, esse capítulo descreverá o imageador de aeroluminescência (usado para detectar as estruturas de ondas de gravidade); o fotômetro de aeroluminescência (usado para medir a temperatura da atmosfera na altitude da camada de

emissão do OH); O SABER (usado para medir perfis verticais de temperatura desde a tropopausa até a baixa termosfera em  $\sim 130$  km de altitude); o interferômetro Fabry-Perot (usado para inferir a temperatura e o vento horizontal nas altitudes de emissão do OI630 nm) e o radar meteórico (que mediu o vento horizontal na mesosfera e baixa termosfera);

- Toda a metodologia de desenvolvimento da tese será apresentada em detalhes no [Capítulo 4](#), desde o método usado para determinar os parâmetros das ondas de gravidade de média escala, passando pela montagem do banco de dados de vento e temperatura e terminando com a técnica de traçador de trajetórias que foi usada para determinar as trajetórias das ondas de gravidade;
- Os resultados e discussões serão organizados no [Capítulo 5](#) de maneira a abordar: (I) as características das ondas de gravidade de média escala; (II) as características de propagação dessas ondas na termosfera-ionosfera obtidas a partir do traçador de trajetórias; (III) alguns efeitos das ondas de gravidade na termosfera-ionosfera e (IV) possíveis fontes troposféricas;
- Por fim, as principais conclusões do trabalho e sugestões de trabalhos futuros serão enumeradas no [Capítulo 6](#).



## 2 ONDAS DE GRAVIDADE ATMOSFÉRICAS

Neste capítulo será apresentada e discutida a teoria linear de ondas de gravidade. Nesta abordagem, serão incluídos os termos dissipativos nas equações básicas a fim de se obter uma relação de dispersão que consiga descrever os efeitos do aumento da viscosidade molecular e da difusividade térmica na termosfera. Também serão apresentadas algumas contribuições científicas alcançadas a partir de observações de ondas de gravidade utilizando imagens de aeroluminescência.

### 2.1 Propagação de ondas de gravidade na atmosfera

Ondas de gravidade (GWs) atmosféricas são resultados de perturbações que ocorrem numa parcela de fluido atmosférico e que são capazes de desestabilizar o equilíbrio hidrostático dessa parcela. São chamadas de ondas de gravidade porque a força restauradora principal é a gravidade. As observações têm mostrado que as GWs se apresentam como estruturas policromáticas complexas ou até mesmo na forma de pulsos solitários. Mesmo assim, em muitos dos casos, uma GW pode ser aproximada como uma estrutura monocromática sem perder muito sua essência. Com esse recurso, o tratamento matemático se torna menos complexo e, desta forma, é possível quantizar as características de propagação dessa onda. A primeira simplificação que será usada nesse trabalho é a suposição de GWs monocromáticas.

#### 2.1.1 Conjunto de equações básicas

Para modelar as ondas de gravidade atmosféricas serão utilizados três princípios de conservação, que são: conservação da massa, do momentum e da energia. Como no estudo de oscilações na atmosfera neutra a conservação de carga pode ser desconsiderada, a equação de conservação da massa ou equação da continuidade de massa pode ser escrita por:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0, \quad (2.1)$$

em que,  $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v} \cdot \nabla$  é a derivada substantiva,  $\nabla$  é operador gradiente,  $\rho$  é a densidade do fluido e  $\vec{v}$  é a velocidade do fluido. Para a atmosfera,  $\vec{v} = (u, v, w)$ ,  $u$  seria a velocidade para leste (zonal)  $v$  a velocidade para norte (meridional) e  $w$  a velocidade para cima (vertical).

A equação da continuidade nesta forma mostra que a variação substantiva da massa do fluido, por unidade de volume, é igual a própria advecção do fluido, ou seja, o fluido não possui nem fonte nem sumidouro de massa. A descrição matemática da equação da continuidade, bem como as expressões para as principais forças que atuam na atmosfera podem ser encontradas em [Paulino \(2008\)](#).

A segunda equação advém da conservação do momentum, descrita por:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \vec{g} + \frac{\mu}{\rho} \left[ \nabla^2 \vec{v}' + \frac{1}{3}\nabla(\nabla \cdot \vec{v}') \right],$$

na qual,  $p$  é a pressão do fluido,  $\vec{g}$  é a aceleração da gravidade,  $\mu$  é a viscosidade molecular e os apóstrofes representam as quantidades perturbadas. O primeiro termo do lado direito é a força (por unidade de massa) do gradiente de pressão e o terceiro termo é a força viscosa (por unidade de massa). Além destes três termos principais, o fluido sofre ação da força de Coriolis, forças de fricção, forças hidromagnéticas, entre outras. Porém, para o estudo de ondas de gravidade, as forças apresentadas nessa equação são as mais importantes.

A viscosidade molecular  $\mu$  é a medida de resistência à tensão de cisalhamento de um fluido. Matematicamente é a razão entre a tensão de cisalhamento sofrida pelo fluido durante o escoamento e o seu respectivo gradiente de velocidade. A unidade de medida mais usual é o Poise em homenagem ao físico francês Jean Louis Poiseuille (1799-1869), sendo  $1 \text{ Poise} = 0,1 \text{ Nm}^{-2}\text{s}$ . É muito comum também encontrar a unidade da viscosidade molecular em “massa/comprimento/tempo”.

Dividindo a viscosidade molecular pela densidade do fluido, obtém-se a viscosidade cinemática  $\nu$ , dada por  $\nu = \mu/\rho$ . Como a densidade atmosférica decresce exponencialmente com a altitude, a viscosidade cinemática cresce com a altitude. O termo devido à força viscosa da equação acima possui dois termos ([KUNDU et al., 2004](#)), o segundo termo ( $1/3\nabla(\nabla \cdot \vec{v}')$ ) pode ser desprezado em relação ao primeiro para o estudo de ondas de gravidade ([VADAS; FRITTS, 2005](#)). Sendo assim, a equação de conservação do momentum fica:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p + \vec{g} + \frac{\mu}{\rho}\nabla^2 \vec{v}'. \quad (2.2)$$



A terceira equação é a da conservação de energia, que pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\varkappa\theta}{C_p\rho T}\nabla^2 T', \quad (2.3)$$

sendo  $\varkappa$  a condutividade térmica,  $T$  a temperatura,  $C_p$  a capacidade calorífica a pressão constante e  $\theta$  a temperatura potencial que será definida na [Subseção 2.1.2](#).

A condutividade térmica ( $\varkappa$ ) é uma propriedade física que mede a habilidade de um fluido em conduzir calor. Fisicamente, a condutividade térmica é a variação temporal de calor transmitida através de uma determinada distância do fluido, por unidade de área, devido a um gradiente de temperatura. O gás atmosférico não é um bom condutor de calor. A unidade de condutividade térmica é “potência/comprimento/temperatura”. Como a condutividade térmica é pequena, o termo do lado direito da [Equação 2.3](#) pode ser desprezado na baixa e média atmosfera. No entanto, na termosfera, a densidade diminui muito e esse termo passa a ser importante no processo dissipativo das ondas de gravidade.

A equação [Equação 2.3](#) pode ser reescrita em termos da difusividade térmica. A difusividade térmica é a medida da variação temporal de temperatura de um fluido e pode ser escrita por:

$$\kappa = \frac{\varkappa}{C_p\rho} = \frac{\mu}{Pr\rho} = \frac{\nu}{Pr},$$

em que,  $Pr$  é o número de Prandtl que é a razão entre a viscosidade cinemática e a difusividade térmica. Para os gases, o número de Prandtl é da ordem da unidade, indicando que a capacidade de difundir calor é praticamente a mesma de difundir momentum. Para a atmosfera o número de Prandtl é aproximadamente 0,7 ([KUNDU et al., 2004](#)) e variações do número de Prandtl com a temperatura serão desprezadas no estudo de ondas de gravidade ([VADAS, 2007](#)). Na [Seção 4.3](#) será retomada a discussão sobre a importância da viscosidade cinemática e da difusividade térmica na dissipação de GW na termosfera.

Para completar o conjunto de equações básicas será usada a lei dos gases ideais, ou seja:

$$p = \rho RT, \quad (2.4)$$

nesse caso,  $R = 8314,5/X_{MW}$  é a constante dos gases, a qual vai depender da massa molecular média em cada nível ( $X_{MW}$ ).

Esse conjunto de 6 equações, enumerado acima de (2.1)-(2.4), e seis incógnitas não admite solução analítica. Além disso, soluções numéricas são difíceis de serem obtidas porque o estado termodinâmico da atmosfera e os termos de dissipação não são muito bem conhecidos. Porém, para estudar a propagação de ondas de gravidade não será necessário solucionar esse sistema de equações. Serão feitas simplificações e serão impostas soluções tipo ondas planas para o sistema, de tal maneira que se possa extrair informações sobre as famílias de ondas permitidas para esse sistema de equações.

### 2.1.2 Simplificações e linearizações nas equações básicas

A temperatura potencial é definida como sendo a temperatura na qual uma parcela de ar teria, se fosse transportada por um caminho adiabático até um nível de referência. Esse nível de referência em estudos atmosféricos é geralmente escolhido como sendo a superfície. Partindo da primeira lei da termodinâmica e supondo um processo adiabático, pode-se obter a expressão para a temperatura potencial, ou seja,

$$\theta = T \left( \frac{p_s}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}, \quad (2.5)$$

na qual,  $p_s$  é a pressão no nível de referência.

Usando a temperatura potencial e a lei dos gases ideais, é possível eliminar os termos  $p$  e  $\theta$  das Equações 2.2 e 2.3, de forma a obter-se:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{RT}{p} \nabla \rho - R \nabla T + \vec{g} + \nu \nabla^2 \vec{v}', \quad (2.6)$$

$$\frac{DT}{Dt} = -(\gamma - 1)T \nabla \cdot \vec{v} + \frac{\gamma \nu}{Pr} \nabla^2 T', \quad (2.7)$$

em que,  $\frac{\gamma}{\gamma-1} \equiv \frac{C_p}{R}$ .

Outra simplificação importante é ajustar o sistema de coordenadas de tal maneira que o eixo horizontal coincida com a direção de propagação da onda. Nesse caso, uma das equações do sistema é suprimida sem perdas de informações (Equação 2.2). Além disso, a solução pode ser generalizada para o caso tridimensional de forma trivial, decompondo apenas a onda de gravidade em duas componentes horizontais. Sendo assim, os campos atmosféricos podem ser escrito como sendo a soma do valor médio (representado pelas sobre barras ou letra maiúscula) e uma perturbação (apóstrofos):

$$u = \bar{U} + u', \quad (2.8)$$

$$w = w', \quad (2.9)$$

$$T = \bar{T} + T' \quad (2.10)$$

e

$$\rho = \bar{\rho} + \rho'. \quad (2.11)$$

O vento médio horizontal na direção da onda é representado por  $\bar{U}$ .

O próximo passo é linearizar as Equações 2.1, 2.6 e 2.7. O processo de linearização consiste em desprezar o produto entre duas grandezas perturbadas, ou seja, os termos de ordem superior. A linearização não prejudica a solução do sistema quando a perturbação é suposta muito pequena em relação ao valor médio do campo atmosférico. No presente estudo, o processo de linearização fornece resultados interessantes para o estudo da propagação de ondas de gravidade, porém a inclusão dos termos não lineares certamente tornaria o modelo de ondas de gravidade mais próximo da realidade. Realizando algumas manipulações algébricas, as equações linearizadas podem ser descritas por:

$$\frac{Du'}{Dt} = -R\frac{\partial T'}{\partial x} - \frac{c_s^2}{\gamma\bar{\rho}}\frac{\partial\rho'}{\partial x} + \nu\nabla^2 u', \quad (2.12)$$

$$\frac{Dw'}{Dt} = -R\frac{\partial T'}{\partial z} - \frac{c_s^2}{\gamma\bar{\rho}}\frac{\partial\rho'}{\partial z} + \frac{c_s^2}{\gamma H}\left(\frac{T'}{\bar{T}} - \frac{\rho'}{\bar{\rho}}\right) + \nu\nabla^2 w', \quad (2.13)$$

$$\frac{DT'}{Dt} = -(\gamma - 1)\bar{T}\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right) + \frac{\gamma\nu}{\text{Pr}}\nabla^2 T', \quad (2.14)$$

$$\frac{D\rho'}{Dt} = \frac{\bar{\rho}}{H}w' - \bar{\rho}\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right), \quad (2.15)$$

em que,  $H$  é a altura de escala local que é definida por  $\frac{d\bar{p}}{dz} \equiv -\frac{\bar{p}}{H}$  e  $c_s = \sqrt{\gamma RT}$  é a velocidade do som na atmosfera.

### 2.1.3 Relação de dispersão

Para considerar o crescimento da amplitude da onda de gravidade em função da altitude devido ao decréscimo da densidade, emprega-se a mesma metodologia adotada por Pitteway e Hines (1963), ou seja,

$$\tilde{u} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_s}\right)^{\frac{1}{2}} u', \quad (2.16)$$

$$\tilde{w} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_s}\right)^{\frac{1}{2}} w', \quad (2.17)$$

$$\tilde{T} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_s}\right)^{\frac{1}{2}} T', \quad (2.18)$$

$$\tilde{\rho} = \left(\frac{\rho_s}{\bar{\rho}}\right)^{\frac{1}{2}} \rho', \quad (2.19)$$

nesse caso,  $\rho_s$  é a densidade na superfície.

Mesmo assim, a solução exata desse sistema só pode ser obtida numericamente. Se forem considerados comprimentos de ondas verticais pequenos ( $\lambda_z \leq 2\pi H$ ) e se os coeficientes do sistema de Equações (2.16-2.19) forem supostos localmente constantes, o sistema admite soluções oscilatórias do tipo:

$$\frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_0} = \frac{\tilde{w}}{\tilde{w}_0} = \frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_0} = \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_0} e^{i(kx+mz-\omega t)}, \quad (2.20)$$

em que  $\omega$  seria a frequência da onda em relação ao solo,  $k$  e  $m$  são os números de onda horizontal e vertical,  $x$  e  $z$  representam a posição horizontal e vertical da onda num dado instante de tempo  $t$ . Estas soluções são tipo ondas planas porque as regiões de fase constante são planos. Generalizando para o caso tridimensional, substitui-se  $k^2$  por  $k_H^2 = k^2 + l^2$  e  $\omega - kU$  por  $\omega - kU - lV$ , neste caso, o vento não perturbado é  $(U, V, 0)$ . Considerando a solução não trivial desse sistema, obtém-se a relação de dispersão para ondas acústicas de gravidade amortecidas pela viscosidade molecular e difusividade térmica que é dada por:

$$-\frac{\omega_I^2}{c_s^2} (\omega_I - i\alpha\nu)^2 \left(1 - \frac{i\gamma\alpha\nu}{\text{Pr}\omega_I}\right) (\omega_I - i\alpha\nu) \left(\omega_I - \frac{i\gamma\alpha}{\text{Pr}}\right) \left(\vec{k}^2 + \frac{1}{4H^2}\right) = k_H^2 N^2, \quad (2.21)$$

em que  $\vec{k}^2 = k_H^2 + m^2$  é o quadrado do vetor de ondas e  $\omega_I$  é a frequência intrínseca que é dada por

$$\omega_I = \omega - kU - lV, \quad (2.22)$$

sendo  $N$  a frequência de Brünt-Väisälä ou de flutuabilidade, que matematicamente é definida por:

$$N^2 \equiv \left(\frac{g}{\bar{\theta}}\right) \frac{d\bar{\theta}}{dz} \quad (2.23)$$

e

$$\alpha \equiv -\bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2} + \frac{im}{H}. \quad (2.24)$$

No limite em que a viscosidade molecular e a difusividade térmica passam a ser desprezíveis, a relação de dispersão fica:

$$-\frac{\omega_I^4}{c_s^2} + \omega_I^2 \left( \bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2} \right) = k_H^2 N^2 \quad (2.25)$$

que é a relação de dispersão usual para ondas acústicas de gravidade (HINES, 1960). Como o interesse desse trabalho é estudar apenas ondas de gravidade interna, os termos da ordem  $(\omega_I/c_s)^2$  na Equação 2.21 são desprezados. Isto resulta na relação de dispersão inelástica desejada para ondas de gravidade sob a influência da viscosidade molecular e da difusividade térmica, isto é,

$$(\omega_I - i\alpha\nu) \left( \omega_I - \frac{i\alpha\nu}{\text{Pr}} \right) = \frac{k_H^2 N^2}{\bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2}}. \quad (2.26)$$

No caso das altitudes inferiores à região da MLT os termos da difusividade térmica e da viscosidade molecular podem ser desprezados e a Equação 2.26 torna-se a bem conhecida relação de dispersão inelástica para propagação livre de ondas de gravidade internas de altas frequências (GOSSARD; HOOKE, 1975), que é

$$\omega_I^2 \cong \frac{k_H^2 N^2}{\bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2}}, \quad (2.27)$$

ou de uma forma mais usual,

$$m^2 \cong \frac{k_H^2 N^2}{\omega_I^2} - k_H^2 - \frac{1}{4H^2}. \quad (2.28)$$

Inclusive, essa equação é amplamente usada para estudar as ondas de gravidade na região da MLT onde a dissipação não é tão importante (GOSSARD; HOOKE, 1975).

Por outro lado, para ondas que se propagam acima da turbopausa ( $\sim 110$  km de altitude) o amortecimento de ondas de gravidade devido à viscosidade cinemática

e à difusividade térmica torna-se crescentemente importante porque a densidade da atmosfera diminui com a altitude. Estes dois processos são muito dependentes dos parâmetros das GWs, por isso, GWs com grandes comprimentos de onda vertical e velocidades de grupo vertical altas se propagam para maiores altitudes dentro da termosfera antes de se dissiparem. O arraste iônico será desprezado porque não afeta significativamente ondas de altas frequências (i.e., períodos menores que poucas horas) que são as de interesse nesse trabalho (VADAS; FRITTS, 2005).

Na formulação clássica da relação de dispersão de GW por viscosidade molecular e difusividade térmica, Pitteway e Hines (1963) supuseram um número de onda vertical complexo. Essa suposição resulta num decaimento da amplitude das ondas com a altitude. Como a viscosidade cresce com a altitude, as soluções apresentadas são válidas apenas para altitudes a partir da qual a dissipação não é desprezível. De outra forma, Midgley e Liemohn (1966) perceberam que desprezando os termos não lineares das perturbações atinge-se resultados satisfatórios sempre que  $\lambda_z < H$ .

Se forem considerados uma frequência intrínseca complexa e um número de onda vertical real dentro da relação de dispersão, o resultado será a amplitude das GWs decaindo no tempo e pode-se obter soluções para qualquer valor de viscosidade cinemática e difusividade térmica. Desta forma pode-se descrever o caminho que as ondas fazem na atmosfera durante e depois da dissipação. Além disso, essa suposição permite que as amplitudes das GWs decaiam explicitamente no tempo (implicitamente em altitude) ou explicitamente em altitudes (implicitamente no tempo).

Continuando com a suposição que as amplitudes das GWs decaiam com o tempo, escreve-se a frequência intrínseca como a soma de uma parte real e outra imaginária:

$$\omega_I = \omega_{Ir} + i\omega_{Ii} . \quad (2.29)$$

O termo  $\omega_{Ir}$  é real e relaciona a frequência intrínseca à estrutura da onda e  $\omega_{Ii}$  é real e expressa o inverso do decaimento da amplitude da onda com o tempo devido à viscosidade cinemática e à difusividade térmica. A componente imaginária de  $\omega$  pode ir então até o solo, porém abaixo de  $\sim 100$  km de altitude, esse termo pode ser desprezado porque a viscosidade molecular e a difusividade térmica são muito pequenas. Nesses níveis, a dissipação das ondas de gravidade não é muito efetiva. Substituindo a Equação 2.29 na Equação 2.26, obtém-se o inverso da taxa de decaimento, ou seja:

$$\omega_{Ii} = \frac{\nu}{2} \left( \frac{-2}{k} - \frac{1}{4H} \right) \frac{1 + \frac{1+2\delta}{Pr}}{1 + \frac{\delta_{\pm}}{2}} \quad (2.30)$$

e também a relação de dispersão que será usada nesse trabalho,

$$\omega_{Ir}^2 + \frac{\nu^2}{4} \left( \frac{-2}{k} - \frac{1}{4H} \right)^2 \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^2 \frac{1 + \delta_+ \frac{\delta^2}{Pr}}{\left( 1 + \frac{\delta_+}{2} \right)^2} + \frac{\nu_+ m \omega_{Ir}}{H} + \frac{\nu^2 m^2}{Pr H} = \frac{k_H^2 N^2}{k^2 + \frac{1}{4H^2}}, \quad (2.31)$$

em que,  $\delta_+ = \delta(1 + Pr^{-1})$ ,  $\nu_+ = \nu(1 + Pr^{-1})$  e  $\delta = \nu m / H \omega_{Ir}$ . Esta relação de dispersão é não hidrostática e compressível, mas exclui ondas acústicas, similar a de Marks e Eckermann (1995).

A Equação 2.31 será muito útil no modelo de traçador de trajetórias por dois motivos: (1) para calcular diretamente a frequência intrínseca que deverá ser derivada em relação às coordenadas espaciais e (2) para determinar o número de onda vertical ( $m$ ) que será avaliado nas condições de parada do modelo (mais detalhes na Seção 4.3).

#### 2.1.4 Refração de ondas de gravidade

Para analisar efeitos de propagação, reflexão e absorção das ondas de gravidade na atmosfera, por questões de simplificações, será analisada a relação de dispersão de Gossard e Hooke (1975) (Equação 2.28). Isto porque, os outros termos da Equação 2.31 serão mais importantes no processo de dissipação da onda. Para que a onda de gravidade se propague verticalmente é necessário que o número de onda vertical  $m$  seja real. Pela orientação adotada aqui, tem-se que:

$$\text{sempre que } m < 0 \rightarrow \text{propagação para cima,} \quad (2.32)$$

$$\text{sempre que } m > 0 \rightarrow \text{propagação para baixo.} \quad (2.33)$$

Se  $m$  for complexo, parte da onda será refratada e outra parte não conseguirá condições de propagação.



### 2.1.5 Reflexão de ondas de gravidade

A reflexão de uma onda de gravidade acontecerá quando a mesma encontrar na atmosfera um nível de reflexão (do Inglês, “turning level”). Os níveis de reflexões surgem na atmosfera sempre na interface entre uma região propagante (que favoreça condições de  $m^2 > 0$ ) e uma evanescente ( $m^2 < 0$ ). Uma condição necessária para que a onda de gravidade seja propagante é que a frequência de fluatibilidade seja maior que a frequência intrínseca da onda, ou seja, o termo  $N/\omega_{Ir}$  deve ser maior que a unidade.

Porém, quando a frequência intrínseca da onda se aproxima da frequência de fluatibilidade, o número de onda vertical tende a zero (comprimento de onda vertical torna-se muito grande,  $\lambda_z \rightarrow \infty$ ). Caso a região anterior ao nível de reflexão continue fornecendo condições de propagação, ela é refletida e conseqüentemente,  $m$  muda de sinal.

Na [Figura 2.1](#) pode ser vista uma ilustração de um nível de reflexão na atmosfera. A linha tracejada separa uma região evanescente ( $m^2 < 0$ ) de uma região propagante ( $m^2 > 0$ ). Quando uma onda de gravidade (representada pelo conjunto de três linhas contínuas paralelas) se aproximar de um nível de reflexão, sua estrutura de fase tende a ficar praticamente alinhada com a vertical, ou seja, o número de onda vertical tende a zero ( $m \rightarrow 0$ ).

Como a onda não encontra condições necessárias de propagação acima desse nível ela é refletida e passa a se propagar numa direção oposta. Fisicamente, um nível de reflexão para uma onda de gravidade pode ser alcançado de duas formas:

- Aumentando a frequência intrínseca da onda;
- Diminuindo a frequência de fluatibilidade do meio.

A frequência intrínseca de uma onda de gravidade é modificada pela ação das variações verticais do vento horizontal. Quando o vento soprar na direção contrária à propagação horizontal da GW, sua frequência intrínseca aumentará proporcionalmente à intensidade desse vento. Frequência intrínseca elevada implica em período intrínseco menor que o período observado, ou seja, o vento atua freando a propagação da onda. Caso a frequência intrínseca sofra um grande aumento ( $\omega_{Ir} \rightarrow \infty$ ), o número de onda vertical tenderá a zero e a onda será refletida.

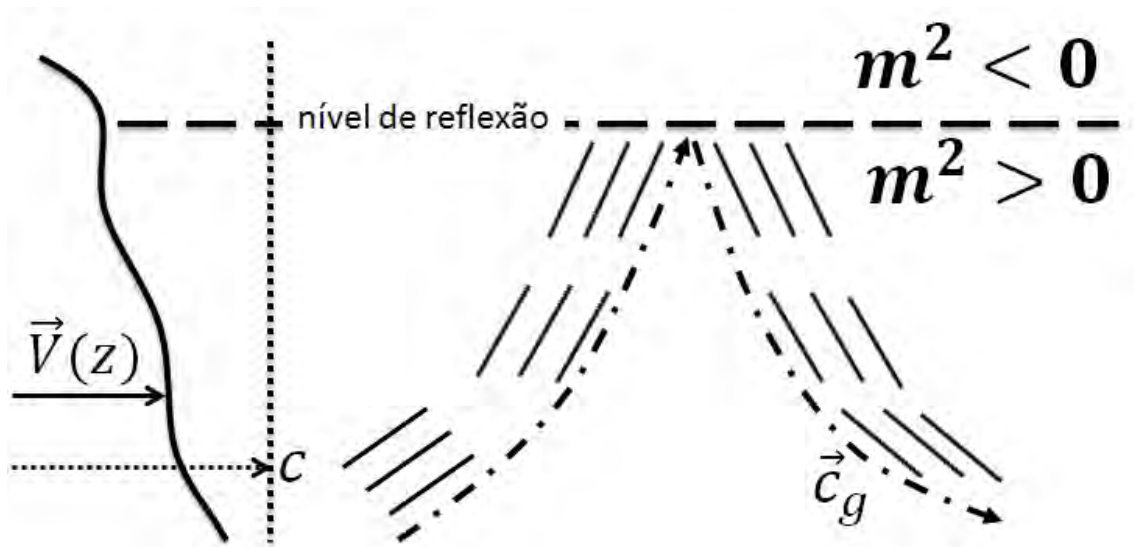


Figura 2.1 - Esquema mostrando um nível de reflexão para uma onda de gravidade. Uma região evanescente é mostrada na parte superior ( $m^2 < 0$ ) e uma região propagante na parte inferior ( $m^2 > 0$ ). A linha traço-pontilhada mostra a direção de propagação da energia ( $c_g$ ) que é paralela às isolinhas de fase constantes. As fases da onda são representadas pelo conjunto de três linhas contínuas paralelas. A linha tracejada separando as regiões evanescente e propagante representa o nível de reflexão. Um perfil arbitrário de vento ( $\vec{V}$ ) é mostrado no lado esquerdo pela linha contínua e a velocidade horizontal de fase ( $c$ ) pela linha pontilhada.

Fonte: Adaptado: Santos (2007).

De outra forma, se a frequência de flutuabilidade diminuir de maneira a se aproximar da frequência intrínseca, o número de onda vertical tenderá a se aproximar de zero. A frequência de flutuabilidade depende inversamente da temperatura potencial e diretamente do seu gradiente vertical. A temperatura potencial possui um perfil crescente para praticamente toda a atmosfera como pode ser visto na Figura 2.2. Na Figura 2.2(a) pode ser visto um perfil de temperatura (linha preta contínua) e densidade (linha azul tracejada) para a região de São João do Cariri às 21:00 Hora Local (LT, do Inglês, “Local Time”) do dia 22 de setembro de 2009. A Figura 2.2(b) ilustra a temperatura potencial (linha preta contínua) e seu respectivo gradiente vertical (linha vermelha pontilhada).

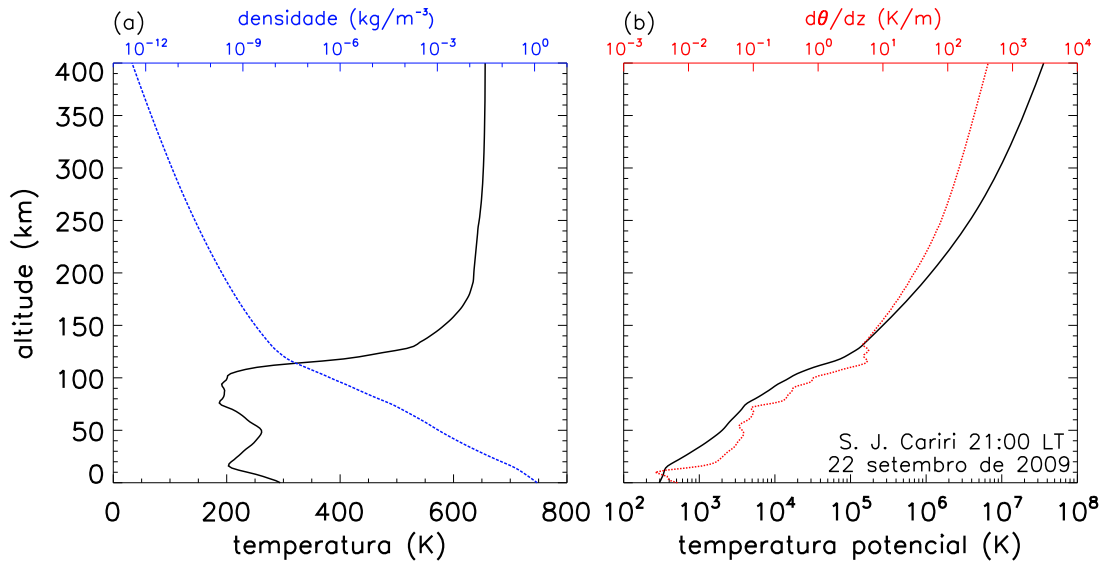


Figura 2.2 - (a) Perfis de temperatura (linha preta contínua) e densidade (linha azul traçada) obtidos às 21:00 hora local na noite de 22 de setembro de 2009 para a região de São João do Cariri. (b) Perfil de temperatura potencial (linha preta contínua) e sua respectiva derivada com a altitude (linha vermelha pontilhada) para a mesma hora e localidade de (a). Esse perfil de temperatura foi obtido a partir de medidas e modelos que serão discutidos em mais detalhes no Capítulo 4.

Pode-se observar que o gradiente de temperatura potencial muda bastante abaixo de  $\sim 120$  km. Portanto, abaixo desta região é mais fácil que surjam níveis de reflexão devido à mudanças bruscas na temperatura potencial e, conseqüentemente, na temperatura atmosférica. Em resumo, níveis de reflexão para ondas de gravidade são mais propícios de surgirem na atmosfera quando:

- Houver fortes ventos horizontais na direção anti-paralela à propagação horizontal de uma onda de gravidade;
- Acontecer mudanças verticais bruscas na temperatura .

Naturalmente, esses efeitos podem criar níveis de reflexão pela ação isolada de cada um, como também pelo efeito combinado de ambos.

### 2.1.6 Canalização de ondas de gravidade

A canalização de uma onda ocorre quando a onda de gravidade fica aprisionada entre dois níveis de reflexão. Isto acontece quando uma onda de gravidade que se propaga de forma ascendente atinge um nível de reflexão, é refletida e passa a se propagar de forma descendente até atingir outro nível de reflexão numa altitude inferior onde será novamente refletida para cima. Essa situação caracteriza-se como um duto e é ilustrada na [Figura 2.3\(b\)](#).

Se esse duto permanecer formado por um longo período de tempo e possuir uma extensão relativamente grande comparada com o comprimento de onda horizontal, a onda conseguirá se propagar por grandes distâncias horizontais.

Além disso, se a espessura do duto for múltipla do número de onda vertical, poderá ocorrer interferência construtiva entre a onda incidente e a onda refletida fazendo com que a distância horizontal de propagação da onda seja maior ainda, como pode ser visto na [Figura 2.3\(a\)](#). Caso o duto não seja múltiplo do comprimento de onda vertical, a onda pode sofrer interferência destrutiva ([NAPPO, 2002](#)).

Como pode ser observado na [Figura 2.3\(b\)](#), um duto se forma a partir de uma região de  $m^2 > 0$  confinada entre duas regiões de propagação vertical proibidas, ou seja, duas regiões evanescentes ( $m^2 < 0$ ).

Quando o mecanismo responsável pela formação do duto for o gradiente vertical de temperatura, o duto é chamado de duto térmico. Por outro lado, quando o gradiente vertical do vento horizontal favorecer a formação do canal, ele é dito duto Doppler.

Por último, o canal pode ser originado pela ação combinada do gradiente vertical de temperatura e de vento, nesse caso, é denominado duto dual ([ISLER et al., 1997](#)). Além disso, os parâmetros das ondas são importantes para a formação do duto ([ALENCAR FILHO, 2007](#)).

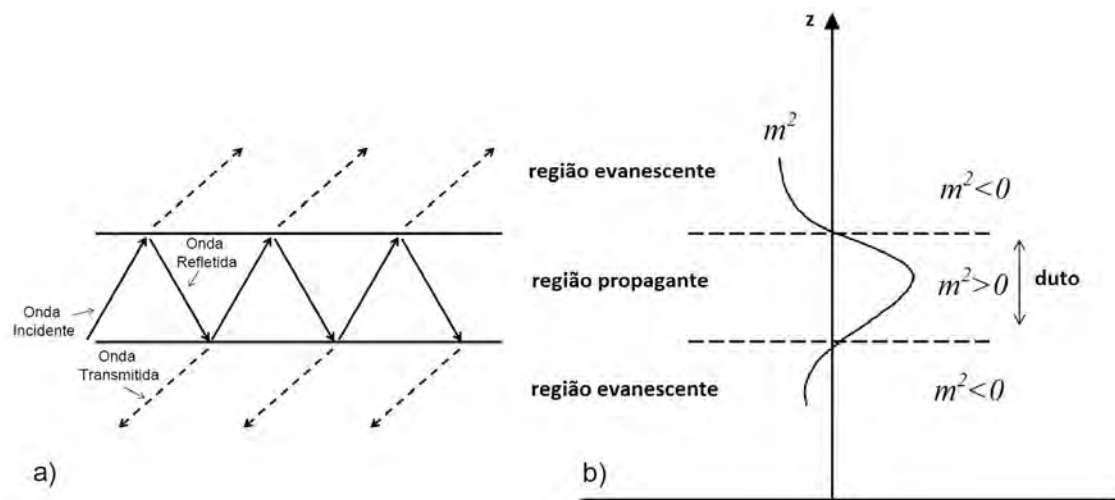


Figura 2.3 - (a) Ilustração de uma reflexão e transmissão de onda entre dois níveis. Se a ondas incidente e as ondas refletidas estiverem em fase, então a onda poderá ser canalizada. (b) Perfil do número de onda vertical para o caso de uma canalização. As regiões onde a onda é propagante ( $m^2 > 0$ ) e evanescente ( $m^2 < 0$ ) são mostradas neste painel.

Fonte: Alencar Filho (2007).

### 2.1.7 Absorção de ondas de gravidade

Quando uma onda de gravidade encontra, na atmosfera, uma região em que o vento básico horizontal é exatamente igual à sua velocidade de fase horizontal, a frequência intrínseca da onda tende a zero, ou ainda, o período intrínseco da onda será muito grande ( $\tau \rightarrow \infty$ ). Esta região é conhecida como nível crítico ( $z_c$ ) ou nível de absorção.

Fisicamente a propagação vertical da onda passa a ser muito lenta e, ainda, ela não consegue propagação horizontal porque  $m \rightarrow \infty$ . Nesta condição a onda será rapidamente absorvida pela atmosfera. A Figura 2.4 ilustra uma onda de gravidade se aproximando de um nível crítico. Observe que quando a GW se aproxima do nível crítico, as estruturas de fase se aproximam e tendem a ficar paralelas à horizontal.

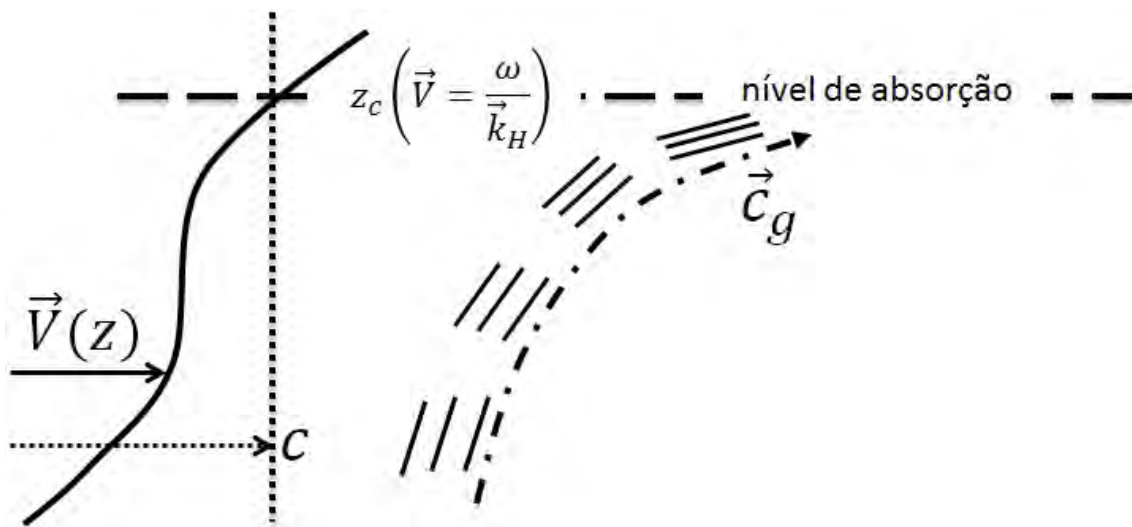


Figura 2.4 - Ilustração de uma onda de gravidade se aproximando de um nível crítico ou nível de absorção. A representação dos elementos desta figura é a mesma que a Figura 2.1. Nesta figura é possível perceber que o nível de absorção acontece justamente quando a velocidade de fase horizontal da onda ( $c$ ) coincide com o vento horizontal ( $V$ ).

Fonte: Adaptado: Santos (2007).

### 2.1.8 Filtragem de ondas de gravidade

A presença de níveis críticos e de reflexão na atmosfera limita consideravelmente o espectro de ondas de gravidade que se propagam desde suas fontes de origem na troposfera até a região da mesosfera e baixa termosfera (MLT, do Inglês, “Mesosphere and Lower Thermosphere”). Sendo assim, os níveis críticos e de reflexão agem como filtros naturais para as ondas de gravidade, sendo responsáveis pela presença seleta de famílias de GWs em dadas altitudes da atmosfera. Ondas de gravidade com baixas velocidades de fase são mais propícias a serem absorvidas (MEDEIROS et al., 2003).

Desta forma, as ondas de gravidade mais rápidas tendem a ser refletidas com mais facilidade (FRITTS; ALEXANDER, 2003). Portanto, ondas de gravidade com características intermediárias são melhores candidatas para alcançar altitudes mais elevadas na termosfera-ionosfera (TI). Essa classe de ondas de gravidade são chamadas de ondas de gravidade de média escala (MSGWs, do Inglês, “Medium-Scale Gravity

Waves”). MSGWs apresentam comprimentos de onda verticais de várias dezenas até centenas de quilômetros e períodos maiores que 30 minutos (TAYLOR et al., 2009).

### 2.1.9 Dissipação de ondas de gravidade

Acima da turbopausa ( $\sim 110$ - $120$  km de altitude), a viscosidade molecular e a difusividade térmica começam a ser importantes no processo de dissipação de ondas de gravidade devido ao decréscimo da densidade atmosférica. O fluxo de momentum por unidade de massa para uma onda de gravidade gerada numa altitude  $z = z_i$  e num tempo  $t = t_i$  é dado por (VADAS; FRITTS, 2009):

$$\tilde{u}_{GW}\tilde{w}_{GW}^*(\vec{x}, t) = \left| \overline{\tilde{u}_{GW}\tilde{w}_{GW}^*} \right|_{t_i} \frac{\bar{\rho}(z_i)}{\bar{\rho}(z)} e^{-2 \int_{t_i}^t |\omega_{Ii}| dt'}, \quad (2.34)$$

em que  $\left| \overline{\tilde{u}_{GW}\tilde{w}_{GW}^*} \right|_{t_i}$  é o módulo do fluxo de momentum médio (por unidade de massa) de uma onda de gravidade num instante  $t_i$ ,  $\vec{x}$  indica a posição da onda, \* representa o conjugado complexo, e  $\omega_{Ii}$  é o inverso da taxa de decaimento devido à viscosidade molecular e à difusividade térmica que é dado pela [Equação 2.30](#).

A [Equação 2.34](#) revela que o fluxo de momentum é inversamente proporcional a (1) densidade atmosférica e diretamente proporcional ao (2) exponencial do negativo da integral temporal de  $\omega_{Ii}$ . Como a densidade cai quase que exponencialmente com a altitude, o termo (1) faz o fluxo de momentum crescer com a altitude. No entanto,  $\omega_{Ii}$  cresce também exponencialmente com a altitude e o termo (2) contribui para reduzir o fluxo de momentum. O resultado final será uma competição entre esses dois termos, fazendo com que o fluxo de momentum atinja um valor máximo numa determinada altitude dentro da termosfera-ionosfera e depois decresça rapidamente nas altitudes acima desse nível.

A [Figura 2.5](#) ilustra o perfil vertical do fluxo de momentum para um evento de onda de gravidade observado no dia 09 de novembro de 2009. Esse evento possui o número correspondente # 16 e suas características são mostradas na [Tabela 5.1](#). A altitude na qual o fluxo de momentum é máximo será chamada de altitude de início de dissipação efetiva (IDE), pois acima dessa a amplitude da onda de gravidade efetivamente irá diminuir. A altitude na qual o fluxo de momentum é reduzido para menos que 1% do valor calculado na altitude da camada do OH ( $\sim 87$  km) pode ser considerada a altitude na qual a onda praticamente se dissipou e dá uma ideia

de como a GW está perdendo energia na atmosfera. Esta altitude será chamada de altitude de penetração efetiva (PE).

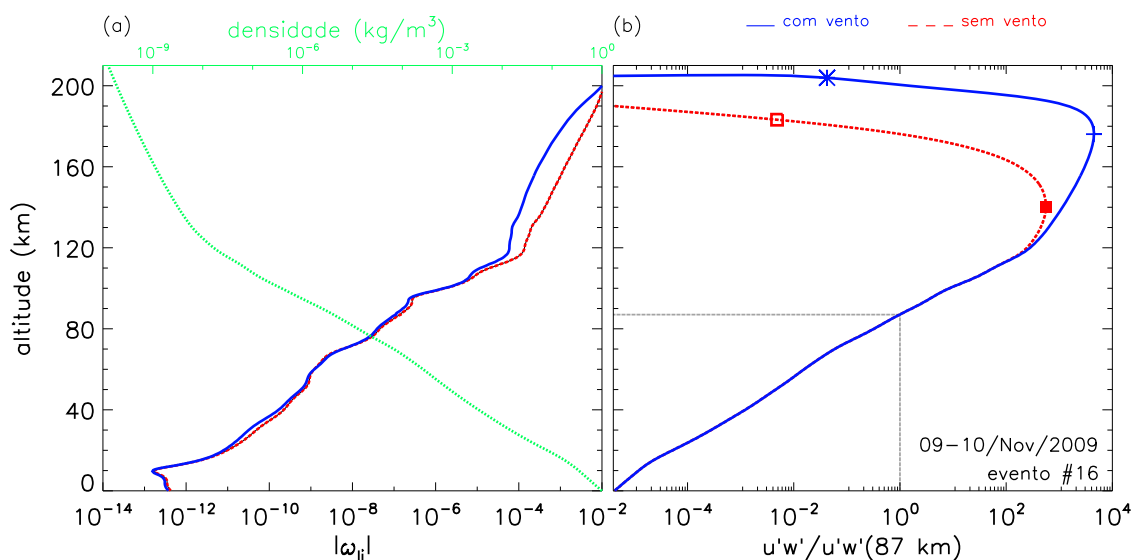


Figura 2.5 - (a) Perfil vertical de densidade (linha verde pontilhada) e perfis de  $|\omega_{Ii}|$  para uma situação sem vento na atmosfera (linha vermelha tracejada) e com vento (linha azul contínua). (b) Fluxo de momento por unidade de massa para um evento observado na noite de 09-10 de novembro de 2009. A linha azul contínua é para condição de vento e a linha vermelha tracejada representa uma sem vento. Os símbolos '+' e quadrado preenchido representam as altitudes nas quais os fluxos de momento assumem os valores máximos para as condições com e sem vento. O asterisco e quadrado não preenchido representam as altitudes nas quais os fluxos de momento são inferiores a 1% do valor inicial que foi calculado em 87 km de altitude para as condições com e sem vento, respectivamente.

Pode ser visto na [Figura 2.5](#) que, além da densidade, o fluxo de momento depende do vento atuando sobre as ondas ([Equação 2.30](#)). Portanto, o vento pode modificar consideravelmente a altitude de início de dissipação efetiva e de penetração efetiva da onda na TI.



## 2.2 Observações de ondas de gravidade em imagens de aeroluminescência

Ao longo do último meio século, várias técnicas foram utilizadas para estudar ondas de gravidade na atmosfera. O principal objetivo desses estudos é delinear as principais características das GW de modo a estabelecer uma base de informações sólidas que possam auxiliar no entendimento do papel das GWs na dinâmica da atmosfera. Dentre diversas técnicas utilizadas destacam-se:

- (1) Observações a partir de traços meteóricos (LILLER; WHIPPLE, 1954);
- (2) Liberação de compostos químicos (KOCHANOSKI, 1964);
- (3) Radares meteóricos (HOCKING, 2005; CLEMESHA et al., 2009), VHF (BALSLEY; GAGE, 1980), e de reflexão parcial (WOODMAN; GUILLEN, );
- (4) Radares de laser (CLEMESHA; BATISTA, 2008);
- (5) Nuvens noctiluscentes (WITT, 1962);
- (6) Imageadores de aeroluminescência (TAYLOR; HAPGOOD, 1988);

Uma revisão completa sobre os principais estudos de ondas de gravidade na atmosfera feitos pelas técnicas citadas acima pode ser encontrada nos trabalhos de Medeiros (2001), Wrasse (2004) e Alencar Filho (2007). Para a região da termosfera-ionosfera existem várias evidências da presença de estruturas de ondas de gravidade (KELLEY et al., 1981; VADAS; NICOLLS, 2008; ABDU et al., 2009; AVEIRO et al., 2009). Quando ondas de gravidade são observadas em campos ionosféricos, elas passam a ser chamadas de distúrbios ionosféricos propagantes (TIDs, do Inglês, “Traveling Ionospheric Disturbances”).

A observação de GWs na região da MLT a partir de imagens de aeroluminescência indica que essas ondas provavelmente se propagaram de uma altitude inferior e podem se propagar para um nível superior. No caso de uma onda canalizada, ainda é possível acompanhar seu deslocamento por grandes distâncias horizontais, sendo assim, o uso de imagens de aeroluminescência têm se destacado no estudo da propagação de ondas de gravidade na atmosfera. Nesta Seção será realizada uma revisão histórica dos avanços da técnica de imageamento de aeroluminescência para estudos

de ondas de gravidade e serão destacados os principais estudos desenvolvidos no Brasil utilizando essa metodologia.

### 2.2.1 Imageamento da aeroluminescência

A aeroluminescência é um fenômeno óptico que acontece na atmosfera terrestre no qual átomos e moléculas emitem fótons depois de serem excitados por processos físicos e químicos. Desta forma, a atmosfera é capaz de emitir luz num vasto espectro que se estende desde o ultravioleta até o infravermelho. No período noturno é mais fácil separar as emissões da aeroluminescência do espectro de radiação celeste. As principais camadas de emissões de aeroluminescência possuem seus picos de concentrações na região da MLT [OH NIR (no infravermelho próximo, do Inglês, “Near Infra-Red”); OI557,7 nm; O<sub>2</sub>(0,1); NaD centrada em 598,2 nm], porém existem emissões com intensidades significativas provenientes de altitudes superiores (OI630 nm; OI777,4 nm), ou seja, da termosfera-ionosfera.

As primeiras observações das emissões da aeroluminescência datam do início da década de 1930, na quais foram feitas medidas das emissões do OI557,7 nm e do NaD. Na década de 1950, [Chapman \(1951\)](#) desenvolveu um teoria para tentar explicar a emissão da linha verde (OI557,7 nm) que é referência até os dias atuais. Estudos paralelos de Meinel mostraram que a emissão mais forte do espectro da aeroluminescência é a OH NIR ([MEINEL, 1950](#)). Uma descrição detalhada dessas emissões pode ser encontrada nos trabalhos de [Buriti \(1997\)](#) e [Medeiros \(2001\)](#).

A espessura das camadas de emissão da MLT são tipicamente de 6-10 km e possibilitam estudar ondas de gravidade com comprimentos de onda verticais maiores que estes limiares. Além disso, se for obtida uma imagem fotográfica de uma extensão considerável do céu, é possível detectar e estudar GWs de grandes dimensões horizontais (comprimentos de onda horizontais de dezenas a centenas de quilômetros).

Os avanços nas observações da aeroluminescência, em especial o desenvolvimento de equipamentos capazes de fotografar o céu nesses comprimentos de onda, contribuíram, consideravelmente, para o conhecimento científico das características das GWs, seus efeitos e interações com a média e alta atmosfera. Além disso, observações de aeroluminescência são fundamentais para o entendimento do processo de propagação das GWs geradas na baixa atmosfera e seus efeitos na termosfera-ionosfera. A seguir serão enumerados sete importantes trabalhos sobre o imageamento da ae-

roluminescência feitos ao longo das últimas quatro décadas e que foram essenciais para se alcançar a tecnologia que se têm atualmente para fazer esse tipo de estudos (TAYLOR, 1997).

As imagens obtidas da aeroluminescência anteriores ao trabalho de Peterson e Kieffaber (1973) apresentavam certas estruturas que, até então, não era conhecido se estas eram produzidas por variações temporais ou espaciais na emissão do OH. Esses autores, motivados por esse fato, utilizaram um filme de 35 mm de alta velocidade para medir a radiação infravermelha do céu noturno. Eles escolheram uma noite próxima da lua nova e um local no deserto do Novo México para evitar contaminações luminosas. Os autores utilizaram um tempo de exposição de aproximadamente 10 minutos e colocaram um filtro para medir apenas comprimento de ondas entre 740-900 nm. Foram obtidas imagens de uma pequena porção do céu (40° horizontal e 30° vertical) a partir de uma elevação de  $\sim 15^\circ$ . O resultado foi a observação da primeira estrutura extensa de ondas de gravidade.

Moreels e Herse (1977) utilizaram o mesmo princípio de Peterson e Kieffaber (1973) e conseguiram observar uma região bem mais extensa do céu usando quatro câmeras. Eles observaram nos Alpes franceses claras imagens mostrando padrões diferentes de estruturas de ondas nas imagens do OH NIR, como pode ser visto na Figura 2.6. O ponto chave daquele trabalho foi utilizar uma sobreposição dos campos de visão de cada câmera e depois fazer uma sobreposição destas imagens formando uma extensa vista panorâmica do céu. Este tipo de experimento foi repetido em várias regiões do globo e ajudaram a mostrar que as ondas de gravidade podem acontecer em qualquer latitude.

Paralelamente ao desenvolvimento de técnicas de fotografia foi desenvolvido por Crawford et al. (1975) uma técnica de medição do OH NIR utilizando um sistema de TV. Com isso, eles conseguiram obter uma resolução temporal das medidas de até 1/7 s. Essa técnica foi utilizada para fazer medidas a bordo de aeronaves e, com isso, conseguiu-se realizar um mapeamento das estruturas de ondas por uma área bem maior. Naturalmente, a técnica fotográfica que utilizava um tempo de exposição bem mais elevado conseguia fazer imagens com qualidade superior.



Figura 2.6 - Estruturas de GWs quase paralelas à horizontal. Estas foram observadas nos Alpes franceses por [Moreels e Herse \(1977\)](#). Os pequenos traços brancos indicam o caminho percorrido pelas estrelas durante o tempo de exposição.  
Fonte: [Herse \(1984\)](#).

[Herse \(1984\)](#) conseguiu fazer as primeiras observações do espaço de ondas de gravidade na emissão do OH a bordo da missão SPACELAB 1. Ele utilizou uma câmera com um filtro para os comprimentos de ondas entre 700 e 890 nm e direcionou-a para uma região ligeiramente anterior ao limbo da Terra. Esse tipo de medida foi bastante promissora para o estudo de GWs, pois forneceu informações globais da atividade de ondas de gravidade. Após este trabalho, outras observações de GWs do espaço foram realizadas, por exemplo, a bordo do ônibus espacial.

[Taylor et al. \(1987\)](#) obtiveram as primeiras medidas quase simultâneas de uma estrutura de onda de gravidade em três camadas de emissões da aeroluminescência (OI557,7 nm; NaD e OH NIR). Essas medidas foram feitas com um ângulo de elevação de  $15^\circ$  e foram observadas estruturas de ondas curvadas. A partir desse trabalho foi possível perceber que as imagens de aeroluminescência eram importantes não só para estudar as estruturas horizontais, mas também as características verticais. As curvaturas reveladas pelas imagens foram bastante úteis para conectar estas GWs observadas na mesosfera com fontes troposféricas de convecção ([TAYLOR; HAPGOOD, 1988](#)). O trabalho de [Taylor et al. \(1987\)](#) foi muito importante para técnica de ima-

geamento da aeroluminescência, pois a partir deste, foi possível estudar em detalhes a propagação de estruturas de GWs.

Até então, as imagens de aeroluminescência eram feitas apenas para pequenos ângulos de elevação. Com isso, não era possível saber de forma correta se as ondas de gravidade modificavam apenas a altitude da camada de emissão do OH ou se as ondas modificavam a taxa de emissão volumétrica das mesmas. Se as ondas modificassem a taxa de emissão volumétrica da aeroluminescência, seria possível observar GWs em quaisquer ângulos de elevação. A vantagem de se utilizar pequenos ângulos de elevação para fazer imagens de aeroluminescência era aumentar o caminho óptico dentro da camada de emissão. Essa técnica chega a aumentar de 2 a 3 vezes a aparente intensidade da emissão.

Peterson e Adams (1983) usaram uma lente do tipo olho de peixe (campo de visão de  $180^\circ$ ) durante um eclipse lunar. Com um tempo de exposição entre 3 e 10 segundos, eles conseguiram registrar estruturas de ondas em imagens do OH. Duas dessas imagens são mostradas na Figura 2.7.

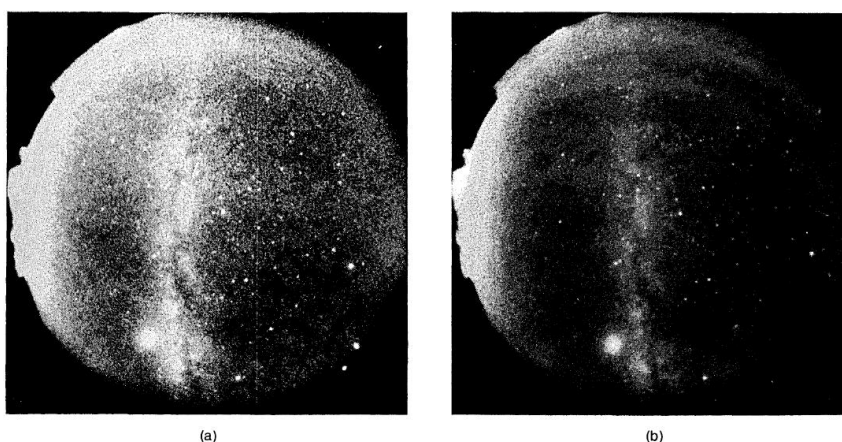


Figura 2.7 - Fotografias da emissão do OH em imagens completas do céu obtidas na noite de 5-6 de julho de 1982 durante um eclipse lunar completo. Essas imagens foram registradas próximas da cidade de Albuquerque, Novo México, Estados Unidos. A qualidade da reprodução dessas imagens compromete a visualização das estruturas de ondas de gravidade.

Fonte: Peterson e Adams (1983).

Um significativo avanço no imageamento da aeroluminescência foi alcançado durante a campanha ALOHA-90 com observações realizadas no Havaí por Taylor e Hill (1991). Nessa série de medidas foram utilizadas pela primeira vez, câmeras com o dispositivo Charge-Coupled Device (CCD). As imagens da aeroluminescência foram obtidas a partir de um ângulo de elevação de  $\sim 15^\circ$  e um tempo de integração de  $\sim 20$  s como pode ser visto na Figura 2.8. Essas foram as primeiras imagens digitais da aeroluminescência. Nesse caso, o imageador foi adaptado com uma CCD utilizada para fins astronômicos. Mais detalhes sobre os progressos no desenvolvimento da técnica de imageamento da aeroluminescência pode ser encontrado em Taylor (1997).

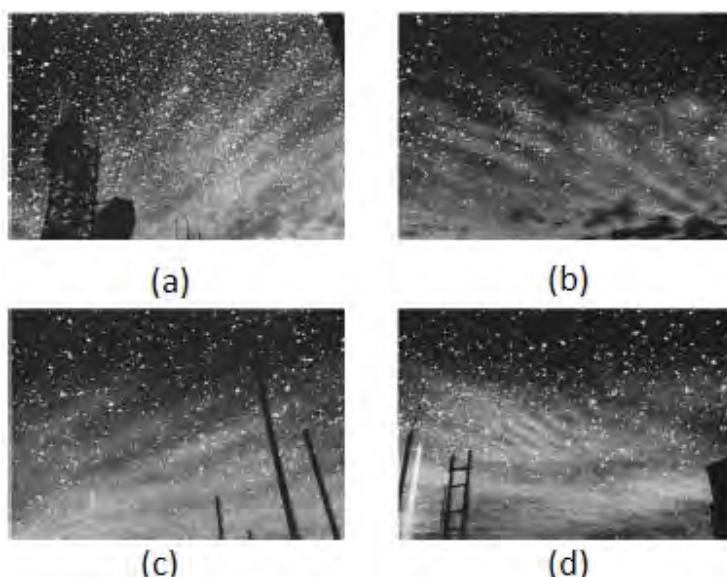


Figura 2.8 - Exemplos de estruturas de GWs observadas no Havaí. As imagens (a), (b) e (c) mostram estruturas de ondas tipo bandas e (d) ilustra eventos tipo “ripples”. Essas imagens foram feitas com um tempo de integração de aproximadamente 20 s.

Fonte: Taylor e Hill (1991).

A integração das lentes do tipo olho de peixe, a construção de eficientes filtros capazes de separar estreitos espectros de luz e o uso de câmeras CCDs possibilitaram a obtenção de imagens de todo o céu em alta resolução das emissões da aeroluminescência (TAYLOR et al., 1995). Com estas imagens é possível estudar as características horizontais de estruturas de ondas de gravidade de diversos tamanhos e períodos.

Além disso, também pode-se investigar a propagação vertical dessas ondas ao longo das diversas camadas da aeroluminescência.

### 2.2.2 Ondas de gravidade observadas no Brasil por imageadores

Nesta subseção será apresentada uma pequena revisão dos estudos realizados no Brasil com os modernos imageadores.

As primeiras observações de GWs através de imagens de aeroluminescência no Brasil foram feitas por Taylor et al. (1997) durante a campanha científica “Guará”. Naquele trabalho, eles fizeram um estudo estatístico da ocorrência de  $\sim 50$  eventos de ondas de gravidade observados em Alcântara ( $2,3^{\circ}\text{S}$ ;  $44,5^{\circ}\text{W}$ ). Na Figura 2.9(a) e (b) podem ser vistos exemplos de estruturas de GWs tipo bandas. Um exemplo de GWs tipo “ripples” é mostrado na Figura 2.9(c) e a Figura 2.9(d) ilustra estruturas mais complexas formadas pela presença de bandas e “ripples”.

Logo após essa campanha, foi instalado, em Cachoeira Paulista ( $22,7^{\circ}\text{S}$ ;  $45,0^{\circ}\text{W}$ ), um imageador com câmera CCD de aeroluminescência (BATISTA et al., 2000). As observações rotineiras desse equipamento foram utilizadas no trabalho de Medeiros (2001) para caracterização das ondas de gravidade observadas naquela localidade. Além dos eventos de GWs tipo bandas e “ripples”, as imagens de aeroluminescência permitiram observar pela primeira vez eventos tipo “bore” no Brasil (BATISTA et al., 2000; MEDEIROS et al., 2001). A Figura 2.10 mostra um evento de onda de gravidade observado na noite de 19 de janeiro de 1999 em Cachoeira Paulista. Nesta Figura, as subimagens (a) a (d) ilustram o processo que é feito até se obter os parâmetros do evento desejado. Esses trabalhos pioneiros motivaram uma série de estudos interessantes sobre GWs no Brasil ao longo desses últimos 15 anos.

Outro imageador CCD começou a operar no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP), na cidade de São João do Cariri ( $7,4^{\circ}\text{S}$ ;  $36,5^{\circ}\text{W}$ ), a partir de setembro de 2000. Dois anos de medidas possibilitaram a Machado (2002) fazer uma caracterização dos eventos tipo banda e tipo “ripples” sobre aquela localidade. Posteriormente, esses resultados foram comparados com as medidas feitas em Cachoeira Paulista (MEDEIROS et al., 2004).



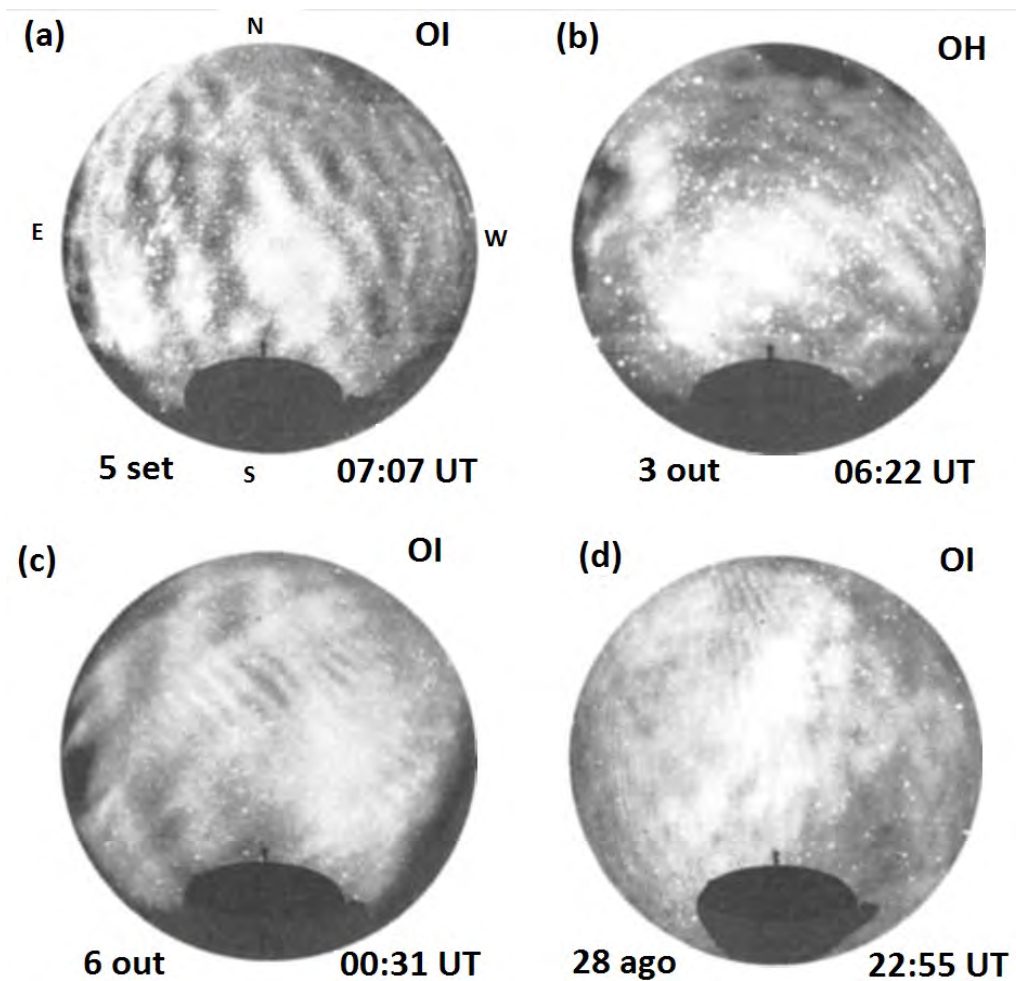


Figura 2.9 - Quatro imagens mostrando exemplos de estruturas de ondas de gravidade registradas nas emissões do OI 557,7 nm e infravermelho próximo (OH) para a região de Alcântara. Os painéis (a) e (b) mostram eventos tipo bandas. O painel (c) mostra um evento tipo “ripple” e o painel (d) mostra uma mistura de bandas e “ripples”. A hora universal (UT, do Inglês “Universal Time”) é mostrada no canto inferior direito de cada imagem e a data da observação no canto inferior esquerdo.

Fonte: Taylor et al. (1997).



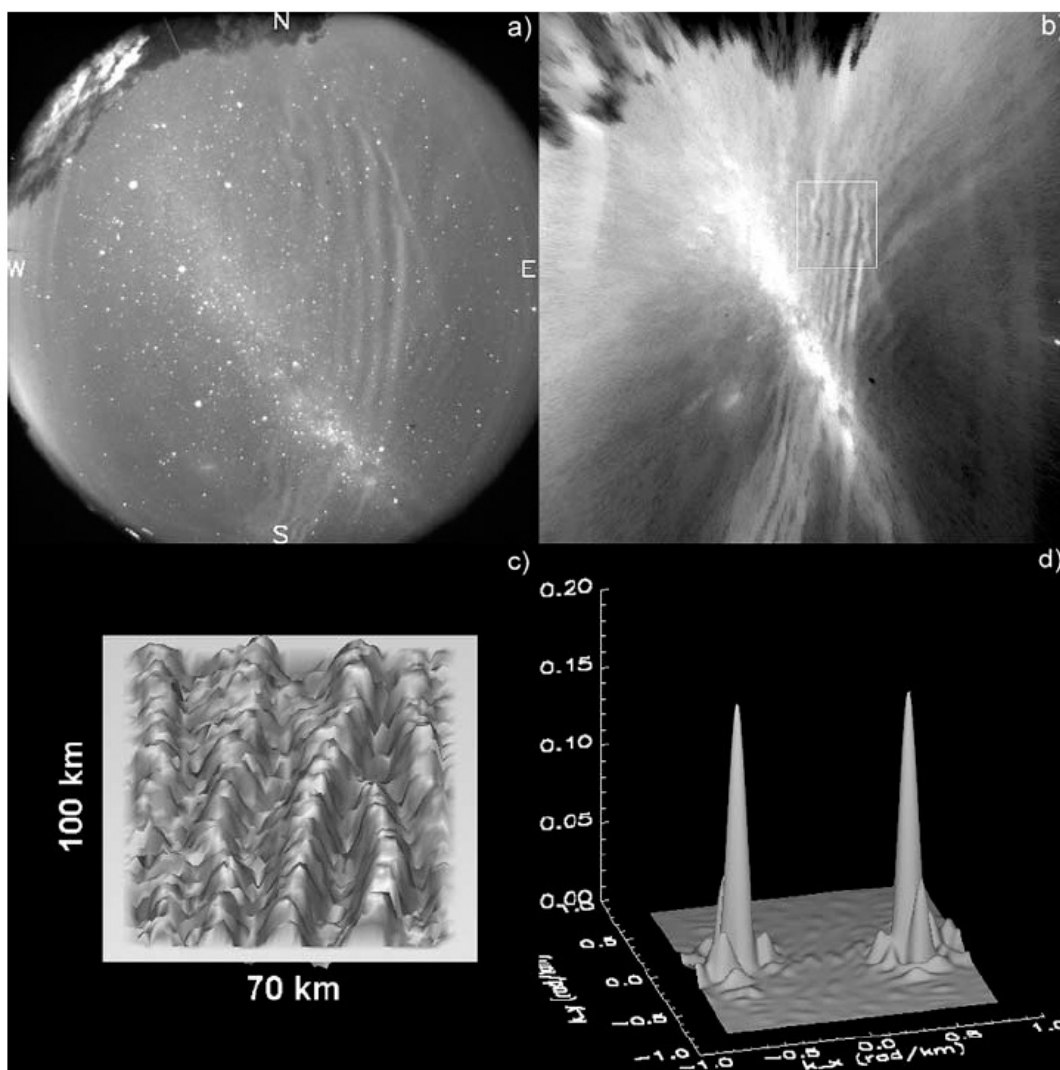


Figura 2.10 - Evento de onda de gravidade observado em Cachoeira Paulista na noite de 19 de janeiro de 1999. (a) Imagem original registrada pelo imageador e (b) imagem linearizada com as estrelas removidas, o quadrado destaca uma estrutura de onda de gravidade. A estrutura tridimensional referente ao quadrado selecionado em (b) é mostrado no painel (c). O espectro de potência bidimensional do evento destacado pode ser visto em (d).  
 Fonte: Medeiros et al. (2003).

Na Figura 2.11 podem ser vistos seis eventos tipo “bores” observados em São João do Cariri entre setembro de 2000 e setembro de 2002. Observações de três emissões da aeroluminescência mesosféricas revelaram novos aspectos sobre os eventos do tipo

“bore” (FECHINE, 2004) que também foram chamados de pororocas mesosféricas em analogia ao fenômeno de pororoca que são observados em rios da Amazônia. Quase 70% das eventos tipo “bores” observadas pelas três emissões cujos picos de concentrações estão em altitudes diferentes na MLT se enquadraram dentro dos padrões de complementariedade mostrados por Medeiros et al. (2005a) e reproduzidos aqui na Figura 2.12. As características como ocorrência sazonal, dependência da hora local, morfologia e direção de propagação foram mostradas no trabalho de Fechine et al. (2005).

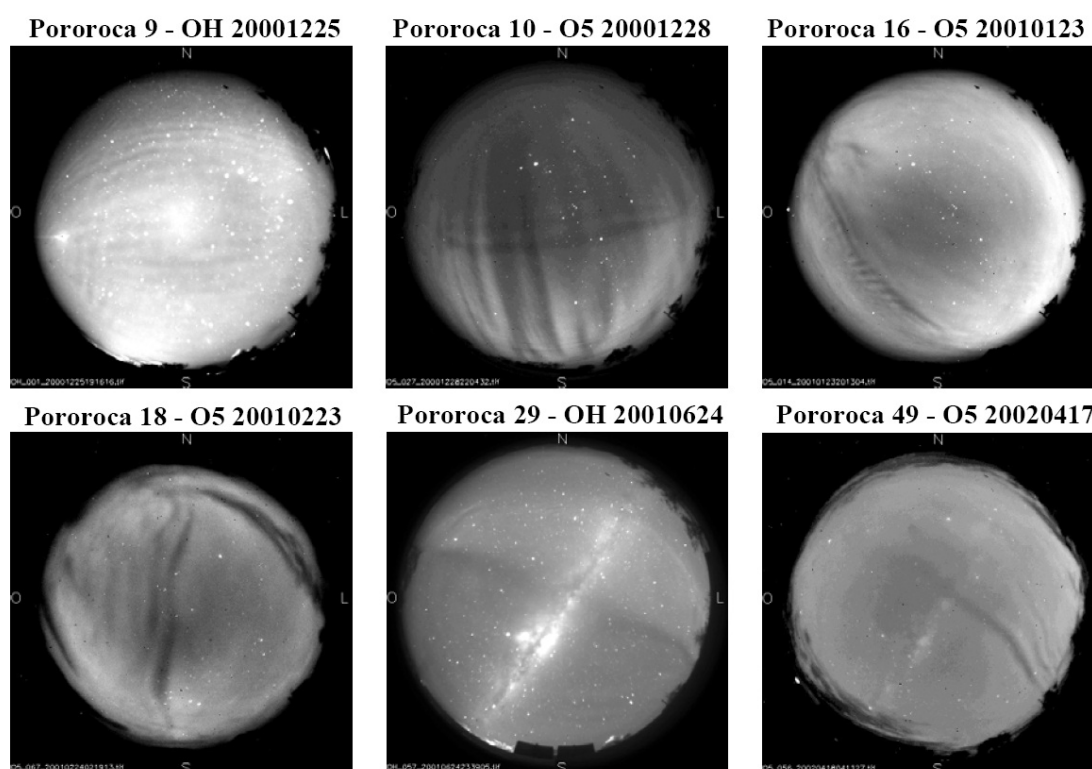


Figura 2.11 - Exemplos de frentes mesosféricas observadas em São João do Cariri, entre setembro de 2000 e setembro de 2002. O subtítulo sobre cada imagem indica o evento, o número de ordem cronológica, a emissão na qual foi observada, além do ano, mês e dia da observação.

Fonte: Fechine (2004).

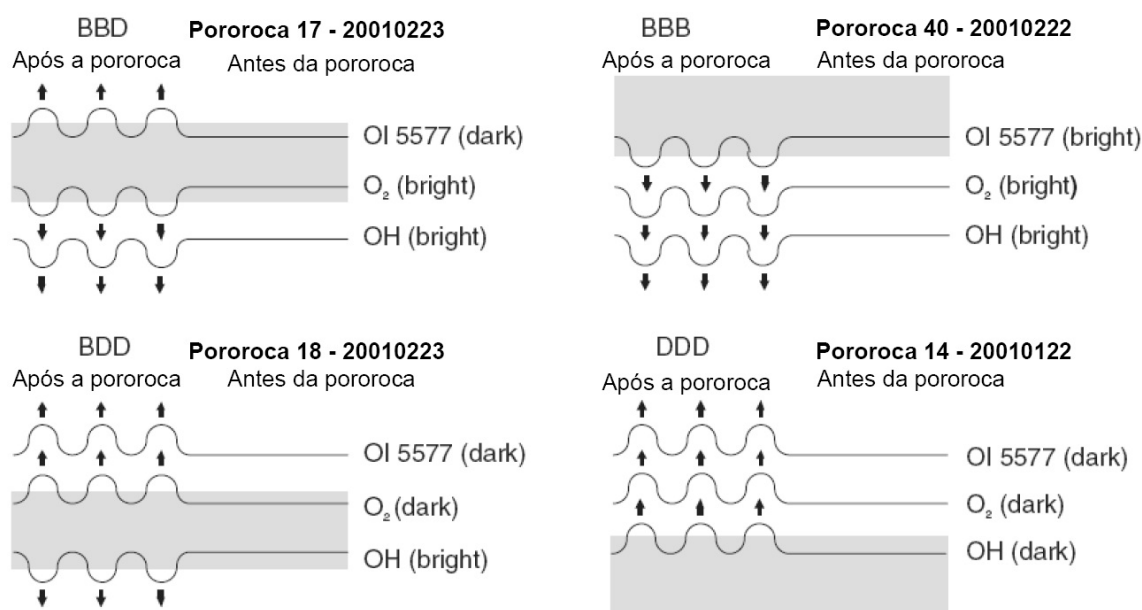


Figura 2.12 - Diagramas de efeitos de complementariedade para as camadas de aeroluminescência do OH, O<sub>2</sub> e OI 557,5 nm baseado no modelo de Dewan e Picard (1998). A letra B significa clara (do Inglês, “Bright”) e a letra D significa escuro (do Inglês, “Dark”). Então, BBD seria ‘claro claro escuro’ (sempre de baixo para cima); BBB ‘claro claro claro’; BDD ‘claro escuro escuro’ e DDD ‘escuro escuro escuro’. A combinação dessas condições indicam exatamente a localização do duto (representado pelo retângulo marrom claro) em relação às camadas de emissão da aeroluminescência (OH, O<sub>2</sub> e OI557,7 nm)

Fonte: Adaptada de Medeiros et al. (2005a).

Observações de GWs feitas em quatro localidades brasileiras em períodos de primavera do hemisfério Sul mostraram que a direção preferencial de propagação das GWs é, principalmente, do continente para o oceano (MEDEIROS et al., 2005b). Essa é uma forte evidência que as fontes das GWs observadas na MLT devem está localizadas no continente da América do Sul. Além disso, o sistema de ventos na troposfera, estratosfera e baixa mesosfera também podem filtrar o espectro de ondas que chega na altitude das emissões de aeroluminescência. Esse resultado motivou uma investigação mais cuidadosa sobre as prováveis fontes de GWs para essa localidades.

Wrasse (2004) aplicou a técnica de traçador de trajetórias reverso para investigar

as condições de propagação de GWs observadas em Cachoeira Paulista e São João do Cariri. Ele encontrou que 16% das GWs observadas em Cachoeira Paulista tiveram sua origem na troposfera e foram associadas a fontes como frentes frias, fortes convecções troposféricas e efeitos orográficos (WRASSE, 2004). A Figura 2.13 ilustra a posição final dessas ondas de gravidade que tiveram suas trajetórias iniciadas na troposfera. Para São João do Cariri, 23% das GWs tiveram origens de convecções troposféricas (WRASSE et al., 2006b).

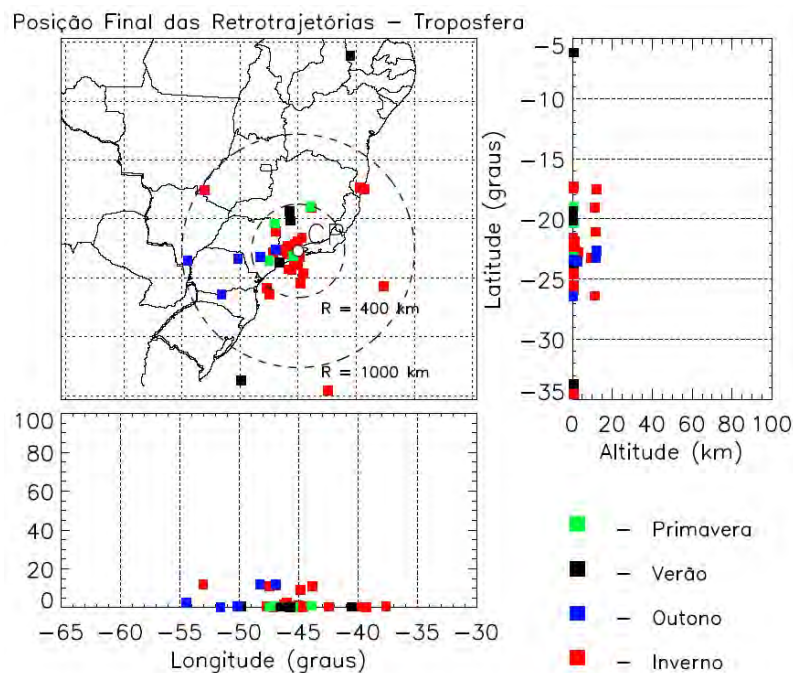


Figura 2.13 - Distribuição sazonal da posição final das retrotrajetórias das ondas de gravidade observadas em Cachoeira Paulista que atingiram a região da troposfera terrestre. Os símbolos representam as posições finais das ondas de gravidade para cada uma das estações do ano.

Fonte: Wrasse (2004).

Posteriormente, uma climatologia completa dos eventos de GWs tipo bandas e “ripples” observados em São João do Cariri no período de setembro de 2000 a dezembro de 2004 foi publicado por Medeiros et al. (2007). O uso de dados de um radar meteorológico instalado em São João do Cariri permitiu estudar as condições de propagação de GWs com mais detalhes (ATAIDE, 2007), bem como eventos do tipo “bores” (SALES,

2007).

Dados de temperatura da região da MLT medidos pelo satélite TIMED/SABER e dados de ventos obtidos pelo radar meteorológico instalado em São João do Cariri foram usados para estudar frentes mesosféricas observadas pelo imageador de São João do Cariri de julho de 2004 a dezembro de 2005 (ALENCAR FILHO, 2007). Foram observados três tipos distintos de frentes mesosféricas que são ilustrados na Figura 2.14: (1) pororocas com trem de ondas Figura 2.14(a); (2) avanços na intensidade da aeroluminescência Figura 2.14(b) e (3) pulsos de ondas ou ondas solitárias Figura 2.14(c). A principal contribuição do estudo foi que 98,5% dos dutos responsáveis pela canalização dessas ondas foram formados pela ação do vento, ou seja, quase que totalidade dos dutos observados naquele período foram dutos Doppler. Durante aquele estudo foi observado pela primeira vez um evento de pororoca com trem de ondas se propagando num duto Doppler (FECHINE et al., 2009).

Santos (2007) estudaram o fluxo de momentum de GW observadas nas camadas de aeroluminescência observadas em São João do Cariri e Cachoeira Paulista. Os resultados mostraram que as GW de alta frequência perturbaram as emissões de aeroluminescência entre 2,6 e 5 % e transportaram fluxo de momentum de 4,2 e 11,1  $\text{m}^2/\text{s}^2$ . Além disso, foi encontrada uma aceleração significativa de GWs no vento meridional em Cachoeira Paulista de 18  $\text{m/s/dia}$  na período do inverno (VARGAS et al., 2009).

Importantes estudos de ondas de gravidade na antártica também foram feitos a partir de observações na estação brasileira Comandante Ferraz (62°S; 58°W). Além de caracterizar ondas de gravidade de pequena escala (SSGWs, do Inglês, “Small-Scale Gravity Waves”) (BAGESTON et al., 2009; BAGESTON, 2010), foram feitos estudos de frentes mesosféricas (BAGESTON et al., 2011).

Um imageador instalado em Palmas (10,1°S; 48,2°W) foi utilizado para estudar e caracterizar GWs observadas na região central do Brasil entre setembro de 2007 e dezembro de 2008 (ALMEIDA, 2010). Essas GWs apresentaram variações sazonais na direção de propagação que foram associadas às atividades convectivas na troposfera próximas à Palmas.

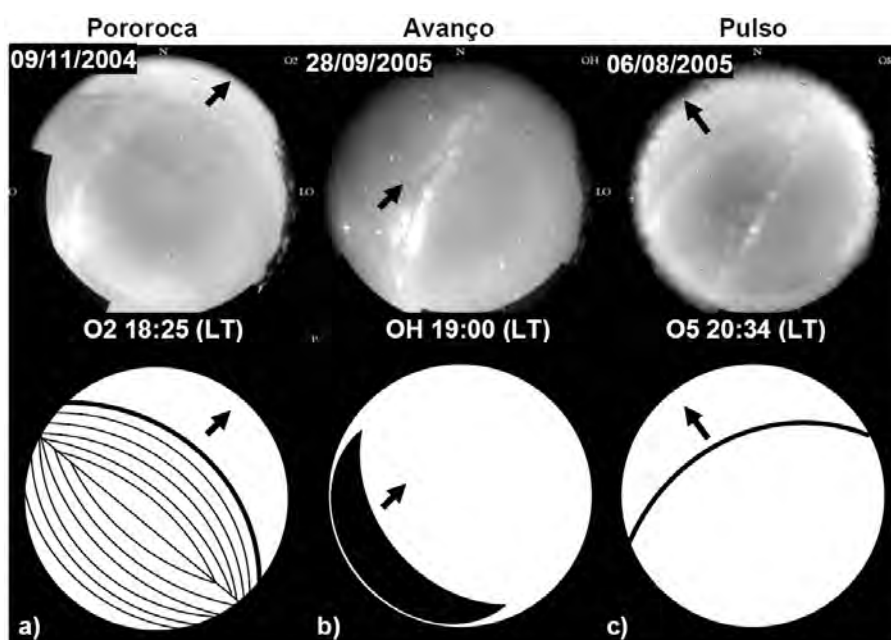


Figura 2.14 - Imagens de aeroluminescência e ilustração de (a) uma pororoca com extenso trem de ondas na emissão do O2 às 18:25 (LT) de 09/11/2004, (b) um avanço claro na emissão do OH às 19:00 (LT) de 29/09/2005 e (c) de um pulso ou onda solitária na emissão do OI5577 em 06/08/2005 às 20:34 (LT). As setas na frente dos eventos indicam as direções de propagação.

Fonte: Alencar Filho (2007).

Em 2005 iniciou-se a campanha SpreadFEx, do Inglês, “Spread-F Experiment”, que teve por objetivo estudar as influências de ondas atmosféricas que se propagam desde a troposfera até a média e alta atmosfera (FRITTS et al., 2009). Mais detalhes sobre essa campanha podem ser encontrados no Capítulo 3. Ondas de gravidade observadas em duas estações (São João do Cariri e Brasília - 15°S; 47°W) a partir de imagens de aeroluminescência foram bastante estudadas. Foram estudadas durante essa campanha frentes mesosféricas (FECHINE et al., 2009), ondas de gravidade de pequena escala - SSGWs (VARGAS et al., 2009; TAYLOR et al., 2009) e ondas de gravidade de média escala - MSGWs (TAKAHASHI et al., 2009; TAYLOR et al., 2009; VADAS et al., 2009).

SSGWs são caracterizadas nas imagens de aeroluminescência utilizando técnicas de análise de Fourier bidimensional (MEDEIROS, 2001; WRASSE, 2004). Enquanto



que, para a caracterização das MSGWs é mais conveniente utilizar a técnica de Keogramas (TAKAHASHI *et al.*, 2009; TAYLOR *et al.*, 2009), que será utilizada nesse trabalho e detalhada no Capítulo 4. Na Figura 2.15 podem ser vistos exemplos de Keogramas para São João do Cariri (lado esquerdo) e Brasília (lado direito) para a noite de 1 de outubro de 2005. As linhas pontilhadas indicam direção de mesma fase nos cortes na direção leste-oeste.

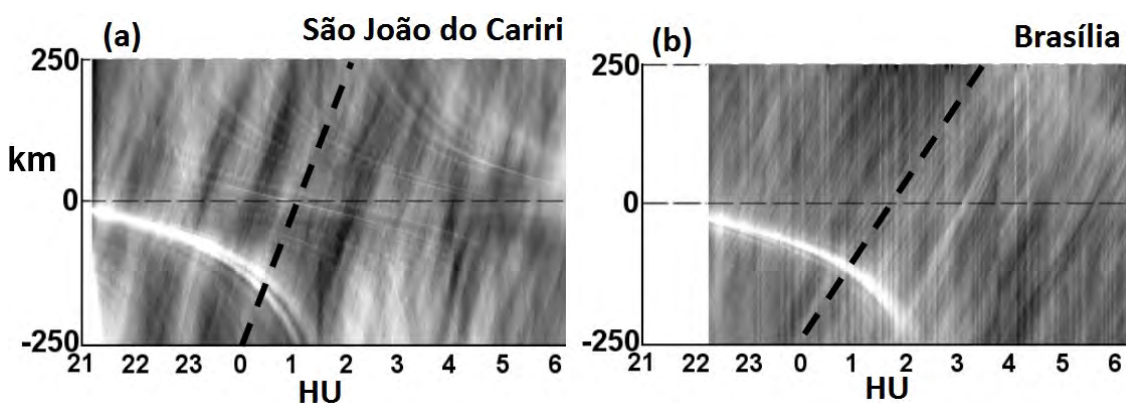


Figura 2.15 - Keogramas das emissões do OH calculados para São João do Cariri (a) e Brasília (b) durante a campanha SpreadFEx na noite de 1 de outubro de 2005. As linhas pretas tracejadas representam propagação fase da ondas principal.

Fonte: Fritts *et al.* (2008).

Além das características das MSGWs, as observações durante a campanha SpreadFEx mostraram que existe uma relação linear entre os comprimentos de onda horizontais desta família de ondas e a distância horizontal entre as bolhas de plasma observadas na emissão do OI630 nm (TAKAHASHI *et al.*, 2009). Esse é um forte indício de que MSGWs podem influenciar de alguma maneira a geração de bolhas de plasma equatoriais (EPBs). Esses estudos foram estendidos para as observações feitas em Boa Vista durante a campanha “Conjugate Point Experiment” (COPEX) e também mostraram uma relação linear entre esses parâmetros (PAULINO *et al.*, 2011).

Todo este desenvolvimento histórico motivaram e contribuíram para o desenvolvimento do presente trabalho, principalmente, para desenvolver uma técnica que seja

útil para estudar a propagação de GWs na termosfera-ionosfera e auxiliar na discussão dos prováveis efeitos das ondas de gravidade de alta frequência para a dinâmica do plasma ionosférico.



### 3 OBSERVAÇÕES E INSTRUMENTAÇÃO

Neste capítulo serão discutidos os detalhes da campanha científica SpreadFEx idealizada para estudar o acoplamento dinâmico da atmosfera neutra-ionizada por meio da propagação de ondas atmosféricas geradas na troposfera. Na última parte deste capítulo, serão apresentados os principais instrumentos utilizados para observar as ondas de gravidade de média escala e montar o banco de dados de vento e temperatura serão apresentados.

#### 3.1 A campanha SpreadFEx

A campanha “Spread-F Experiment” foi realizada na região tropical do Brasil no período de baixa atividade solar. As observações foram iniciadas em 2005 no período de setembro a novembro e se repetiram nesses mesmos meses nos anos de 2009, 2010 e 2011. Esta campanha fez parte do programa CAWSES-II TG4 (do Inglês, “Climate and Weather of the Sun-Earth System - II Task Group 4”). O programa CAWSES foi criado com o intuito de ampliar as investigações científicas do sistema Sol-Terra. Nesse sentido, o programa foi dividido em vários grupos de tarefas, entre eles o “Task Group 4” foi encarregado de estudar a propagação de ondas na atmosfera e também o acoplamento dinâmico da atmosfera neutra com a ionizada.

O principal objetivo da campanha SpreadFEx foi investigar os efeitos de ondas atmosféricas na TI, principalmente o papel de ondas de gravidade oriundas de convecções troposféricas na geração de bolhas de plasma ionosféricas. Para isso, foi estabelecida uma série de experimentos usando um amplo conjunto de instrumentos que mediram parâmetros físicos da atmosfera neutra, na região da MLT, e da atmosfera ionizada na região F.

O trabalho de [Fritts et al. \(2009\)](#) discute, em detalhes, os objetivos científicos, as motivações experimentais e logísticas para a realização da campanha no Brasil e resume as principais contribuições obtidas a partir das observações de 2005. Outros dezesseis artigos com os principais resultados foram publicados na edição especial “The Spread-F Experiment (SpreadFEx): Coupling from the lower atmosphere to the ionosphere” do periódico “Annales Geophysicae” entre 2008 e 2009.

Durante a campanha foi coletada uma série de dados de observações ópticas e de rádio. Os instrumentos utilizados foram: imageadores e fotômetros de aeroluminescência, radares coerente e meteorológico, ionossondas, GPS, interferômetros Fabry-Perot

e instrumento a bordo de satélites. A Figura 3.1 ilustra os locais de observações da campanha para o período de 2005 (triângulos pretos) e 2009 (círculos vermelhos). Mais detalhes sobre a instrumentação usada na campanha podem ser vistos na Tabela 3.1. Cada ‘x’ em preto indica a operação do determinado instrumento no ano de 2005 e cada ‘#’ em vermelho indica a operação do instrumento no ano de 2009. O símbolo ‘-’ indica a ausência do instrumento naquela estação.

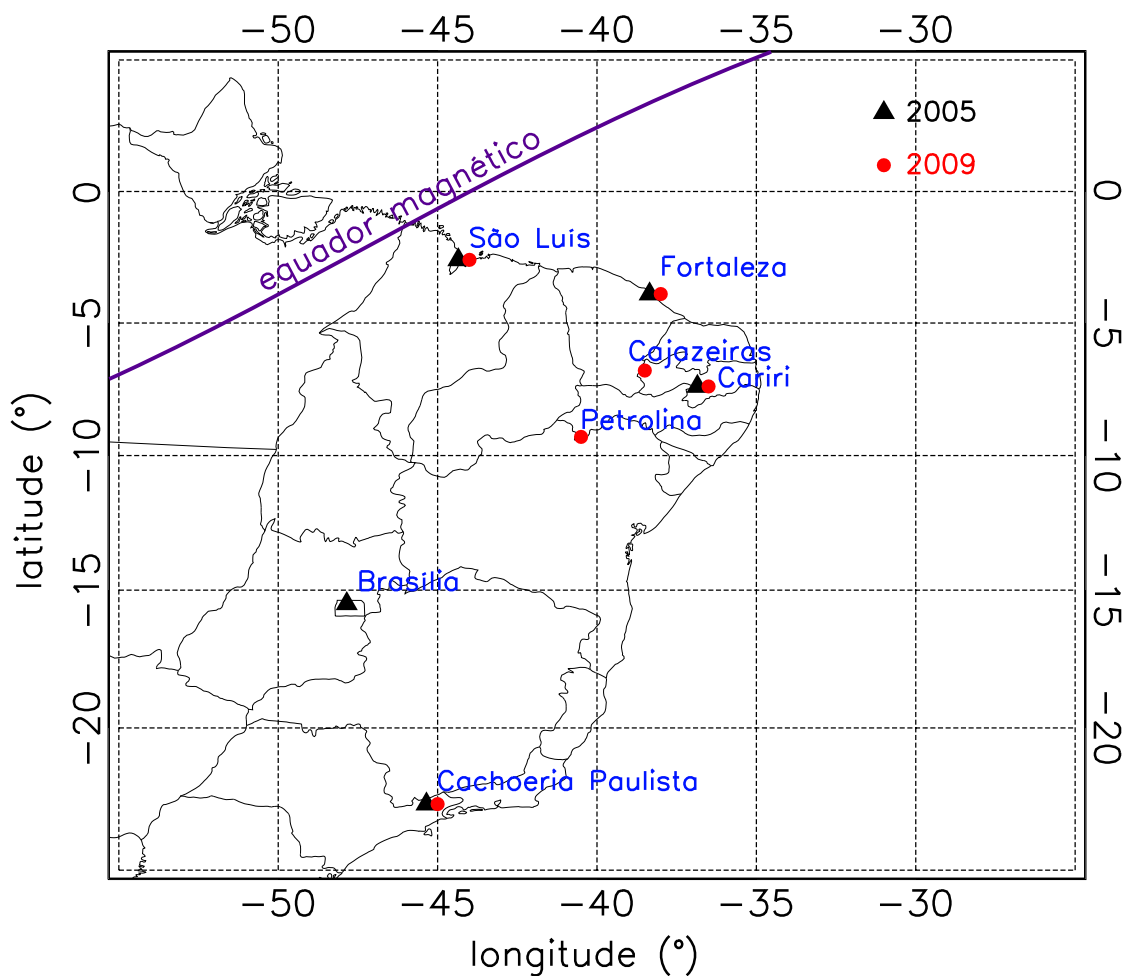


Figura 3.1 - Mapa mostrando os locais de observações da campanha SpreadFEx. Os círculos vermelhos localizam os sites de observações para o ano de 2009 enquanto que os triângulos pretos mostram os locais de obserções da campanha em 2005. A linha roxa contínua representa o equador magnético cortando o território brasileiro que foi calculado baseado no modelo IGRF para o período da campanha e uma altitude de  $\sim 250$  km.

Tabela 3.1 - Quadro resumo dos instrumentos que operaram na campanha SpreadFEx. Os 'X' pretos indicam os instrumentos que operaram em 2005 e os '#' vermelhos marcam os instrumentos da campanha em 2009. Os símbolos '-' representam ausência de observações.

local	latitude (°)	longitude (°)	imageador	fotômetro	FPI	radar VHF	radar meteórico	GPS	ionossonda
São Luís	-2,5	-44,0	--	--	--	x #	--	x #	x #
Fortaleza	-3,9	-38,0	--	--	--	--	--	x #	x #
Cajazeiras	-6,8	-38,5	- #	--	x -	--	--	x #	--
São João do Cariri	-7,4	-36,5	x #	x #	x -	--	x #	x #	x -
Petrolina	-9,3	-40,5	x -	--	--	--	--	--	--
Brasília	-15,5	-47,5	- #	--	--	--	--	x #	--
Cachoeira Paulista	-22,7	-45,0	x #	--	--	--	x #	x #	x #

As observações realizadas durante a campanha foram concentradas em torno do período da lua nova para combinar as observações ópticas de aeroluminescência com as observações de rádio.

Este trabalho concentrou-se na análise dos dados de imageador de aeroluminescência e na inclusão das medidas de vento e temperatura no modelo de traçador de trajetórias. A quantidade e a qualidade dos dados coletados na campanha foram muito importantes para o sucesso do desenvolvimento do presente trabalho. Os detalhes sobre o banco de dados completo, que foi utilizado, será apresentado no [Capítulo 4](#).

Na [Figura 3.2](#) pode ser visto um resumo dos dados disponíveis da campanha SpreadFEx em 2009 para a maioria dos instrumentos. Os pequenos círculos em vermelho indicam os dados utilizados nesse trabalho. Em 2009, o Fabry-Perot instalado em São João do Cariri não operou devido problemas técnicos, porém, foram coletados bons dados de vento e temperatura da termosfera em Cajazeiras que foram utilizados no modelo de traçador de trajetórias.

O radar meteórico de São João do Cariri, também com problemas técnicos, não operou no último período das observações em 2009. Como pode ser visto na [Figura 3.2](#) existe um quantidade apreciável de dados da ionosfera que deverão ser usados para estudar em mais detalhes o acoplamento da atmosfera neutra com a ionizada.

A principal novidade da campanha em 2009 foi a instalação de dois interferômetros Fabry-Perot nas cidades de São João do Cariri e Cajazeiras. Estas medidas potencializaram o uso da técnica de traçador de trajetórias para estudar a propagação de ondas de gravidade nas altitudes da TI. Os interferômetros Fabry-Perot também permitiram inferir a temperatura da atmosfera neutra nesta região.

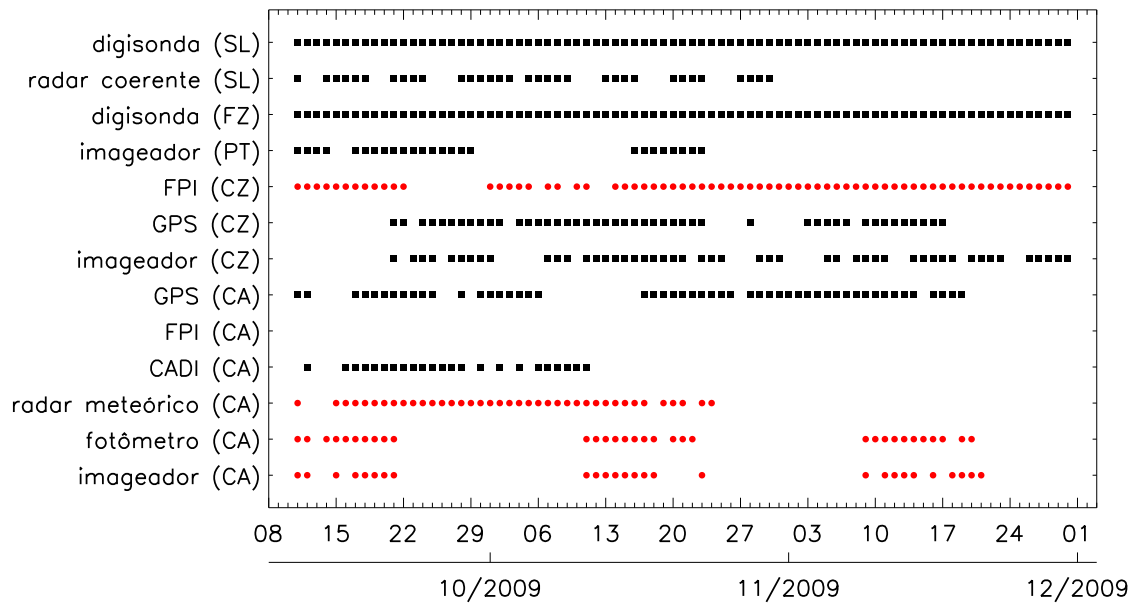


Figura 3.2 - Painel mostrando a disponibilidade dos dados coletados na campanha SpreadFEx em 2009. CA = São João do Cariri; CZ = Cajazeiras; PT = Petrolina; FZ = Fortaleza e SL = São Luís. Os círculos destacados em vermelhos indicam os dados utilizados nesse trabalho.

### 3.2 Instrumentação

A presente seção é destinada à descrição dos instrumentos que foram utilizados nesse trabalho, a saber: (1) o imageador de aeroluminescência; (2) o fotômetro de aeroluminescência; (3) o radar meteórico; (4) o interferômetro Fabry-Perot e (5) o instrumento SABER lançado a bordo do satélite TIMED.

#### 3.2.1 Imageador “All Sky”

O imageador “all sky” pode ser entendido como um sistema óptico acoplado a uma câmera tipo “Charge-Coupled Device” (CCD) que é capaz de obter imagens com 180° de visada do céu noturno selecionando comprimentos de onda da aeroluminescência a partir de uma roda de filtros. O imageador de São João do Cariri, usado neste trabalho, é muito semelhante ao imageador da Universidade Estadual de Utah usado no trabalho de Medeiros (2001) e um esquema ilustrativo do equipamento pode ser encontrado na Figura 3.3.

O instrumento é composto por uma lente do tipo olho de peixe, um sistema óptico, uma roda de filtros e uma câmera CCD conforme ilustra a [Figura 3.3](#). Além disso, o sistema é refrigerado para diminuir o ruído na obtenção das imagens. Uma fonte externa o alimenta e um microcomputador controla todo o sistema e gerencia a aquisição e armazenamento dos dados.

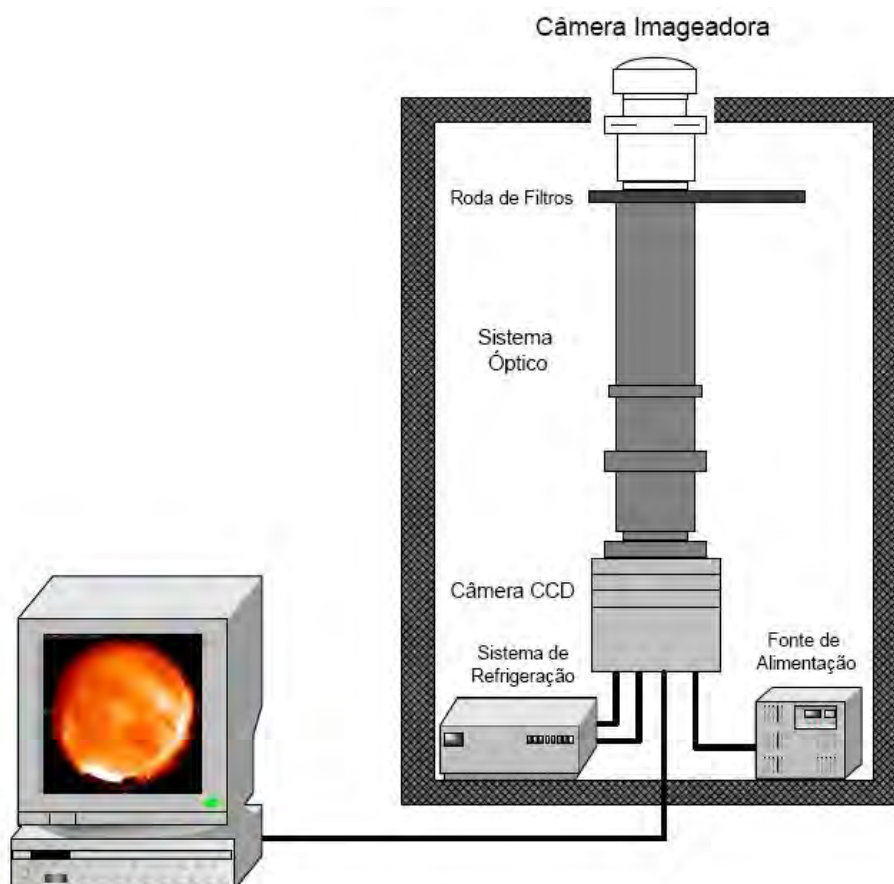


Figura 3.3 - Esquema do imageador utilizado para medir as emissões da aeroluminescência noturna em São João do Cariri. O imageador é composto por um sistema óptico, pelos filtros de interferência, pela câmera CCD, pelo sistema de refrigeração e pela fonte de alimentação do instrumento.

Fonte: [Wrasse \(2004\)](#).

O sistema óptico é destacado na [Figura 3.4](#). A luz proveniente da aeroluminescência

encontra inicialmente uma lente olho de peixe ( $f/4$ ) que é responsável pelo campo de visão de  $180^\circ$  do equipamento. Logo em seguida, o feixe luminoso passa por um conjunto de lentes denominado sistema telecêntrico, que é responsável por projetar a luz o mais perpendicular possível sobre o filtro de interferência. Os filtros de interferência transmitem apenas uma faixa desejável do espectro de luz que é capturado pelas lentes acima.

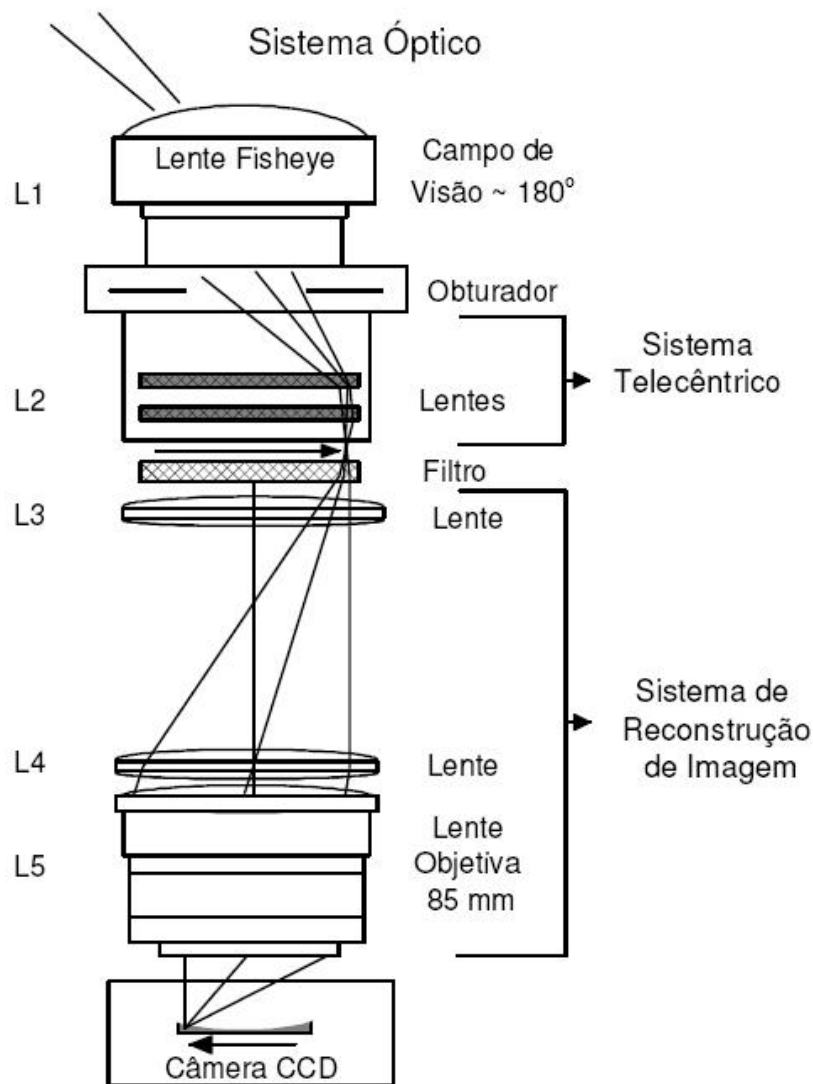


Figura 3.4 - Diagrama esquemático ilustrando o sistema óptico do imageador utilizado para focalizar as emissões ópticas da aeroluminescência sobre o dispositivo CCD.

Fonte: Wrasse (2004).

Um sistema mecânico faz com que a roda gire para as posições dos filtros que foram inseridos para o experimento. Os filtros mais comuns usados para estudos da dinâmica e morfologia da MLT são: OI557,7 nm; OI630 nm, OI777,4 nm, OH NIR; O<sub>2</sub>(0,1) e fundo luminoso (“background”). Os detalhes dos filtros são mostrados na Tabela 3.2. Na campanha SpreadFEx 2009 foram utilizados apenas os filtros do OH NIR, do OI630,0 nm e do fundo luminoso.

Tabela 3.2 - Características dos filtros e altitudes médias das camadas da aeroluminescência.

filtro	comprimento de onda (nm)	largura de banda (nm)	altitude média (km)
OI	557,7	2,00	96
OI	630,0	2,00	240
OI	777,4	3,00	275
OH	715,0-930,0*	215,00	87
O <sub>2</sub> (0,1)	865,5	12,00	94
fundo luminoso	578,0	2,67	–

Fonte: Medeiros (2001).

Após a filtragem, o sinal segue para o sistema de lentes encarregado de reconstruir a imagem sobre a câmera CCD. A esse sistema óptico dá-se o nome de sistema de reconstrução da imagem. Por fim, a luz é projetada sobre o detector CCD. O tempo de integração da imagem depende diretamente da intensidade média de cada emissão, por exemplo, costuma-se utilizar quinze segundos de exposição da câmera para se obter as imagens do OH e noventa segundos para a emissão do OI630,0 nm.

Em seguida, as imagens captadas pela câmera são transferidas para o microcomputador que finaliza o processo de armazenamento em memórias físicas. Uma descrição mais detalhada sobre o funcionamento do sistema óptico pode ser encontrada em Wrasse (2004), inclusive a descrição da função de cada lente mostrada no esquema

\*Este filtro é projetado para bloquear a banda centrada em 865,5 nm que corresponde a emissão O<sub>2</sub>(0,1).



do sistema óptico da (Figura 3.4).

A função do dispositivo CCD é converter as informações luminosas em elétrons que depois são convertidos para um sistema de cores que correspondem à imagem do céu noturno. O processo de funcionamento da CCD pode ser sumarizado em quatro etapas:

1. Gerar e armazenar as cargas elétricas;
2. Transferir essas cargas elétricas para o processo de leitura;
3. Converter o sinal analógico proveniente da contagem das cargas elétricas em digital;
4. Armazenar os dados digitais em forma matricial para compor as imagens.

A câmera CCD permite obter imagens de alta resolução do céu com esses tempos de integração relativamente pequenos. O dispositivo CCD usado no imageador de São João do Cariri possui uma área de  $6,45 \text{ cm}^2$ , uma alta resolução de  $1024 \times 1024$  pixels codificado em 14 bites, uma alta eficiência quântica ( $\sim 70\%$  no visível), baixo ruído térmico ( $\sim 0,5$  elétrons/pixel/segundo), baixo ruído de leitura (15 elétrons/pixel) e alta linearidade (0,05%). Além disso, as imagens são projetadas para uma resolução de  $512 \times 512$  pixels para aumentar a relação sinal/ruído. Em Wrasse (2004) e Paulino (2008) pode-se encontrar mais detalhes sobre o processo de funcionamento da câmera CCD usada no imageador de São João do Cariri.

### 3.2.2 Fotômetro - FOT OH(6,2)

Um fotômetro de aeroluminescência é um instrumento capaz de medir a intensidade absoluta da radiação em determinados comprimentos de onda. O FOT OH(6,2) é uma versão simplificada do projeto Multi-3 (esse nome foi dado para o projeto de fotômetro de aeroluminescência de vários canais que foi utilizado para medir a intensidade de algumas emissões da aeroluminescência e a temperatura rotacional do OH e O<sub>2</sub>) que operou no OLAP de 1998 a 2007. O FOT OH(6,2), por sua vez, iniciou sua operação no período da campanha SpreadFEx 2009. A principal diferença entre esses dois modelos é que o Multi-3 era capaz de fazer medições de cinco emissões da aeroluminescência, enquanto que o FOT OH(6,2) mede apenas a intensidade absoluta da banda (6,2) do OH no infravermelho próximo.

O FOT OH(6,2) é composto por um filtro de interferência para selecionar a banda (6,2) do OH, um motor de passo responsável por inclinar o filtro e, conseqüentemente, varrer comprimentos de ondas próximo do desejado. Além disso, o equipamento possui um sistema óptico composto por uma lente convergente e um diafragma que direcionam a luz incidente para uma fotomultiplicadora como ilustra a Figura 3.5.

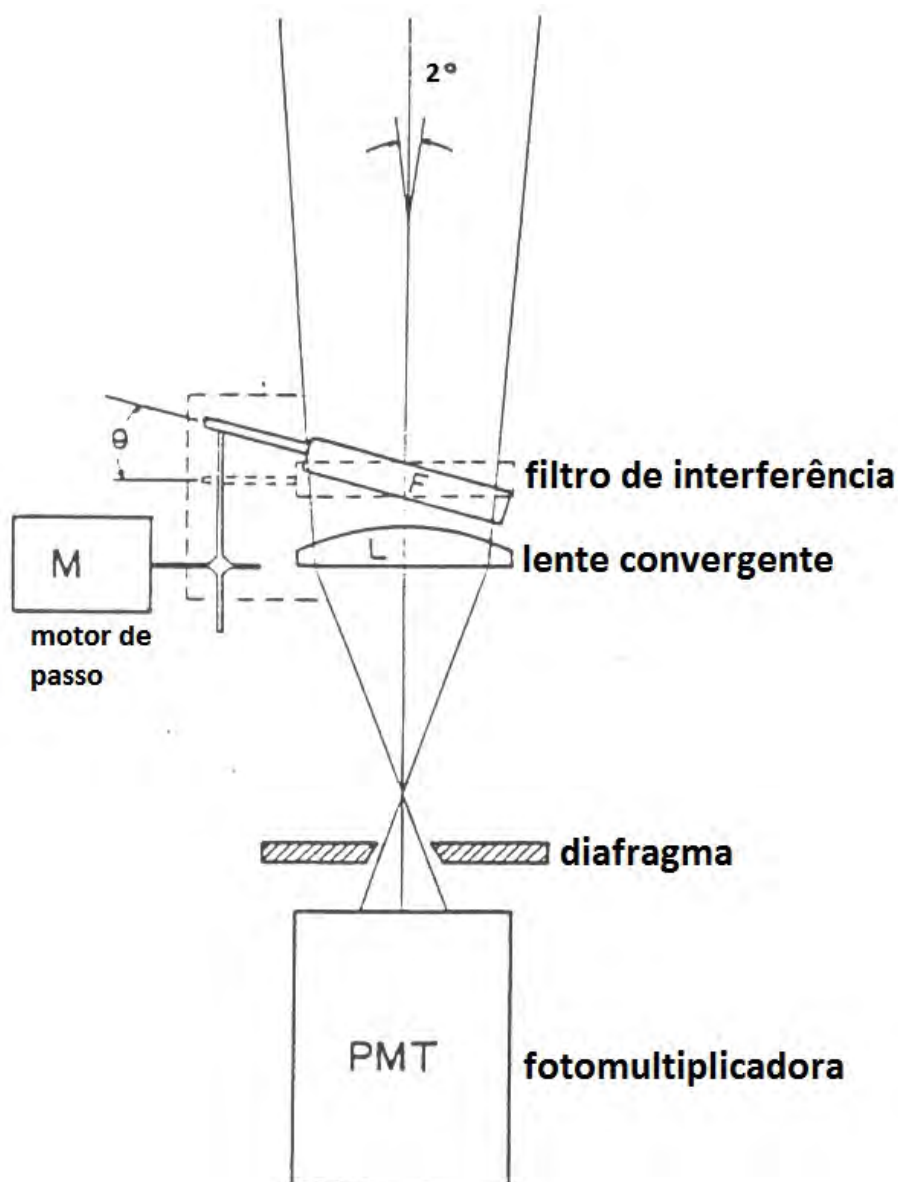


Figura 3.5 - Esquema do fotômetro FOT OH (6,2).

Fonte: Adaptado de Gomes (2009).

A inclinação do filtro de interferência é feita de tal maneira a se obter a máxima transferência de luz possível em torno do comprimento de onda central da emissão desejada. Com a inclinação do filtro para 100 posições distintas é possível varrer uma distância espectral de  $\sim 8$  nm. O campo de visão do fotômetro é aproximadamente  $2^\circ$  e o equipamento está sempre apontado para o zênite local. Todos os detalhes do primeiro modelo do fotômetro podem ser encontrados no trabalho de [Takahashi et al. \(1989\)](#).

A fotomultiplicadora é um dispositivo eletrônico que faz a conversão dos fótons da luz incidente em corrente elétrica usando o efeito fotoelétrico. A fotomultiplicadora possui um catodo, um conjunto de dinodos e um anodo. Os fótons de luz ao incidirem sobre o catodo produzem elétrons que são acelerados por uma diferença de potencial em direção ao primeiro dinodo. Nesse estágio são liberados mais elétrons via emissão secundária que seguem para o dinodo seguinte. Este processo em cadeia é realizado até que os elétrons atinjam o anodo da fotomultiplicadora. Então, esses são convertidos em pulsos elétricos que são encaminhados para um contador. Mais detalhes sobre a fotomultiplicadora podem ser encontrados em [Gomes \(2009\)](#). A temperatura rotacional do OH é obtida a partir da razão entre duas linhas espectrais conhecidas. A metodologia de determinação da temperatura rotacional é mostrada por [Takahashi e Batista \(1981\)](#) e [Wrasse \(2000\)](#).

A principal vantagem da utilização de apenas um filtro de interferência, como é o caso do FOT OH (6,2), é o aumento considerável da resolução temporal das medidas. No presente trabalho, a amostragem de temperatura do OH(6,2) foi de 2 minutos.

### 3.2.3 Radar Meteórico SKiYMET

O radar meteórico é um instrumento bastante utilizado no estudo de vento na região meteórica. Ele usa as trilhas meteóricas para determinar o vento nesta região. O instrumento trata-se de um transceptor composto por uma antena transmissora, cinco antenas receptoras e módulos de transmissão, recepção, aquisição e processamento de dados.

A região meteórica é a região da atmosfera terrestre entre  $\sim 70$  e 110 km de altitude, a qual é atingida diariamente por uma grande quantidade de partículas de poeira (meteoroides) vindas do meio interplanetário. Ao ingressarem na atmosfera terrestre, essas partículas sofrem um processo de ablação devido ao atrito com a

atmosfera neutra produzindo uma trilha ionizada chamada de trilha meteórica ou traço meteórico.

Como nessas altitudes os efeitos do campo magnético sobre a dinâmica das partículas podem ser desprezados, os traços meteóricos se movimentam, principalmente, devido à ação dos ventos neutros. O sinal refletido pelo traço meteórico sofre um deslocamento Doppler causado pelo movimento de translação dos elétrons. Então, a partir desse deslocamento Doppler, pode-se determinar a velocidade radial da trilha meteórica.

A distância radial da trilha é calculada a partir do tempo de viagem do sinal eletromagnético e a localização horizontal da trilha meteórica é obtida usando a configuração interferométrica das antenas receptoras (CLEMESH *et al.*, 2001; HOCKING *et al.*, 2001; TOKUMOTO, 2002; LIMA, 2004; ANDRIOLI, 2008; PAULINO, 2010).

O radar meteórico instalado em São João do Cariri é um modelo tipo SKiYMET. O SKiYMET é um sistema que possui visada de todo céu e opera numa frequência de 35,24 MHz, com uma taxa de 2144 pulsos por segundo. A alta frequência possibilita reduzir a ambiguidade da detecção do eco meteórico (HOCKING *et al.*, 2001). Em perfeitas condições de funcionamento, o radar opera ininterruptamente 24 horas por dia medindo os ecos meteóricos, que variam entre 1000 e 5000 ecos úteis por dia. Sendo assim, ele permite estudar os ventos de forma contínua por longos períodos de tempo.

O sistema de antenas desse radar é composto por uma antena transmissora Yagi de três elementos e cinco antenas receptoras dispostas em forma de cruz assimétrica. Este arranjo é estabelecido de forma a minimizar a ambiguidade no sinal recebido. A distância entre os dois pares de antenas das extremidades e a antena central mede 2,0 e 2,5 comprimentos de onda, respectivamente.

Na [Figura 3.6](#) pode ser visto um esquema da distribuição das antenas transmissoras e receptoras do radar meteórico SKiYMET e na [Figura 3.7](#) pode ser observada a distribuição das cinco antenas receptoras do radar meteórico instalado em São João do Cariri. As principais medidas fornecidas pelo programa incorporado ao sistema do SKiYMET são mostradas na [Tabela 3.3](#). O software do SKiYMET registra arquivos diários com todos os parâmetros listados na [Tabela 3.3](#) para todos os ecos meteóricos detectados no período da observação.

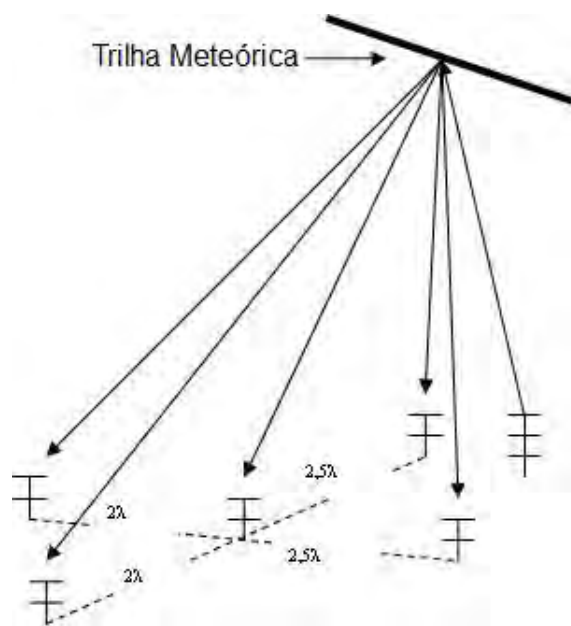


Figura 3.6 - Esquema das antenas transmissora e receptoras do radar SKiYMET.  
 Fonte: Lima (2004).



Figura 3.7 - Distribuição das antenas receptoras do radar meteorológico instalado em São João do Cariri. FOTO: Ricardo Arlen Buriti.

Tabela 3.3 - Parâmetros fornecidos pelo Radar Meteorico SKiYMET.

DADOS	DESCRIÇÃO
Date	data de detecção
Time	hora de detecção
File	nome do arquivo usado para salvar os dados brutos
Rge	alcance da detecção
Ht	altura corrigida acima do solo
Vrad	velocidade radial da trilha em m/s
DelVr	desvio da velocidade radial medida obtida pelos 5 pares de antenas no interferômetro
Theta	ângulo zenital de detecção em graus
Phi	ângulo azimutal de detecção em graus no sentido anti-horário a partir do leste
Ambig	número de localizações de onde a detecção pode ter sido originada
Delphase	pior erro de fase entre as antenas em graus
Ant-pair	par de antena com o pior erro de fase
IREX	canal receptor usado na análise da qualidade de teste. é sempre "1" durante a operação normal
amax	valor de pico da amplitude do eco do radar meteorico
Tau	tempo de decaimento em segundos
vmet	velocidade de entrada do meteoro em km/s
snrdb	relação sinal-ruído do eco meteorico

O alcance do eco é determinado pelo intervalo de tempo que o pulso transmitido leva para ir até o meteoro e voltar ( $T_R$ ) dividido por dois. Como se trata de um pulso eletromagnético, a velocidade do pulso é igual à velocidade da luz ( $c$ ), assim, o alcance ( $A$ ) é expresso matematicamente da seguinte forma:  $A = \frac{cT_R}{2}$ . Utilizando o alcance do eco e o ângulo zenital pode-se determinar a altura do meteoro. Com base na [Figura 3.8](#) pode-se escrever que a altura do meteoro é  $Z = A \cos \beta$ , em que  $\beta$  é o angulo zenital.

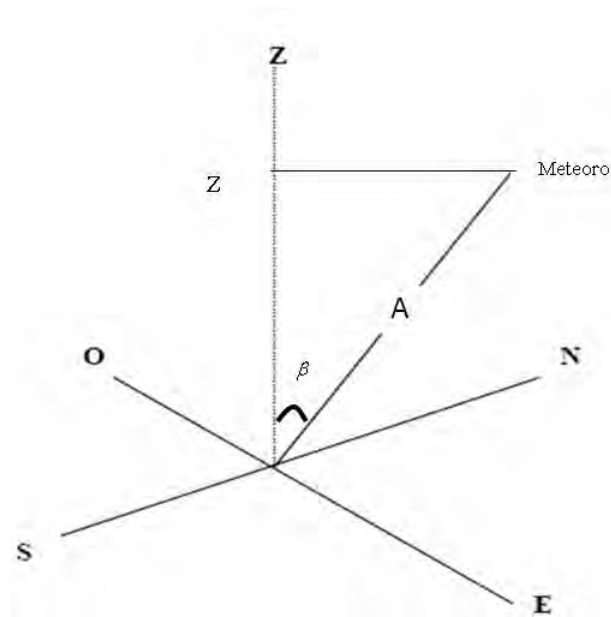


Figura 3.8 - Esquema mostrando a altura do meteoro ( $Z$ ) e o alcance ( $A$ ).  
 Fonte: Paulino (2010).

A posição angular do meteoro pode ser determinada a partir da direção de chegada (ou fase) da frente de onda refletida pela trilha do meteoro, a qual é calculada por meio do sistema interferométrico. Em relação à velocidade, tem-se duas velocidades associadas a um meteoro, a velocidade radial e a velocidade geocêntrica. A primeira velocidade é determinada pela medida do deslocamento Doppler entre o sinal transmitido e o recebido pela reflexão do sinal eletromagnético pela trilha meteórica. A segunda é a velocidade de entrada do meteoróide na atmosfera.

Com a velocidade radial, o ângulo zenital e o ângulo azimutal de um número mínimo de ecos meteóricos (geralmente mais que 5 ecos) pode-se determinar as componentes zonal (leste-oeste), meridional (norte-sul) e vertical do vento que está arrastando a trilha meteórica. O tempo de decaimento é a medida do tempo que a amplitude do eco leva para chegar a um valor de  $1/e$  da sua amplitude máxima.

Na Figura 3.9 pode-se observar um exemplo da evolução de um eco meteórico detectado pelo radar meteórico instalado em Santa Maria no dia 25 de setembro de 2009, cujo modelo é o mesmo do radar instalado em São João do Cariri. No lado esquerdo da Figura são mostradas as amplitudes (linha vermelha) e fases (pontos



azuis) do sinal captado pelas cinco antenas receptoras. No lado direito o gráfico superior mostra a amplitude média do sinal das cinco antenas e o inferior mostra a amplitude (linha vermelha) e a fase (pontos azuis) calculadas utilizando uma função de correlação cruzada complexa.

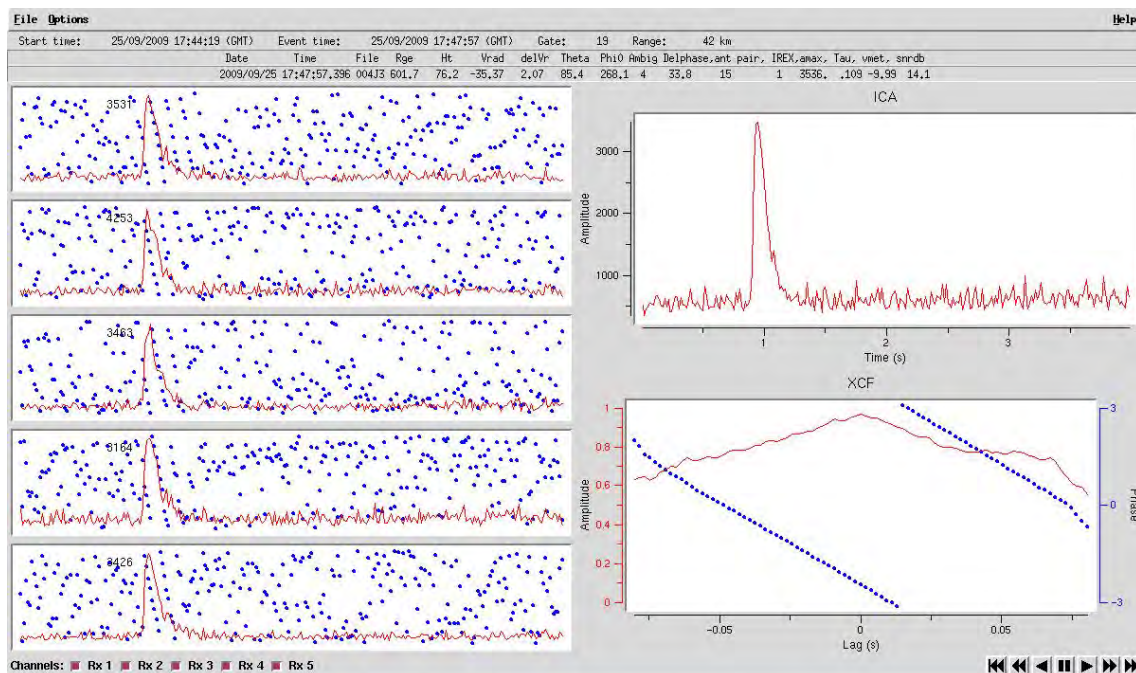


Figura 3.9 - Exemplo de eco meteórico fornecido pelo radar meteórico instalado em Santa Maria (29,7°S; 53,8°W).

Fonte: Paulino (2010).

### 3.2.4 Interferômetro Fabry-Perot

Um interferômetro Fabry-Perot é um instrumento óptico capaz de detectar o deslocamento e espalhamento Doppler de uma fonte homogênea de luz. Conhecendo-se esses parâmetros é possível estimar a velocidade de deslocamento da fonte e sua respectiva temperatura. Nesse sentido, a emissão do Oxigênio atômico na linha vermelha (630,0 nm) proveniente de altitudes termosféricas pode ser usada para estudar o vento e a temperatura nessa região. No Apêndice B são mostrados os princípios físicos usados para construção de um interferômetro Fabry-Perot e os cuidados necessários para



adaptá-lo para fins de estudos aeronômicos.

O interferômetro Fabry-Perot instalado em Cajazeiras recebeu o nome de MiniME (MERIWETHER et al., 2011) por se tratar de uma versão compacta de um interferômetro Fabry-Perot usual. Ele foi desenvolvido para operar durante a campanha SpreadFEx e medir o vento e a temperatura na termosfera equatorial do Brasil (MAKELA et al., 2009). O equipamento ilustrado na Figura 3.10, é composto basicamente por:

1. Um motor chamado de SkyScanner que aponta a linha de visada do equipamento para pontos pré-definido do céu;
2. O conjunto óptico do interferômetro tipo Fabry-Perot;
3. Um detector CCD tipo Andor;
4. Uma unidade de calibração composta por um laser de frequência estabilizada;
5. Um microcomputador responsável pelo gerenciamento do sistema, aquisição e armazenamento dos dados.

Mais especificamente, o MiniME possui um filtro de interferência de 50 mm de diâmetro combinado com uma camada de 1,5 cm de etalon, de modo a se obter 77% de transmissão da luz para a emissão do OI630,0 nm sem muita perda espectral na funcionalidade do equipamento. O etalon é controlado termicamente para operar em  $30 \pm 0,1^\circ\text{C}$ . A uma distância focal de 30 cm, as lentes projetam as franjas de interferência sobre uma câmera CCD de  $1024 \times 1024$  pixels com  $13,0 \mu\text{m}$  de comprimento cada.

Dois conjuntos de espelhos são controlados por um motor (chamado de “SkyScanner”) para realizar as medidas em cinco diferentes posições céu: zênite, norte, leste, sul e oeste. A calibração das posições é feita pela posição do Sol, porém outros astros, como estrelas podem ser usados na calibração. A precisão estimada para os ângulos zenitais e azimutais é de  $\sim 0,2^\circ\text{C}$ .

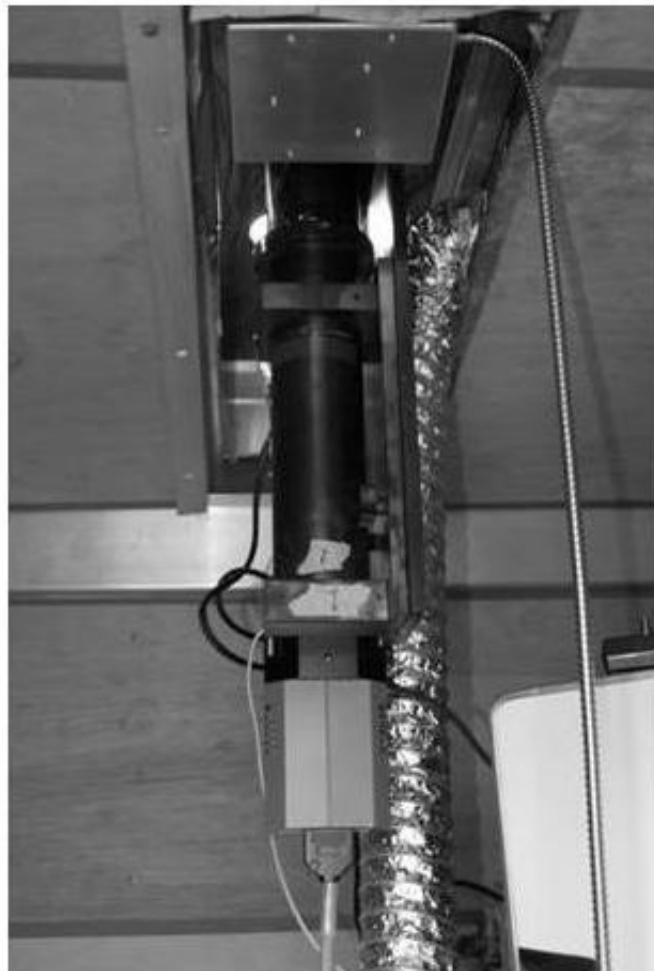
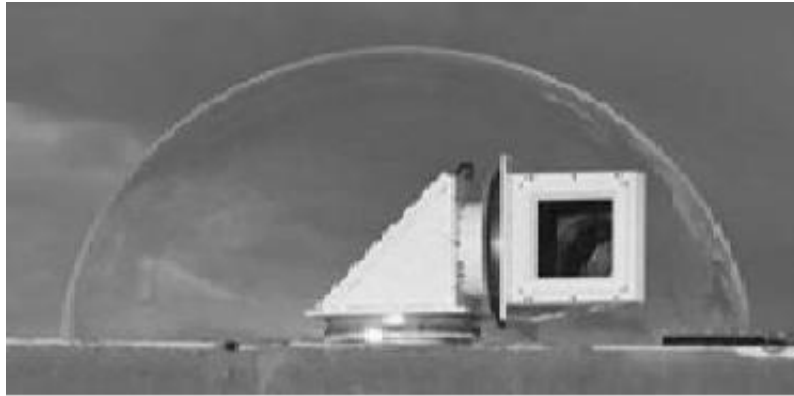


Figura 3.10 - No topo superior pode ser visto uma fotografia do SkyScanner. Logo abaixo é mostrado uma fotografia do MiniME instalado dentro do trailer  
Fonte: [Hedlund \(2009\)](#)

O tempo de exposição empregado para se obter as imagens do OI630,0 nm foi de 300 s no período de observação da campanha. Na [Figura 3.11](#) pode ser vista uma imagem do OI 630,0 nm registrada na noite de 22 de setembro de 2009 em Cajazeiras com um tempo de integração de aproximadamente 300 segundos. Pode-se observar na imagem que existem aproximadamente onze anéis de interferência. Como a emissão do OI 630,0 nm depende diretamente da atividade solar, na medida em que for se aproximando da atividade solar máxima, o tempo de integração das imagens diminuirá e, em consequência, a resolução temporal das medidas irá aumentar.

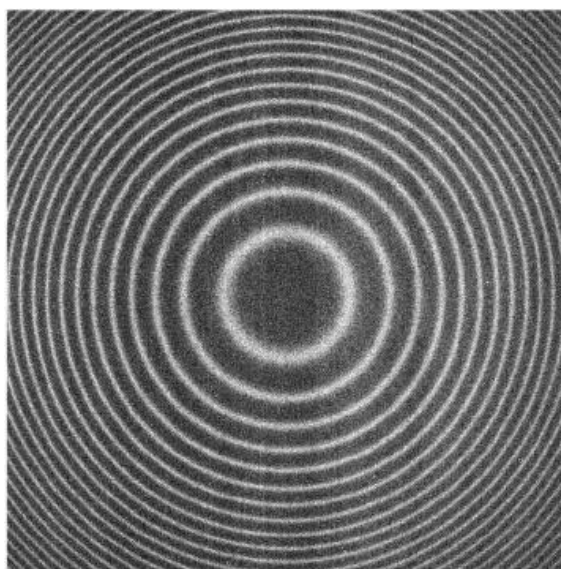


Figura 3.11 - Figura de interferência registrada em Cajazeiras para emissão do OI630,0 nm na noite de 22 de setembro de 2009 usando um tempo de integração de 300s.

Fonte: [Makela et al. \(2011\)](#).

A calibração é feita apontando-se o SkyScanner para a caixa de calibração que é uniformemente iluminada por um laser tipo HeNe (comprimento de onda de 632,8 nm) de frequência estabilizada durante 30 segundos. A calibração a partir do laser estabilizado permite uma precisão nas medidas de 2 a 5 m/s sobre um período total de observações de  $\sim 10$  horas. Na [Figura 3.12](#) pode-se visualizar uma figura de interferência obtida durante o processo de calibração. Observe que estes anéis de interferência são bem mais nítidos e definidos que os anéis registrados pelas medidas

da aeroluminescência (Figura 3.11). Isso porque a luz do laser possui uma largura de banda bem mais estreita do que a luz proveniente do OI630,0 nm atmosférico.

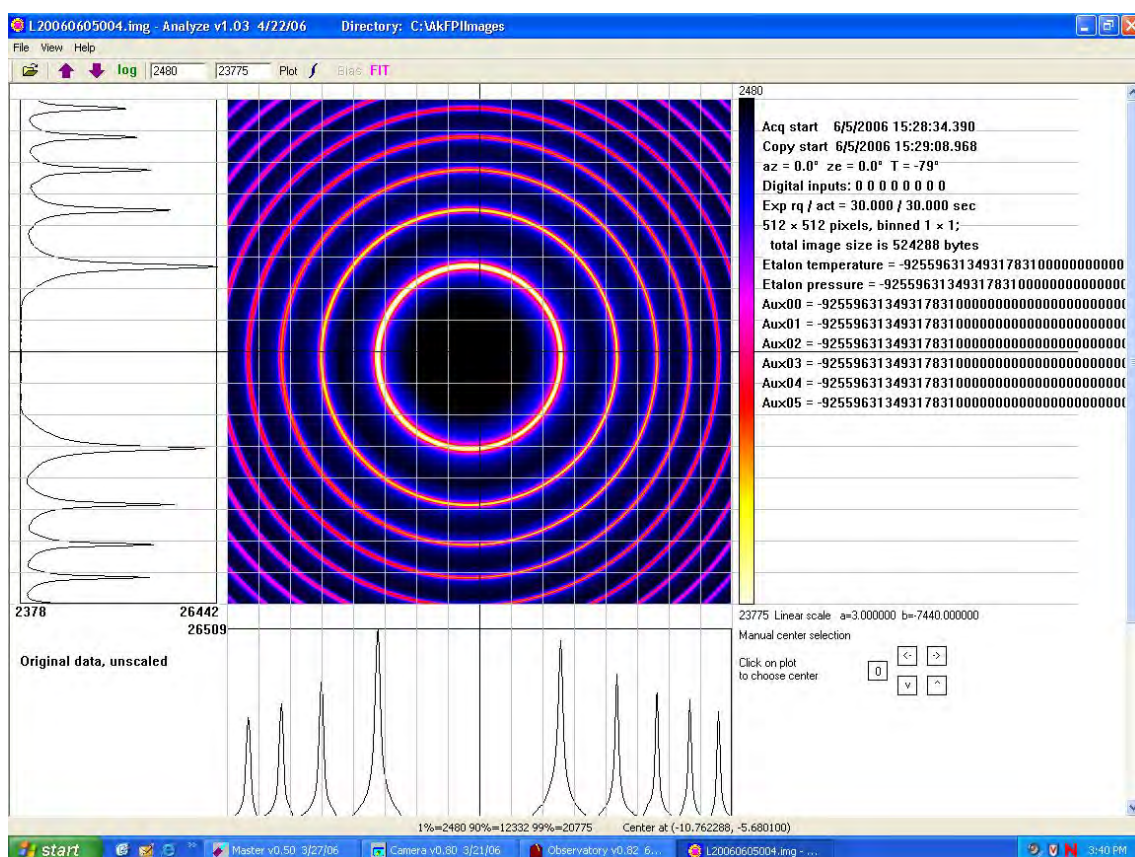


Figura 3.12 - Exemplo de uma figura de interferência obtida a partir do laser de calibração. Os gráficos à esquerda e abaixo da imagem da CCD mostram, respectivamente, a integração do sinal através da linha vertical e horizontal que cortam a imagem pelo centro.

As medidas apresentadas aqui seguem uma sequência de zênite, norte, leste, sul, oeste e calibração com um intervalo médio  $\sim 27$  min. As medidas são realizadas para um ângulo zenital de  $45^\circ$ , sendo assim, a distância horizontal entre os pontos de medidas norte e sul ou leste e oeste são de  $\sim 480$  km para uma altitude média de emissão de  $\sim 240$  km. As medidas podem ser obtidas também com a presença da Lua acima da linha do horizonte, desde que os pontos de medição estejam fora de um cone de  $37^\circ$  da posição da Lua.

### 3.2.5 TIMED/SABER

O instrumento “Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry” (SABER) foi lançado a bordo do satélite “Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics and Dynamics” (TIMED) no dia 07 de dezembro de 2001, porém, as observações começaram em janeiro de 2002. O satélite TIMED é composto por quatro instrumentos: “Solar Extreme Ultraviolet Experiment” (SEE), “TIMED Doppler Interferometer” (TIDI), “Global Ultraviolet Imager” (GUVI) e SABER. O instrumento SEE mede radiação solar entre 60 e 180 km, o TIDI mede perfis de vento e temperatura na região entre 60 e 180 km, o GUVI mede composição, temperatura e entrada de energia, e o SABER mede emissões atmosféricas em um amplo intervalo espectral e de altitude.

Na Figura 3.13 é mostrada uma concepção artística do satélite TIMED em órbita na Terra, na qual pode ser vista a localização desses quatro instrumentos. As características técnicas e físicas do satélite TIMED podem ser vistas em Alencar Filho (2007).

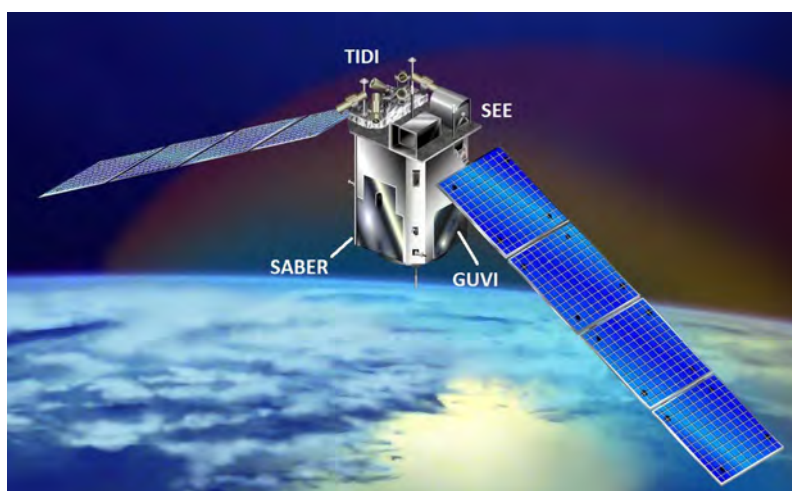


Figura 3.13 - Concepção artística do satélite TIMED em órbita na Terra.

Fonte: <http://www.timed.jhuapl.edu/WWW/gallery/images/artConcepts/with.jpg> (acesso em: 05 de maio de 2012).

O SABER é um radiômetro multi-espectral operando no infravermelho entre 1,  $27\mu\text{m}$

e  $17\mu\text{m}$  capaz de medir perfis verticais de emissões de vários gases na atmosfera terrestre. Este instrumento possui uma visada de limbo e realiza sondagem contínua durante o dia e a noite. Ele possibilita o estudo da variabilidade de parâmetros atmosféricos com uma cobertura global. Na [Tabela 3.4](#) são mostrados os parâmetros medidos pelo SABER e suas aplicações científicas.

A temperatura fornecida pelo SABER é a temperatura cinética, a qual é obtida usando medidas de emissões de  $\text{CO}_2$  de dois canais passa banda ( $650\text{-}695\text{ cm}^{-1}$ ) e ( $580\text{-}760\text{ cm}^{-1}$ ). Os dois canais são usados para registrar a pressão com a altitude na estratosfera e inferir a temperatura cinética supondo condições de equilíbrio termodinâmico local (LTE, do Inglês, “Local Thermodynamic Equilibrium”). Porém, acima de  $50\text{ km}$  as condições de LTE não são satisfatórias para a banda de  $\text{CO}_2$  em  $15\text{ }\mu\text{m}$ . Então, um algoritmo de recuperação, considerando condições de não-LTE, é utilizado para inferir a temperatura cinética na mesosfera e baixa termosfera usando medidas de radiância do canal espectral ( $650\text{-}695\text{ cm}^{-1}$ ) do  $\text{CO}_2$ .

O modelo não-LTE de obtenção da temperatura cinética é composto principalmente por dois componentes: (1) modelo de radiância e (2) modelo de inversão. O modelo de radiância é composto de duas subpartes: (i) modelo de temperatura vibracional e (ii) modelo de radiância de limbo. Uma descrição detalhada do algoritmo de obtenção da temperatura cinética pode ser encontrada em [Mertens et al. \(2001\)](#).

Na [Figura 3.14](#) é mostrado um perfil de temperatura recuperado usando esse algoritmo (linha contínua cinza), além disso, são mostrados também o perfil de temperatura obtido com radar de laser (LIDAR) pela linha contínua vermelha e com o modelo MSIS (linha pontilhada). Observe que as medidas do algoritmo usado pelo SABER são bem concordantes com as medidas do LIDAR.



Tabela 3.4 - Emissões observadas pelo SABER e suas respectivas aplicações científicas

parâmetro	$\lambda$ ( $\mu m$ )	aplicação científica	altitude (km)
$CO_2$	15	Temperatura cinética, medidas de pressão e altitude, taxas de resfriamento pela emissão em infravermelho, estudo da natureza de não-LTE e LTE do $CO_2$	10 – 135
$O_3$	9,6	Concentração de $O_3$ , taxa de resfriamento, taxa de aquecimento solar, estudos de química e dinâmica básica da atmosfera.	15 – 100
$O_2$ ( $^1\Delta$ )	1,27	Concentração de $O_3$ diurno, perda de energia, inferência de oxigênio atômico a noite.	50 – 105
$CO_2$	4,3	Concentração de $CO_2$ e aquecimento solar na alta mesosfera, traçador dinâmico acima de 90 km.	85 – 140
$OH(\nu)$	2,0 e 1,6	Emissão usada para inferir [H] e [O], perda de energia por quimiluminescência dinâmica da mesosfera, nuvens mesosféricas polares, aquecimento químico.	80 - 100
$NO$	5,3	Resfriamento termosférico e química do NOx.	90 - 180
$H_2O$	6,9	Fonte de hidrogênio, traçador dinâmico, resfriamento da baixa mesosfera.	15 - 80

Fonte: Alencar Filho (2007).

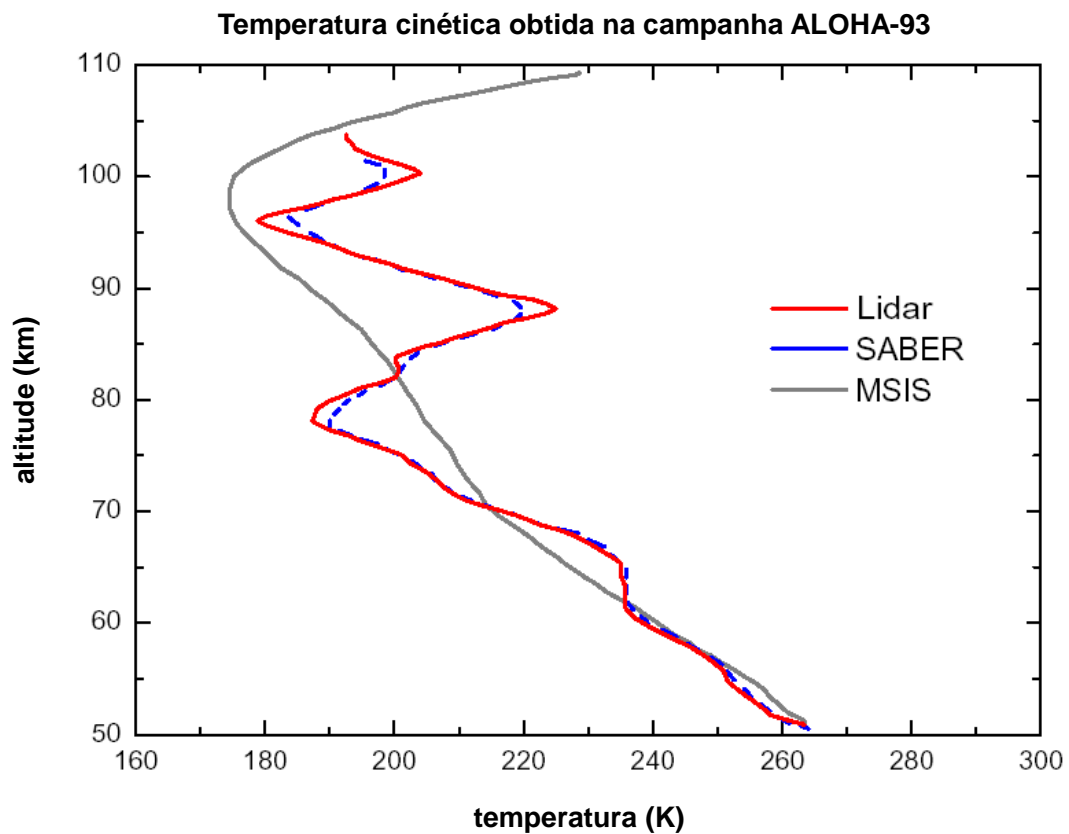


Figura 3.14 - Perfis de temperatura obtidos através de medidas de radar de laser (linha sólida vermelha), do modelo MSIS (linha sólida cinza) e do algoritmo usado no SABER (linha tracejada azul).

Fonte: Adaptado de [Mertens et al. \(2001\)](#).



## 4 METODOLOGIA

No presente capítulo, será detalhada a metodologia desenvolvida para estimar os parâmetros das ondas de gravidade de média escala, bem como a determinação do banco de dados de vento e temperatura e a implementação da técnica de traçador de trajetórias, usada para estimar a propagação das ondas de gravidade na atmosfera.

### 4.1 Determinação dos parâmetros das ondas de gravidade de média escala

As ondas de gravidade de média escala (MSGWs) foram observadas nas imagens de aeroluminescência coletadas durante a campanha SpreadFEx. As MSGWs detectadas foram estudadas aproximando-as para ondas monocromáticas. A estimação dos seus parâmetros foi feita utilizando a técnica de keogramas. Nesta seção, serão mostrados os detalhes dessa metodologia desde o pré-processamento das imagens até a construção e análise dos keogramas.

#### 4.1.1 Pré-processamento das imagens de aeroluminescência

Antes de iniciar as análises das imagens de aeroluminescência para determinar os parâmetros das GWs é necessário realizar a calibração das imagens. O processo de calibração pode ser descrito como uma correção das coordenadas espaciais das imagens, i.e., as deformações causadas pela lente do tipo olho de peixe precisam ser minimizadas e a imagem necessita ser rotacionada adequadamente para coincidir com os pontos cardiais verdadeiros. O pré-processamento completo das imagens de aeroluminescência é detalhado no trabalho de Garcia et al. (1997). A presente técnica de pré-processamento também foi utilizada anteriormente por Medeiros (2001), Wrasse (2004), Santos (2007), Alencar Filho (2007) e Bageston (2010).

O pré-processamento das imagens de aeroluminescência pode ser resumido nos seguintes procedimentos:

1. Rotação da imagem para ajustar o topo da imagem com o norte geográfico e o centro com o zênite;
2. Remoção das estrelas;
3. Transformação para o sistema de coordenadas geográficas;

4. Ajuste do contraste para remover as flutuações devido às variações da aeroluminescência;
5. Filtragem das imagens para remover contaminações espectrais indesejadas.

A construção dos algoritmos para realização dos procedimentos acima não precisa obedecer necessariamente essa ordem. As etapas do pré-processamento das imagens é ilustrada na [Figura 4.1](#). O painel (a) mostra uma imagem do OH coletada na noite de 15-16 de setembro de 2009 em São João do Cariri. Observa-se que a área da CCD (quadrado com as bordas pretas) foi quase que completamente preenchida pela imagem do OH (círculo mais claro no centro da imagem).

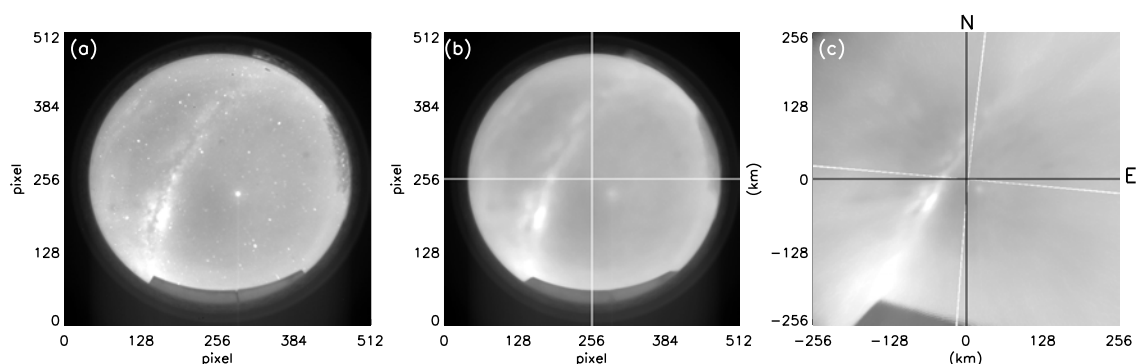


Figura 4.1 - Ilustração do processo de pré-processamento das imagens. (a) Imagem do OH coletada em São João do Cariri na noite de 15-16 de setembro de 2009. (b) Mesmo que (a), após removidas as estrelas. As linhas brancas cortam a imagem exatamente no centro. (c) Imagem linearizada. Observe que as linhas brancas mostradas em (b) aparecem rotacionadas e com o centro deslocado devido ao processo de conversão para as coordenadas geográficas. As linhas pretas apontam para as verdadeiras direções norte-sul (vertical) e leste-oeste (horizontal).

A [Figura 4.1\(a\)](#) apresenta estrelas e planetas observados naquela noite (pequenos círculos brancos), o rastro da Via Láctea (aglomerado de estrelas cortando toda a imagem e inclinada para a direção sudoeste-nordeste), um anteparo colocado na parte inferior da imagem e galhos de árvore na borda direita da imagem. Nesse caso, o contraste já foi ajustado. A [Figura 4.1\(b\)](#) mostra a imagem após o processo de

remoção das estrelas, comparando com o painel (a), pode ser visto que os pequenos círculos brancos foram removidos quase que totalmente. Por último, a Figura 4.1(c) mostra a mesma imagem linearizada e rotacionada para coincidir o topo com o norte geográfico e a direita com o leste. As linhas pretas ilustram as direções norte-sul e leste-oeste. As linhas brancas são as mesmas mostradas no painel (b), só que, foram rotacionadas devido ao processo de linearização. O zênite (a intersecção das linhas horizontais e verticais) também está um pouco deslocado quando se compara as linhas pretas e brancas.

Para realizar o ajuste zenital e a correção dos efeitos de bordas introduzidos pela lente olho de peixe é utilizada uma carta celeste para o mesmo instante e localidade em que a imagem de aeroluminescência foi observada. Nesse caso, as estrelas observadas numa imagem de aeroluminescência devem coincidir com a posição real das estrelas obtidas pela carta celeste para o mesmo local e horário das observações. Desta forma, é possível obter uma série de estrelas da carta celeste e sua posição correspondente na imagem da aeroluminescência, para determinar a função da lente que irá mapear cada pixel da imagem original para uma nova coordenada espacial chamada de coordenada geográfica.

O algoritmo completo para essa transformação de coordenadas pode ser encontrado no Apêndice B de Medeiros (2001). Wrasse e Rodrigues (2008) utilizaram o algoritmo descrito por Medeiros (2001) e desenvolveram um software que executa todas as etapas da calibração de imagens da aeroluminescência, tornando o processo mais rápido e de fácil execução.

Convenientemente, filtros digitais são aplicados às imagens para enfatizar fenômenos numa determinada escala. Por exemplo, para se observar ondas de gravidade de média escala, filtros do tipo passa-baixa (comprimentos de ondas menores que 50 km) podem ser utilizados para remoção de ondas de gravidade menores e outras contaminações espectrais de pequenas escalas.

#### 4.1.2 Metodologia de análise dos keogramas

A técnica de imageamento da aeroluminescência é muito útil para estudar características de ondas de gravidade internas na mesosfera e baixa termosfera porque permite inferir parâmetros destas ondas com boa precisão. Ela é usada para estudar, principalmente, GWs de pequena escala ( $\lambda_H < 100$  km) e com períodos de até

algumas dezenas de minutos (TAYLOR et al., 1997; WRASSE et al., 2006b; MEDEIROS et al., 2007; BAGESTON et al., 2009).

O imageador que operou durante a campanha SpreadFEx possui uma resolução temporal de aproximadamente 2,5 minutos para a emissão do OH e uma resolução espacial que pode chegar até 0,5 km dependendo da projeção adotada. Além disso, o imageador tem uma cobertura de  $\sim 450$  km de raio na altitude de  $\sim 87$  km.

Teoricamente, usando técnicas convencionais de análises de Fourier, esse instrumento pode ser capaz de detectar estruturas de ondas com períodos maiores que 5 minutos e comprimentos de onda horizontais de 2 km até da ordem do raio de cobertura. Porém, algumas dificuldades de ordem prática, como por exemplo, o rastro da Via Láctea, filtragem do sinal, limitam o espectro mais provável de comprimentos de onda horizontais observados para  $\sim 5 - 60$  km e períodos inferiores a  $\sim 30$  minutos.

GWs com essas características possuem velocidades de fase pequenas e são muito sensíveis às variações no vento horizontal. Vadas (2007) mostrou que essas ondas precisam de comprimentos de ondas verticais elevados para poder atingir a ionosfera, porém, à medida que os comprimentos de ondas verticais crescem, fica mais difícil detectá-las nas camadas da aeroluminescência.

Desta forma, é necessário então investigar ondas de gravidade com comprimentos de ondas horizontais maiores. Para isso, utiliza-se a técnica de keogramas para determinação dos parâmetros desse espectro de GWs (TAKAHASHI et al., 2009; TAYLOR et al., 2009). Keogramas são gráficos de cortes meridionais (norte-sul) e zonais (leste-oeste) de imagens de aeroluminescência em função do tempo (ver [http://www.ava.fmi.fi/MIRACLE/ASC/asc\\_keo\\_00.shtml](http://www.ava.fmi.fi/MIRACLE/ASC/asc_keo_00.shtml) , acessado em 05 de maio de 2012).

Os cortes utilizados, em geral, atravessam as imagens inteiras e passam pelo centro da imagem (zênite local). Com a utilização de Keogramas é possível estudar separadamente as oscilações que ocorrem exclusivamente em cada direção (zonal e meridional) e depois os parâmetros da onda são obtidos por relações geométricas entre as componentes. Um exemplo de uma onda artificial será utilizado para ilustrar o método de determinação de parâmetros de GWs utilizando a técnica de Keogramas.

Na Figura 4.2 é apresentada uma sequência de vinte imagens, simulando uma oscilação de média escala, onde as regiões mais claras das imagens representam as cristas

da onda, enquanto que, as regiões mais escuras os vales. Observa-se que esta onda propaga-se para noroeste. As linhas brancas representam as regiões da imagem de onde serão obtidas as amostras para a construção dos keogramas.

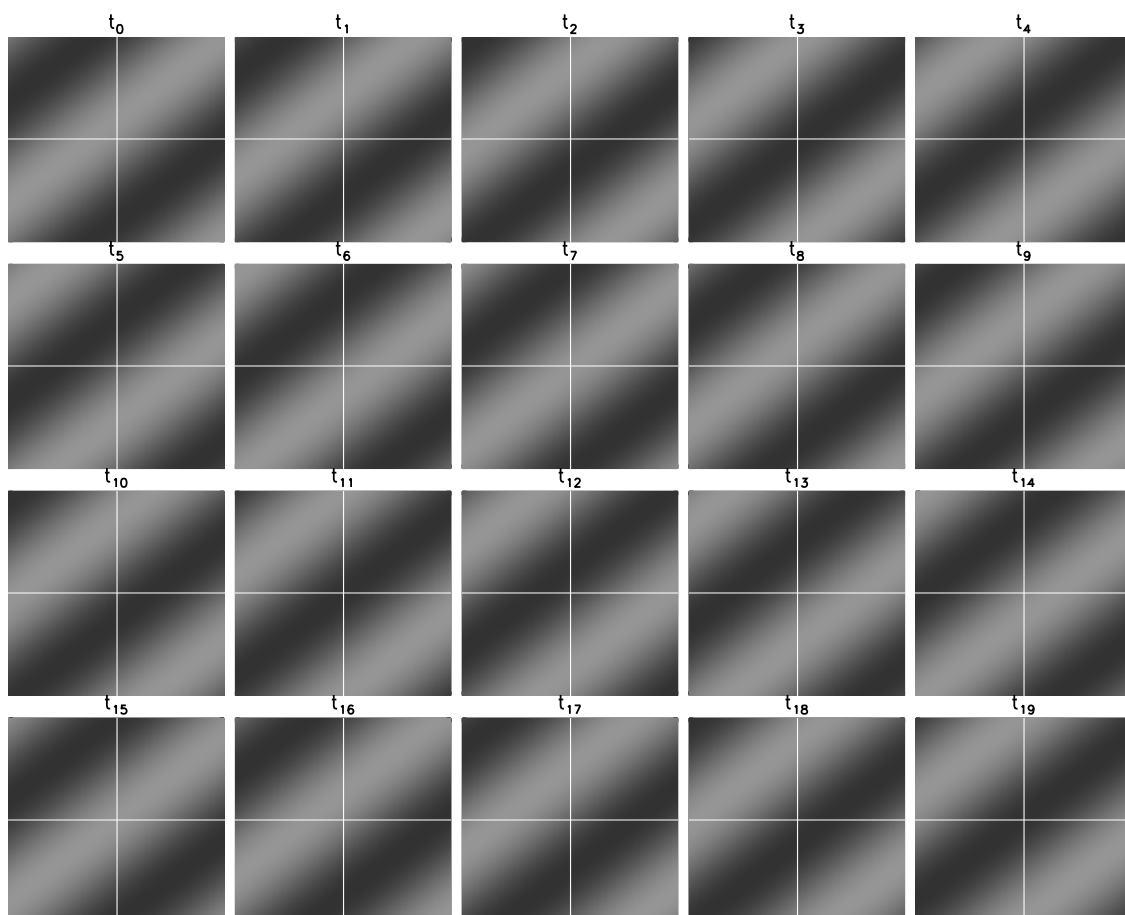


Figura 4.2 - Sequência de imagens simuladas mostrando a propagação de uma onda de gravidade de média escala para noroeste. As linhas brancas representam as regiões onde são feitos os cortes zonais e meridionais para a construção dos Keogramas.

Na Figura 4.3 são apresentados os respectivos keogramas, os eixos horizontais indicam o tempo de obtenção de cada uma das imagens da Figura 4.2. Os eixos verticais representam as distâncias nas direções meridional (no painel superior) e zonal (no painel inferior). Observa-se que a oscilação detectada na sequência de imagens da

Figura 4.2 é claramente vista nos keogramas. As linhas brancas horizontais nos keogramas representam a região de interesse para a determinação dos parâmetros da onda e, neste algoritmo, esta região de interesse é escolhida arbitrariamente.

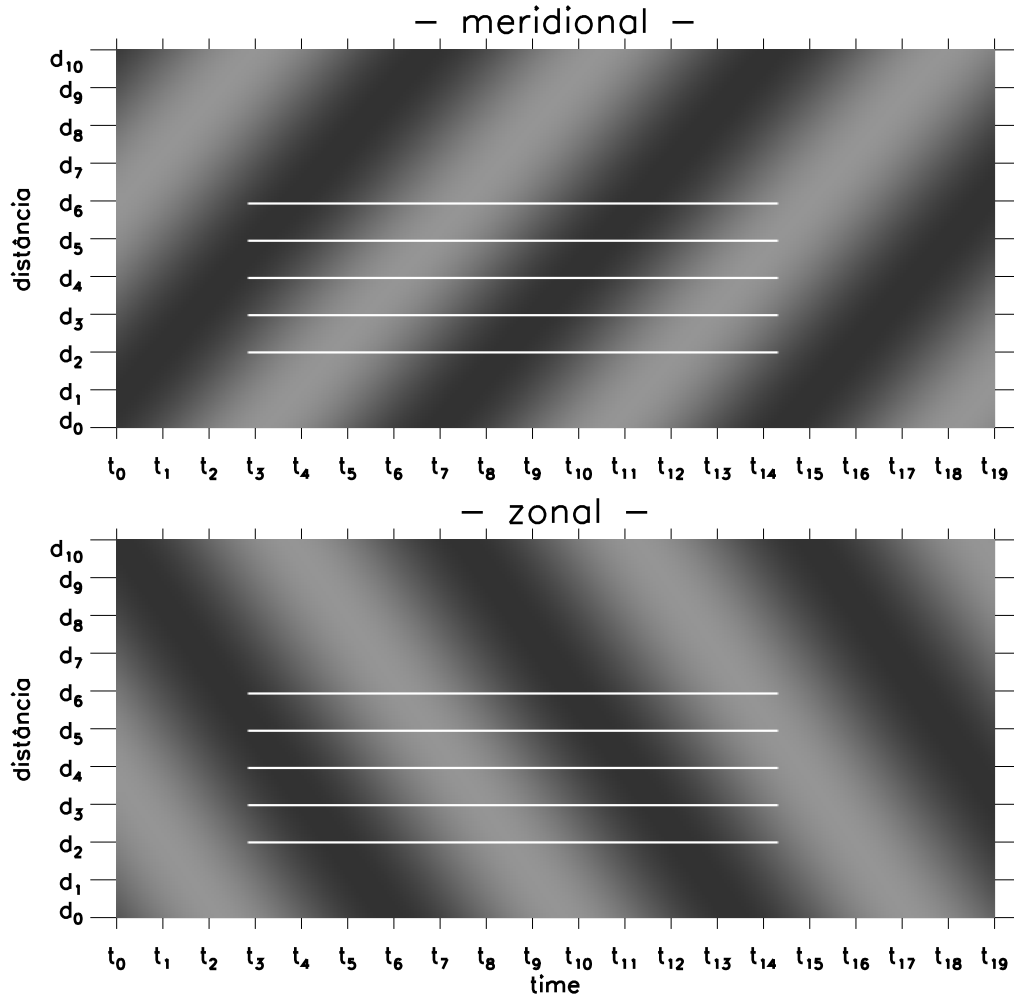


Figura 4.3 - Keogramas meridional (painel superior) e zonal (painel inferior) para a sequência de imagens da Figura 4.2. O tempo de obtenção de cada imagem da sequência da Figura 4.2 é mostrado nas abscissas. Nas ordenadas são apresentadas as distâncias de baixo para cima e de esquerda para direita, respectivamente. As cinco linhas brancas horizontais representam uma região arbitrária que foi escolhida para estudar a oscilação de média escala observada com a sequência de imagens.

A primeira etapa para a obtenção dos parâmetros das GWs é encontrar as periodicidades das oscilações. Na [Figura 4.4](#) podem ser vistos os cinco perfis de intensidades relativas extraídos dos keogramas meridional e zonal nas posições ilustradas pelas linhas horizontais brancas da [Figura 4.3](#). A periodicidade das oscilações é determinada pela correlação entre as periodicidades encontradas em cada uma das linhas. A periodicidade será considerada válida quando a mesma for detectada em pelo menos três linhas dos cinco perfis de keogramas.

Como se trata de um exemplo artificial, a onda está presente e bem comportada em todas as linhas horizontais dos keogramas. A precaução que se teve para escolha da periodicidade foi utilizar o mesmo intervalo de tempo para ambos os keogramas e escolher sempre regiões que cortem o zênite da imagem. Esta medida assegura que as oscilações que estão sendo investigadas em cada keograma realmente pertencem a mesma onda de média escala.

Uma vez determinado o período da oscilação, a etapa seguinte consiste em determinar o comprimento de onda em cada uma das direções meridional e zonal. Para isso, supõe-se que cada perfil horizontal selecionado em cada keograma seja um cosseno puro da forma  $A_i \cos\left(\frac{2\pi}{\tau}t + \phi_i\right)$  em que  $\tau$  é o período,  $A_i$  é amplitude e  $\phi_i$  é a fase da linha horizontal “ $i$ ”. Depois é feito um ajuste linear de mínimos quadrados para as fases dos cossenos de cada keograma, conforme mostrado na parte inferior da [Figura 4.4](#). Com esses ajustes, as equações para as retas dos painéis inferiores da [Figura 4.4](#) são, respectivamente:

$$d_x = a_0 + a_1\phi_x , \quad (4.1)$$

$$d_y = b_0 + b_1\phi_y , \quad (4.2)$$

os índices “ $x$ ” e “ $y$ ” referem-se as componentes zonal e meridional, respectivamente, os índices “0” rotulam os coeficientes lineares e os índices “1” indicam os coeficientes angulares de cada reta. Os coeficientes angulares  $a_1$  e  $b_1$  são, respectivamente, as velocidades de fase zonal e meridional, ou seja,  $a_1 = v_x$  e  $b_1 = v_y$ .

Desta forma, os comprimentos de onda nas direções zonal e meridional podem ser expressos por

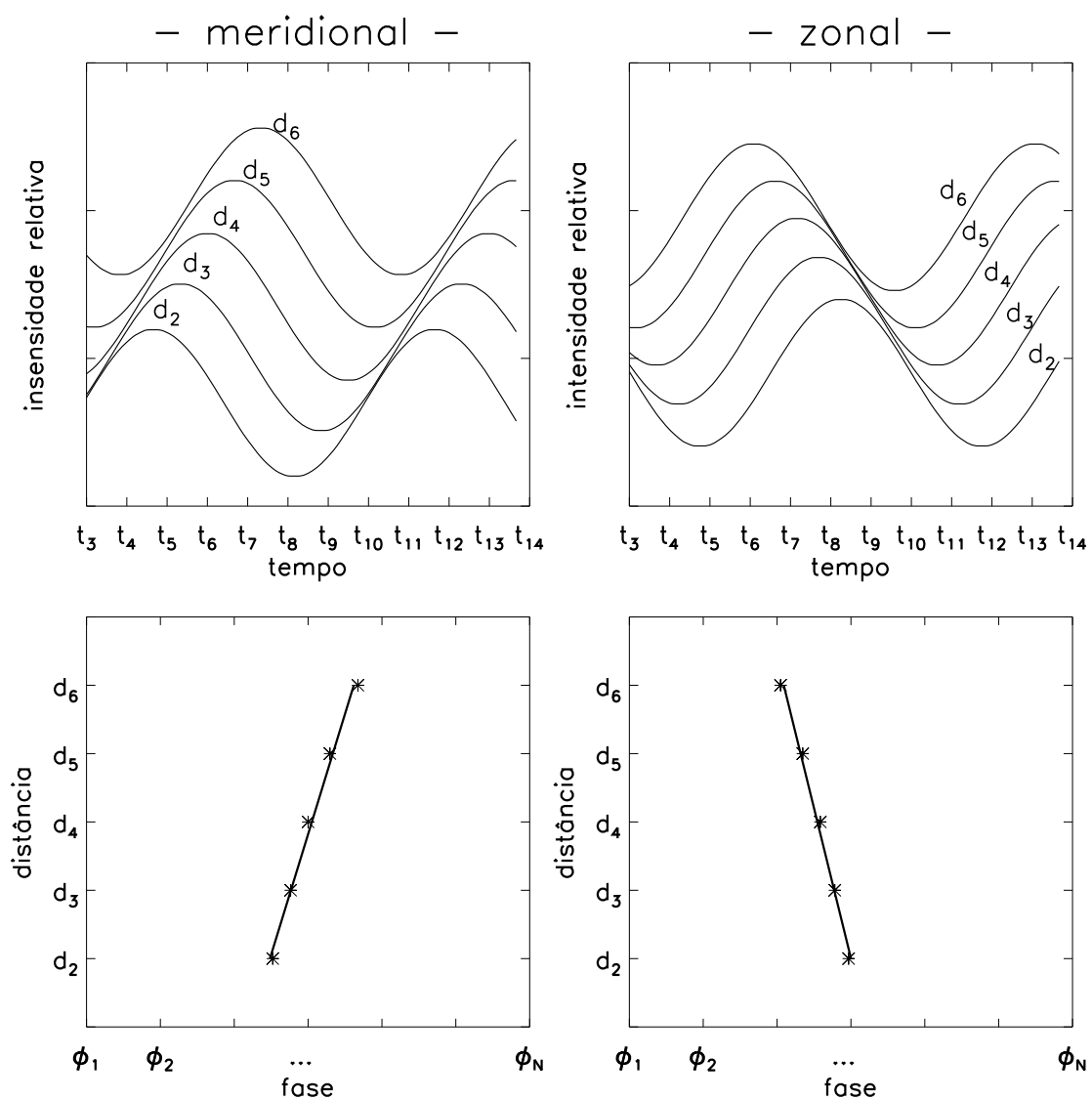


Figura 4.4 - Na parte superior, os ajustes para os perfis horizontais da Figura 4.3. Na parte inferior os perfis de fases.

$$\lambda_x = v_x \tau, \quad (4.3)$$

$$\lambda_y = v_y \tau. \quad (4.4)$$

O comprimento de onda horizontal  $\lambda_H$  e a direção de propagação da fase podem ser



obtidos geometricamente por

$$\lambda_H = \frac{\lambda_x \lambda_y}{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_y^2}} \quad (4.5)$$

e

$$\alpha = \arccos\left(\frac{\lambda_H}{\lambda_y}\right). \quad (4.6)$$

Se não houver variações de fase numa determinada componente, o comprimento de onda nessa direção é muito grande e o comprimento de onda horizontal resultante será praticamente igual ao comprimento de onda observado na outra componente.

A determinação da direção de propagação da onda pode ser rapidamente verificada analisando a inclinação das retas de ajuste das fases da onda para as componentes meridional e zonal. Assim, a direção de propagação da onda será para nordeste quando os dois perfis de fase zonal e meridional são crescentes. Quando os dois perfis de fase são decrescente, a onda se propagará para sudeste.

No caso, quando o perfil de fase meridional é decrescente e o zonal é crescente a direção aproximada da propagação da fase é sudoeste. Por outro lado, quando o perfil cresce para a componente meridional e decresce para a zonal, como é o caso ilustrado nesse exemplo, a direção de propagação da fase da onda será para noroeste. Caso a onda apareça paralela à vertical (mesma fase meridional), esta estará se propagando na direção zonal. Se a onda surgir paralela à horizontal, esta está se propagando meridionalmente.

A [Tabela 4.1](#) resume as possibilidades de propagação de uma onda observando apenas a inclinação dos keogramas. Essa verificação rápida é importante para verificar a consistência dos parâmetros que estão sendo calculados para uma determinada MSGWs porque a direção de propagação da onda pode ser facilmente verificada fazendo-se a animação da sequência de imagens de interesse.

Tabela 4.1 - Direção de propagação aproximada de uma onda de gravidade obtida a partir da visualização dos keogramas. ‘cre’ indica perfil de fase crescente, ‘dec’ perfil de fase decrescente e ‘cte’ perfil de fase constante.

	N	NE	E	SE	S	SW	W	NW	estacionária
fase meridional	cre	cre	cte	dec	dec	dec	cte	cre	cte
fase zonal	cte	cre	cre	cre	cte	dec	dec	dec	cte

Para finalizar a metodologia de análise dos keogramas, será apresentado um caso de uma onda de gravidade observada na noite de 14-15 de outubro de 2009. Os parâmetros dessa onda serão obtidos por duas metodologias diferentes: (1) usando-se a análise de Keogramas e (2) fazendo-se uma estimativa mais grosseira a partir de uma análise direta das imagens. Essa última metodologia será chamada de análise direta.

A [Figura 4.5](#) mostra uma sequência de imagens do OH linearizadas para uma projeção de 512 km × 512 km desde 21:23 às 02:18 hora universal (UT). De forma análoga à [Figura 4.2](#), as linhas brancas horizontais e verticais ilustram onde serão obtidas as amostras da imagem para a construção dos keogramas. Nota-se na sequência de imagens algumas estruturas de ondas. Entre as 00:17 e 00:37 no quadrante superior direito das imagens é apresentado um evento de onda de gravidade, porém a redução do tamanho da imagem não permite uma boa visualização do mesmo.

Ondas com dimensões e períodos maiores são difíceis de serem identificadas nessas imagens. Contudo, nos keogramas mostrados na [Figura 4.6](#) podem ser observadas oscilações maiores ao longo de toda a noite. Esses keogramas incluem todas as imagens registradas dentro do intervalo descrito acima. Os retângulos brancos serão destacados e ampliados na [Figura 4.9](#). Na parte inferior do keograma zonal pode ser visto um traço branco do início das observações até próximo das 01:00 UT. Esse traço é devido à passagem da Via Láctea pelo campo de visão do imageador. No keograma meridional, a Via Láctea também aparece na parte superior, mas com menor intensidade.

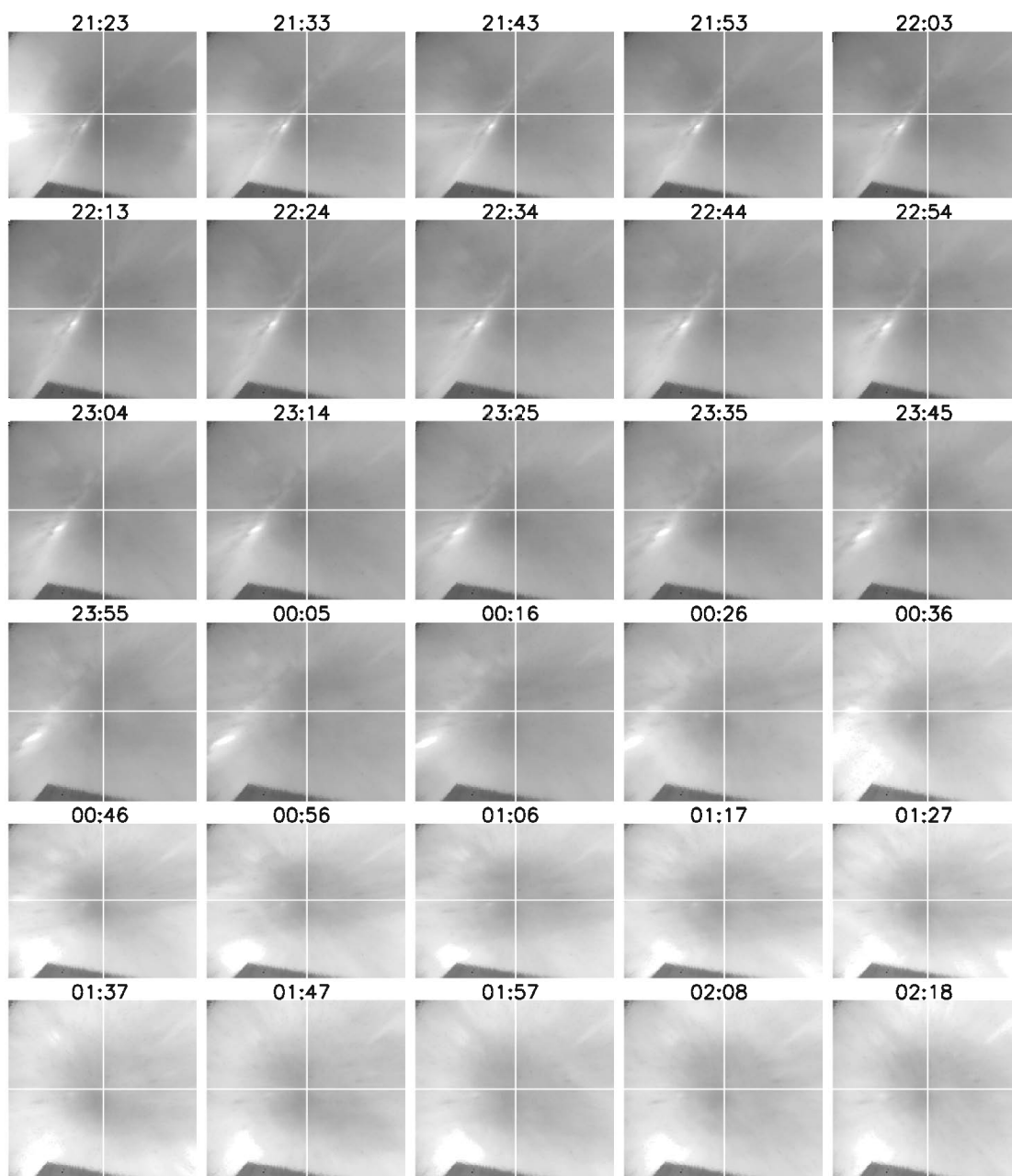


Figura 4.5 - Sequência de imagens de aeroluminescência da emissão do OH observadas na noite de 14-15 de outubro de 2009 em São João do Cariri. As imagens estão linearizadas para uma projeção de 512 km  $\times$  512 km.

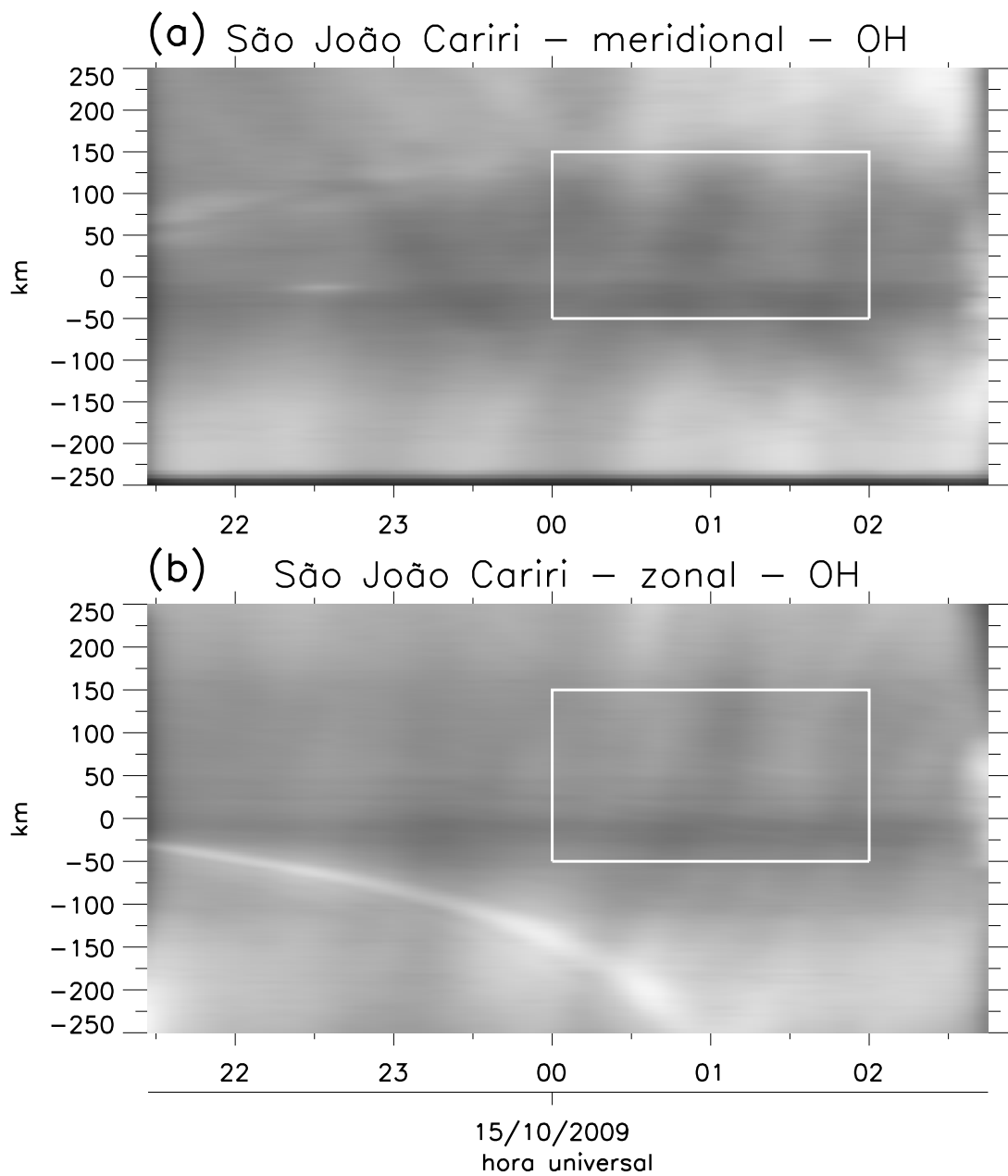


Figura 4.6 - Keogramas construídos a partir da sequência de imagens mostrada na Figura 4.5. (a) para a componente meridional e (b) zonal. O retângulo destacado em branco será ampliado na Figura 4.9.

A maior dificuldade de trabalhar com os keogramas é identificar os padrões de uma mesma onda em ambos os keogramas. Por exemplo, uma onda pode atravessar o

campo de visão do imageador apenas na parte norte ou sul e, assim sendo, não será registrada no keograma zonal. Da mesma maneira, uma onda pode cruzar as imagens no leste ou oeste, conseqüentemente, nada será registrado no keograma meridional. Outra dificuldade de ordem prática é a pequena amplitude das oscilações ( $<10\%$ ) que dificulta a separação espectral das MSGWs.

Uma maneira interessante e conveniente de enfatizar as ondas de gravidade presentes no conjunto de imagens é aplicar filtros digitais. A [Figura 4.7](#) mostra a mesma seqüência de imagens da [Figura 4.5](#) filtradas com um filtro passa-altas (este filtro é denominado ‘ESTIMATOR\_FILTER’ e está disponível na biblioteca do IDL 8.1) combinado com uma subtração de imagens adjacentes. Essa técnica destaca os padrões que estão se movendo sob o campo de visão do imageador. Ondas estacionárias são removidas nesse processo de subtração das imagens porque estarão sempre na mesma posição em todas as imagens da seqüência.

Nesse conjunto de imagens filtradas, um padrão de onda é visto se propagando para nordeste entre às 22:13 e 23:25 UT. Outra onda pode ser observada entre as 00:16 e 00:36 UT (este evento de onda será objeto de estudo mais detalhado ainda nessa seção). Ondas de escalas menores também estão presentes nas imagens, principalmente a partir das 00:56 UT.

Os keogramas construídos a partir das imagens filtradas podem ser observados na [Figura 4.8](#), no quais é possível ver bem mais padrões de ondas, principalmente, ondas de gravidade de períodos mais curtos. Esses keogramas são úteis para se observar a complexidade das flutuações encontradas nas imagens de aeroluminescência. Desta forma, embora não totalmente realística, a aproximação das ondas para padrões monocromáticos é útil para simplificar o tratamento matemático e para melhorar a compreensão física do fenômeno.

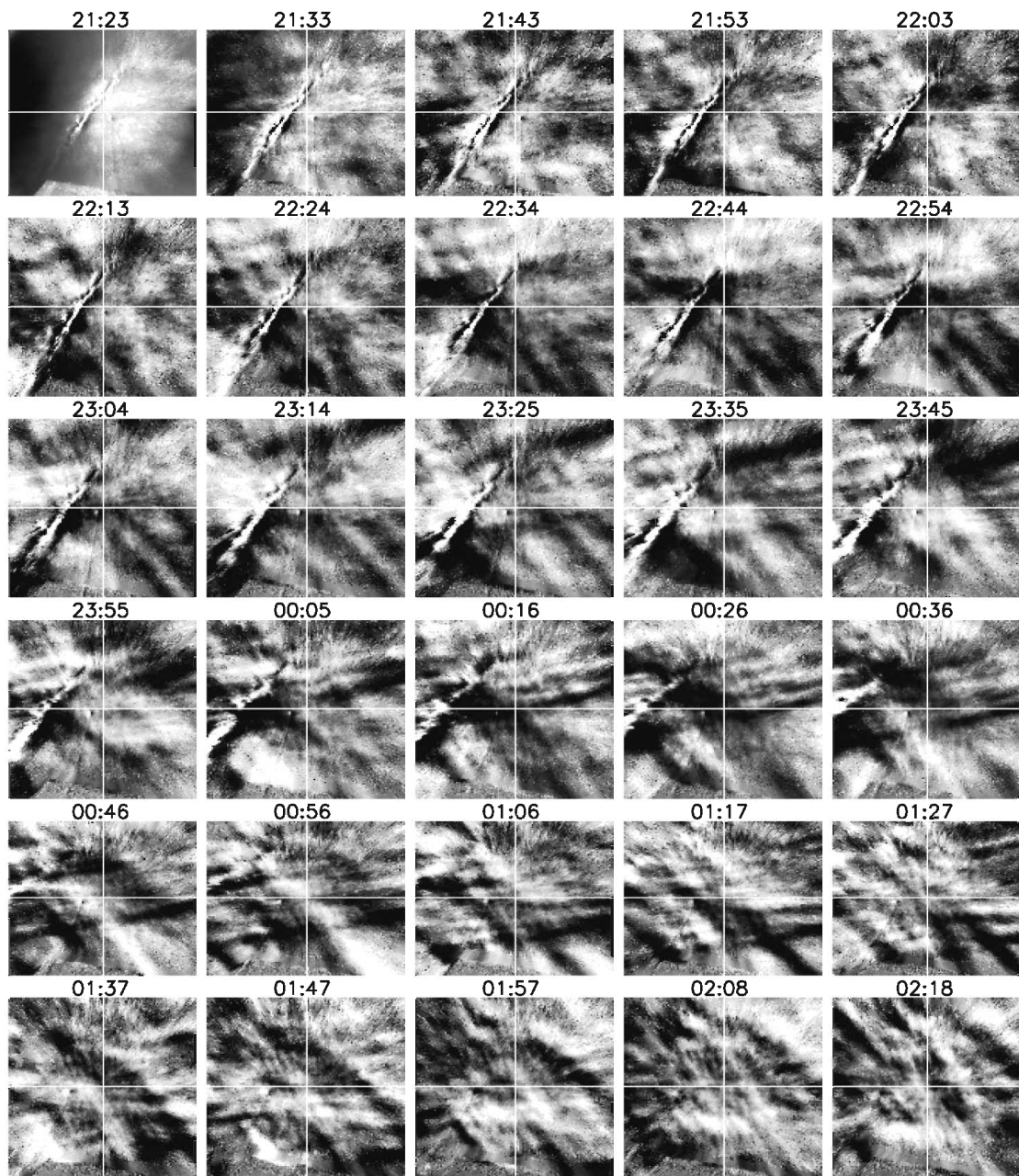


Figura 4.7 - Mesma seqüência de imagens mostradas na Figura 4.5. Nesse caso, as imagens foram filtradas por um processo de subtração de imagens próximas e por um filtro passa-altas para remoção do ruído.



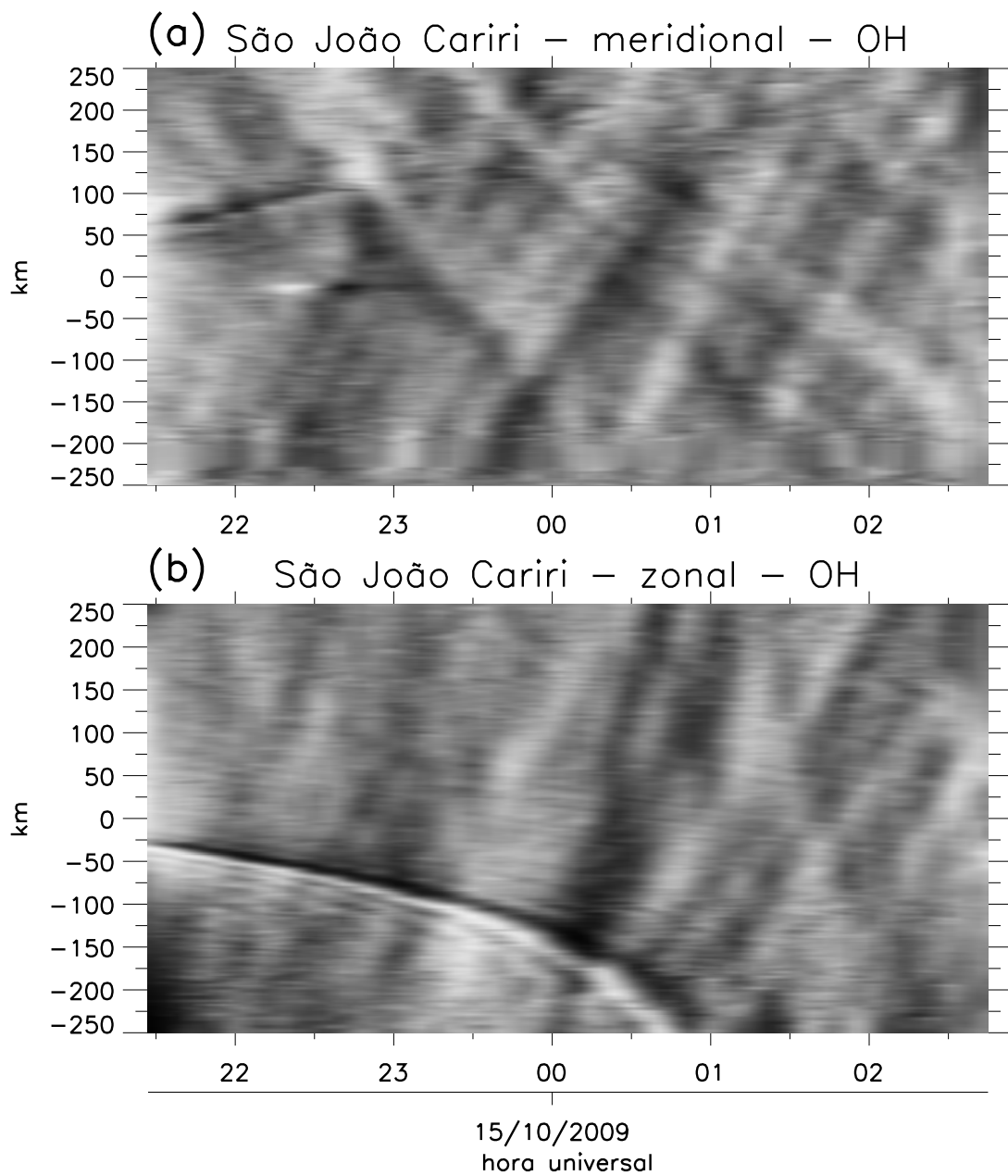


Figura 4.8 - Mesmo que a Figura 4.6, só que para as imagens filtradas mostradas na Figura 4.7.

A Figura 4.9 mostra em detalhes a região destacada pelo retângulo na Figura 4.6 e o procedimento para determinar os parâmetros de uma GW real a partir da metodologia de análise de keogramas. Pode-se observar nos keogramas das Figuras 4.9(a)

e (c) que existe uma onda com período de aproximadamente uma hora em ambas as componentes.

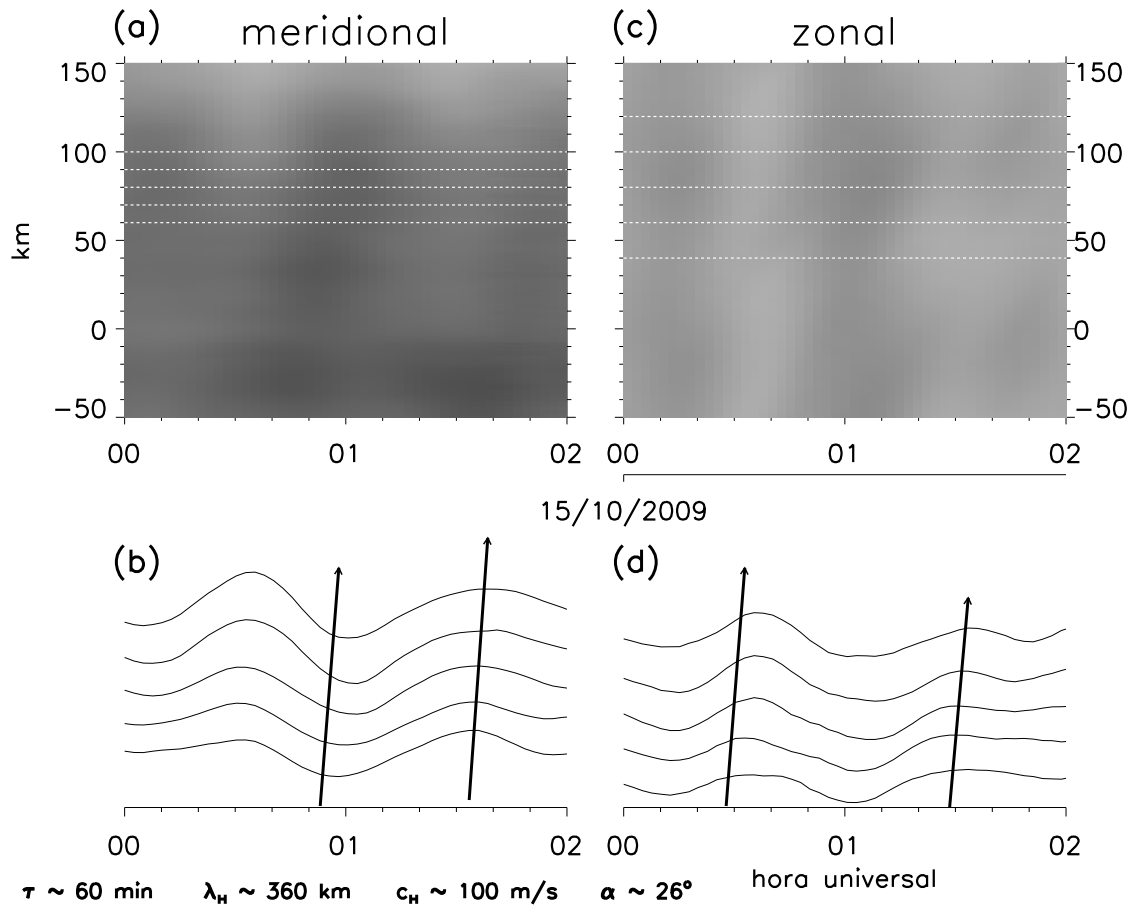


Figura 4.9 - No topo (a) e (c) mostram os keogramas meridional e zonal para as regiões delimitadas pelos retângulos representados na Figura 4.6. As linhas tracejadas horizontais representam as regiões na imagem onde são obtidos os perfis de intensidade luminosa, apresentados nos respectivos gráficos abaixo (b) e (d). As setas nestes últimos gráficos indicam a direção de propagação da fase em cada uma das direções. Os parâmetros desse evento de onda podem ser visualizados na borda inferior. A direção de propagação é indicada por  $\alpha$ , a velocidade de fase horizontal por  $c_H$ , o comprimento de onda horizontal por  $\lambda_H$  e o período por  $\tau$ .

As linhas brancas tracejadas foram convenientemente escolhidas de modo a ser obter



a estrutura de onda bem definida. Os perfis de intensidade sobre essas linhas foram obtidos das imagens, suavizadas e plotadas separadas nos painéis inferiores (b) e (d). Nestes perfis de intensidade, a onda fica mais evidenciada. As setas em preto apontam para a direção aproximada de propagação da fase em cada uma das direções. Os parâmetros desta onda foram determinados e são mostrados no canto inferior da figura. A onda de gravidade foi aproximada para uma onda monocromática de  $\sim 60$  minutos de período, comprimento de onda horizontal de  $\sim 360$  km, se propagando para  $\sim 26^\circ$  de azimute a partir do norte, com uma velocidade de fase horizontal de  $\sim 100$  m/s.

O imageador usado nesse trabalho não mede a intensidade absoluta das emissões da aeroluminescência. As imagens obtidas apresentam apenas as flutuações relativas aos fenômenos que estão induzindo variações na camada de emissão OH. Portanto, não é possível precisar a amplitude real da onda de gravidade nessa imagem. Mesmo assim, é possível estimar uma amplitude relativa que poderá ser utilizada para calcular, via modelos teóricos, a amplitude da onda em outros campos atmosféricos tais como o vento, temperatura e densidade.

A amplitude relativa  $I'/\bar{I}$  da GW é calculada a partir da média das amplitudes encontradas em todos os perfis de intensidade luminosa usados para estimar os parâmetros. A [Figura 4.10](#) ilustra em detalhes essa metodologia. Cada perfil de intensidade luminosa foi submetido a uma análise de Fourier para se estimar as amplitudes referentes ao harmônico que melhor se ajusta à curva original.

No presente caso, o segundo harmônico de Fourier foi escolhido para representar a onda porque foi o que melhor se aproximou dos perfis de intensidade originais. As amplitudes das componentes meridional e zonal variaram entre 5,2 e 7,3% e o valor médio foi de 6,3%. Algumas curvas, como as apresentadas nos painéis meridionais de 60 e 70 km e zonais de 40 e 60 km, não se ajustaram muito bem aos dados originais. O cálculo da amplitude também é útil para verificar se a estrutura da onda observada em ambos os keogramas pertencem ao mesmo padrão de onda de gravidade. Ou seja, espera-se que as amplitudes obtidas dos perfis apresentem valores similares, se for considerado que as mesmas sejam oriundas do mesmo evento de GW.

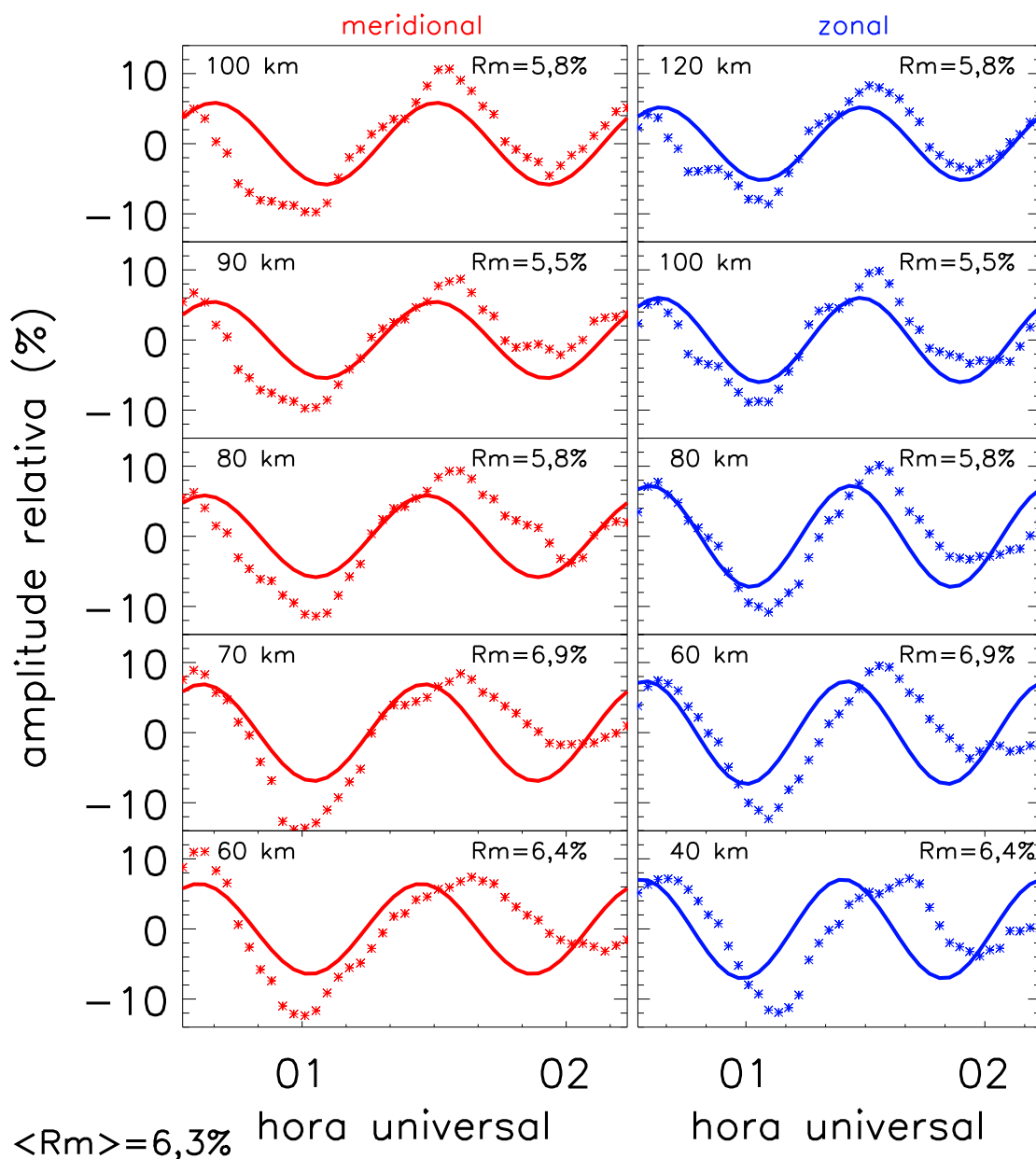


Figura 4.10 - Os perfis de intensidade luminosa apresentados na Figura 4.9 são reproduzidos, pelas curvas com asteriscos, em cada um dos painéis. As distâncias em relação ao zênite estão destacados nos cantos superiores esquerdo de cada painel. As linhas contínuas são os melhores ajustes obtidos pela análise de Fourier. As amplitudes para cada uma das curvas de ajustes ( $R_m$ ) é mostrada no canto superior direito de cada painel. A amplitude média ( $\langle R_m \rangle$ ), calculada a partir dos dez perfis acima, é mostrada na parte inferior da figura.

Por último, a Figura 4.11 destaca outro evento apresentado na sequência da Figura 4.8. Os parâmetros deste evento de MSGWs, presente nesta sequência, serão determinadas a título de ilustração do método de análise direta e será feita uma comparação com o método de análise de keogramas.

A Figura 4.11 mostra quatro imagens filtradas e linearizadas para uma projeção de 512 km × 512 km são mostradas na parte superior. Observa-se um padrão de onda propagando-se para sudeste. As setas brancas apontam na direção aproximada de propagação do evento de onda. Perfis de intensidade luminosa são mostrados no gráfico abaixo. A seta preta aponta para a direção de propagação de uma crista da onda. Os parâmetros desse evento são mostrados na parte direita da Figura 4.11.

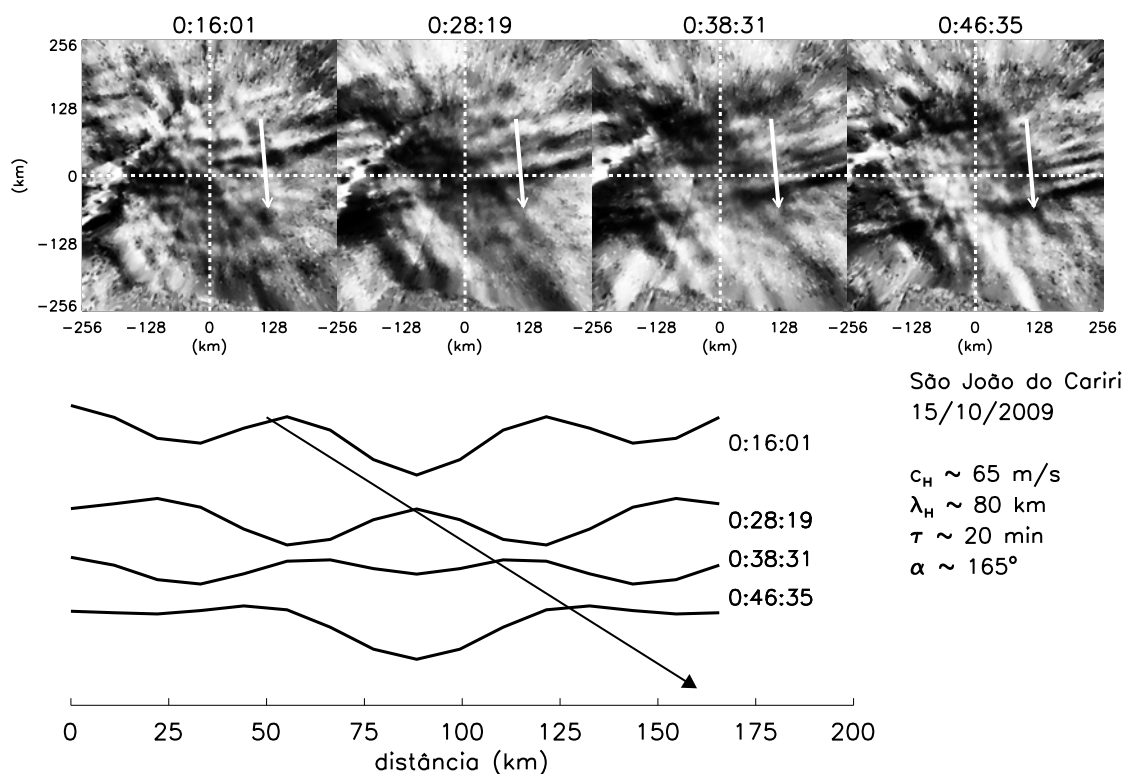


Figura 4.11 - Na parte superior são mostradas quatro imagens linearizadas para uma projeção de 512 km × 512 km. Uma onda de gravidade se propaga para sudeste. Na parte inferior são apresentados quatro perfis obtidos na direção de propagação da fase. A seta preta indica a propagação da fase. Os parâmetros do evento de onda podem ser visualizados à direita.

A análise de keogramas mostrou resultados bem próximos dos calculados pela análise direta que foi ilustrado acima. Na [Tabela 4.2](#) é mostrada a comparação da determinação dos parâmetros observados usando essas duas técnicas. Observa-se que as discrepâncias entre esses dois métodos para as estimativas dos parâmetros são bem pequenas (inferiores a 5%). Esses resultados destacam a confiabilidade do método de análise de keogramas. Isto é importante porque nem sempre os eventos estão bem definidos como o que foi mostrado acima e, conseqüentemente, técnica de análise direta nem sempre pode ser usada. Os parâmetros das demais MSGWs detectadas na campanha SpreadFEx serão apresentados e discutidos em mais detalhes no [Capítulo 5](#).

Tabela 4.2 - Comparação dos parâmetros da onda de gravidade mostrada na [Figura 4.11](#) obtidos pela técnica de keograma e de análise direta da sequência de imagens mostrada acima.  $\tau$  representa o período,  $\lambda_H$  o comprimento de onda horizontal,  $c_H$  a velocidade de fase horizontal e  $\alpha$  a direção de propagação da onda.

	keograma	análise direta	discrepância
$\tau$	20,5 min	19,7 min	4,0%
$\lambda_H$	81,0 km	79,8 km	1,5%
$c_H$	65,7 m/s	67,5 m/s	2,6%
$\alpha$	169°	165°	2,4%

Análise similar pode ser feita para investigar a estrutura horizontal das bolhas de plasma observadas com imagens de aeroluminescência (OI630 nm). Fazendo isso, será possível investigar a correlação entre os comprimentos de ondas horizontais observados na mesosfera e as distâncias entre as bolhas da mesma forma como fizeram [Takahashi et al. \(2009\)](#). Os resultados serão mostrados no [Capítulo 5](#).

O erro principal da estimação dos parâmetros das MSGWs vem da aproximação para ondas monocromáticas. No presente trabalho, um cuidado especial foi reservado para escolher GWs que se aproximassem de estruturas monocromáticas. Um vez feita essa aproximação, supõe-se que a onda tenha exatamente o período indicado pelo harmônico de Fourier de melhor ajuste. A estimativa da incerteza nos demais parâmetros foi feita usando a medida dos espalhamentos dos pontos em relação à

reta de mínimos quadrados dos perfis de fase zonal e meridional.

Dentre os eventos de MSGWs detectados pelo imageador durante da campanha SpreadFEx de 2009 foram escolhidos 26 casos nos quais a imprecisão na estimativa do comprimento de onda horizontal e da velocidade de fase horizontal, calculada pelo espalhamento dos pontos em relação à retas de ajuste, foi menor que 10%. Na maior parte dos eventos (23 deles), a imprecisão da estimativa desses parâmetros foi menor que 5% e, em apenas 3 deles, a imprecisão ficou entre 5 e 10%.

Para o cálculo da incerteza na determinação das amplitudes das MSGWs usou-se um raciocínio análogo. Supõe-se que apenas um harmônico representa a onda completamente. A amplitude é calculada conforme discutido acima e ilustrado na [Figura 4.10](#). A imprecisão das amplitudes dos eventos foi extraída a partir do desvio padrão da média. Os 26 eventos apresentaram uma imprecisão média de  $\sim 5\%$  na estimativa das amplitudes e valor máximo da imprecisão das amplitudes calculadas foi de 12,5%.

Em relação à direção de propagação, a incerteza pode ser obtida pela propagação das incertezas nas estimativas dos comprimentos de onda nas direções zonais e meridionais regidas pela [Equação 4.6](#). Para as MSGWs que serão discutidas nesse trabalho, a incerteza máxima foi inferior a 15%, sendo que na maior parte dos eventos (18 deles), esse valor foi inferior a 7%. Por se tratar de ondas de gravidade de grandes dimensões oriundas de fontes estensas, a imprecisão levantada não deve comprometer os resultados do traçador de trajetórias.

## **4.2 Composição do banco de dados do traçador de trajetórias**

Para estudar a propagação de ondas de gravidade na atmosfera usando a técnica de traçador de trajetórias é preciso conhecer as características físicas de uma onda de gravidade num determinado instante e local e a evolução temporal e espacial das variáveis termodinâmicas da atmosfera. Usando a metodologia discutida na [Seção 4.1](#) foi possível identificar e caracterizar 26 MSGWs distribuídas ao longo de 15 noites dentro do período da campanha.

Conforme discutido no [Capítulo 3](#), o funcionamento simultâneo de vários equipamentos durante a campanha permitiu montar um banco de dados de vento e temperatura que foi utilizado para prever as trajetórias deste conjunto de ondas de gravidade.

Os dados de vento e temperatura que serão utilizados no modelo de traçador de trajetórias foram dispostos num espaçamento temporal de duas horas e vertical de dois quilômetros. Estas variáveis são independentes de latitude e longitude, enquanto o vento vertical foi suposto como sendo nulo. A principal razão para construir o banco de dados com essa configuração foi limitações experimentais, principalmente, por parte do radar meteorológico, cuja melhor resolução temporal para o início da noite é de duas horas. Por outro lado, uma resolução temporal de duas horas é razoável para estudar o espectro de ondas de gravidade de média escala. A estimativa da evolução vertical das MSGWs também não fica comprometida porque essas possuem dimensões relativamente grandes.

O vento horizontal é dividido em duas componentes, uma na direção norte-sul (positivo para norte) e a outra na direção leste-oeste (positivo para leste). O banco de dados completo foi montado para cobrir o intervalo de tempo de 24 horas, iniciando às 12:00 UT finalizando às 12:00 UT do dia seguinte, de forma a cobrir o intervalo noturno, no qual, o evento de onda foi observado.

Na vertical, o banco de dados estende-se desde a superfície até 400 km de altitude. Desta forma, o conjunto de dados diário terá dimensões de  $3 \times 13 \times 201$ , no qual: 3 são as variáveis vento zonal, vento meridional e temperatura; 13 para o tempo, espaçados a cada duas horas formando assim um dia completo; e 201 para as altitudes de 0 a 400 km, a cada 2 km. Nessa subseção, será discutida a metodologia utilizada para obter os perfis de vento e temperatura utilizados no modelo de traçador de trajetórias.

Na [Tabela 4.3](#) são mostrados os dias da campanha nos quais foram observadas MSGWs e um respectivo resumo sobre as medidas de vento e temperatura. O “S” indica que as medidas daquela noite foram utilizadas para compor o banco de dados e, conseqüentemente, o “N” refere-se à ausência de medidas. A falta de medidas em algumas dessas noites deve-se à problemas técnicos ou más condições de observações, para o caso dos instrumentos ópticos. Observa-se que, para a maioria das noites, os equipamentos operaram regularmente, o que resulta num bom conjunto de medidas.

Além disso, estes dados são únicos, no que se diz respeito ao estudo de propagação de ondas de gravidade por meio da técnica de traçador de trajetórias. Por exemplo, a inclusão de medidas de vento e temperatura na termosfera pelo interferômetro Fabry-Perot (FPI) em conjunto com as medidas da MLT foi feita pela primeira vez.

Os dias que não apresentaram medidas foram preenchidos por valores médios obtidos a partir de medidas realizadas pelos mesmos equipamentos.

Tabela 4.3 - Resumo das medidas de vento e temperatura. “S” indica que serão usados dados do instrumento e “N” indica a indisponibilidade de dados na respectiva noite.

noite	temperatura			vento	
	SABER	fotômetro	FPI	radar meteórico	FPI
20-21/09	S	S	N	S	N
21-22/09	S	S	N	S	N
23-24/09	S	S	N	S	N
11-12/10	S	S	S	S	S
13-14/10	S	S	S	N	S
14-15/10	S	S	S	S	S
15-16/10	S	S	S	S	S
19-20/10	S	S	S	N	S
09-10/11	S	S	S	N	S
11-12/11	S	S	S	N	S
12-13/11	S	S	S	N	S
13-14/11	S	S	S	N	S
14-15/11	S	S	S	N	S
19-20/11	S	S	N	N	N
21-22/11	S	N	N	N	N

#### 4.2.1 Perfis de temperatura

Os perfis de temperatura, incluem medidas do satélite TIMED pelo instrumento SABER, do fotômetro FOT OH(6,2) e do interferômetro Fabry-Perot. Os intervalos para os quais não foi possível incluir as medidas destes instrumentos, foram complementadas pelos modelos “Naval Research laboratory Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar 2000” (NRLMSISE-00) e “Thermosphere-Ionosphere-Electrodynamics General Circulation Model” (TIE-GCM). A seguir será discutida em detalhes a metodologia utilizada para a implementação do banco de dados de temperatura.

#### 4.2.1.1 Temperatura pelo SABER

O instrumento SABER realiza medidas de temperatura de  $\sim 15$  km até altitudes próximas de 135 km. Entretanto, a altitude exata do topo e da base do perfil varia de acordo com as medidas de limbo executadas pelo instrumento. Para padronizar as medidas de todos os perfis de temperatura, foram escolhidas as altitudes de corte inferior de 20 km e superior de 130 km. Desta forma, os perfis de temperatura medidos pelo instrumento SABER e utilizados nesse trabalho estão compreendidos entre estes limiares.

A [Figura 4.12](#) ilustra um perfil médio de temperatura utilizado no banco de dados do dia 19-20 de outubro de 2009. O perfil médio é indicado pela linha sólida preta grossa. As barras de erro representam o desvio padrão da média, calculados a partir de dez perfis selecionados nesse dia (linhas mais finas em azul). As maiores variações nas medidas são observadas na MLT ([Figura 4.12](#)) porque nessa região os campos atmosféricos são mais susceptíveis à mudanças de curto prazo. A parte inferior dos perfis apresenta poucas variações, quando comparado com a região da MLT.

A seleção dos perfis utilizados para estimar o perfil médio obedeceu ao critério temporal entre às 12:00 UT e às 12:00 UT do dia seguinte passando pela noite em que o evento foi detectado na MLT. Em relação à distância do observatório, foram tomados perfis medidos dentro de uma grade de  $15^\circ$  latitude  $\times$   $15^\circ$  longitude centrada em São João do Cariri.

A [Figura 4.13](#) mostra a grade espacial empregada para selecionar os perfis de temperatura, onde cada círculo preenchido azul representa a localização média de uma sondagem do satélite naquele dia. A hora universal de cada sondagem é mostrada acima dos círculos azuis. O triângulo representa a localização de São João do Cariri. Nesse caso, os perfis de temperatura entre 20 e 130 km de altitude também serão independentes do tempo porque tratam-se de perfis médios diário.



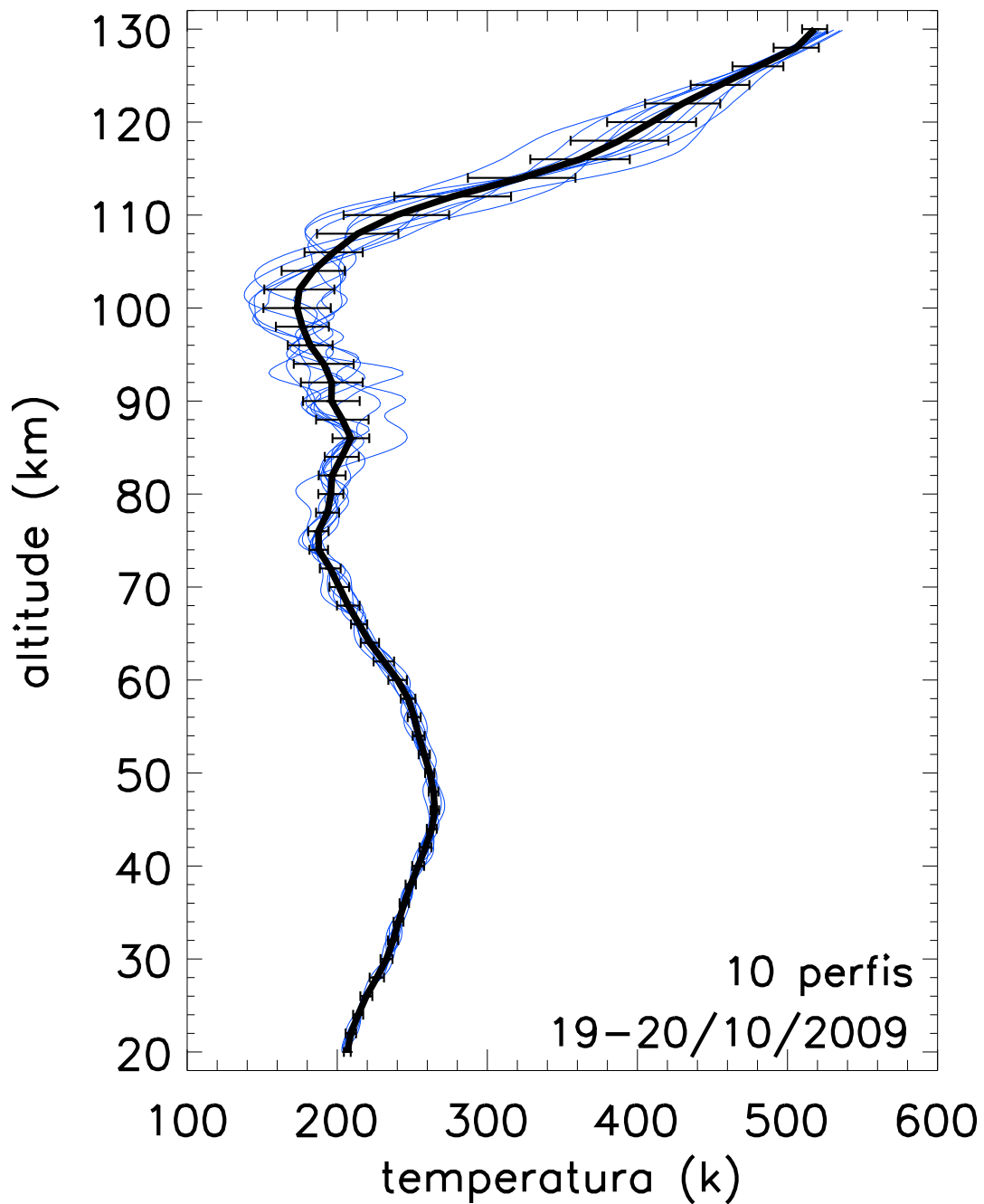


Figura 4.12 - Perfil médio de temperatura obtido pelo SABER para o dia de 19-20 de outubro de 2009 (linha contínua preta). As linhas azuis referem-se aos dez perfis obtidos nas duas passagens do satélite sob a região de São João do Cariri no dia 20 de outubro de 2009. A área escolhida compreende  $15^{\circ} \times 15^{\circ}$  (longitude  $\times$  latitude geográficas) centradas em São João do Cariri. As barras de erro representam o desvio padrão da média.

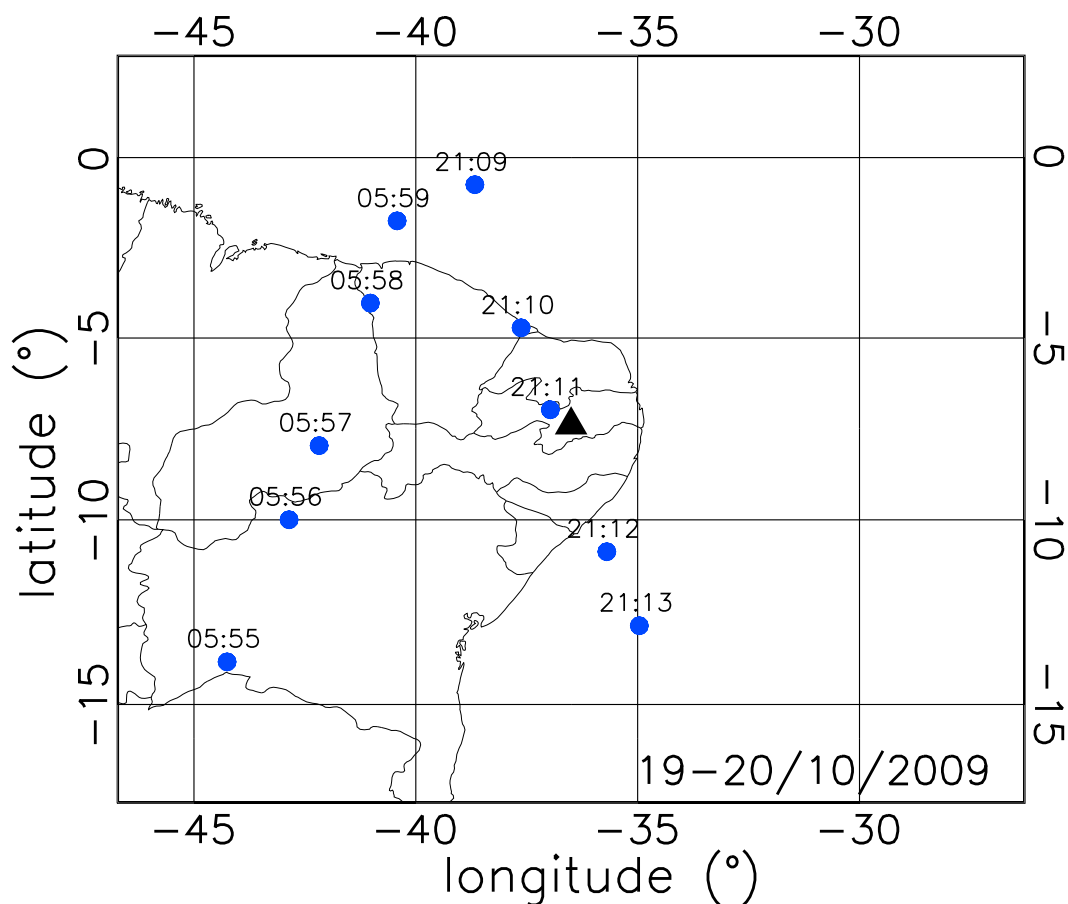


Figura 4.13 - Representação cartográfica das medidas feitas pelo SABER (círculos azuis) na noite de 19-20 de outubro de 2009 próximas a São João do Cariri (triângulo preto do mapa) e mostradas na Figura 4.12. O horário de cada uma das medidas é apresentado em hora universal.

#### 4.2.1.2 Temperatura medida pelo fotômetro

O fotômetro de aeroluminescência FOT OH(6,2), que operou durante a campanha, possui uma resolução temporal de aproximadamente 2 minutos. A temperatura rotacional pode ser obtida a partir da razão entre duas linhas espectrais da banda de emissão dessa molécula. Por sua vez, a intensidade absoluta da emissão do OH é calculada a partir da temperatura rotacional. Essa temperatura pode ser aproximada para a temperatura média da região da camada de emissão do OH (TAKAHASHI; BATISTA, 1981).

No presente trabalho, as temperaturas medidas pelo FOT OH(6,2) foram conside-

radas como sendo oriundas da altitude de 87 km, a qual representa a altura do pico de emissão volumétrica da molécula da Hidroxila. Foram calculadas as médias de temperatura a cada duas horas centradas em 21:00, 23:00, 01:00, 03:00, 05:00 e 07:00 UT, utilizando as medidas que ocorreram de uma hora antes até uma hora depois dos horários escolhidos.

A Figura 4.14 ilustra as temperaturas obtidas na noite de 14-15 de outubro de 2009. Os valores médios das temperaturas são mostrados pelos círculos sobrepostos à linha sólida contínua. As barras de erro representam os desvios padrões das médias representados pelos círculos. Os pequenos quadrados abertos representam todas as medidas feitas naquela noite. Nos instantes em que não foi possível fazer medidas com o FOT OH (6,2) foram utilizadas as temperaturas medidas pelo SABER.

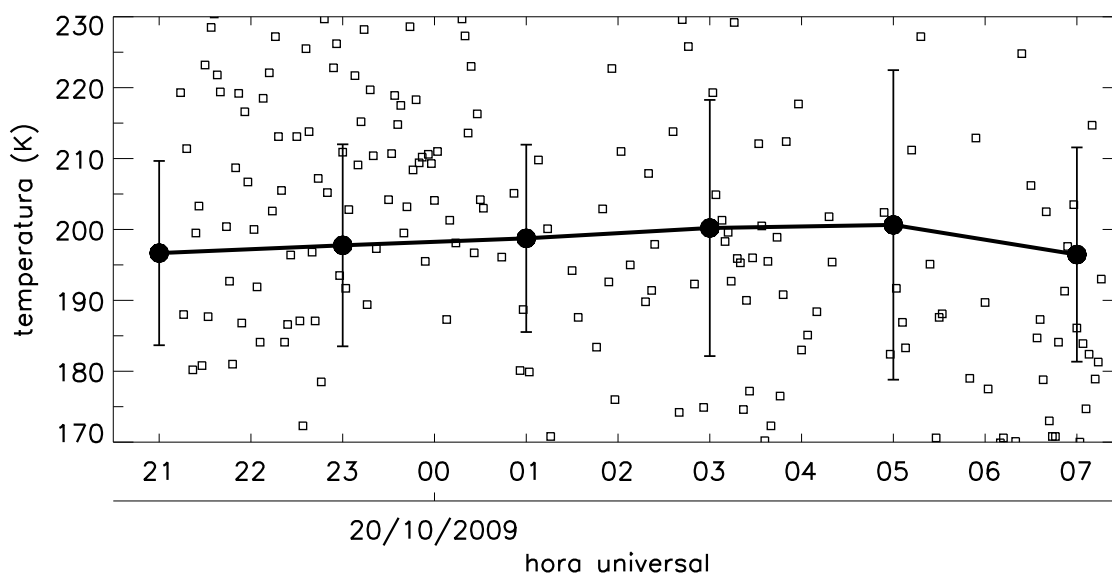


Figura 4.14 - Temperatura medida pelo fotômetro OH(6,2) na noite de 19-20 de outubro de 2009. A linha contínua representa os valores médios calculados no intervalo de 2 horas. A barra de erro representa o desvio padrão da média. Os pontos correspondentes aos valores médios foram obtidos tomando a média de todas as medidas que aconteceram num intervalo de 2 horas (uma hora antes e uma hora depois do respectivo ponto).

### 4.2.1.3 Temperatura medida pelo FPI

Foram utilizadas as temperaturas medidas pelo interferômetro Fabry-Perot durante o período noturno, (21:00 - 07:00 UT), para as altitudes entre 220 e 280 km de altitude. Na Figura 4.15 pode ser vista a evolução temporal das medidas de temperatura observadas na noite de 19-20 de outubro de 2009. A linha com triângulos em laranja representa a temperatura determinada quando o FPI estava apontando para a região norte de Cajazeiras, a linha com losangos em verde para sul, a linha com círculos vermelhos para leste e a linha com quadrados azuis para oeste. A curva média de temperaturas é representada pela linha preta tracejada e seus respectivos desvios padrões pelas barras de erro. Nesse gráfico são mostradas médias horárias, contudo, para a composição do banco de dados foram utilizadas apenas as temperaturas médias correspondentes aos horários padrões previamente definidos.

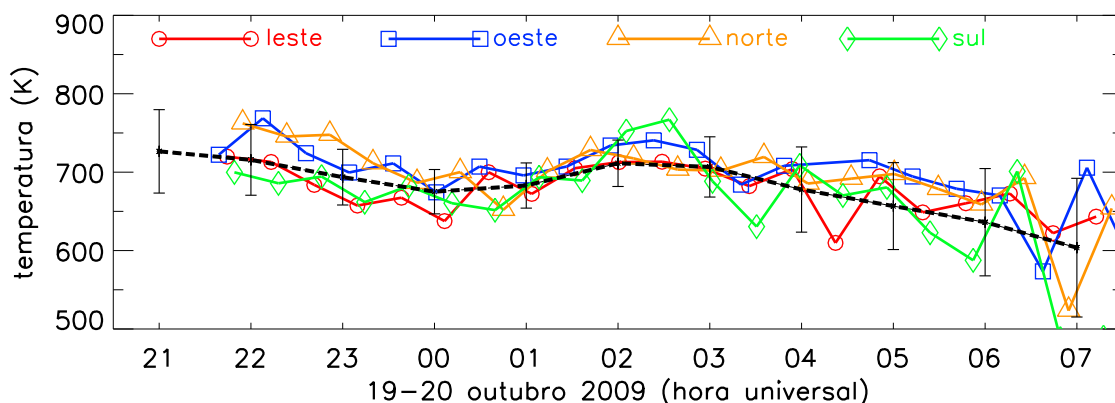


Figura 4.15 - Temperaturas horárias médias (linha tracejada preta) calculadas para a noite de 19-20 de outubro de 2009. As barras de erro ilustram o desvio padrão das médias. Os círculos vermelhos representam as temperaturas medidas à leste, os círculos azuis as temperaturas medidas à oeste, os triângulos laranjas as temperaturas medidas ao norte e os triângulos verdes as temperaturas medidas ao sul de Cajazeiras. Essas medidas provêm de uma faixa de altitudes de 220 a 280 km que corresponde a localização aproximada da camada de emissão do OI630,0 nm. O ponto correspondente às 21:00 UT foi obtido usando interpolação linear.

As temperaturas obtidas pelo Fabry-Perot para as quatro posições cardiais são rela-

tivamente próximas. As melhores medidas deste equipamento são obtidas nas primeiras horas da noite até as 03:00 UT quando a emissão do OI630 nm permanece mais intensa. Nas últimas horas da noite, a intensidade da linha vermelha do Oxigênio atômico diminui tornando as medidas menos precisas. Mesmo assim, as temperaturas médias são muito úteis e bem representativas, o que as torna importantes na composição do banco de dados de temperatura e o seu emprego no modelo de traçador de trajetórias.

A fim de preencher as lacunas sem medidas para uma determinada noite ou para complementar as noites sem medidas de temperatura do interferômetro Fabry-Perot, optou-se por construir uma climatologia noturna baseada em todas as medidas realizadas num determinado mês da campanha. O resultado dessa climatologia é apresentado na [Figura 4.16](#). O painel (a) representa o mês de setembro, (b) outubro e (c) novembro. O código de cores e símbolos deste gráficos é o mesmo da [Figura 4.15](#).

As linhas pretas sólidas representam a evolução média ao longo da noite e as barras de erro representam o desvio padrão da média. Observa-se no painel (b), representativo do mês de outubro, a temperatura média é muito similar com a temperatura apresentada na [Figura 4.15](#), para a noite de 19-20 de outubro de 2009. Nota-se claramente que os desvios padrões são bem maiores no final da noite para todos os meses apresentados, enquanto que nas primeiras horas da noite, as medidas estão bem menos espalhadas em relação às curvas médias. Desta forma, as lacunas sem medidas de temperatura do FPI foram preenchidas com os valores médios de temperatura referente ao respectivo mês de observação.

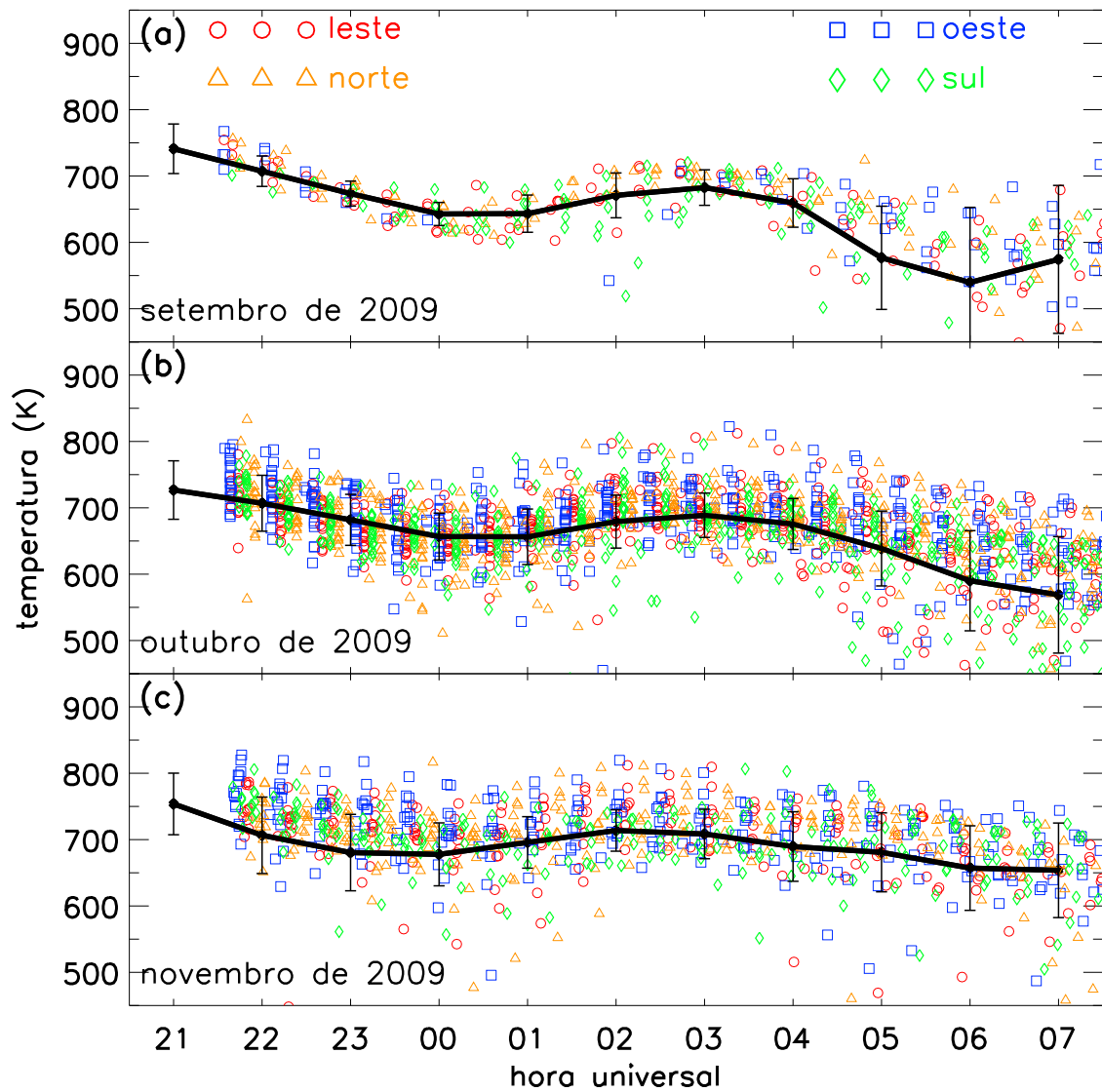


Figura 4.16 - Temperaturas médias mensais (linha contínua preta) calculadas para os meses de (a) setembro, (b) outubro e (c) novembro de 2009. Os símbolos mostrados nessa figura têm a mesma correspondência do que foi mostrado na Figura 4.15.

#### 4.2.1.4 Temperatura obtida pelo NRLMSISE00

O NRLMSISE00 (PICONE et al., 2002) é um modelo empírico da atmosfera adaptado pelo “Naval Research Laboratory” (NRL) do modelo “Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar” (MSIS). A letra “E” na sigla indica que o modelo se estende desde do solo até o espaço. Esse modelo calcula a composição, temperatura e a densidade de massa total da atmosfera neutra.

O modelo inclui os principais agentes da atmosfera superior, que são o fluxo solar no extremo ultravioleta (EUV) e o aquecimento da atmosfera devido a efeitos de atividades magnéticas. O fluxo solar em 10,7 nm ( $F_{10.7}$ ) é utilizado como padrão para o EUV enquanto que, o índice geomagnético diário  $A_p$  informa a atividade magnética. Este modelo foi desenvolvido baseado nas versões anteriores dos modelos MSIS-86 e MSISE-90. O conjunto de dados deste modelo inclui medidas de instrumentos de solo, satélite e foguetes (PICONE et al., 2002).

As entradas do modelo são: ano, dia, hora, altitude, latitude geodésica, longitude geodésica, tempo solar local aparente, valor médio de  $F_{10.7}$  para 81 dias, valor diário de  $F_{10.7}$  do dia anterior e índice magnético diário. As saídas do modelo são perfis verticais: densidade numérica de alguns constituintes como  $He$ ,  $O$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $N_2$ ,  $Ar$ ,  $H$ , além da densidade de massa total, a temperatura exosférica e a temperatura.

A Figura 4.17 ilustra um perfil vertical de temperatura obtido pelo modelo NRLMSISE00 que se estende desde a superfície até a baixa estratosfera ( $\sim 30$  km) calculado para a localidade de São João do Cariri no dia 20 de setembro de 2009 às 12:00 UT. As temperaturas calculadas por esse modelo foram incluídas no banco de dados de temperatura para as altitudes abaixo de 20 km de altitude. Nesta faixa de altitude, o modelo não prevê mudanças significativas das temperaturas ao longo do dia, porém, o modelo previu uma boa variação dia a dia durante o período da campanha.

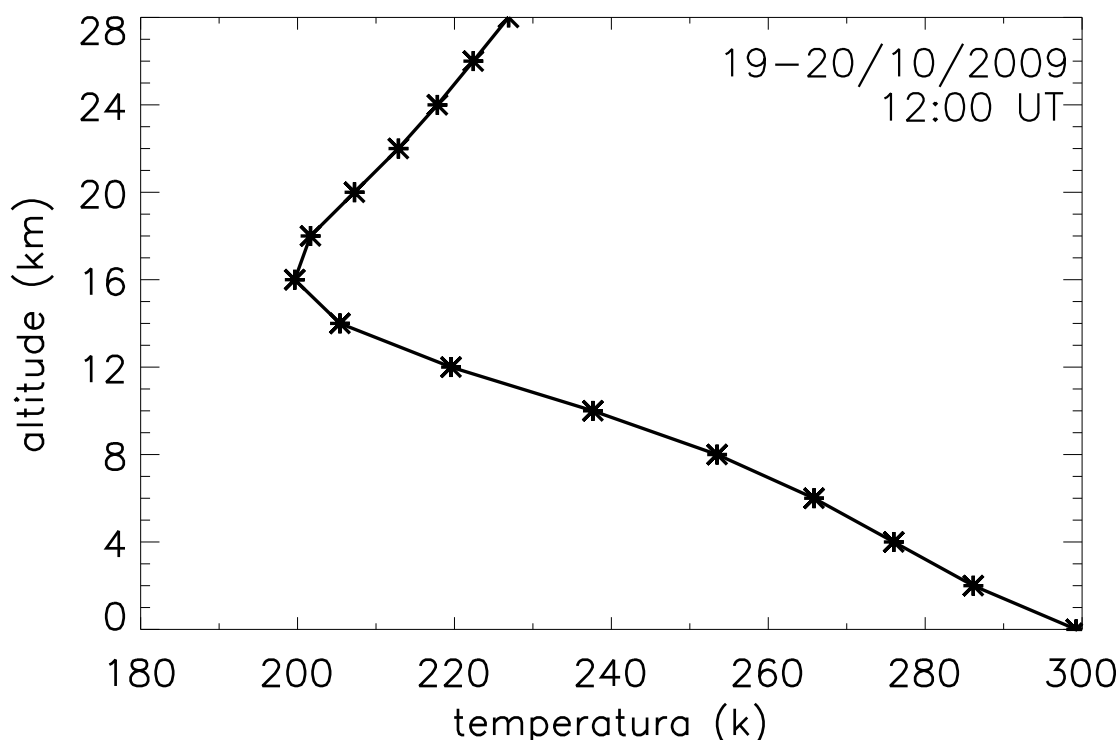


Figura 4.17 - Perfil vertical de temperatura fornecida pelo modelo NRLMSISE00 para o dia 20 de setembro de 2009 às 12:00 UT.

#### 4.2.1.5 Temperatura obtida pelo TIE-GCM

O modelo “Thermosphere-Ionosphere-Electrodynamics General Circulation Model” (TIE-GCM) foi desenvolvido pelo observatório “High Altitude Observatory” (HAO) no “National Center for Atmospheric Research” (NCAR). Esse modelo é uma representação não linear do acoplamento do sistema termosfera-ionosfera e inclui uma solução consistente do dínamo de baixas e médias latitudes. O modelo resolve tridimensionalmente as equações do momento, energia e continuidade para os parâmetros da atmosfera neutra e ionizada para cada faixa de tempo. Ele utiliza um esquema de diferenças finitas semi-implícitas de quarta ordem centrado em cada superfície de pressão em uma grade vertical escalonada (ROBLE; RIDLEY, 1994).

As entradas do modelo são: dia do ano, valor médio do F10.7 para 81 dias, valor diário do F10.7 ou medidas do EUV, índice  $k_p$ . As saídas são: altura geopotencial, temperatura da atmosfera neutra, temperatura de íons e elétrons, vento neutro



(componentes zonal, meridional e vertical), composição ( $O$ ,  $O_2$ ,  $NO$ ,  $N(4S)$ ,  $N(2D)$ ,  $O^+$ ,  $O_2^+$ ,  $N_2^+$ ,  $NO^+$ ,  $N^+$ ,  $Ne$ ) e potencial elétrico em coordenadas magnéticas e geográficas.

Na Figura 4.18 é apresentada a evolução temporal e vertical das temperaturas previstas pelo modelo TIE-GCM. No modelo não foram incluídas variações dia a dia, apenas variações ao longo do dia que são muito importantes para a termosfera. Por exemplo, existe uma variação de aproximadamente 100 K, nas altitudes superiores a 250 km, entre o máximo de temperaturas por volta das 18:00 UT (15:00 LT) e o mínimo por volta das 02:00 UT (23:00 LT). No banco de dados de temperatura, o TIE-GCM foi incluído nas altitudes superiores a 130 km e interceptado pelas medidas do FPI entre 220 - 280 km.

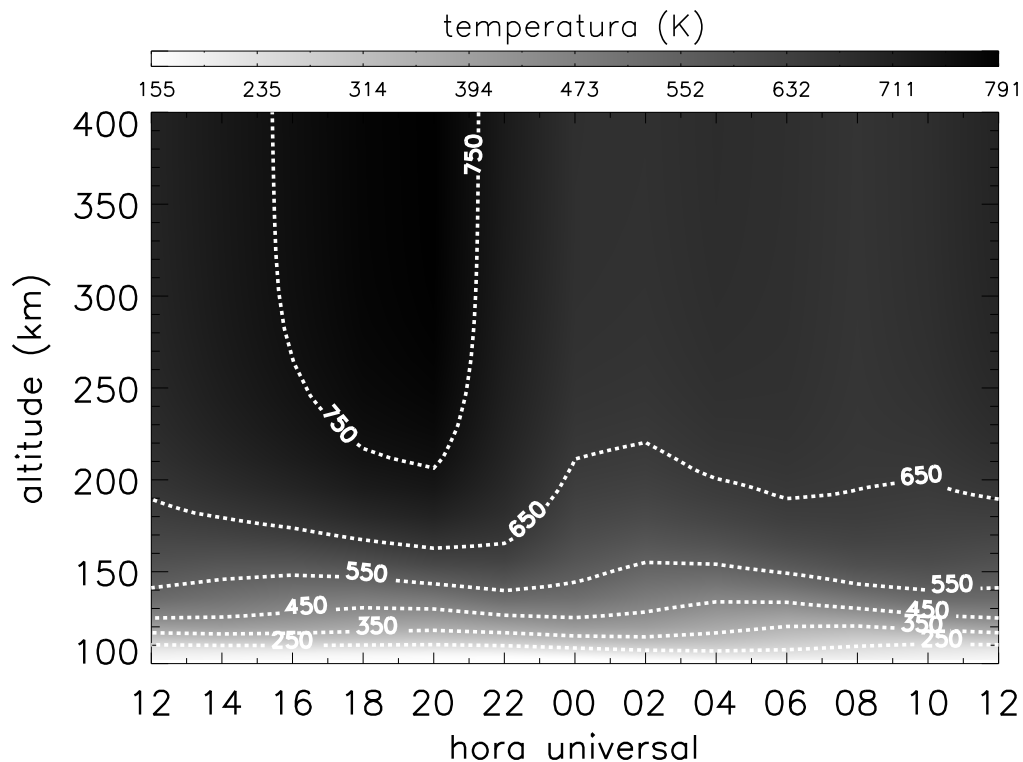


Figura 4.18 - Contorno de temperaturas fornecida pelo modelo TIE-GCM para um período próximo ao equinócio da baixa atividade solar. A barra de escala de cinza representa a temperatura que está em função da altitude (eixo vertical) e do tempo (eixo horizontal).

#### 4.2.1.6 Perfis de temperatura utilizados no modelo de traçador de trajetórias

A Figura 4.19 ilustra um perfil completo de temperatura utilizado para compor o banco de dados que foi utilizado no modelo de traçador de trajetórias. Esse perfil foi obtido para a noite de 13-14 de novembro de 2009 às 00:00 UT. A Figura 4.19(a) mostra o perfil composto pelas medidas e modelos. Cada retângulo em tom de cinza indica a faixa de altitude dominante de cada modelo ou instrumento.

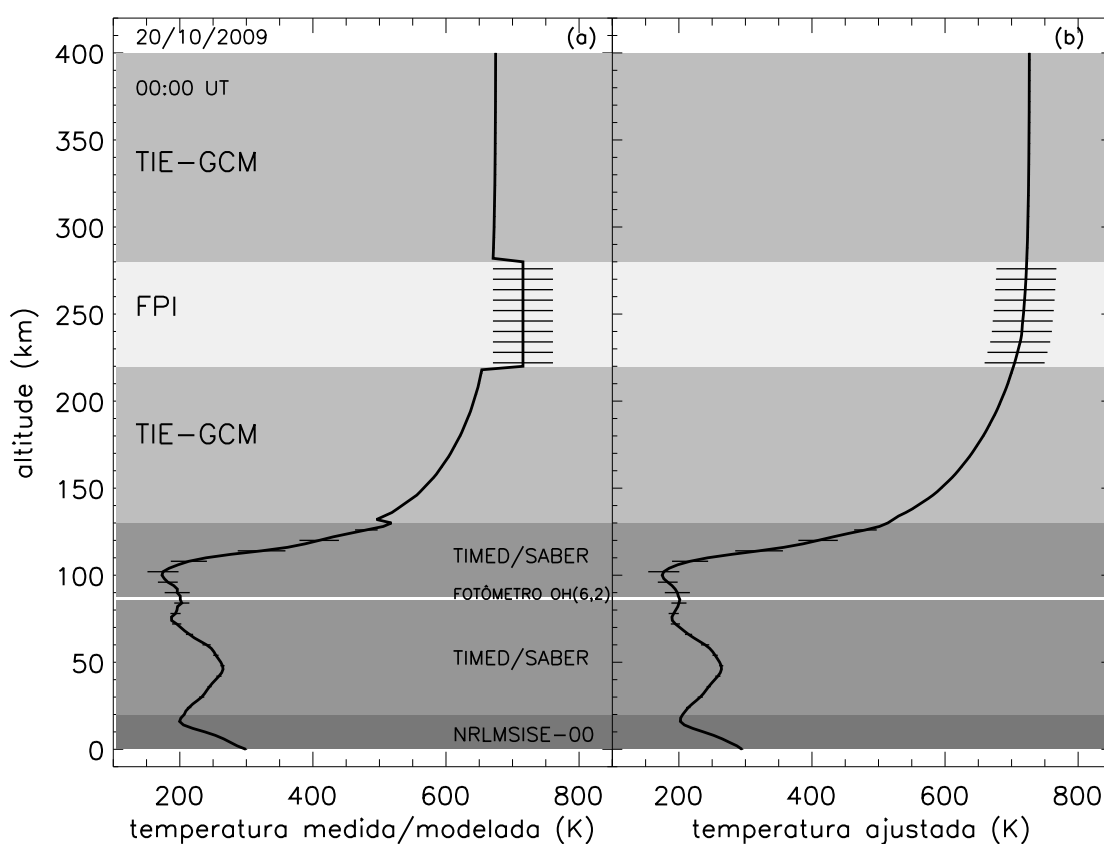


Figura 4.19 - Exemplo da determinação do perfil vertical total de temperatura para às 00:00 UT da noite de 20 de novembro de 2009. (a) Para os valores de temperatura medidos/modelados e (b) para o perfil ajustado. As barras de erro representam o desvio padrão da média. Cada região hachurada representam um domínio do modelo ou equipamento utilizado para compor o perfil vertical de temperatura, conforme discutido ao longo desta seção. Esse ajuste mostrado em (b) foi realizado, simplesmente deslocando os valores do modelo para coincidirem com os observações.

Observa-se que na interface de altura entre a temperatura obtida pelo TIE-GCM e a medida pelo SABER e nas duas interfaces de altura do interferômetro FPI com o modelo TIE-CGM existe discrepância dos valores de temperatura.

Para remover essas variações bruscas no perfil, foi realizado um deslocamento dos perfis de temperatura do TIE-GCM de forma a coincidirem com as medidas de temperatura do interferômetro Fabry-Perot e do SABER. Esse deslocamento foi realizado simplesmente fazendo-se coincidir os pontos do modelos com as medidas nas regiões de interface. O resultado pode ser observado na [Figura 4.19\(b\)](#), na interface entre o modelo NRLMSISE00 e as medidas do SABER praticamente não existem diferenças de temperatura. As barras de erro na [Figura 4.19\(a\)](#) representam os desvios padrões das médias das medidas de cada equipamento.

#### **4.2.2 Perfis de vento**

Para compor o banco de dados de vento foram utilizadas medidas do radar meteórico instalado em São João do Cariri e do interferômetro Fabry-Perot instalado em Cajazeiras. Para as altitudes abaixo de 80 km foi utilizado o modelo “Horizontal Wind Model” de 1993 (HWM-93) e acima de 100 km, exceto nas altitudes da emissão do OI630 nm, foi utilizado o TIE-GCM.

##### **4.2.2.1 Vento medido pelo Radar Meteórico**

O radar meteórico realizou medidas de vento na região da mesosfera e baixa termosfera, aproximadamente entre 80 e 100 km de altitude, durante os dois primeiros meses da campanha, mais precisamente até 24 de outubro de 2009. Após esta data, o radar foi desativado devido a problemas técnicos. Eventos de MSGWs observados em seis noites tiveram medidas simultâneas de vento deste instrumento. Para as demais noites foram utilizados ventos médios representativos para os meses de outubro e novembro calculados a partir de medidas feitas pelo mesmo instrumento para os anos de 2005, 2006, 2007 e 2008.

O vento utilizado nesse trabalho foi calculado usando todos os meteoros que foram detectados pelo radar num determinado intervalo de tempo e de altitude. Conforme discutido na [Seção 4.2](#), os ecos meteóricos detectados são utilizados para determinar as componentes zonal, meridional e vertical do vento.

O vento médio é estimado a partir do método dos mínimos quadrados considerando

todos os ecos dessa determinada região no intervalo de tempo considerado (LIMA, 2004; ANDRIOLI, 2008; PAULINO, 2010). O intervalo de tempo usado para calcular o vento foi de duas horas e a região meteórica foi dividida em cinco camadas de quatro quilômetros centradas em 82, 86, 90, 94 e 98 km e com sobreposição de um quilômetro entre as camadas.

A Figura 4.20(a) ilustra um exemplo para o dia 14 de outubro de 2009 às 22:00 UT. A linha azul contínua corresponde ao vento zonal (leste-oeste) enquanto que a linha vermelha tracejada representa o vento meridional (norte-sul). Para obter informações do vento a cada dois quilômetros, realizou-se uma interpolação linear e uma suavização como pode ser observado na Figura 4.20(b).

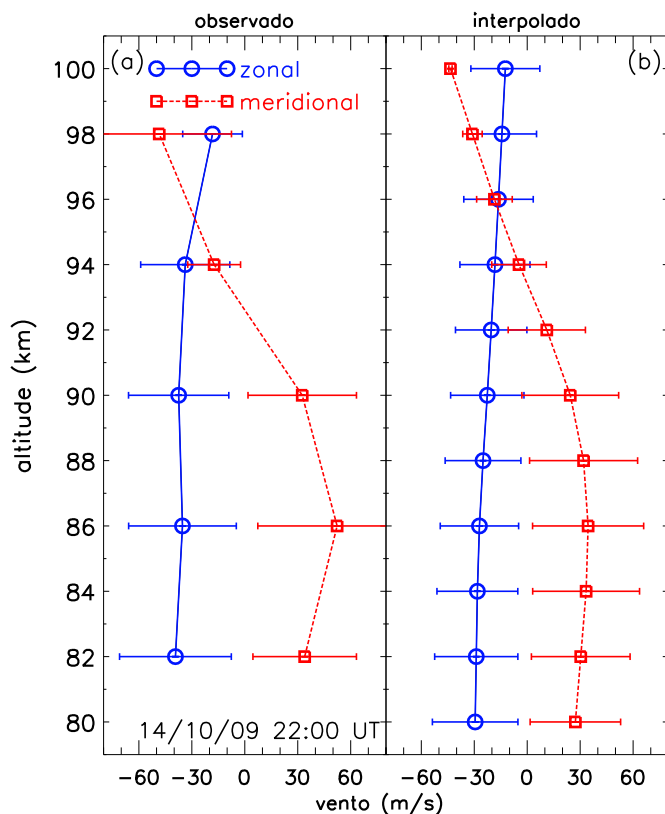


Figura 4.20 - (a) Vento zonal (linha azul contínua) e meridional (linha vermelha tracejada) calculado para o dia 14 de outubro de 2009 em São João do Cariri às 22:00 (hora universal). (b) Mesmo que (a) para o vento interpolado e suavizado para um espaçamento vertical de dois quilômetros entre cada medida. As barras de erro representam o desvio padrão do vento em relação ao valor médio.

O principal objetivo desse procedimento é ampliar o número de pontos no banco de dados garantindo informações realísticas do vento. Também é importante para diminuir os problemas nos cálculos das derivadas verticais do vento nas regiões onde ocorrem mudanças bruscas do vento com altitude.

Na [Figura 4.21\(a\)](#) e [\(b\)](#) observa-se um exemplo do vento meridional e na [Figura 4.21\(c\)](#) e [\(d\)](#) o vento zonal para o período entre 12:00 do dia 14 e 12:00 UT de 15 de outubro de 2009. Na [Figura 4.21\(a\)](#) e [\(c\)](#) tem-se o vento calculado e na [Figura 4.21\(b\)](#) e [\(d\)](#) o vento interpolado e suavizado conforme mencionado anteriormente. Na [Figura 4.21\(a\)](#) e [\(c\)](#), as altitudes superiores nos horários entre 12 e 20 horas universais apresentam algumas lacunas. Essas lacunas foram preenchidas por uma interpolação bilinear (em tempo e altitude) e são mostradas na [Figura 4.21\(b\)](#) e [\(d\)](#). O resultado final possui resolução espacial de dois quilômetros de altitude e temporal de duas horas.

Nos dias que não houve observações pelo radar meteórico (ver [Tabela 4.3](#)), o vento na mesosfera e baixa termosfera foi determinado a partir de uma climatologia para as componentes meridional e zonal do vento para os meses de outubro e novembro. Esses perfis representativos do vento meridional e zonal foram calculados tomando-se a média do vento mensal medido em anos anteriores em São João do Cariri, ou seja, 2005, 2006, 2007 e 2008.

O resultado para o mês de outubro é apresentado na [Figura 4.22](#) para as componentes meridional [\(a\)](#) e zonal [\(b\)](#). Esses perfis serão acrescentados nos dias 13 e 19 de outubro para compor os perfis de vento nas altitudes indicadas nos gráficos e nos respectivos intervalos de tempo.

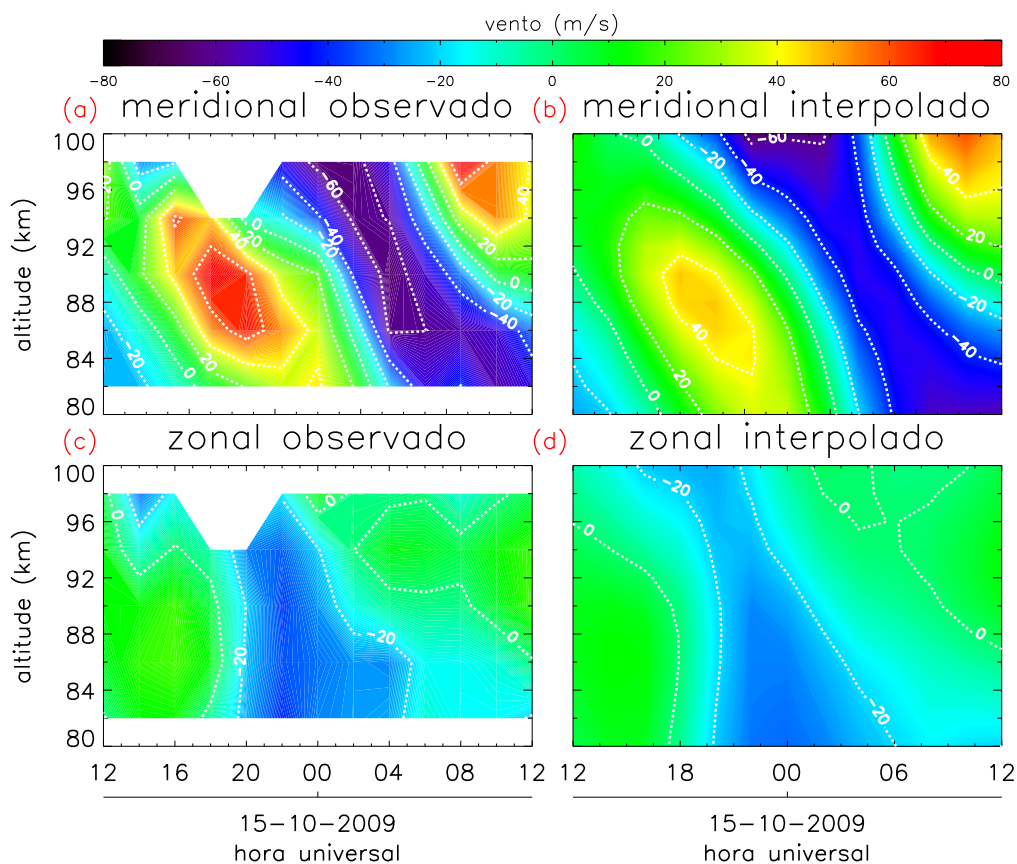


Figura 4.21 - Exemplo das medidas de vento do radar meteorológico para a região da MLT nos dias 14 e 15 de outubro de 2009. (a) Vento meridional obtido pelo radar meteorológico. (b) Vento meridional interpolado e suavizado. (c) Vento zonal observado. (d) Vento zonal interpolado e suavizado. A intensidade do vento pode ser obtida através da barra de cores mostrada acima destes painéis. O mesmo tipo de interpolação usado na Figura 4.20 foi usado em todos os perfis que compõem esse contorno.

Na Figura 4.23 pode ser vista a média representativa do vento meridional (a) e zonal (b) para o mês de novembro. Observa-se que não existem diferenças significativas quando comparados com o mês de outubro. Isso indica que o vento no período da campanha não muda seu comportamento rapidamente. Conseqüentemente, para efeitos práticos o uso destes ventos no modelo de traçador de trajetórias em ondas de gravidade de média escala, devem fornecer bons resultados.

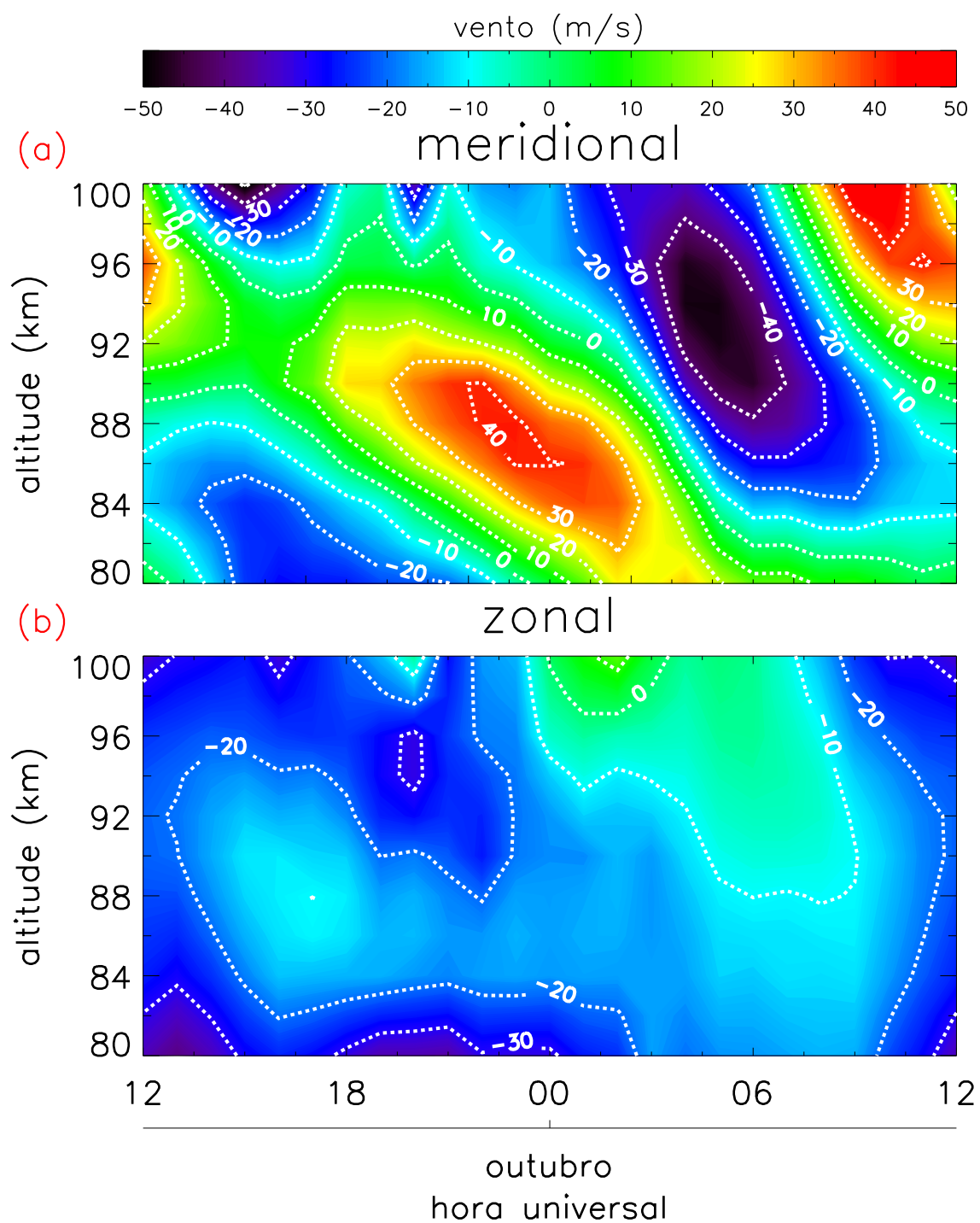


Figura 4.22 - Vento médio representativo para o mês de outubro determinado a partir das observações do radar meteorológico nos anos de 2005, 2006, 2007 e 2008. No painel superior tem-se a gráfico para componente meridional e o painel inferior mostra a componente zonal.

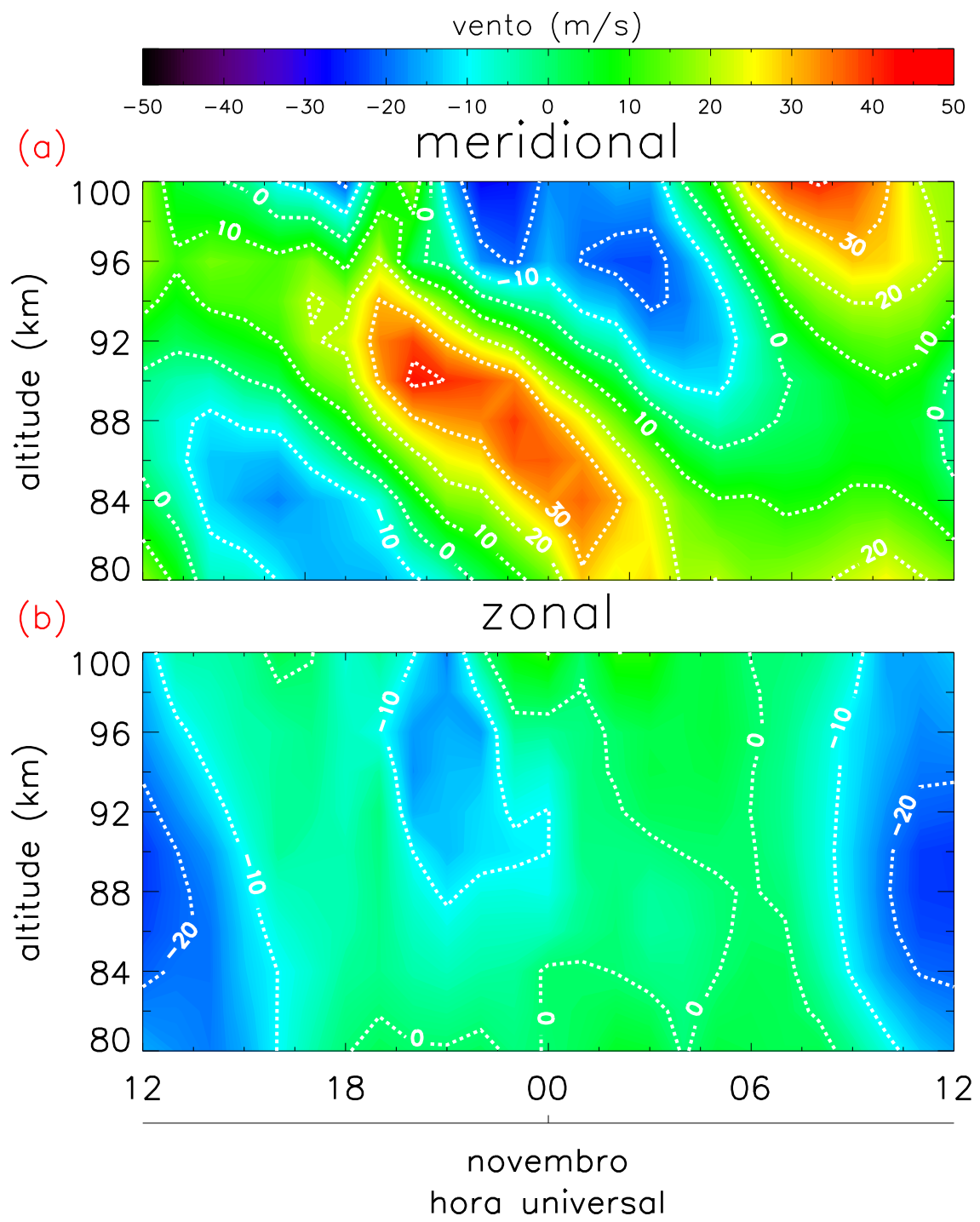


Figura 4.23 - Mesmo que a Figura 4.22, só que para o mês de novembro.



### 4.2.2.2 Vento medidos pelo FPI

O interferômetro Fabry-Perot instalado em Cajazeiras realizou medidas da linha vermelha do oxigênio atômico numa sequência cíclica que se inicia pelo zênite e segue para as direções norte, leste, sul e oeste. Conforme mencionado na [Seção 3.2](#), esse ciclo dura aproximadamente 27 minutos e as imagens são obtidas com um ângulo de elevação de  $45^\circ$ . Isso faz com que as medidas feitas nas direções meridional (norte e sul) e zonal (leste e oeste) sejam espaçada de  $\sim 480$  km e  $\sim 13,5$  minutos (MERIWETHER et al., 2011; MAKELA et al., 2011).

Para compor as médias horárias mostradas na [Figura 4.24\(a\)](#) são utilizados os ventos medidos nas posições leste (círculos vermelhos) e oeste (quadrados azuis) no intervalo de tempo entre uma hora antes e uma hora depois do valor médio daquela determinada hora. O mesmo procedimento é aplicado para componente meridional, que é apresentada na [Figura 4.24\(b\)](#), só que utilizando as medidas feitas na posição norte (triângulos laranjas) e sul (losangos verdes).

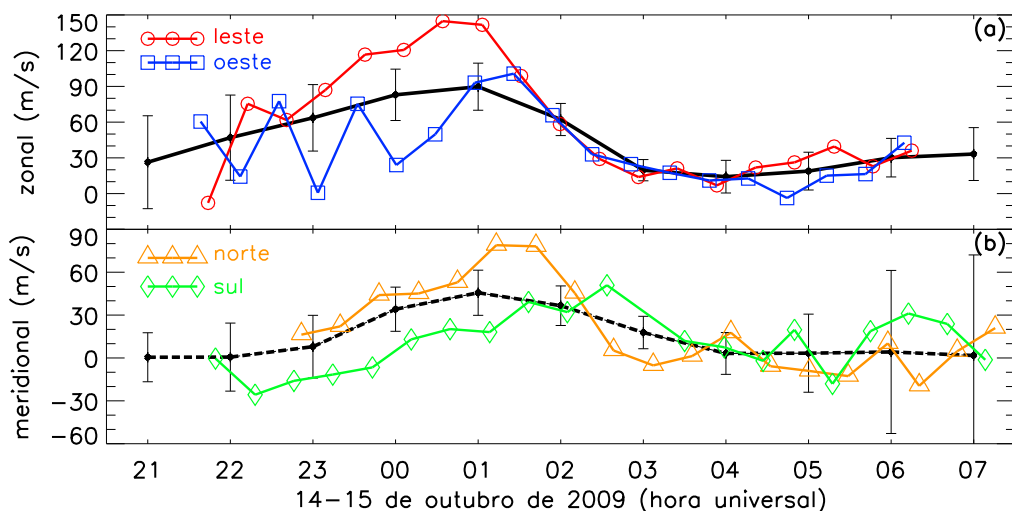


Figura 4.24 - Vento médio horário calculado para a noite de 14-15 de outubro de 2009. (a) Linha contínua é o vento médio para a componente zonal. Os círculos vermelhos representam os ventos medidos à leste e os quadrados azuis os ventos medidos à oeste. (b) A linha tracejada representa a componente meridional. Os triângulos laranjas são para os ventos medidos ao norte e os losangos verdes para ventos medidos ao sul de Cajazeiras. As barras de erro representam os desvios padrões dos ventos médios. A extrapolação mostrada nessa figura foi realizada da mesma maneira da extrapolação da [Figura 4.15](#).

Como pode ser visto na [Tabela 4.3](#), o interferômetro de Fabry-Perot instalado em Cajazeiras realizou medidas simultâneas na maioria dos dias em que foram observados os fenômenos de MSGWs. No entanto, em três noites de setembro e em duas noites de novembro (19-20 e 21-22) não foi possível determinar o vento termosférico. Para compor o banco de dados para esses dias foi utilizado o vento médio mensal estimado a partir de todas as observações feitas no respectivo mês.

Esses ventos médios são ilustrados na [Figura 4.25](#). As linhas contínuas nos painéis (a), (c) e (e) representam os ventos zonais médios para setembro, outubro e novembro, respectivamente. As linhas tracejadas nos painéis (b), (d) e (f) representam os ventos médios meridionais para os respectivos meses. Os círculos vermelhos na coluna da esquerda são os valores medidos para o vento a leste de Cajazeiras e os quadrados azuis representam o vento medido a oeste do observatório. Na coluna da direita as medidas do vento meridional são representadas pelos triângulos laranjas (norte) e os losangos verdes (sul). As barras de erro representam os desvios padrões dos ventos médios.

Esses ventos médios obtidos pelo FPI foram dispostos no banco de dados do vento zonal e meridional para o período noturno, entre às 21:00 e 07:00 horas universais. Eles abrangem o intervalo de altitudes entre 220 e 280 km que corresponde a espessura média da camada do OI630 nm na região equatorial ([TAKAHASHI et al., 1990](#); de [MENESES et al., 2008](#)).

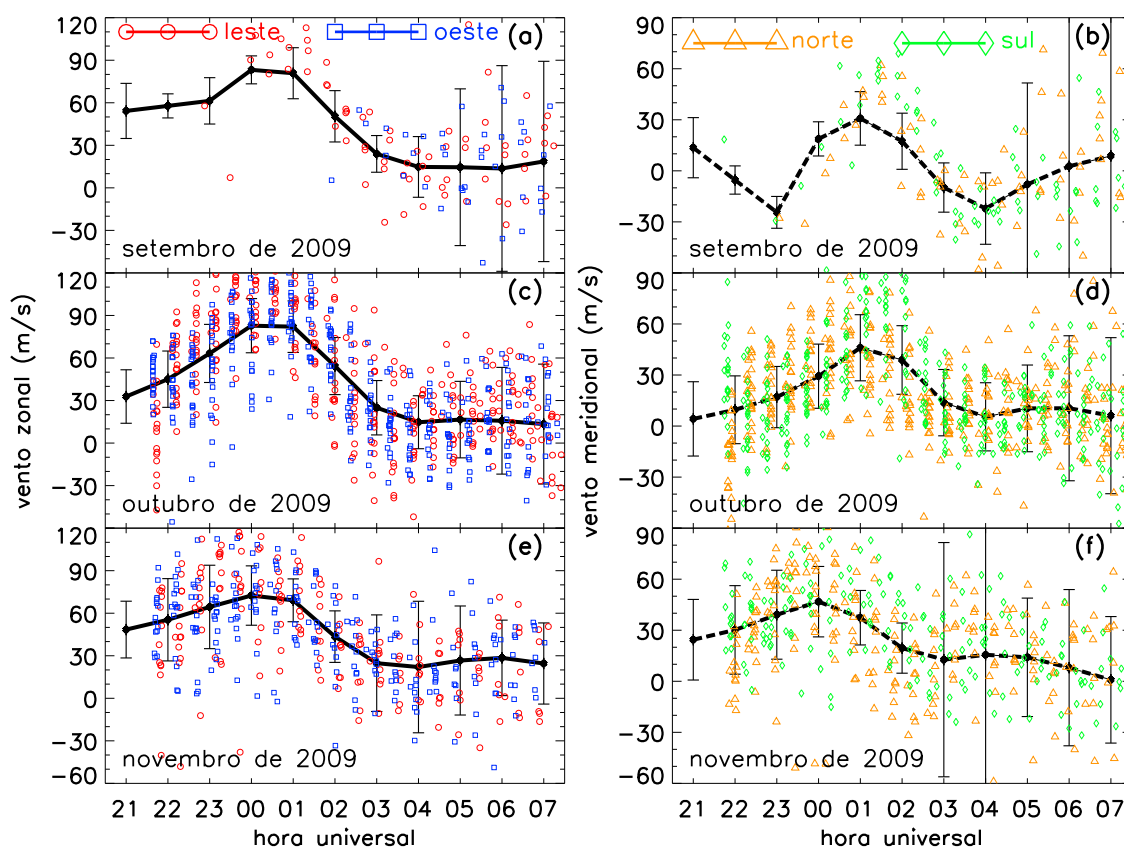


Figura 4.25 - Ventos médios mensais calculados para os meses de setembro (a) e (b), outubro (c) e (d) e novembro de 2009 (e) e (f). Os símbolos mostrados nesta figura têm a mesma correspondência da Figura 4.24. As extrapolações foram realizadas da mesma forma como foi mostrado na Figura 4.24.

#### 4.2.2.3 Vento obtidos pelo modelo HWM-93

O modelo “Horizontal Wind Model” 1993 (HWM-93) é um modelo empírico de vento neutro horizontal para média e alta atmosfera. Esse modelo é baseado em dados de vento obtidos pelos satélites “Atmosphere Explorer - Experiment” (AE-E) e “Dynamics Explorer 2” (DE 2). Um conjunto limitado de harmônicos esféricos é utilizado para descrever as componentes meridional e zonal do vento. A primeira versão do modelo foi disponibilizada em 1987 (HWM-87), a qual foi desenvolvida para ventos acima de 220 km. Com a inclusão de dados de vento do radar incoerente e de interferômetros Fabry-Perot, o HWM-90 ampliou o banco de dados até 100 km (HEDIN

et al., 1991).

Na versão 93 já foram incorporadas informações do vento para altitudes inferiores a 100 km graças inclusão de medidas de radares meteoricos e de média frequência (MF) (HEDIN et al., 1996). As variações com o ciclo solar são consideradas desde do HWM-90, muito embora, esses efeitos sejam muito pequenos. Influências da atividade magnética ( $A_p$ ) também já são utilizadas. O modelo apresenta boa concordância com medidas feitas em médias e baixas latitudes (HEDIN et al., 1996). Vórtices polares são reproduzido, porém sem muitos detalhes.

O HWM-93 descreve a transição da predominância de variações diurnas na alta termosfera para variações semidiurnas na baixa termosfera. Ele descreve também a transição da corrente do verão para o inverno acima de 140 km e da corrente do inverno para o verão abaixo da altitude mencionada. Significante gradiente vertical do vento se estende até 300 km em algumas horas do dia. O modelo representa as principais variações médias temporais e componentes de maré na baixa, média e alta atmosfera para as quais são empregadas interpolações e extrapolações via Fourier e harmônicos esféricos.

As entradas do modelo incluem o dia do ano, tempo local, latitude, longitude, altitude, fluxo solar (F10,7) e atividade geomagnética ( $A_p$ ). A saída do modelo é o vento horizontal em duas componentes: zonal e meridional.

Na Figura 4.26 pode ser visto um dia completo do vento fornecido pelo HWM-93 para as altitudes abaixo de 80 km, que foram usadas nesse trabalho, no dia 21-22 de setembro de 2009. O painel (a) mostra o comportamento da componente meridional e o painel (b) da componente zonal. Duas características interessantes podem ser descritas a partir da Figura 4.26: (1) o vento zonal possui um cisalhamento vertical bem mais acentuado que o meridional e (2) poucas variações são observadas ao longo de um dia, isto é, o vento é praticamente constante num determinado nível ao longo de um dia.

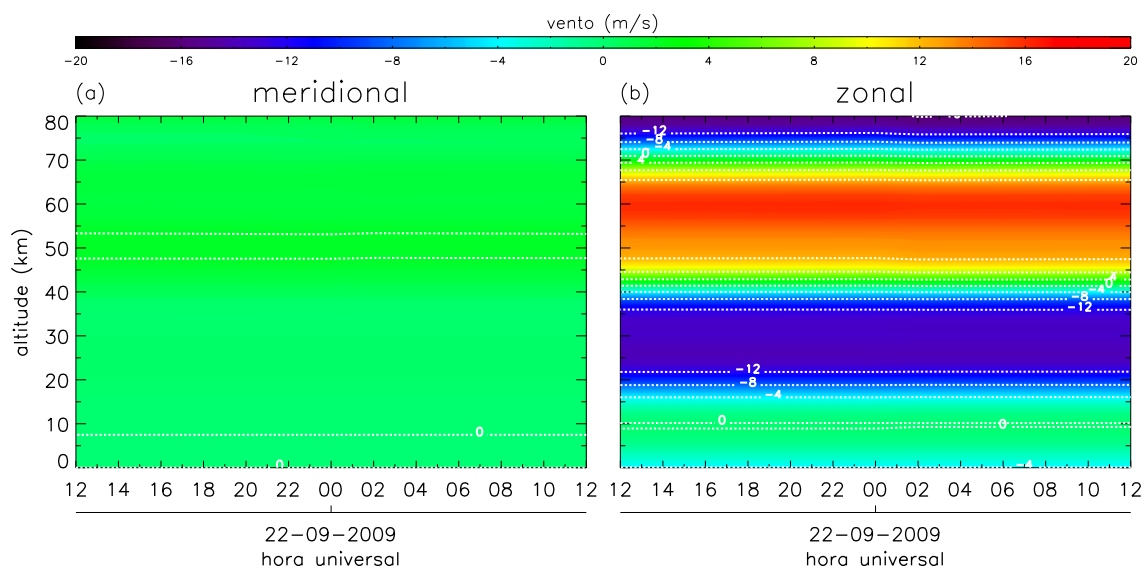


Figura 4.26 - (a) Vento meridional e (b) zonal fornecidos pelo modelo HWM-93 para os dias 21-22 de setembro de 2009. Essas figuras mostram a evolução temporal dos perfis verticais do vento fornecido por este modelo. A barra de cores acima dos gráficos identifica a intensidade do vento em cada uma das direções.

A Figura 4.27 é similar à Figura 4.26, porém para o dia 09-10 de novembro de 2009. Comparando as duas figuras, pode-se notar que os perfis são consideravelmente diferentes. Isso indica que o HWM-93 considera variações dia a dia e sazonais, ou seja, mudanças de médio e longo período (meses, anos, etc) são consideradas pelo modelo. Mesmo assim, o vento do modelo foi incluído no banco de dados obedecendo a uma resolução temporal de 2 horas e espacial de 2 quilômetros na vertical. Todos os dias utilizados do HWM-93 foram supostos magneticamente calmos e com atividade solar baixa.

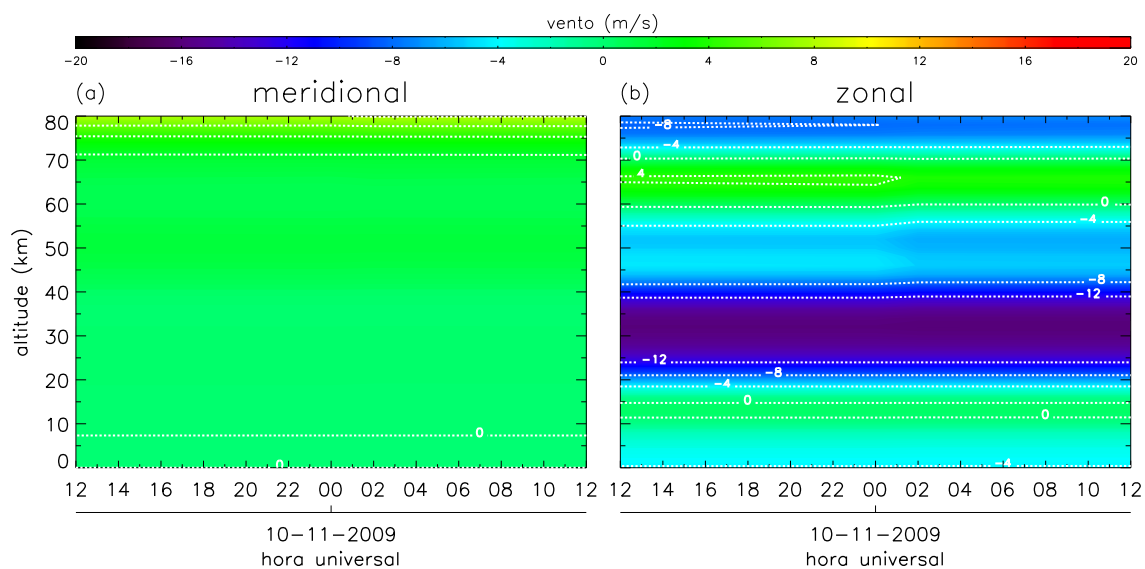


Figura 4.27 - Mesmo que a Figura 5.26, só que para os dias 09-10 de novembro de 2009.

#### 4.2.2.4 Vento obtidos pelo modelo TIE-GCM

A Figura 4.28 apresenta o vento meridional no painel (a) e zonal no painel (b) fornecidos pelo modelo “Thermosphere-Ionosphere-Electrodynamics General Circulation Model” (TIE-GCM), para um período de equinócio de atividade solar baixa e para a latitude de São João do Cariri. Abaixo de 150 km o vento meridional apresenta algumas variações mais rápidas e cisalhamento vertical mais acentuado. Já a componente zonal é mais comportada nesses níveis. Acima de 150 km, o vento é praticamente semidiurno na componente meridional e diurno na componente zonal.

Diferentemente do modelo HWM-93, o TIE-GCM não apresenta variações de poucos dias, apenas mudanças sazonais no vento foram incorporadas. O período da campanha SpreadFEx 2009 foi classificado como meses de equinócios de atividade solar baixa. Desta forma, todos os dias da campanha apresentam a mesma evolução diurna dos perfis de vento no domínio de altitudes nas quais o TIE-GCM foi utilizado.

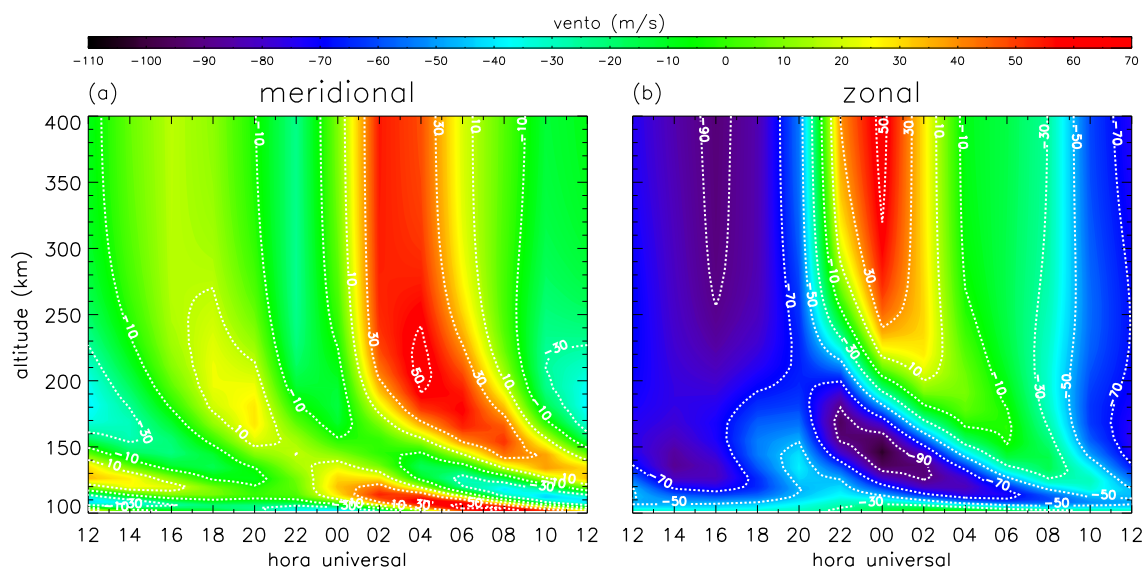


Figura 4.28 - (a) Vento meridional e (b) zonal fornecidos pelo modelo TIE-GCM para um período próximo a um equinócio e com baixa atividade solar.

#### 4.2.2.5 Perfis de vento utilizados no modelo de traçador de trajetórias

A composição do banco de dados de vento foi realizada de forma similar ao banco de dados de temperatura descrito anteriormente. A Figura 4.29 ilustra o processo identificando as faixas de altitudes nas quais cada instrumento/modelo foi considerado.

A linha vermelha tracejada corresponde à componente meridional e a linha azul contínua à componente zonal. As barras de erro representam os desvios padrões das médias para cada altitude considerada dentro do intervalo de tempo de duas horas. No painel (a) é mostrado o vento original extraído dos instrumentos/modelos e no painel (b) podem ser vistos os perfis ajustados. Esses perfis foram obtidos para às 02:00 UT do dia 15 de outubro de 2009. As barras de erro foram estimadas pela mesma metodologia descrita para obtenção dos perfis totais de temperaturas.

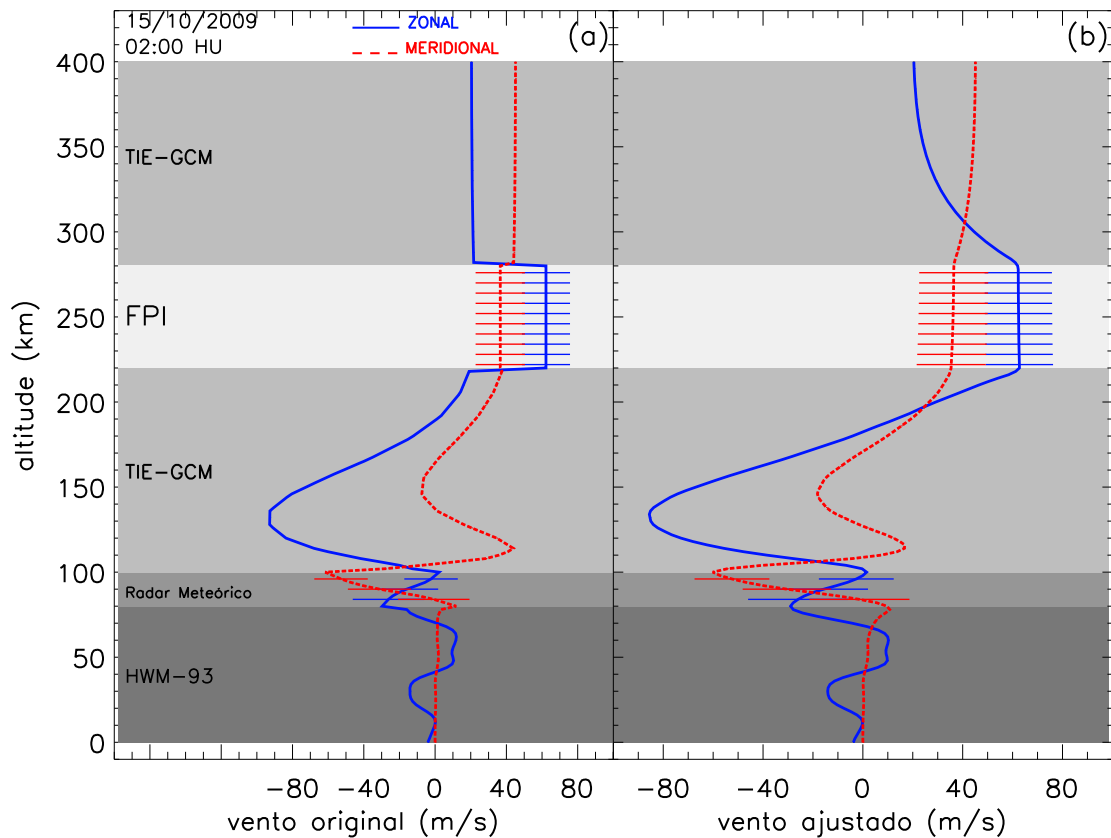


Figura 4.29 - (a) Perfis de vento zonal (linha azul contínua) e meridional (linha vermelha tracejada) obtidos pelo Interferômetro Fabry-Perot (FPI), radar meteorológico, modelo HWM-93 e modelo TIE-GCM para às 02:00 UT do dia 15 de outubro de 2009. As regiões hachuradas representam os respectivos domínios de cada instrumento ou modelo. As barras de erro representam o desvio padrão da média. (b) Vento ajustado para os perfis coincidam com os valores medidos pelo FPI e radar meteorológico. Esse ajuste foi realizado de tal maneira que os valores de vento do modelo coincidam com as observações na interface e a medida que se afastem desta intersecção, o vento tende a assumir os valores modelados.

Nas intersecções dos modelos com as observações do radar meteorológico e do Fabry-Perot observam-se descontinuidades, da mesma forma como apresentado para as temperaturas. Neste caso, os ventos modelados foram deslocados para coincidir com as medidas e eliminar essas descontinuidades. Esta adaptação do modelo foi ponderada pela distância dos pontos em relação à posição da interface. Quanto mais



próximo estiver os pontos dos modelos da interface, maior será o deslocamento, enquanto que os pontos mais distantes não foram praticamente alterados. Observa-se uma concordância razoável do modelo TIE-GCM com os dados do radar meteorológico. Por outro lado, na interface com o FPI não apresenta boa concordância, da mesma forma como pode ser observado nas interfaces entre o modelo HWM-93 e o vento obtido pelo radar meteorológico na altitude de 80 km.

Por fim, a Figura 4.30 apresenta um dia completo de ventos compostos pelos dados observacionais e os modelos. Esse vento foi utilizado no dia 14-15 de novembro de 2009. O painel (a) mostra o comportamento para a componente zonal e o painel (b) para a componente meridional. As linhas pretas horizontais pontilhadas delimitam o domínio do radar meteorológico e o retângulo preto representa a região onde os dados do FPI foram usados. Note que os dados de vento do FPI abrangem apenas o período noturno, enquanto que do radar meteorológico é empregado durante todo o dia. As altitudes abaixo de 80 km mostram o vento fornecido pelo HWM-93 nesse dia. Acima de 100 km e fora da região delineada pelo retângulo preto são mostrados os ventos do modelo TIE-GCM.

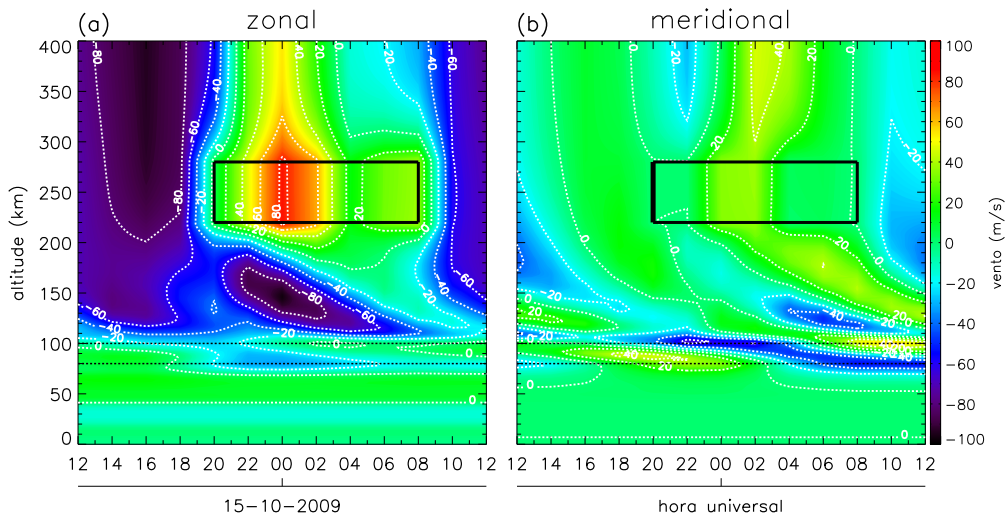


Figura 4.30 - Evolução temporal dos perfis de vento ajustados para o período de 12:00 UT do dia 14 e 12:00 UT do dia 15 de novembro de 2009 (a) para a componente zonal (positivo para o leste) e (b) para a componente meridional (positivo para o norte). As linhas pretas tracejadas delimitam a região de atuação do radar meteorológico, enquanto que os retângulos pretos ilustram a região de atuação do FPI.

### 4.3 O modelo traçador de trajetórias

A técnica de traçador de trajetórias é muito utilizada para estudar a propagação de ondas de gravidade na atmosfera. Entre as principais aplicações dessa técnica destacam-se: (1) a procura por fontes de ondas de gravidade observadas tanto na atmosfera neutra quanto ionizada; (2) o estudo das condições necessárias para a propagação de onda de gravidade e (3) estudos de acoplamento da atmosfera neutra e ionizada (JONES, 1969; COWLING et al., 1971; HUNG; SMITH, 1978; WALDOCK; JONES, 1987; MARKS; ECKERMANN, 1995; DING et al., 2003; HECHT et al., 2004; GERRARD et al., 2004; WRASSE et al., 2006b; LIN; ZHANG, 2008; VADAS et al., 2009). Nesta seção será descrita a metodologia utilizada no presente trabalho.

#### 4.3.1 Descrição matemática

O modelo de traçador de trajetórias utilizado nesse trabalho é baseado no formalismo de Lighthill (1978). Quando um pacote de onda se propaga numa atmosfera sujeita a um vento  $\vec{V} = (V_1, V_2, V_3) = (U, V, W)$ , a sua evolução temporal e espacial é descrita por:

$$\frac{dx_i}{dt} = V_i + \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial k_i} = V_i + c_{gi} \quad (4.7)$$

e

$$\frac{dk_i}{dt} = -k_j \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial x_i}, \quad (4.8)$$

em que  $i, j = 1, 2, 3$  indicam as componentes das quantidades  $\vec{x}$ ,  $\vec{k}$ ,  $\vec{V}$  e  $\vec{c}_g$ . Índices repetidos implicam em soma. a velocidade de grupo da onda é representado por  $\vec{c}_g$  e  $\omega_{Ir}$  é a parte real da frequência intrínseca da onda que é dada pela Equação 2.31, ou seja,

$$\omega_{Ir}^2 + \frac{\nu^2}{4} \left( \vec{k}^2 - \frac{1}{4H} \right)^2 \left( 1 - \frac{1}{\text{Pr}} \right)^2 \frac{1 + \delta_+ \frac{\delta_+^2}{\text{Pr}}}{\left( 1 + \frac{\delta_+}{2} \right)^2} + \frac{\nu_+ m \omega_{Ir}}{H} + \frac{\nu^2 m^2}{\text{Pr} H} = \frac{k_H^2 N^2}{\vec{k}^2 + \frac{1}{4H^2}}. \quad (4.9)$$

Usando essa relação de dispersão pode-se obter as componentes da velocidade de grupo e as derivadas da frequência intrínseca com relação à posição da onda, i.e.,

$$c_{gx} = \frac{k}{\omega_{Ir}B} \left[ \frac{N^2 \left( m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)}{\left( \bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2} \right)^2} - \frac{\nu^2}{2} \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^2 \left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right) \frac{\left( 1 + \delta_+ + \frac{\delta^2}{Pr} \right)}{\left( 1 + \frac{\delta_{\pm}}{2} \right)^2} \right], \quad (4.10)$$

$$c_{gy} = \frac{l}{\omega_{Ir}B} \left[ \frac{N^2 \left( m^2 + \frac{1}{4H^2} \right)}{\left( \bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2} \right)^2} - \frac{\nu^2}{2} \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^2 \left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right) \frac{\left( 1 + \delta_+ + \frac{\delta^2}{Pr} \right)}{\left( 1 + \frac{\delta_{\pm}}{2} \right)^2} \right], \quad (4.11)$$

$$c_{gz} = -\frac{m}{\omega_{Ir}B} \frac{k_H^2 N^2}{\left( \bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2} \right)^2} - \frac{m}{\omega_{Ir}B} \frac{\nu^2}{2} \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^2 \left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right) \frac{\left( 1 + \delta_+ + \frac{\delta^2}{Pr} \right)}{\left( 1 + \frac{\delta_{\pm}}{2} \right)^2} + \quad (4.12)$$

$$+ \frac{m}{\omega_{Ir}B} \frac{\nu^4 \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^4 \left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2}{16H^2 \omega_{Ir}^2} - \frac{m}{\omega_{Ir}B} \frac{\nu^2}{PrH^2} - \frac{1}{\omega_{Ir}B} \frac{\nu_+ \omega_{Ir}}{2H},$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial x_i} &= \frac{1}{\omega_{Ir}B} \frac{k_H^2 N^2}{\left( \bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2} \right)^2} \left( \frac{\partial N}{\partial x_i} \right) + \frac{1}{\omega_{Ir}B} \frac{k_H^2 N^2}{4 \left( \bar{k}^2 + \frac{1}{4H^2} \right)^2} \left( \frac{1}{H^3} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) - \\ &- \frac{1}{\omega_{Ir}B} \frac{\nu}{8} \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^2 \left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right) \frac{\left( 1 + \delta_+ + \frac{\delta^2}{Pr} \right)}{\left( 1 + \frac{\delta_{\pm}}{2} \right)^2} \left( \frac{1}{H^3} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) - \\ &- \frac{1}{\omega_{Ir}B} \frac{\delta^2 \nu^2 H^2 \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^4 \left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2}{16 \left( 1 + \frac{\delta_{\pm}}{2} \right)^3} \left( \frac{1}{H^3} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) + \\ &+ \frac{1}{\omega_{Ir}B} \left( \frac{\nu_+ m \omega_{Ir} H}{2} + \frac{\nu^2 m^2}{Pr} \right) \left( \frac{1}{H^3} \frac{\partial H}{\partial x_i} \right) - \\ &- \frac{\nu \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^2 \left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2}{16 \omega_{Ir} B \left( 1 + \frac{\delta_{\pm}}{2} \right)^3} \left[ 4 + 6\delta_+ + \left( 1 + \frac{10}{Pr} + \frac{1}{Pr^2} \right) \delta^2 + \frac{2 \left( 1 + \frac{1}{Pr} \right)}{Pr} \delta^3 \right] \left( \frac{\partial \nu}{\partial x_i} \right) - \\ &- \frac{1}{\omega_{Ir}B} \left[ \frac{m \omega_{Ir} \left( 1 + \frac{1}{Pr} \right)}{2H} + \frac{\nu m^2}{Pr H^2} \right] \left( \frac{\partial \nu}{\partial x_i} \right), \end{aligned} \quad (4.13)$$

em que

$$B = \left[ 1 + \frac{\delta_+}{2} + \frac{\delta^2 \nu^2}{16 \omega_{Ir}^2} \left( 1 - \frac{1}{Pr} \right)^4 \frac{\left( \bar{k}^2 - \frac{1}{4H^2} \right)^2}{\left( 1 + \frac{\delta_{\pm}}{2} \right)^3} \right]. \quad (4.14)$$

Esse conjunto de Equações (4.10 - 4.13) também pode ser encontrado no Apêndice C do artigo de [Vadas e Fritts \(2005\)](#). As soluções dessas equações descrevem a evolução

temporal e espacial de uma onda de gravidade. O método escolhido para solucionar o conjunto das seis equações diferenciais ordinárias (4.7 e 4.8) foi Runge-Kutta de quarta ordem com dupla precisão baseado no livro de Press (2007). Este método numérico encontra-se disponível na biblioteca do “Interactive Data Language” (IDL) que foi a linguagem computacional utilizada para implementar o modelo de traçador de trajetórias. Para utilizar o método de Runge-Kutta de quarta ordem é necessário conhecer:

- (1) as variáveis dependentes num dado instante de tempo;
- (2) as respectivas derivadas naquele instante de tempo;
- (3) o incremento temporal desejado;
- (4) uma função que calcule as respectivas derivadas.

As variáveis dependentes são a posição da onda e o vetor de onda. No instante de tempo inicial, a posição da onda de gravidade é ajustada para as coordenadas geográficas do observatório e a altitude de 87 km (altitude média da camada do OH). Por outro lado, o vetor de onda é obtido a partir da decomposição do comprimento de onda horizontal da GW para as direções norte-sul e leste-oeste e a componente vertical do número de onda é obtida usando a relação de dispersão de Gossard e Hooke (1975) mostrado na Equação 2.28.

As derivadas da posição da onda e do número de onda vertical são calculadas diretamente pelas Equações (4.10 - 4.13). Esse mesmo procedimento foi implementado numa função que é repassada para o método numérico de Runge-Kutta de quarta ordem responsável pelo cálculo da nova posição e do novo vetor de onda para o instante de tempo que foi incrementado.

A determinação do incremento temporal foi bastante testada e discutida até se obter o algoritmo que é mostrado no Apêndice A. Por exemplo, Wrasse (2004) usou um incremento temporal fixando o limite máximo de deslocamento vertical da onda de gravidade de 100 m. Para efeito de retrotrajetórias, essa suposição não traz grandes prejuízos, porém, para calcular a trajetória das GWs em direção à TI precisa-se tomar mais cuidado.

Quando uma onda de gravidade se aproxima de um nível de absorção, ela se propaga mais lentamente na vertical porque a viscosidade cinemática e a difusividade térmica

começam a atuar sobre ela. Se for imposta uma variação constante de altitude a cada incremento, perto desses níveis, os incrementos temporais serão muito grandes e dificultarão a solução numérica do conjunto de equações.

Neste trabalho foi adotada uma metodologia que, ao invés de fixar intervalos de altitudes, considera todas as variações das seis variáveis dependentes e escolhe a que menos variou como referência para calcular o incremento temporal. Como limite, foi imposto que o salto máximo de altitude seja de 200 m, i.e., dois pontos verticais do banco de dados serão alcançados com, pelo menos, dez incrementos. Essa metodologia de escolha do incremento temporal é a mesma empregada por [Vadas \(2007\)](#).

O procedimento acima se repete até que a onda de gravidade encontre uma condição de parada, ou seja, ela não consiga mais condições físicas para se propagar ou perca sua energia pela dissipação devido à viscosidade molecular e à difusividade térmica. O algoritmo inicia pelo cálculo da retrotrajetória e, logo em seguida, a trajetória direta em direção à TI é determinada.

Na [Figura 4.31](#) pode ser encontrado o fluxograma completo do modelo de traçador de trajetórias. O modelo é inicialmente alimentado pelos parâmetros da GW desejada e dos perfis de vento e temperatura. Logo em seguida, é calculado o banco de dados completos, incluindo todas as variáveis que serão utilizadas e suas respectivas derivadas verticais. O cálculo da trajetória da onda é iniciado impondo-se um incremento temporal correspondente a um espaçamento de 200 m que pode ser para cima (incremento de tempo positivo) ou para baixo (incremento temporal negativo).

As novas coordenadas espaciais da onda de gravidade são calculadas como também o novo vetor de onda. Para essas novas variáveis dependentes são testadas quatro condições de paradas. Se pelo menos uma das condições for satisfeita, o procedimento é interrompido e todos os cálculos realizados até o momento são salvos e armazenados apropriadamente. Por outro lado, se nenhuma condição de parada for atendida, um novo incremento temporal é determinado e o processo reinicia calculando novamente as variáveis dependentes para o próximo instante de tempo.

O código desenvolvido para calcular a trajetória de ondas de gravidade utilizando a metodologia de traçador de trajetórias recebeu o nome de **TrackingGWs** e atualmente está na versão 1.0. Passou por um criterioso processo de validação para

calcular tanto a trajetória direta quanto reversa de ondas de gravidade na atmosfera. Reflexões de ondas de gravidade na superfície e devido a níveis de reflexão foram incluídas. O programa também pode receber um banco de dados de vento e temperatura dependentes de latitude e longitudes. É possível estimar a amplitude absoluta das GWs nos campos de vento, temperatura, densidade e pressão em todos os níveis permitidos para propagação das mesmas. Mais de detalhes do algoritmo serão discutidos a seguir.

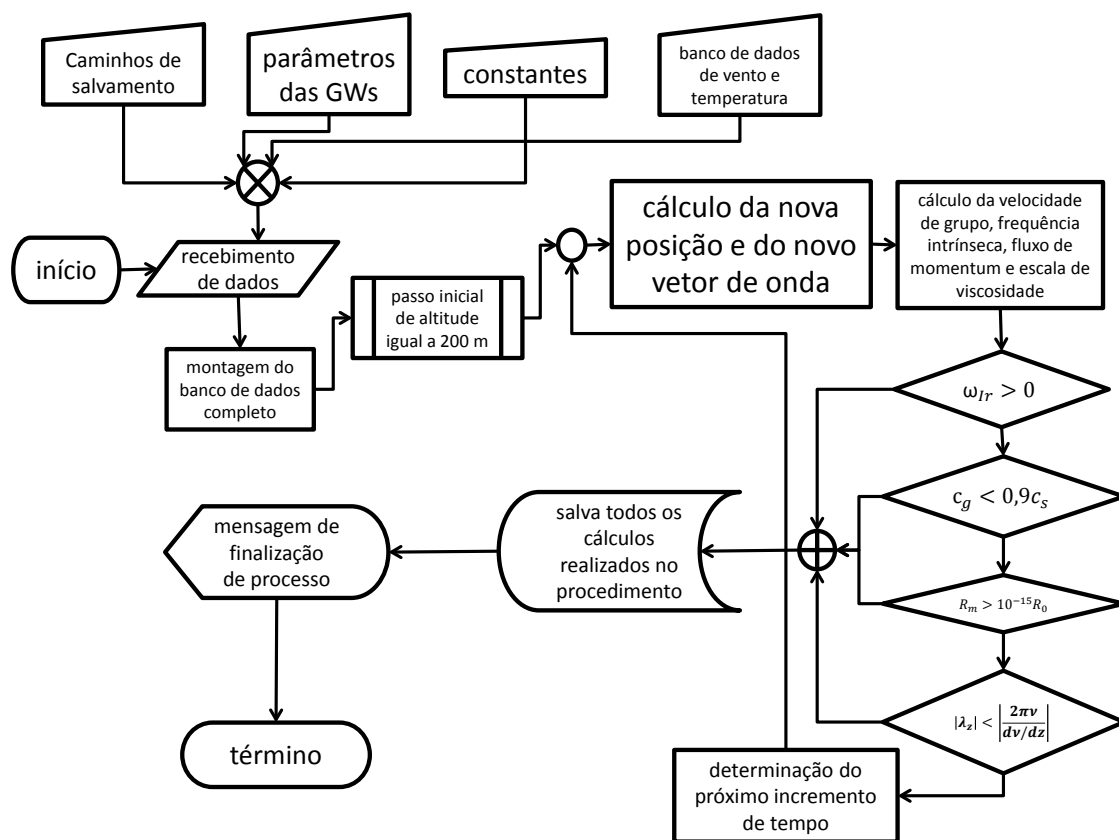


Figura 4.31 - Fluxograma do modelo de traçador de trajetórias. Essa descrição serve tanto para a condição de cálculo da trajetória direta quanto reversa, a diferença seria apenas a incrementação do tempo.

### 4.3.2 Considerações sobre o TrackingGWs

As entradas do TrackingGWs são:

1. Parâmetros da onda de gravidade de interesse incluindo coordenadas espaciais (longitude, latitude, altitude) de onde a onda foi observada e o respectivo horário de observação (hora, dia, mês, ano);
2. Banco de dados de vento e temperatura para o dia em que a onda foi observada;
3. Constantes físicas como a constante dos gases, raio médio da Terra, entre outras e um conjunto de constantes usado para calcular a massa molecular média da atmosfera em todas as altitudes. Essas constantes foram determinadas semiempiricamente por Vadas (2007) e serão discutidas nesta seção;
4. Caminhos onde serão salvos os resultados finais.

Por se tratar de um procedimento computacional, o TrackingGWs salva todos os cálculos realizados durante o processo, incluindo a trajetória temporal e espacial da onda de gravidade, sua respectiva amplitude em cada ponto, a condição de parada que encerrou o procedimento, todos os campos atmosféricos atravessados pela onda (vento, temperatura, densidade, pressão, etc), o banco de dados completo (além dos perfis de vento e temperatura fornecidos, as variáveis que foram calculadas como: densidade, pressão, temperatura potencial, viscosidade cinemática, escala de altura, frequência de fluatibilidade, massa molecular média, velocidade do som, aceleração da gravidade, etc e suas respectivas derivadas verticais) e os parâmetros intrínsecos da onda.

A primeira tarefa que o modelo traçador de trajetórias faz é calcular as variáveis termodinâmicas usando os perfis de vento e temperatura fornecidos no banco de dados. A equação hidrostática  $d\bar{p}/dz = -g\bar{\rho}$  é combinada com a lei dos gases  $\bar{p} = \bar{\rho}R\bar{T}$  para se calcular a pressão pela seguinte expressão:

$$\bar{p}(z) = p_0 e^{-\int_0^z \frac{g}{R\bar{T}} dz'} . \quad (4.15)$$

A barra sobre o símbolo representa o valor médio do campo atmosférico e  $p_0 = p(z=0)$ . A densidade, por sua vez, é recuperada usando a lei dos gases. Lembrando que  $R = 8314,5/X_{MW} \text{ m}^2/\text{s}^2/\text{K}$ , a massa molecular média é calculada por:

$$X_{MW} = \frac{1}{2} (X_{MW0} - X_{MW1}) \left[ 1 - \tanh \left( \frac{s - a}{\Delta_a} \right) \right] + X_{MW1}. \quad (4.16)$$

Os valores numéricos das constantes  $X_{MW0}$ ,  $X_{MW1}$ ,  $a$  e  $\Delta_a$  são mostrados na [Tabela 4.4](#) e foram calculado de modo a estabelecer o melhor ajuste para um mês de dados fornecido pelo modelo “Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere Electrodynamics General Circulation Model” ([VADAS, 2007](#)). Nesse caso,  $s = \ln \bar{\rho}$ . O cálculo da densidade, pressão e massa molecular média é feito supondo o valor da densidade na superfície de  $1,21 \text{ kg/m}^3$ . Essa imposição juntamente com os perfis de temperatura fornece bons perfis de densidade.

Tabela 4.4 - Constantes para cálculo da massa molecular média e da razão entre os calores específicos a pressão e a volume constantes.

$X_{MW0}$	28,90
$X_{MW1}$	16,00
$a$	14,90
$\Delta_a$	4,20
$\gamma_1$	1,40
$\gamma_1$	1,67
$b$	15,10
$\Delta_b$	4,00

Fonte: [Vadas \(2007\)](#).

Uma vez calculada a densidade, facilmente se obtém a altura de escala pela equação:

$$H = -\frac{\bar{\rho}}{d\bar{\rho}/dz} \quad (4.17)$$

e a viscosidade cinemática por  $\nu = \mu/\bar{\rho}$ . Aqui  $\mu$  é a viscosidade molecular que é calculada usando a equação empírica

$$\mu = 3,34 \times 10^{-4} T^{0,71} \quad (4.18)$$



em unidades de g/m/s. O número de Prandtl é suposto constante e igual a 0,7 em toda a atmosfera (KUNDU et al., 2004).

A temperatura potencial é calculada por

$$\theta = \bar{T} \left( \frac{p_0}{p(z)} \right)^{\frac{R}{c_p}}, \quad (4.19)$$

em que  $\gamma = c_p/c_v$  e  $c_p = \gamma R/(\gamma - 1)$ . Os valores de  $\gamma$  também foram modelado por Vadas (2007) e são calculado pela expressão

$$\gamma = \frac{1}{2} (\gamma_0 - \gamma_1) \left[ 1 - \tanh \left( \frac{s - b}{\Delta_b} \right) \right] + \gamma_1, \quad (4.20)$$

as constantes  $\gamma_1$ ,  $\gamma_0$ ,  $b$  e  $\Delta_b$  também são apresentadas na Tabela 4.4.

Determinado  $\gamma$  e, conseqüentemente, a temperatura potencial é possível calcular a frequência de flutuabilidade pela Equação 2.23. A velocidade do som que é dada por  $c_s = \sqrt{\gamma R \bar{T}}$  no ar, também sofre modificações ao longo da atmosfera e, principalmente, na termosfera-ionosfera.

A Figura 4.32 ilustra um exemplo da metodologia descrita acima. Para construir os gráficos foi empregado um perfil de temperatura usado às 00:00 UT do dia 21 de setembro de 2009, esse perfil é mostrado no painel (a). A densidade calculada a partir desse perfil, usando a Equação 4.15, é mostrada pela curva tracejada em azul. O perfil de escala de altitude foi calculado usando a Equação 4.17 e é mostrado no painel (b). A Figura 4.32(c) mostra a evolução vertical dos perfis de massa molecular média e da razão entre os calores específicos a pressão e a volume constantes (linha tracejada azul). No painel (d) é apresentada a velocidade do som. Observa-se que, tanto a curva da velocidade do som, quanto a curva da altura de escala se aproximam da forma da curva de temperatura.

Por outro lado,  $\gamma$  e  $X_{MW}$  são praticamente constantes na média e baixa atmosfera (abaixo de  $\sim 100$  km), enquanto que na termosfera, a massa molecular média decresce até atingir praticamente a metade do valor e  $\gamma$  e  $X_{MW}$  cresce até atingir um valor assintótico  $\sim 20\%$  maior na altitude de 400 km. A combinação desses efeitos faz com que a viscosidade molecular e a difusividade térmica atuem sobre uma onda

de gravidade à medida que esta se propague verticalmente.

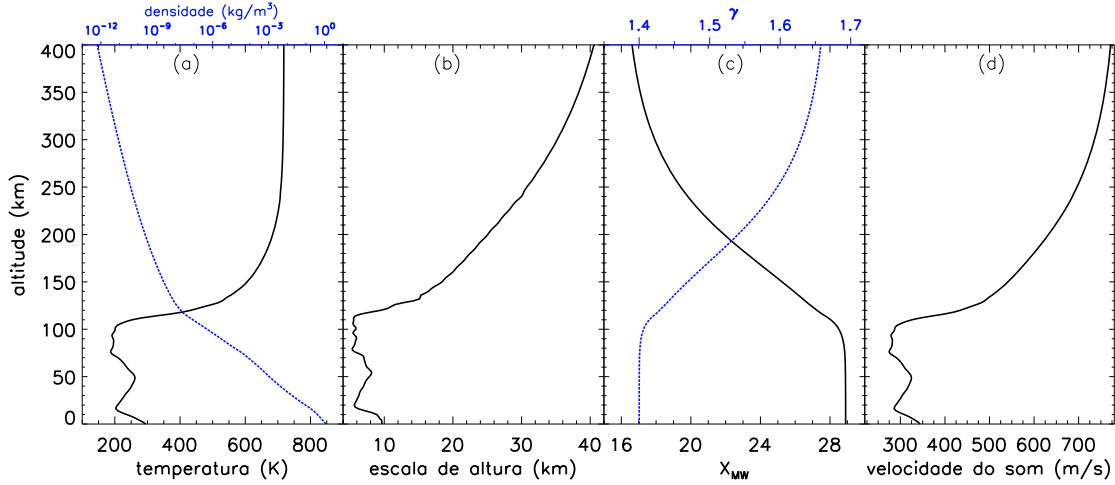


Figura 4.32 - (a) Perfil de temperatura do banco de dados do traçador de trajetórias para às 00:00 UT do dia 21 de setembro de 2009 e perfil de densidade atmosférica calculado (linha azul tracejada). (b) Perfil de escala de altitude calculado a partir do perfil de densidade. (c) Perfil de massa molecular média (linha preta) e da razão entre os calores específicos a pressão e volume constantes (linha azul tracejada). (d) Perfil vertical da velocidade do som.

Outro importante efeito da termosfera é poder elevar o valor da velocidade do som no ar. Da mesosfera para a altitude de 400 km, a velocidade de som praticamente duplica. Isso é importante porque a velocidade do som é um limiar entre ondas acústicas e ondas internas. Quanto maior a velocidade do som, maior a faixa permitida de ondas internas. Como a relação de dispersão da [Equação 2.31](#) foi obtida rejeitando-se ondas acústicas, uma das condições de parada do TrackingGWs é expressa por

$$c_g \leq 0,9c_s \quad (4.21)$$

em que  $c_g = \sqrt{c_{gx}^2 + c_{gy}^2 + c_{gz}^2}$ , ou seja, ondas de gravidade com velocidade de grupo superiores a  $0,9c_s$  são excluídas do espectro. Portanto, se uma onda de gravidade atingir uma situação na qual se aproxime bastante da velocidade do som, o modelo

interrompe o procedimento. O valor de 0,9 foi escolhido arbitrariamente.

Outra condição de parada evidente é determinada pela aproximação da onda a um nível crítico ou nível de absorção. Quando isso acontece, a frequência intrínseca da onda se aproxima de zero conforme discutido no [Capítulo 2](#). Sendo assim, para que o TrackingGWs proceda no cálculo da trajetória da onda é necessário

$$\omega_{I_r} > 0 . \quad (4.22)$$

Uma terceira condição de parada para as GWs foi imposta considerando o processo dissipativo devido à viscosidade molecular e à difusividade térmica. O fluxo de momento por unidade de massa é calculado usando a [Equação 2.34](#) em todos os pontos da trajetória da onda. Foi mostrado no [Capítulo 2](#) que o fluxo de momentum de MSGWs cresce na baixa termosfera até atingir um valor máximo e depois começa a diminuir rapidamente com o crescimento da altitude. É preciso que o fluxo de momentum por unidade de massa obedeça a expressão

$$\tilde{u}_{GW}\tilde{w}_{GW}^*(z, t) \geq 10^{-15}\tilde{u}_{GW}\tilde{w}_{GW}^*(z = 87 \text{ km}, t = 0) , \quad (4.23)$$

para que os cálculos do TrackingGWs não sejam interrompidos. o fator  $10^{-15}$  também foi escolhido arbitrariamente.

Por último, o módulo do comprimento de onda vertical precisa ser menor que a escala de viscosidade, para garantir que a viscosidade não mudará muito naquele intervalo de tempo e altitude, ou seja,

$$\lambda_z < \frac{2\pi}{\frac{d\nu/dz}{\nu}} , \quad (4.24)$$

essa condição é necessária porque só ondas de gravidade com essas características devem satisfazer as simplificações impostas para se obter a relação de dispersão apresentada na [Equação 2.31](#). [Vadas e Fritts \(2006\)](#) mostraram que esta condição é quase sempre satisfeita durante a atividade solar alta quando a densidade na termosfera é maior. Em condições de baixa atividade solar (como é o caso do período da campanha SpreadFEx 2009), é preciso usar essa condicional para filtrar o espectro

de GW permitidas. As quatro condições de parada do procedimento expressas pelas Equações (4.21 - 4.24) são detalhadas e discutidas nos trabalhos de Vadas e Fritts (2005), Vadas e Fritts (2006) e Vadas (2007).

As reflexões no traçador de trajetórias podem acontecer quando a onda encontra um nível de reflexão ( $m \rightarrow 0$ ) ou quando a onda atinge o solo. A característica principal da reflexão é a mudança de sinal do número de onda vertical  $m$ . Se  $m$  for negativo significa que a onda está se propagando de forma ascendente, em caso contrário a onda propaga-se de forma descendente. O modelo responde bem à reflexões devido à níveis de reflexões.

Foi tomado o cuidado para que as reflexões aconteçam de forma bem suave. Na interação que for identificada uma reflexão, o incremento temporal diminui progressivamente até atingir o exato instante da reflexão. O intervalo temporal remanescente é usado para estimar a posição da onda no ponto depois da reflexão.

Para a reflexão no solo, é tomado o mesmo cuidado. Essa medida é importante para identificar o instante em que a onda alcança a termosfera no cálculo da retrotrajetória. Os testes realizados no processo de validação do código mostraram que a diferença de tempo para atingir a posição final da retrotrajetória pode chegar até uma hora se essa medida for aplicada. Para tratar a reflexão no solo, as seguintes condições foram impostas ao modelo:

- (1) A velocidade vertical da onda de gravidade é nula na superfície da Terra, ou seja, uma condição de contorno natural supondo que não poderia haver transmissão da GW para o interior da Terra;
- (2) A reflexão deve acontecer de forma especular, ou seja, o ângulo de incidência da onda (medido em relação ao zênite) deve igual ao ângulo de reflexão;
- (3) A direção de propagação horizontal é preservada.

A Figura 4.33 ilustra de forma simplificada todas as etapas enumeradas acima. A reflexão especular é apontada pela linha sólida. A linha tracejada seria a continuação do percurso da onda em direção ao interior da Terra. Observa-se que o ângulo de incidência é igual ao ângulo de reflexão. Do ponto de vista físico, essas sim-

plificações são razoáveis considerando-se, principalmente, as dimensões das MSGWs tratadas nesse trabalho.

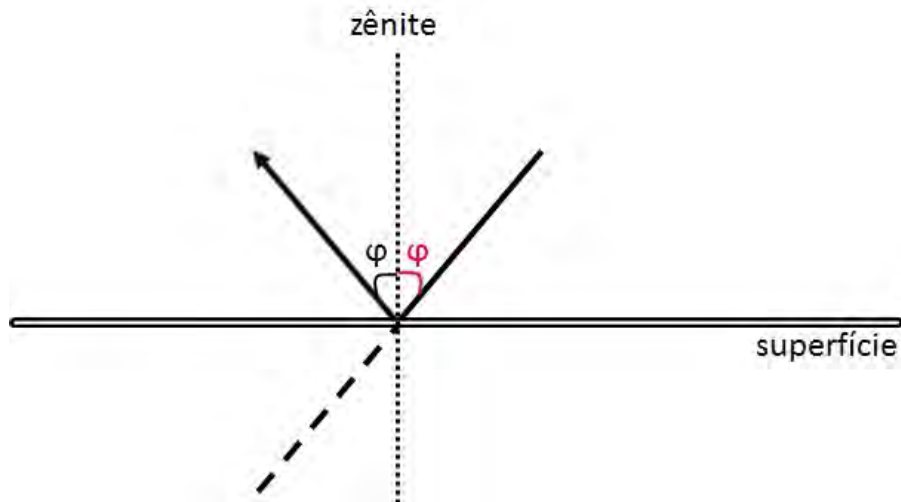


Figura 4.33 - Esquema do cálculo da reflexão da onda de gravidade no solo. A linha sólida indica a direção de propagação da GW calculada com o traçador de trajetórias. A linha pontilhada representa a direção do zênite local. O ângulo de incidência (à direita da linha pontilhada) em vermelho ( $\varphi$ ) é exatamente igual ao ângulo de reflexão (à esquerda da linha pontilhada) em preto. A linha tracejada indica a posição virtual da GW no interior da Terra.

A principal vantagem para a reflexão de GWs no solo é a ampliação das possibilidades de investigações de possíveis fontes. Por exemplo, [Vadas et al. \(2009\)](#) usaram esses conceitos para procurar por fontes troposféricas de MSGWs que poderia estar presentes tanto antes quanto depois da reflexão. [Takahashi et al. \(2011\)](#) também usaram a reflexão no solo para discutir a possibilidade de gerações de ondas de gravidade por forças de corpo termosféricas. No presente trabalho, não foram investigadas as retrotrajetórias depois da reflexão do solo, pois o foco principal do presente trabalho é procurar por efeitos das MSGWs na TI.

### 4.3.3 Amplitudes da ondas de gravidade nos campos atmosféricos

A amplitude relativa  $I'/\bar{I}$  de uma onda de gravidade calculada usando imagens de aeroluminescência ([Seção 4.1](#)) está relacionada com a amplitude relativa na temperatura pela expressão ([SWENSON; LIU, 1998](#)):

$$\frac{T'}{\bar{T}} = \frac{I'/\bar{I}}{CF} , \quad (4.25)$$

em que  $CF$  é o fator de cancelamento. Sendo assim, é possível estimar as flutuações de uma GW na temperatura conhecendo-se o fator de cancelamento e a amplitude relativa da GW na camada de emissão. Uma expressão empírica para o fator de cancelamento foi obtida a partir de imagens de aeroluminescência (VARGAS et al., 2007), ou seja,

$$CF = 3,68 - 3,41e^{-0,0053(\lambda_z - 6)^2} , \quad (4.26)$$

para  $\lambda_z$  medido em quilômetros. Fatores de cancelamento típicos para MSGWs variam entre 1,9 e 3,6. A dependência de  $\lambda_z$  surge em razão da dimensão finita da espessura da camada e de acordo com Vargas et al. (2009) para valores de  $\lambda_z$  menores que 12 km, o fator de cancelamento é pequeno e, portanto, praticamente desprezível.

O vento horizontal da onda de gravidade pode ser escrito por (FRITTS; ALEXANDER, 2003):

$$u'_H \sim \frac{mg\omega_{Ir}}{k_H N^2} \frac{\theta'}{\bar{\theta}} , \quad (4.27)$$

supondo movimentos adiabáticos. Para o caso de GWs hidrostáticas,  $\omega_{IR}^2 \ll N^2$ ,  $m/k_H \sim N/\omega_{Ir}$  e  $\theta'/\bar{\theta} = T'/\bar{T}$ , portanto, o vento horizontal da GW fica

$$u'_H \sim \frac{g}{N} \frac{T'}{\bar{T}} \quad (4.28)$$

e o fluxo de momentum médio pode ser escrito por

$$\overline{u'_H w'^*} \sim 0,5 \frac{k_H}{m} (u'_H)^2 , \quad (4.29)$$

esse fluxo de momentum médio foi calculado como sendo o fluxo de momento inicial estimado na camada do OH. O fluxo de momentum em qualquer um outro ponto pode ser estimado pela Equação 2.34. Essa metodologia de determinação do fluxo de

momentum na altitude da camada do OH também foi usada no trabalho de [Vadas et al. \(2009\)](#) que inferiu a amplitude de seis ondas de gravidade no vento horizontal.

A determinação das amplitudes das MSGWs nos campos de vento, temperatura e densidade seguiu a metodologia de [Vadas e Fritts \(2009\)](#), ou seja, o vento vertical da onda de gravidade num determinado ponto da trajetória é dado por

$$\tilde{w}\tilde{w}^* = \left( \frac{\tilde{w}}{\tilde{u}_H} \right) \tilde{u}_H\tilde{w}^* , \quad (4.30)$$

$\tilde{w}$  é a perturbação vertical espectral da onda de gravidade.

A perturbação espectral na horizontal fica:

$$\tilde{u}_H\tilde{u}_H^* = \left[ \left( \frac{\tilde{w}}{\tilde{u}_H} \right)^{-1} \right]^* \tilde{u}_H\tilde{w}^* , \quad (4.31)$$

a perturbação horizontal ainda pode ser decomposta nas direções zonal e meridional, respectivamente por:

$$\tilde{u} = \frac{k}{k_H} \tilde{u}_H , \quad (4.32)$$

$$\tilde{v} = \frac{l}{k_H} \tilde{u}_H . \quad (4.33)$$

A densidade e a temperatura são determinadas usando as relações de polarização de [Vadas e Fritts \(2005\)](#), i.e.,

$$\tilde{T} \cong \frac{(\gamma - 1)\bar{T}}{HD} \left( im + \frac{1}{2H} \right) \tilde{w} , \quad (4.34)$$

$$\tilde{\rho} \cong -\frac{(\gamma - 1)\bar{\rho}}{HD} \left( im - \frac{1}{2H} \right) \tilde{w} , \quad (4.35)$$

em que

$$D = \left[ i\omega_I \left( \gamma im + \frac{1}{H} - \frac{\gamma}{2H} \right) + \frac{\gamma\zeta\nu}{Pr} \left( im + \frac{1}{2H} \right) \right],$$

$$\zeta = -\bar{k}^{-2} + \frac{1}{4H^2} + \frac{im}{H}$$

e

$$\frac{\tilde{w}}{\tilde{u}_H} = -\frac{k_H m}{m^2 + \frac{1}{4H^2}} \left[ 1 - \frac{i \left( \bar{k}^{-2} + \frac{1}{4H^2} \right) (\omega_I - i\alpha\nu)}{2mHk_H^2 N^2} \left[ \left( \frac{2}{\gamma} - 1 \right) \omega_I - \frac{i\alpha\nu}{Pr} \right] \right].$$

#### 4.3.4 Validação do traçador de trajetórias

A validação do TrackingGWs foi feita comparando-se os resultados obtidos pelo código computacional da Dra. Sharon Vadas (VADAS; FRITTS, 2005) e os resultados obtidos pelo presente código.

Este processo consistiu efetivamente em analisar as possíveis discrepâncias entre os resultados finais das trajetórias de ondas de gravidade arbitrárias sujeitas à ação de ventos e temperaturas conhecidos.

Os testes foram feitos de forma progressiva, incluindo gradativamente perfis de vento e temperatura cada vez mais complexos até atingir uma situação correspondente à uma atmosfera realística. As divergências encontradas durante a validação foram úteis para o aprimoramento do algoritmo, por exemplo, a convergência entre os resultados dos dois códigos foi bastante melhorada quando diminuiu-se a resolução temporal das interações.

#### 4.3.5 Estimação de erro no modelo traçador de trajetórias

Quando se usa o traçador de trajetórias para procurar por fontes de SSGWs é muito importante precisar o erro na estimativa da posição final da trajetória. Uma maneira interessante de estimar o erro da posição final da onda é comparar as posições finais usando situações com vento e sem vento. Por exemplo, Wrasse (2004) e Vadas et al. (2009) adotaram essa metodologia para discutir o erro na determinação da posição final das retrotrajetórias das GWs quando estavam investigando as fontes de geração



das ondas.

Na Seção 5.4 será feita uma investigação sobre possíveis fontes de MSGWs. Esta metodologia citada acima foi usada para estimar as diferenças das posições finais das retrotrajetórias das MSGWs ao atingirem o solo. Os valores dessas diferenças variaram entre 290 e 350 km. Isso significa que a posição troposférica da onda de gravidade na troposfera depende fortemente do perfil de vento como era de se esperar. Numa primeira aproximação, pode-se pensar que esses números representam incertezas máximas para o resultado do traçador de trajetórias devido não se conhecer exatamente o vento da atmosfera.

As MSGWs são eventos de grandes dimensões e suas fontes provavelmente são bem extensas e podem atingir um raio de atuação de até  $\sim 500$  km (VADAS; FRITTS, 2004). Sendo assim, uma incerteza dentro deste intervalo é razoável para tentar fazer indicações de possíveis fontes usando a metodologia empregada.

Para o caso da investigação de efeitos das ondas na termosfera-ionosfera a posição exata da onda de gravidade, principalmente na horizontal, não é tão relevante. É mais importante conhecer o intervalo de altitude para o qual a onda atinge sua máxima amplitude e se dissipa completamente. Como essa faixa de altitude não se estende além 50 km, não é necessário empregar muito esforço para conhecer as posições exatas das GWs dentro da TI. Mesmo assim, todos os cálculos foram realizados empregando a condição de vento nulo e o vento obtido pelos instrumentos e modelos. Comparando as duas curvas é possível saber qualitativamente o papel do vento na propagação da GW.



## 5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo, serão apresentados e discutidos os principais resultados obtidos a partir das observações feitas durante a segunda fase da campanha SpreadFEx. Serão mostradas as características das ondas de gravidade de média escala observadas nas imagens de aeroluminescência, a penetração dessas ondas na termosfera-ionosfera segundo a técnica de traçado de trajetória, possíveis contribuições delas na dinâmica da ionosfera e, por fim, a indicação de prováveis fontes para alguns eventos.

### 5.1 Parâmetros das ondas de gravidade de média escala

As observações de aeroluminescência conduzidas em São João do Cariri de setembro a novembro de 2009 possibilitaram estudar 26 ondas de gravidade de média escala (MSGWs) distribuídas em 15 noites. Em algumas dessas noites mais de um evento de MSGWs foram detectados. Na [Tabela 5.1](#) podem ser vistos, em detalhes, os parâmetros intrínsecos e observados das MSGWs.

O vento horizontal mostrado nas colunas de  $U$  e  $V$  foi obtido pelo radar meteorológico e a temperatura pelo fotômetro de aeroluminescência conforme discutido no [Capítulo 4](#). É importante lembrar que o radar meteorológico operou até 24 de outubro de 2009, portanto, os eventos posteriores a essa data foram estudados considerando a média histórica do vento mesosférico para o mês de novembro obtida pelo mesmo instrumento. O período ( $\tau$ ), a velocidade de fase horizontal ( $c_H$ ), o comprimento de onda horizontal ( $\lambda_H$ ) e a direção de propagação da fase horizontal ( $\theta$ ) foram estimados pela técnica de Keograma discutida anteriormente. Por sua vez, o comprimento de onda vertical ( $\lambda_z$ ) foi calculado utilizando a relação de dispersão de [Gossard e Hooke \(1975\)](#) que foi escrita na [Equação 2.27](#).

Tabela 5.1 - Parâmetros intrínsecos e observados das ondas de gravidade de média escala detectadas em São João do Cariri nas imagens do OH durante a segunda fase da Campanha SpreadFEx

evento #	data	início (UT)	$ \lambda_H $ (km)	$\tau$ (min)		$c_H$ (m/s)		$\alpha$ (°)	$ \lambda_z $ (km)	U (m/s)	V (m/s)	temperatura (K)
				observado	intrínseco	observado	intrínseco					
1	20/09/2009	23:51	137,4	30,0	33,9	76,3	67,6	152	21,3	-10,9	-15,7	195,5
2	20/09/2009	22:50	91,1	35,0	28,5	43,4	53,3	104	16,3	-12,1	-7,7	194,4
3	21/09/2009	23:55	77,3	37,1	102,9	34,7	12,5	62	< 7	24,8	0,5	196,4
4	21/09/2009	23:42	115,5	42,0	66,5	45,8	29,0	42	9,1	23,3	1,2	195,6
5	24/09/2009	02:11	182,2	80,4	32,5	37,8	93,3	83	28,6	-56,3	3,2	188,2
6	11/10/2009	21:27	64,8	37,8	30,5	28,6	35,4	164	13,1	19,6	12,6	195,2
7	12/10/2009	00:16	107,9	85,7	$\infty$	21,0	3,1	101	< 7	25,7	5,8	194,5
8	13/10/2009	21:30	230,9	76,9	64,6	50,0	59,6	67	19,1	-17,8	18,4	201,8
9	14/10/2009	22:28	81,0	20,5	15,2	65,7	88,9	169	51,0	-27,6	18,2	186,6
10	14/10/2009	22:55	105,4	33,5	37,5	52,4	46,9	15	21,3	-27,0	13,5	186,7
11	15/10/2009	00:00	99,7	51,5	45,2	32,3	36,8	173	16,6	-25,4	1,7	187,0
12	15/10/2009	00:16	354,1	60,6	53,7	97,4	109,9	26	59,8	-24,3	-1,9	187,1
13	15/10/2009	21:30	329,9	101,0	68,1	54,4	80,7	147	24,0	-20,6	18,0	203,2
14	15/10/2009	21:46	98,0	32,8	21,5	49,8	76,1	142	22,9	-20,6	17,4	202,5
15	19/10/2009	22:53	77,8	24,4	29,1	53,2	44,6	13	14,6	-1,3	9,1	199,7
16	09/11/2009	21:40	167,0	30,5	27,9	91,3	99,8	100	33,4	-5,2	19,3	201,8
17	09/11/2009	21:55	87,4	31,3	47,5	46,5	30,6	20	9,4	-5,1	18,9	202,3
18	09/11/2009	21:55	91,9	15,6	13,1	98,2	117,3	172	44,9	-5,1	18,9	202,3
19	11/11/2009	21:31	117,3	24,7	19,7	79,1	99,4	163	30,6	-5,3	19,5	195,8
20	12/11/2009	22:04	109,3	45,5	70,2	40,0	25,9	27	8,5	-4,9	18,5	193,5
21	12/11/2009	22:04	264,4	72,3	93,2	60,9	47,2	29	15,8	-4,9	18,5	193,5
22	13/11/2009	22:01	104,9	62,8	70,0	27,8	25,0	66	7,7	-5,0	18,7	197,4
23	15/11/2009	00:35	93,2	68,0	63,0	22,8	24,6	90	7,0	-1,7	7,9	200,2
24	20/11/2009	02:38	298,2	80,6	83,8	61,7	59,3	357	19,6	-0,4	2,3	193,8
25	22/11/2009	02:49	106,4	66,9	72,9	26,5	24,3	9	7,5	-0,5	2,3	210,9
26	22/11/2009	05:06	68,8	48,0	53,5	23,9	21,4	27	7,0	-3,6	4,5	210,9

### 5.1.1 Parâmetros observados

Na Figura 5.1 pode ser visto o histograma dos comprimentos de onda horizontais observados. A maioria das ondas tiveram dimensões horizontais menores de 150 km e apenas duas delas foram maiores que 300 km. O comprimento de onda médio calculado também é mostrado na Figura 5.1 ( $\sim 140$  km), bem como o desvio padrão ( $\sim 83$  km) que representa o quanto os valores estão espalhados em relação à média. O valor mediano dessa distribuição de comprimentos de onda foi de  $\sim 105$  km. A distribuição dos comprimento de ondas observados é consistente com observações anteriores que utilizaram a mesma técnica (TAYLOR et al., 2009; PAULINO et al., 2011). Na primeira fase da campanha SpreadFEx (TAYLOR et al., 2009), a distribuição dos comprimento de ondas foi semelhante ao que foi observado nesse trabalho, a principal diferença foi que Taylor et al. (2009) observaram, proporcionalmente, menos ondas com comprimento de ondas menores que 100 km. Já em Boa Vista (PAULINO et al., 2011), foi observada uma proporção menor de ondas com dimensões horizontais entre 10 e 150 km.

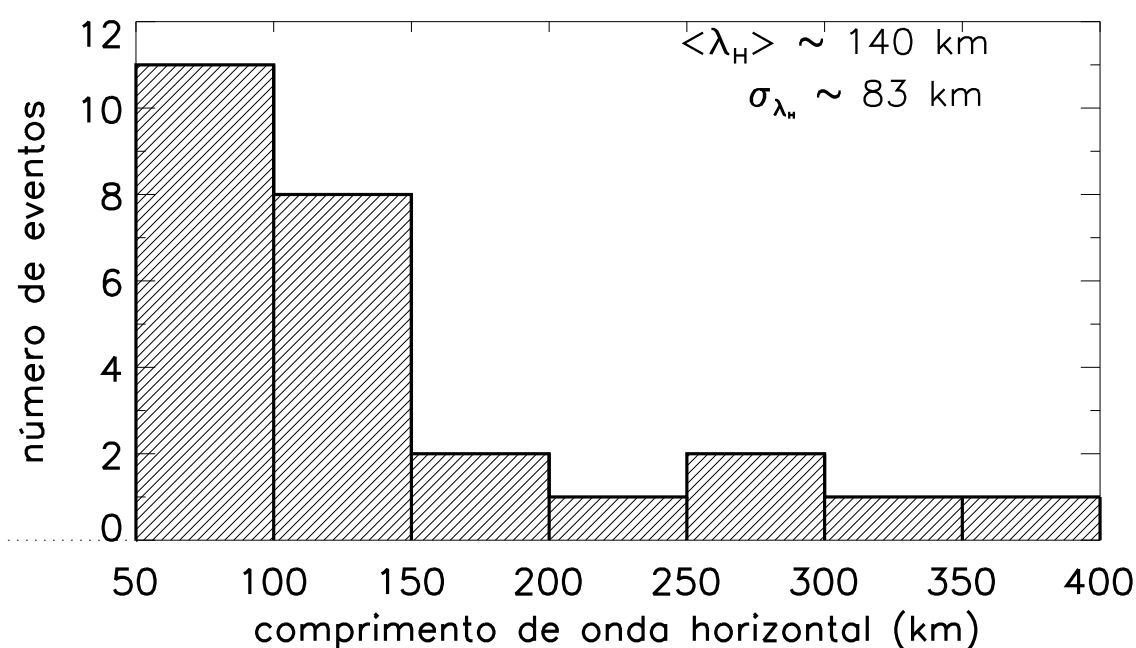


Figura 5.1 - Histograma dos comprimentos de onda horizontais. Neste gráfico de histograma e em todos os subsequentes, o valor médio da grandeza será representado por  $\langle \rangle$  e o desvio padrão da média será ilustrado por  $\sigma$ .

Com relação aos períodos observados, mais da metade das ondas apresentaram períodos entre 20 minutos e 1 hora, apenas uma onda teve período inferior a 20 minutos e dez delas se estenderam por mais de uma hora, como pode ser visto na [Figura 5.2](#). O período médio encontrado foi de  $\sim 49$  minutos com desvio padrão de  $\sim 23$  minutos e mediana de  $\sim 43$  minutos. O espectro dos períodos observados também é consistente quando comparado com observações anteriores, contudo, durante a primeira fase da campanha SpreadFEx não foi possível observar MSGWs com períodos menores que 20 minutos e maiores que 100 minutos nem na região de São João do Cariri nem na região de Brasília ([TAYLOR et al., 2009](#)). Em Boa Vista, três MSGWs foram registradas com período maiores que 100 minutos, mas, nenhuma teve período inferior a 20 minutos ([PAULINO et al., 2011](#)).

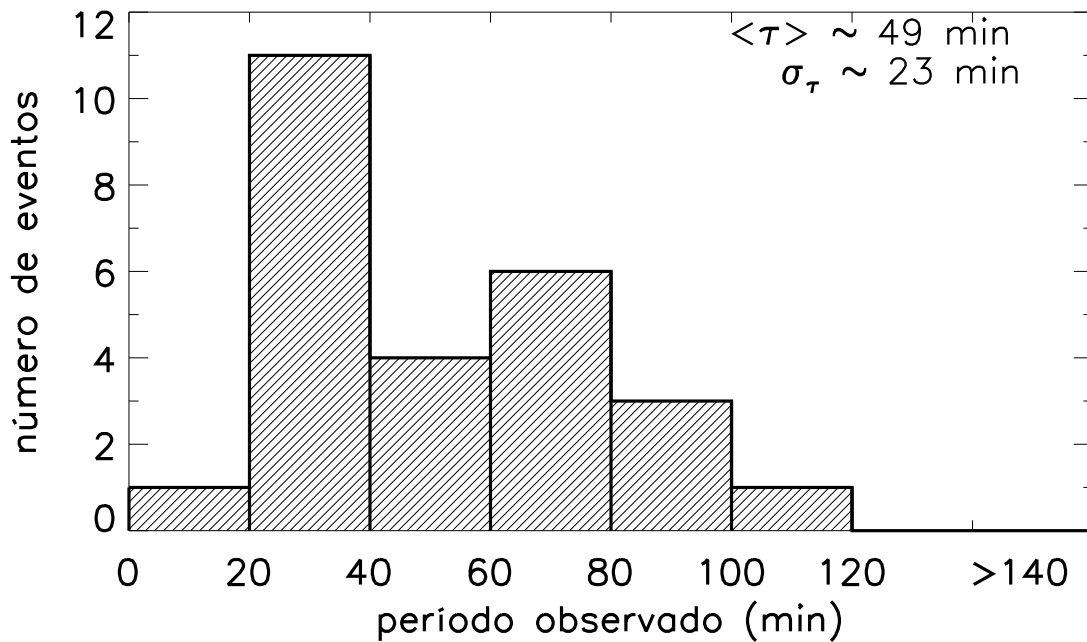


Figura 5.2 - Histograma dos períodos observados. Os símbolos mostrados nesta figura têm a mesmo significado da [Figura 5.1](#).

A velocidade de fase horizontal e a direção horizontal de propagação de cada onda são mostradas na [Figura 5.3](#). As linhas tracejadas desse gráfico são isolinhas de mesma velocidade de fase espaçadas a cada 25 m/s. Olhando para [Figura 5.3](#) é possível ver uma evidente anisotropia, na qual, a direção preferencial de propagação

das ondas é para leste. Os resultados de 2005 também mostraram uma anisotropia para leste, porém, as ondas observada naquela época ficaram confinadas entre 30 e 150° medidos a partir do norte (TAYLOR et al., 2009).

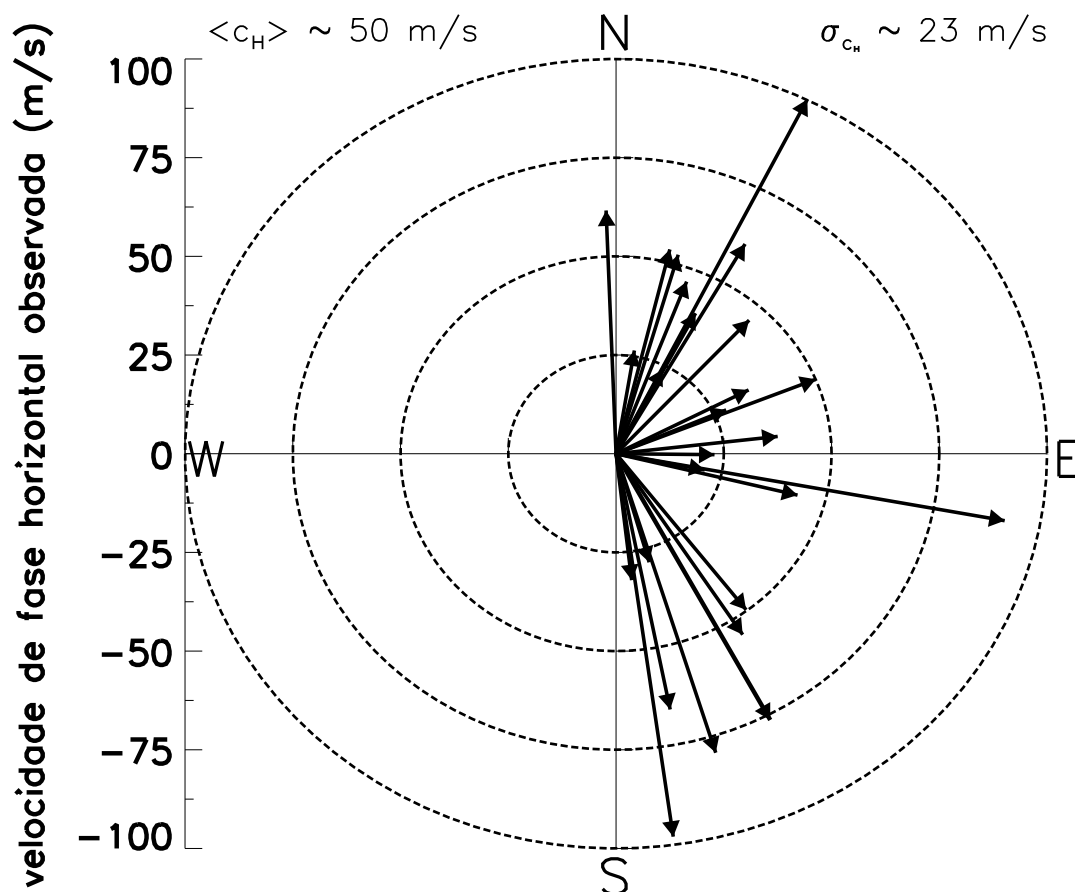


Figura 5.3 - Velocidade de fase horizontal das MSGWs. As setas apontam para a direção de propagação das mesmas. Os círculos tracejados são isolinhas de mesma velocidade de fase espaçado a cada 25 m/s. A velocidade de fase horizontal média é  $\langle c_H \rangle$  e o desvio padrão da média é  $\sigma_{c_H}$ .

Medeiros et al. (2005b) estudaram a propagação de ondas de gravidade de pequena escala para São João do Cariri e também encontraram uma anisotropia para leste na direção de propagação da fase horizontal. Basicamente, dois mecanismos podem explicar essa anisotropia na propagação horizontal das ondas de gravidade encontrada

em São João do Cariri: (1) filtragem das ondas pelo sistema de ventos estratosférico-mesosférico e (2) a localização das fontes dessas ondas de gravidade à oeste do observatório.

Conforme foi discutido no [Capítulo 2](#), uma onda de gravidade pode ser absorvida pelo vento básico da atmosfera se ela encontrar um nível crítico. Isso acontece quando a onda de gravidade tem velocidade de fase horizontal igual ao vento horizontal. Nesse caso, a frequência intrínseca da onda tende a zero e, conseqüentemente, seu período tende a infinito o que faz com que a onda desapareça naquele nível. Portanto, ondas com mesmo período e mesmo comprimento de onda podem ou não serem absorvidas pelo vento dependendo da direção com que a onda se propague em relação ao vento.

[Medeiros et al. \(2005b\)](#) calcularam o diagrama de bloqueio para a época do ano coincidente com o período da campanha SpreadFEx baseado no modelo de vento HWM-93 ([HEDIN et al., 1996](#)). O diagrama de bloqueio consiste em mostrar as regiões nas quais, ondas de gravidade são proibidas de se propagarem verticalmente, ou seja, uma onda de gravidade com velocidade de fase horizontal localizada no interior das regiões de bloqueio terá frequência intrínseca negativa ( $\omega_{Ir} < 0$ ) que impossibilitaria sua propagação vertical.

Os resultados de [Medeiros et al. \(2005b\)](#) mostraram que os fortes ventos zonais estratosféricos e mesosféricos desenharam duas regiões aproximadamente elípticas. Uma das regiões proibidas fica localizada à leste do observatório, na qual o eixo maior da elipse não passa dos 15 m/s. A outra à oeste é bem significativa, isto é, a velocidade máxima da região se aproxima de 30 m/s. A grande maioria das MSGWs observadas nesse trabalho possuem velocidades de fase superiores a 30 m/s, portanto, não teriam grandes dificuldades de se propagarem até a mesopausa.

Já é bem conhecido que as principais fontes de ondas de gravidade atmosféricas são topografia, convecção e cisalhamento do vento vertical como pode ser visto em [Fritts e Alexander \(2003\)](#). Portanto, o diagrama de bloqueio só seria completamente efetivo para explicar a filtragem do espectro de ondas de gravidade se as mesmas forem geradas pelos dois primeiros mecanismos descritos acima, ou se o cisalhamento de vento capaz de gerar as ondas acontecer em altitudes inferiores da estratosfera, em outras palavras, é possível que ondas de gravidade interiores à região de bloqueio sejam detectadas na mesosfera desde que as mesmas sejam geradas em altitudes superiores ao bloqueio.



No caso das MSGWs, estudos anteriores usando a técnica de traçador de trajetórias mostraram que as retrotrajetórias (a retrotrajetória seria o caminho inverso da onda desde a observação e seguindo em direção a sua suposta fonte que deve estar localizada num instante de tempo anterior à observação) para esse tipo de ondas sempre atingem o solo (VADAS *et al.*, 2009; TAKAHASHI *et al.*, 2011), portanto, tem-se um forte argumento para acreditar que esse espectro de ondas de gravidade é gerado, principalmente, por fontes convectivas.

As MSGWs que se propagaram até a região da camada do OH mesosférico, muito provavelmente, devem ter suas fontes localizadas à oeste de São João do Cariri. Contudo, alguns eventos, principalmente, os que possuem azimute próximos de 0, 180 e 360° podem até ter sua provável fonte localizada à leste dependendo das condições do sistema de vento estratosférico-mesosféricos que as mesmas atravessaram ao se propagaram verticalmente (supondo que suas fontes estejam localizadas nas altitudes inferiores à camada do OH).

A aplicação do traçador de trajetórias reverso pode auxiliar a esclarecer esses casos. Mesmo com as ressalvas discutidas acima, é intuitivo que o principal causador da anisotropia das ondas deve ser a geração das mesmas em regiões à oeste do local de observações. Medeiros *et al.* (2005b) baseados num mapa de distribuição de raios (que é um forte indicador de atividade convectiva) sugeriram que a principal fonte de ondas de gravidade de pequena escala tipo banda seria convecção.

Wrasse (2004) estudou as possíveis fontes das ondas de gravidade de pequena escala observadas em São João do Cariri e constatou que apenas 23% tiveram origem na troposfera-estratosfera, além disso associou linhas de instabilidade como principal mecanismo meteorológico responsável pela geração daquelas ondas. Em adição, as linhas de instabilidade formadas, principalmente, à oeste do observatório, fornecem uma possível explicação para a direção preferencial de propagação das ondas de gravidade de pequena escala para leste.

Eventos de ondas de gravidade de dimensões horizontais menores, conhecidos como “ripples”, apresentaram, em São João do Cariri, uma distribuição da direção de propagação mais isotrópica (MEDEIROS *et al.*, 2007) e, segundo os resultados do traçador de trajetórias de Wrasse (2004), suas principais fontes devem estar na própria mesosfera. Na Seção 5.2 será discutida em mais detalhes a aplicação do traçador de trajetórias para os eventos de MSGWs estudadas nesse trabalho.

A média da velocidade de fase observada foi  $\sim 50$  m/s com desvio padrão  $\sim 23$  m/s e mediana de  $\sim 48$  m/s. A maioria das ondas apresentaram velocidades de fase menores que 75 m/s, ou seja, apenas três delas foram mais rápidas que 90 m/s. Esses três eventos (#12, #16 e #18 da Tabela 5.1) merecem uma atenção especial por dois motivos: (1) durante a primeira fase da campanha SpreadFEx não foi observada nenhuma onda com velocidade de fase dessa magnitude e (2) GWs com velocidade de fase elevadas são menos susceptíveis a serem absorvidas na atmosfera devido ao vento básico, conseqüentemente, ondas mais rápidas têm uma probabilidade maior de atingir altitudes mais elevadas na termosfera-ionosfera, desde que não atinjam um nível de reflexão.

Uma motivação eminente desse estudo é saber se o espectro das MSGWs se modificou desde a campanha 2005 e, além disso, se essas MSGWs mais rápidas que 90 m/s são diferentes das demais. A Figura 5.4 mostra um gráfico dos comprimentos de onda horizontais em função dos períodos das MSGW. Os círculos preenchidos representam as MSGWs rápidas e os círculos não preenchidos representam as demais. A linha sólida é a melhor curva de ajuste para todos os pontos mostrado e tem a seguinte equação

$$\lambda_H = 5,31\tau^{0,839} \quad (5.1)$$

e a linha tracejada é a melhor curva de ajuste excluindo os eventos com velocidades de fase maiores que 90 m/s (círculos preenchidos), sua respectiva equação é

$$\lambda_H = 2,50\tau^{1,001}. \quad (5.2)$$

Essas equações são importantes porque relacionam dois parâmetros observados das GWs e, ainda, mostra a relação entre as características espaciais ( $\lambda_H$ ) e temporais ( $\tau$ ). Com essa relação matemática é possível conhecer em mais detalhes o espectro provável de eventos que espera-se observar dentro da regiões onde estão sendo feitas as medidas.

Os resultados encontrados por Reid (1986), Taylor et al. (1997) e Taylor et al. (2009) apresentaram as respectivas relações entre os comprimento de ondas horizontais e os períodos observados  $\lambda_H = 3,62\tau^{1,06}$ ,  $\lambda_H = 3,10\tau^{1,06}$  e  $\lambda_H = 2,52\tau^{1,05}$ , ou seja, relações praticamente lineares entre esses dois parâmetros.

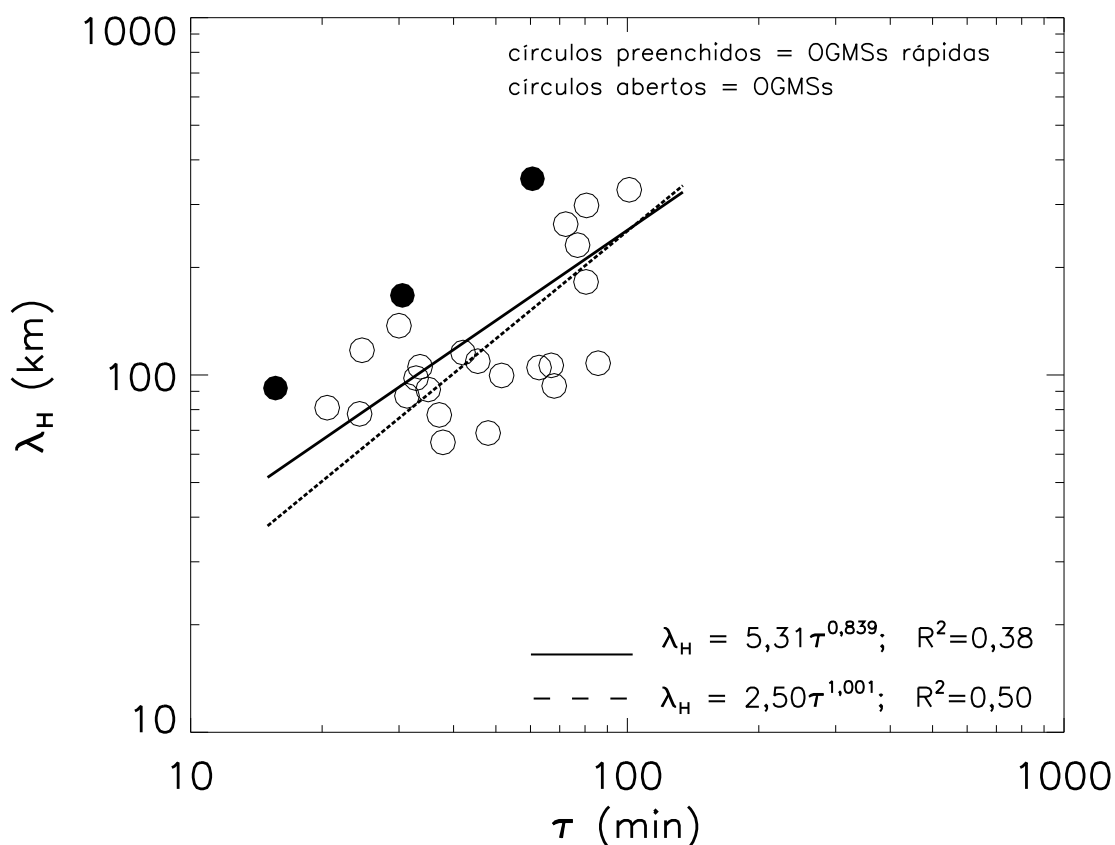


Figura 5.4 - Comprimento de onda horizontal em função do período observado das MSGWs. Os círculos preenchidos representam as MSGWs mais rápidas que 90 m/s. Os círculos abertos representam as demais MSGWs. A linha contínua é a curva de ajuste para todos os eventos e a linha tracejada é a curva de ajuste excluindo as MSGWs rápidas. Suas respectivas equações são mostradas na parte inferior do gráfico.

Comparando essas três expressões com a [Equação 5.1](#) pode-se observar uma diferença considerável que pode ter duas explicações: (1) o número de eventos utilizados para construir a [Equação 5.1](#) é relativamente pequeno quando comparado ao número de eventos usados para estimar as três relações citadas e (2) essa regra matemática não é válida para MSGWs. Para investigar essa segunda possibilidade, foram retirados os eventos de MSGWs rápidas e calculado uma nova expressão ([Equação 5.2](#)), nesse caso, a expressão matemática se assemelha bastante ao que foi encontrado por [Taylor et al. \(2009\)](#) para os dados coletados na campanha de 2005. Sendo assim, essas ondas

de gravidade aparentam ser eventos importantes para se estudar em mais detalhes.

É importante salientar que uma quantidade de eventos de onda de gravidade maior ajudaria a estabelecer uma relação matemática mais consistente entre os períodos observados e os comprimentos de onda horizontais das MSGWs, contudo, as contribuições citadas anteriormente, reforçam a ideia de uma relação praticamente linear entre esses parâmetros.

Em se tratando do espectro das MSGWs observadas na campanha de 2009 é possível afirmar que não houve mudança significativa quando comparado com as ondas observadas na campanha de 2005.

### 5.1.2 Parâmetros intrínsecos

Para estudar o efeito do vento de fundo sobre os parâmetros das MSGWs, foram calculados os parâmetros intrínsecos. Os parâmetros intrínsecos consistem nos parâmetros reais das ondas extraíndo o efeito do vento, matematicamente,

$$\omega_{Ir} = \omega - kU - lV, \quad (5.3)$$

em que  $U$  e  $V$  são as componentes do vento nas direções leste-oeste e norte-sul, respectivamente. O número de onda zonal é representado por  $k$  e  $l$  representa o número de onda meridional, como foi discutido no [Capítulo 2](#). O índice “ $Ir$ ” refere-se a parte real da frequência intrínseca.

A partir da frequência intrínseca, calcula-se o período e a velocidade de fase horizontal intrínsecos. As componentes do vento foram utilizadas a partir de medidas simultâneas do vento obtidas pelo radar meteorológico instalado em São João do Cariri. Foi utilizado vento numa altitude média de 87 km para as componentes meridional e zonal os quais são mostrados na antepenúltima ( $U$ ) e penúltima ( $V$ ) coluna da [Tabela 5.1](#).

A distribuição dos eventos de acordo com seus períodos intrínsecos pode ser vista na [Figura 5.5](#). Os períodos intrínsecos, quando comparados com os períodos observados ([Figura 5.2](#)), passaram a ser mais uniformemente distribuídos entre 20 e 100 minutos. Além disso, um evento passou a ter período maior que 140 minutos. Nesse caso, o vento carrega a onda de gravidade, praticamente à sua própria velocidade. O valor médio foi de  $\sim 49$  minutos com desvio padrão de  $\sim 24$  minutos e a mediana calculada

foi de  $\sim 47$  minutos, excluindo-se o evento cujo período é muito grande. Na [Tabela 5.1](#) esse período é indicado por  $\infty$ .

Na [Figura 5.6](#) pode ser vista a distribuição da velocidade de fase horizontal intrínseca. Estes resultados são apresentados na [Figura 5.3](#), porém, nessa pode ser visto o comportamento das velocidades de fase horizontais intrínsecas. Metade das ondas tiveram suas velocidades intrínsecas menores que as velocidades observadas. O valor médio das velocidades de fase intrínsecas ( $\sim 54$  m/s) é bem próximo do valor médio calculado das velocidades observadas. Enquanto que, o desvio padrão da média intrínseca ( $\sim 32$  m/s) é  $\sim 40\%$  maior que o desvio padrão das velocidades observadas. A mediana para as velocidades intrínsecas foi de  $\sim 47$  m/s. Considerando os efeitos do vento, os eventos #12, #16 e #18 também apresentaram velocidades de fase intrínsecas superiores a 85 m/s, bem como os eventos #5, #9 e #19 ([Tabela 5.1](#)).

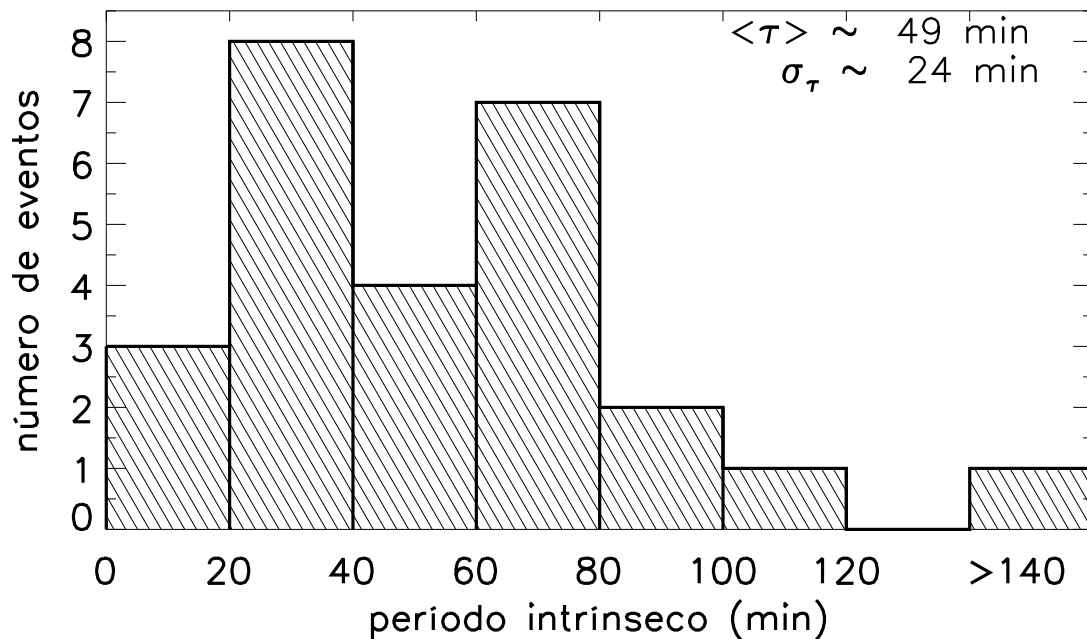


Figura 5.5 - Mesmo que a [Figura 5.2](#), porém, para os períodos intrínsecos.

O fato do período intrínseco do evento #7 aumentar consideravelmente, como pode ser visto na sexta coluna da [Tabela 5.1](#), pode ser entendido em termos de níveis críticos (níveis de absorção). Quando uma onda de gravidade se aproxima de um

nível crítico, o período da onda aumenta expressivamente. O nível de absorção vai acontecer quando a velocidade de fase horizontal coincidir com o vento horizontal como foi discutido no [Capítulo 2](#). Durante o período da segunda campanha, o vento zonal estimado nos horários das observações das MSGWs na altitude média de  $87 \text{ km}$  apresentou um padrão de escoamento, principalmente, para oeste. Já a componente meridional era dirigida preferencialmente para norte (ver [Tabela 5.1](#)).

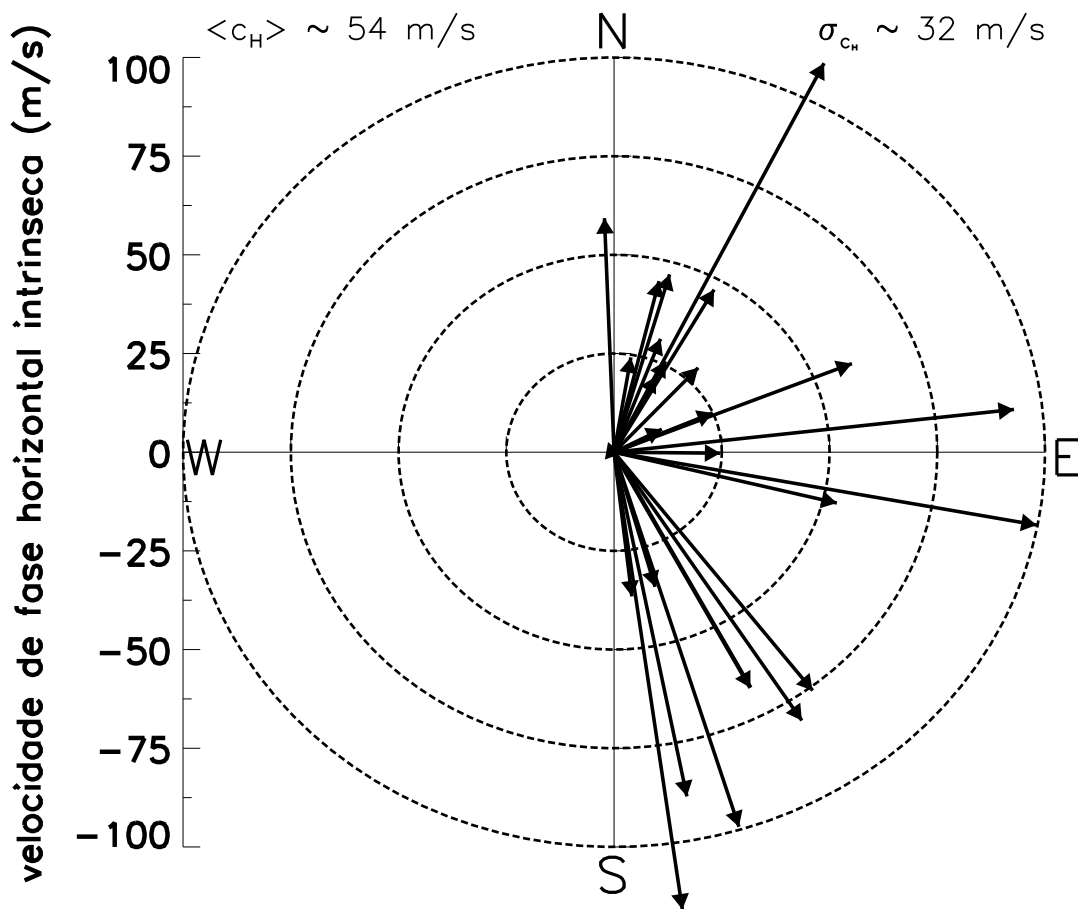


Figura 5.6 - Mesmo que a [Figura 5.3](#), porém, para a velocidade horizontal de fase intrínseca.

Comparando a [Figura 5.6](#) com a [Figura 5.3](#) observa-se que boa parte das MSGWs propagantes para nordeste (10/14) apresentaram reduções na velocidade de fase intrínseca. Todas as 11 MSGWs propagantes para sudeste apresentaram aumento

nas velocidades de fase intrínsecas em relação às velocidades de fase observadas. [Medeiros et al. \(2004\)](#) assinala que o forte vento zonal na mesosfera poderia ser um dos mecanismos responsáveis pela filtragem do espectro que consegue sobreviver até a MLT, como também pela direcionalidade preferencial das ondas observadas nesses meses do ano.

Para ampliar a visão sobre a característica das MSGWs, foi calculado o comprimento de onda vertical baseado na relação de dispersão proposta por [Gossard e Hooke \(1975\)](#), ou seja,

$$m^2 \cong \frac{k_H^2 N^2}{\omega_{Ir}^2} - k_H^2 - \frac{1}{4H^2}, \quad (5.4)$$

lembrando que a frequência de flutuabilidade  $N^2 \equiv (g/\bar{\theta}) d\bar{\theta}/dz$  também pode ser escrita por  $N^2 = (\gamma - 1) g^2 / \gamma R \bar{T}$  para uma atmosfera isotérmica. Como a temperatura não muda significativamente na região da camada de emissão do OH, a segunda expressão pode ser usada para calcular a frequência de flutuabilidade. A temperatura média  $\bar{T}$  foi obtida pelo fotômetro de aeroluminescência discutido no [Capítulo 4](#).

O histograma que apresenta a dispersão do comprimento de onda vertical  $\lambda_z = 2\pi/m$  pode ser visto na [Figura 5.7](#), bem como o valor médio ( $\langle \lambda_z \rangle = 19,9$  km) e seu respectivo desvio padrão ( $\sigma_{\lambda_z} = 14,4$  km). O valor mediano foi de  $\sim 16$  km. Sabe-se que o espectro de ondas de gravidade observadas nas emissões de aeroluminescência possui comprimento de ondas verticais da ordem de alguns quilômetros ([ISLER et al., 1997](#); [HECHT et al., 2001](#), e.g.).

No presente estudo, aproximadamente 88% das ondas apresentaram comprimento de ondas verticais inferiores a 35 km, como pode ser visto na [Figura 5.7](#). Apenas três MSGWs apresentaram comprimento de onda vertical superior a 30 km, ou seja, os eventos #9, #16 e #18 (que também pode ser verificado na [Tabela 5.1](#)). O evento #9 apresentou comprimento de onda vertical de  $\lambda_z = 51$  km.

O modelo de [Vadas \(2007\)](#) descreve em detalhes a propagação de ondas de gravidade na termosfera-ionosfera considerando efeitos dissipativos da viscosidade molecular e difusividade térmica. Nesse modelo, é definida a altitude de início de dissipação efetiva (IDE) como sendo a altitude na qual o fluxo de momento vertical da onda de gravidade devido ao movimento horizontal atinge seu valor máximo. Ou seja, a partir da altitude de dissipação, a onda começa a diminuir sua amplitude.

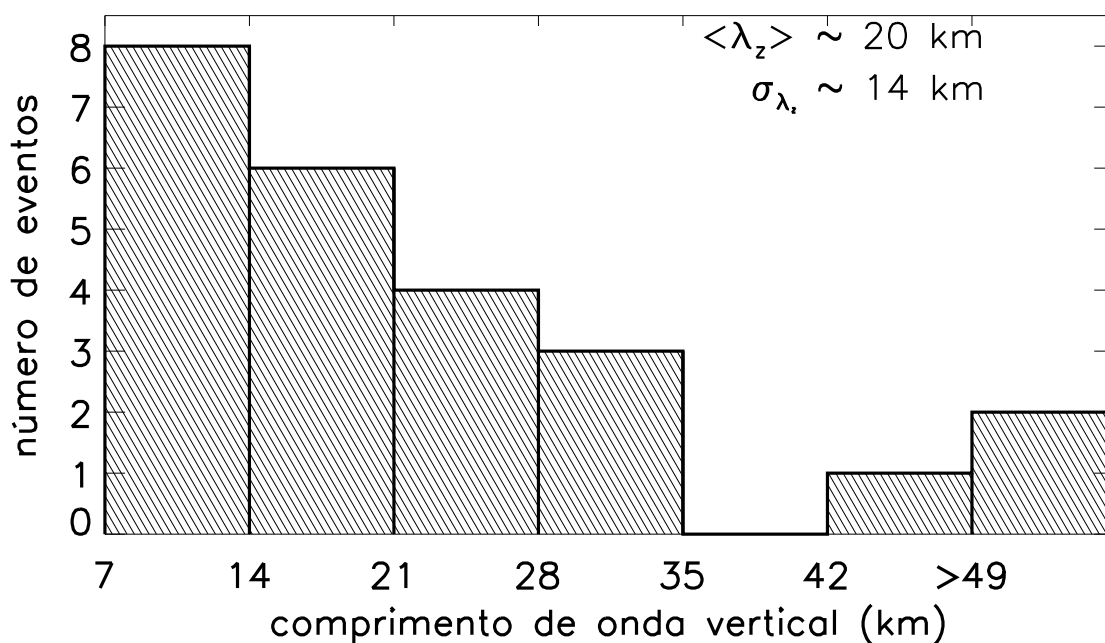


Figura 5.7 - Histograma do comprimento de onda vertical. O valor médio é representado por  $\langle \lambda_z \rangle$  e seu respectivo desvio padrão é  $\sigma_{\lambda_z}$ .

Segundo esse modelo, ondas de gravidade geradas na troposfera, com comprimento de onda horizontal menor que 150 km e comprimento de onda vertical inferiores a 20 km podem atingir altitudes de dissipação em torno de 120 km. À medida que o comprimento de onda vertical aumenta, as ondas podem atingir altitudes mais elevadas antes de começarem a diminuir suas amplitudes. Portanto, os eventos #9, #12, #16 e #18 têm uma maior probabilidade de penetrarem em altitudes mais elevadas na termosfera-ionosfera. Entretanto, o comportamento do perfil vertical do vento pode ser determinante na propagação dessas ondas. Na [Seção 5.3](#), todas as ondas discutidas aqui serão submetidas ao modelo de traçador de trajetórias que dará mais clareza nessas discussões.

## 5.2 Propagação de ondas de gravidade na termosfera-ionosfera

Quando uma onda de gravidade se propaga verticalmente, dependendo do estado termodinâmico da atmosfera, esta pode ser refratada, refletida, canalizada ou absorvida (conforme discutido no [Capítulo 2](#)). Caso a onda sobreviva a esse processo de filtragem, ela será dissipada devido, principalmente, à ação da viscosidade molecular



e da difusividade térmica na termosfera-ionosfera. Nessa seção, serão apresentados os resultados provenientes da aplicação da técnica de traçador de trajetórias sobre as 26 ondas de gravidade observadas durante a campanha SpreadFEx 2009.

Para fins de comparação e análise do efeito do vento sobre as trajetórias das ondas, serão discutidos os resultados considerando duas condições: (1) vento nulo - VN e (2) vento modelado - VM (proveniente das observações e modelos usados para compor o banco de dados do traçador de trajetórias, os quais foram apresentados e discutidos no [Capítulo 4](#)).

Dois pontos das trajetórias das ondas serão destacados neste estudo: (1) o ponto de fluxo de momentum máximo (FMM) da onda de gravidade (GW) e (2) o ponto em que o fluxo de momentum da GW é reduzido para 1% do valor calculado na altitude de 87 km ( $FM < 1\%$ ). As coordenadas das trajetórias das GWs que se referirem ao ponto de FMM serão designadas como coordenadas de início de dissipação efetiva (IDE) e as coordenadas referentes à posição de  $FM < 1\%$  serão chamadas de coordenadas de penetração efetiva (PE).

### 5.2.1 Características gerais

Na [Figura 5.8](#) podem ser vistas as trajetórias horizontais das MSGWs observadas durante a campanha SpreadFEx em 2009. Cada linha representa uma trajetória, os símbolos ‘+’ e ‘quadrado cheio’ ilustram as posições de FMM na trajetória e os ‘\*’ e ‘quadrados abertos’ representam as posições de  $FM < 1\%$ . O observatório de São João do Cariri é representado pelos triângulos. No painel superior (a) são apresentadas as trajetórias das ondas sem o efeito de vento (linhas tracejadas em vermelho), enquanto que no painel inferior (b), são mostradas as trajetórias das ondas de gravidade calculadas incluindo o vento modelado (linhas contínuas azuis).



Algumas observações podem ser enumeradas quando se compara as duas condições termodinâmicas (com e sem vento):

- (1) Na condição de vento nulo, a maior parte das ondas se propagam horizontalmente por maiores distâncias após atingirem o  $FM < 1\%$ ;
- (2) na condição de vento nulo, 65% das ondas atingiram maiores distâncias;
- (3) As ondas que se propagaram para leste, mais precisamente entre  $45^\circ$  e  $135^\circ$  de azimute, foram desaceleradas pelo vento e se dissiparam completamente em regiões mais próximas de São João do Cariri;
- (4) Observou-se que, quase na totalidade, as ondas descreveram uma trajetória curva para oeste, devido à ação do vento.

Todas as informações sobre as distâncias horizontais, altitudes, tempos e amplitudes das ondas ao atingirem esses dois pontos de referência são mostrados na [Tabela 5.2](#) (fluxo de momentum máximo) e [Tabela 5.3](#) (fluxo de momentum menor que 1% do que foi calculado em 87 km). A numeração dos eventos das Tabelas 5.2 e 5.3 é a mesma que foi usada na [Tabela 5.1](#).

Na [Tabela 5.2](#), a distância da onda até o observatório é representada por “Dist. Observat.”, a amplitude da onda no campo de vento é mostrada na coluna de “ $u'_H$ ”, a coluna de “ $u'_m$ ” mostra a componente zonal (em coordenadas magnéticas) da amplitude da onda, o deslocamento Doppler sofrido pela onda na altitude de 87 km é mostrado na coluna “Desl. Doppler”, em que, “up” significa que a frequência intrínseca da onda aumentou e “dn” significa que a frequência intrínseca diminuiu. As condições de vento nulo e vento modelado são representados por “VN” e “VM”, respectivamente.

Por sua vez, na [Tabela 5.3](#), as colunas rotuladas como “cond. parada” mostram qual das condições impostas no modelo de traçador de trajetórias fez as ondas pararem que podem ser: dissipação (‘DI’); omprimento de onda vertical maior que a escala de viscosidade (‘CV’); velocidade de grupo maior de 90% da velocidade do som (‘VS’) e GW evanescente (‘EV’). As células sem valores indicam que as GWs não atingiram o ponto de  $FM < 1\%$ .

Tabela 5.2 - Resultados da análise do traçador de trajetórias para o ponto de máximo fluxo de momentum.

evento #	dist. observat. (km)		altitude (km)		tempo (h)		$u'_H$ (m/s)		$u'_m$ (m/s)		desl. Doppler
	VN	VM	VN	VM	VN	VM	VN	VM	VN	VM	
1	352,7	701,4	136,1	148,0	1,3	2,5	18,8	22,4	1,6	1,6	up
2	233,3	192,4	113,9	96,6	1,5	0,9	15,1	10,9	12,1	8,7	dn
3	219,6	436,4	111,8	146,5	1,8	3,7	11,7	14,1	11,7	14,0	up
4	283,5	388,5	114,0	150,4	1,8	2,5	11,2	8,1	10,1	7,2	up
5	371,5	108,5	106,7	153,3	2,9	0,9	15,9	33,9	15,4	32,7	up
6	179,0	97,1	108,2	142,2	1,7	1,0	11,9	17,2	1,5	2,1	up
7	275,7	0,0	102,0	87,0	4,0	0,0	20,2	0,6	16,8	0,5	dn
8	454,3	610,4	112,3	152,0	2,5	2,8	38,8	30,9	38,7	30,8	up
9	202,2	514,9	125,9	140,8	0,9	1,7	70,7	79,4	14,7	17,4	up
10	257,6	190,0	118,0	121,9	1,4	0,9	20,2	20,4	12,4	12,6	up
11	273,1	118,1	110,0	93,2	2,5	0,7	57,3	39,3	16,6	11,2	dn
12	604,5	594,1	124,2	149,5	1,8	1,7	19,4	18,8	14,2	13,8	up
13	640,2	577,3	113,6	144,4	3,3	2,2	62,6	83,3	9,6	12,8	up
14	230,6	184,9	116,1	162,1	1,3	0,9	31,9	39,6	7,9	10,0	up
15	200,4	148,8	120,1	118,0	1,1	0,8	21,7	22,0	12,6	12,8	dn
16	387,5	291,2	140,1	176,1	1,2	1,0	61,1	84,2	51,3	70,8	up
17	221,1	219,5	115,9	112,0	1,3	1,3	43,3	44,1	29,3	29,9	dn
18	234,6	209,0	156,0	164,9	0,7	0,6	19,3	25,8	5,0	6,7	up
19	293,4	275,8	136,1	157,9	1,1	1,0	24,4	32,3	2,6	3,4	up
20	275,0	245,1	112,1	108,0	1,9	1,8	61,0	65,3	46,2	49,5	dn
21	532,3	495,2	115,9	112,0	2,4	2,2	65,5	61,3	50,4	47,3	dn
22	272,3	394,1	106,1	148,0	2,7	3,5	25,9	23,6	25,9	23,6	up
23	251,8	256,1	105,9	139,9	3,1	3,0	50,6	79,3	46,5	73,2	up
24	555,2	593,6	114,0	109,2	2,6	2,1	29,4	26,0	9,5	8,4	dn
25	273,7	271,0	106,0	104,3	3,0	2,1	13,3	16,2	6,8	8,4	dn
26	195,2	314,5	106,0	107,3	2,4	2,4	15,7	13,0	11,8	9,8	dn

Tabela 5.3 - Mesmo que a [Tabela 5.2](#), só que para o ponto no qual o fluxo de momentum atinge 1% do valor inicial calculado em 87 km.

evento #	dist. observat. (km)		altitude (km)		tempo (h)		cond. parada		desl. Doppler
	VN	VM	VN	VM	VN	VM	VN	VM	
1	530,4	831,8	167,1	180,3	2,1	3,0	DI	DI	up
2	418,8	–	136,7	–	2,8	–	DI	CV	dn
3	360,0	452,4	126,3	159,5	2,9	4,1	DI	DI	up
4	506,0	441,1	137,3	166,8	3,2	2,9	DI	DI	up
5	629,3	191,9	115,4	174,0	5,0	1,3	DI	CV	up
6	294,0	113,2	117,9	165,4	2,9	1,3	DI	VS	up
7	463,9	–	109,2	–	6,8	–	DI	EV	dn
8	757,0	706,7	124,5	174,6	4,3	3,3	DI	CV	up
9	332,6	631,3	157,2	164,3	1,6	2,1	DI	DI	up
10	419,9	457,9	136,8	168,4	2,4	1,8	DI	DI	up
11	416,9	–	118,9	–	3,8	–	DI	DI	dn
12	1037,8	757,0	154,0	166,9	3,2	2,3	CV	CV	up
13	945,6	791,1	121,6	167,8	5,0	2,9	DI	DI	up
14	417,2	247,6	139,8	188,0	2,4	1,2	DI	CV	up
15	342,8	406,1	148,4	170,7	1,9	1,8	DI	DI	dn
16	586,5	351,2	172,9	196,5	1,9	1,2	DI	CV	up
17	393,6	599,1	140,9	137,1	2,4	2,6	DI	DI	dn
18	336,6	300,1	193,9	199,7	1,1	0,9	DI	CV	up
19	450,0	377,1	169,0	185,3	1,7	1,3	DI	CV	up
20	455,0	555,8	126,5	115,6	3,2	3,2	DI	DI	dn
21	920,2	1227,8	138,3	155,1	4,3	4,8	DI	CV	dn
22	455,8	429,4	116,2	165,7	4,6	3,8	DI	DI	up
23	398,7	285,0	112,1	155,6	4,9	3,4	DI	DI	up
24	982,3	1193,2	133,8	132,7	4,7	4,9	DI	DI	dn
25	441,6	–	113,6	–	4,9	–	DI	VS	dn
26	316,7	–	113,8	–	3,9	–	DI	VS	dn

Em relação à observação (1) citada acima, a utilização do VM está favorecendo uma menor propagação horizontal das GWs após estas atingirem  $FM < 1\%$ . Como as amplitudes calculadas para essas ondas na MLT não ultrapassa 10 m/s, perturbações no vento termosférico menores que 10 cm/s não devem provocar efeitos apreciáveis na dinâmica local, principalmente, porque a intensidade do vento medido pelo FPI pode atingir valores da ordem de 100 m/s. Portanto, comportamentos nas trajetórias da GWs após elas atingirem esse limiar transportam uma quantidade pequena de energia e seus efeitos, muito provavelmente, serão de pequeno impacto na TI.

As observações (2), (3) e (4) enumeradas acima são resultados do efeito do vento na baixa termosfera, principalmente abaixo de 150 km de altitude. O vento usado nessas altitudes foi obtido pelo modelo TIE-GCM (ROBLE; RIDLEY, 1994). No período noturno, para as altitudes de 120 a 150 km, o vento apresenta uma forte componente zonal para oeste (Figura 4.28) que pode atingir valores superiores a 80 m/s.

Como a maioria das GWs apresentadas nesse trabalho tendem a se propagar para o leste de São João do Cariri, quando essas chegam a esses níveis, elas tendem a se aproximar de um nível de reflexão, o que implica em maiores comprimentos de ondas verticais e se propagam por menores distâncias horizontais. Sendo assim, quanto mais a onda se propaga para leste, mais ela sofrerá essa desaceleração horizontal.

A integração desses efeitos faz com que as GWs tendam a descrever uma trajetória curva para oeste, o que corresponde à observação (4). Acima de 150 km, o vento zonal do modelo TIE-GCM diminui de intensidade e inverte sua direção em altitudes acima de 200 km. Devido a este fator, observou-se uma diferença mais significativa entre as trajetórias das ondas com e sem vento até elas atingirem o máximo da energia como foi destacado na observação (2).

As Figuras 5.9 e 5.10 ilustram as características das propagações das 26 GWs mostradas nas Tabelas 5.2 e 5.3, respectivamente. Os símbolos abertos em vermelho representam a condição de VN, enquanto que os símbolos preenchidos em azul designam a condição de VM.

Os gráfico referenciados por (a) nas Figuras 5.9 e 5.10 mostram as distâncias horizontais percorridas pelas ondas na termosfera-ionosfera até atingirem a condição de FMM e  $FM < 1\%$ , respectivamente. A Figura 5.9(b) e a Figura 5.10(b) mostram a altitude de IDE, isto é, a altitude onde ocorre a condição de FMM e a altitude de

PE ( $FM < 1\%$ ), respectivamente. Na Figura 5.9(c) pode ser visto o tempo necessário para as ondas atingirem o FMM e na Figura 5.10(c) o tempo necessário para atingir o  $FM < 1\%$ .

A Figura 5.9(d) é para a amplitude do vento horizontal devido à onda de gravidade e a Figura 5.9(e) mostra a componente zonal em coordenadas magnéticas das amplitudes das ondas de gravidade na posição do FMM.

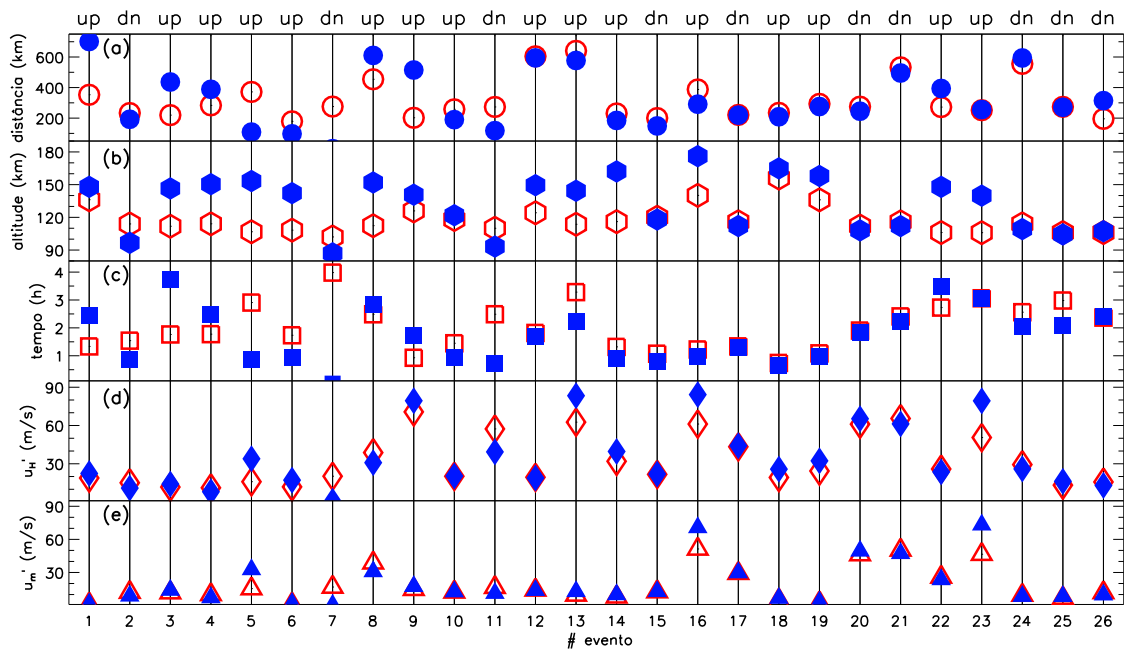


Figura 5.9 - Resultados obtidos pelo traçador de trajetórias, referentes à posição na qual o fluxo de momentum é máximo, para a condição de vento zero (símbolos vermelho abertos) e vento modelado (símbolos azul preenchidos). (a) Distância horizontal de início dissipação efetiva. (b) Altitude de início de dissipação efetiva. (c) Tempo de início de dissipação efetiva. (d) Amplitude máxima da GW no vento horizontal. (e) Amplitude máxima da onda na direção zonal magnética. No topo da figura é mostrado o deslocamento Doppler que cada evento sofreu na altitude da camada de emissão do OH.

Os eventos cuja as frequências intrínsecas sofreram aumento pela ação do vento foram rotulados por “Doppler up-shifted” (‘up’) e os eventos cujo o vento reduziu

suas frequências foram chamados de “Doppler down-shifted” (‘dn’). Uma GW será ‘up’ quando ela encontrar um vento com uma componente significativa na direção antiparalela à sua direção de propagação. Caso a maior componente do vento seja na direção de propagação da onda, esta terá sua frequência intrínseca reduzida, i.e., ‘dn’.

Observou-se que 96% das MSGWs atingiram altitudes de IDE mais elevadas na termosfera-ionosfera quando essas tiveram suas frequências intrínsecas aumentadas devido ao efeito do vento na região da MLT. Apenas uma onda não apresentou esta característica, porém, nesse caso (#26) a altitude de dissipação foi praticamente a mesma para ambas as condições (VN e VM).

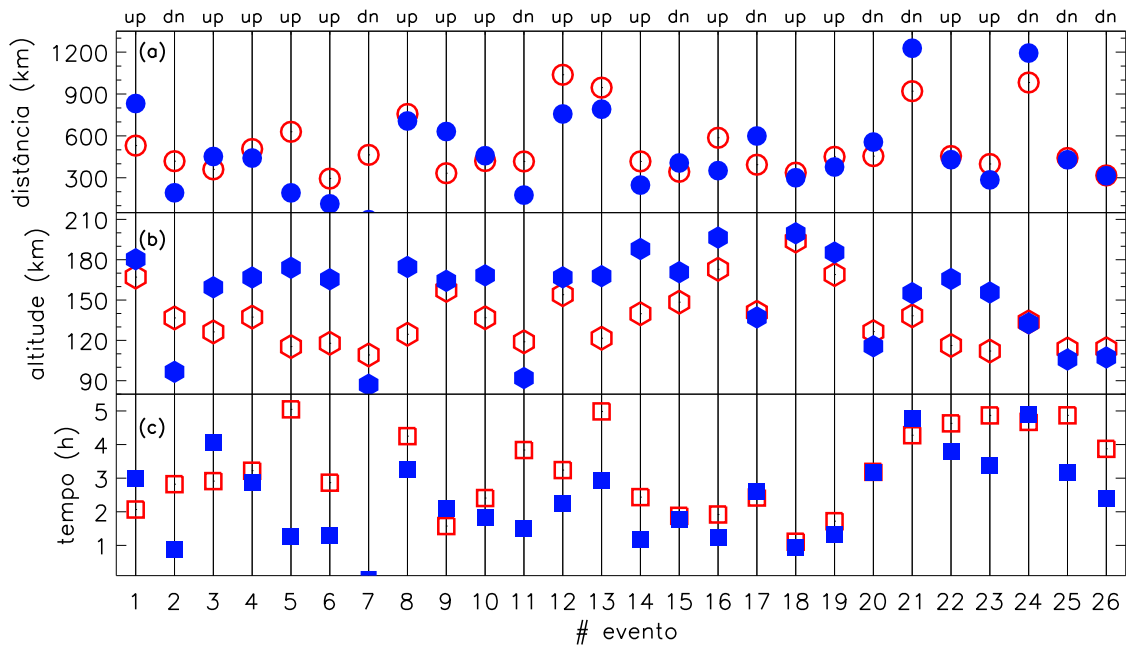


Figura 5.10 - Mesmo que Figura 5.9 (a); (b) e (c), porém, para a posição em que o fluxo de momentum é menor que 1% do valor calculado na camada do OH.

Este resultado é bastante interessante pois revela a importância do vento na altitude da camada do OH para a propagação da onda para altitudes superiores. GWs que tiverem uma diminuição da frequência intrínseca devido à ação do vento, poderão se aproximar mais facilmente de níveis críticos. Como discutido no Capítulo 2, próximos



aos níveis críticos, as GWs apresentam dificuldades para se propagar horizontalmente e levam mais tempo para se propagar verticalmente. Por isso, GWs ‘dn’ despendem muito mais energia na propagação vertical e, conseqüentemente, se dissiparão em altitudes menores.

No caso de GWs que tenham suas frequências intrínsecas aumentadas pelo efeito Doppler, acontecerá uma situação oposta, quanto maior for esse deslocamento da frequência, maior será o comprimento de onda vertical. GWs com comprimento de onda vertical muito elevado estão mais susceptíveis a níveis de reflexão. Sendo assim, se estas escaparem de níveis de reflexão atingirão altitudes mais elevadas na TI, bem como maiores valores de amplitudes (FRITTS *et al.*, 2008; FRITTS; VADAS, 2008). Portanto, é naturalmente óbvio que GWs, que sofreram um aumento na frequência intrínseca devido ao efeito do vento horizontal, se propagam até altitudes mais elevadas.

O que deve ser apreciado no presente resultado é que os perfis de vento são bastante variáveis em função da altitude. Em outras palavras, a frequência intrínseca é constantemente modificada à medida que a GW vai se propagando na TI, podendo até acontecer que uma GW que apresente comportamento ‘up’ na região da mesopausa apresente um comportamento ‘dn’ em altitudes superiores. Contudo, o deslocamento da frequência intrínseca na região da MLT se apresenta como fundamental para determinar a altura que as MSGWs alcançarão na TI.

Ao comparar o tempo necessário para que as GWs atinjam a condição de FMM, pode ser visto que 73% das GWs (19 eventos) levaram mais tempo para atingir esse nível, na condição de vento nulo (VN) (ver [Figura 5.9\(c\)](#)). Para o caso da posição na qual ocorre a condição  $FM < 1\%$ , apenas 19% (5 eventos) simulados com os dados de vento de modelo (VM) levaram mais tempo para atingir esse nível, quando comparado com a condição de vento nulo (VN). Sendo assim, pode-se concluir que um dos papéis do vento foi diminuir o tempo de propagação das presentes MSGWs na TI.

Um ponto interessante que pode ser destacado na [Figura 5.9\(d\)](#) é que o vento utilizado não modifica de forma expressiva a amplitude máxima da onda. Na condição de VN mostrou-se que a amplitude das ondas foi bem próxima da que foi calculada com o VM. Além disso, em torno de 30% (8 eventos) apresentaram amplitudes no vento horizontal maiores de 35 m/s, ou seja, valores bem expressivos que devem

modificar bastante as condições do vento básico local.

Para investigar os efeitos diretos e indiretos das GWs na dinâmica do plasma ionosférico e, até mais precisamente, nos processos de geração de irregularidades ionosféricas, é importante saber qual o valor da componente zonal (em coordenadas geomagnéticas) da amplitude da onda. Para calcular a componente zonal paralela as latitudes magnéticas foi utilizado o modelo “International Geomagnetic Reference Field” (IGRF). A Figura 5.9(e) mostra as amplitudes zonais das MSGWs. Os eventos de onda número #16, #17, #20, #21 e #23 apresentaram valores de amplitudes significativas, maiores que  $\sim 30$  m/s).

É intuitivo pensar que quanto mais uma onda estiver se propagando na direção paralela em relação ao equador magnético, maior será a componente zonal (magnética) dessa onda em relação à amplitude horizontal da mesma. Assim, GWs que se propagam na direção zonal magnética, dependendo das suas amplitudes, podem ser mais efetivas na contribuição da geração de bolhas de plasma equatoriais, conforme discutido por Fritts et al. (2008).

As características de propagação das MSGWs, principalmente, das regiões de IDE e PE, bem como os tempo de IDE e PE são apresentadas nas Figuras 5.11, 5.12 e 5.13. A Figura 5.11 mostra os histogramas das distância horizontais percorridas pelas MSGW até atingirem o FMM (a) e o FM<1% (b). As condições de VN e VM são destacadas pelas cores vermelha e azul (histogramas preenchidos), respectivamente.

Observa-se que a atuação do vento faz com que as distâncias de IDE [Figura 5.11 (a)] e de PE [Figura 5.11 (b)] sejam mais espalhados. Quando é considerado vento nulo VN (histograma aberto vermelho), a grande maioria das ondas (81%) se propagaram entre 100-400 km até atingirem a condição de FMM e apenas 19% se propagaram além de 400 km.

Ao considerar condição de VM (histograma azul preenchida), a preferência de propagação horizontal é praticamente a mesma, porém em torno de 31% das ondas se propagaram por maiores distâncias. Esse espalhamento também é observado nas distâncias de penetrações (FM<1%), ondas sem ação do vento se propagaram, principalmente, por distâncias que variaram de 200 a 600 km, enquanto que o vento tornou mais suave o pico do histograma.

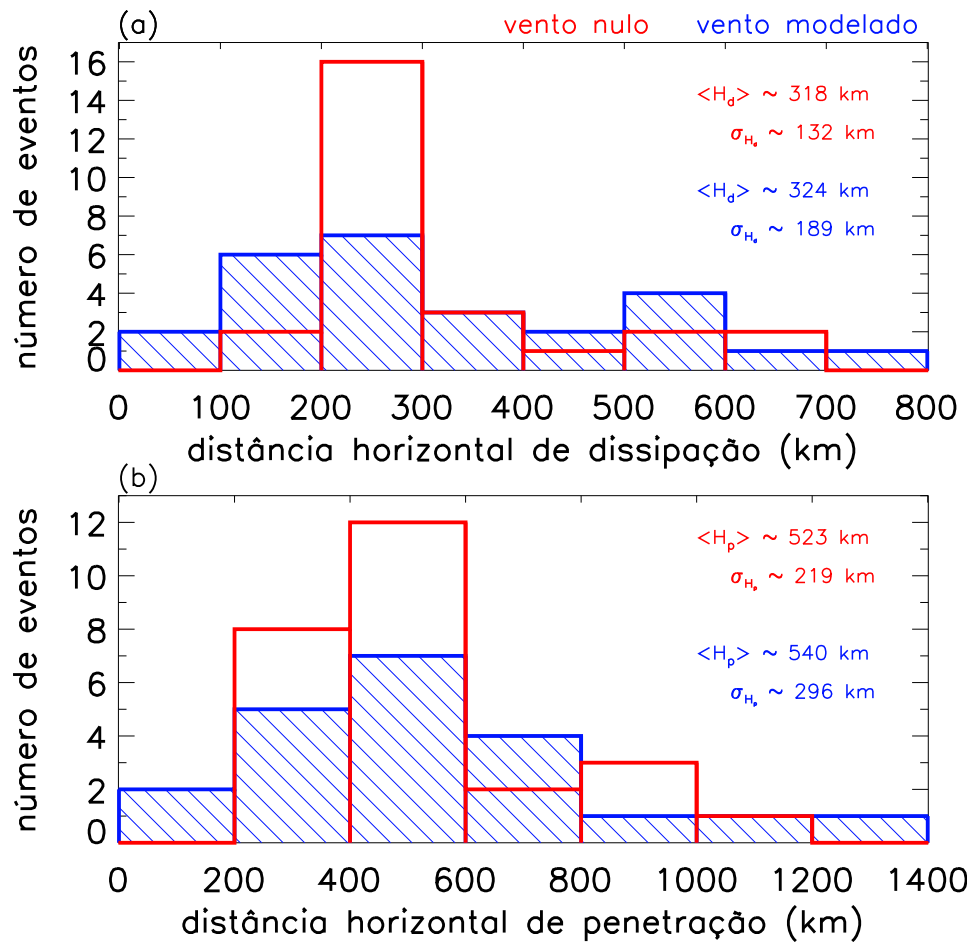


Figura 5.11 - Histogramas das (a) distâncias de início de dissipação efetiva (IDE) e (b) distâncias de penetração efetiva (PE). Os histogramas preenchidos em azul referem-se à condição de vento modelado (VM) e os histogramas abertos em vermelho à condição de vento nulo (VN). Os valores médios são apresentados nas respectivas cores por  $\langle \rangle$  e os desvios padrões das médias são representados por  $\sigma$  (na parte superior para a condição de VN e na parte inferior para a condição de VM). O índice 'd' representa o IDE (fluxo de momentum máximo) enquanto que 'p' representa a PE (fluxo de momentum menor que 1% do valor inicial).

Outro resultado que mostra a importância do vento para as MSGWs observadas durante a campanha SpreadFEx é mostrado na Figura 5.12. Esses são os histogramas para as altitudes de dissipação [Figura 5.12 (a)] e penetração [Figura 5.12 (b)]. Pode ser visto que o VM provocou um deslocamento do histograma para altitudes mais

elevadas, tanto as altitudes de FMMS, quanto para condição de  $FM < 1\%$ s. Note que em torno de 54% das MSGW (14 eventos) apresentaram altitudes de dissipação acima de 140 km e 11% (3 eventos) superiores a 160 km.

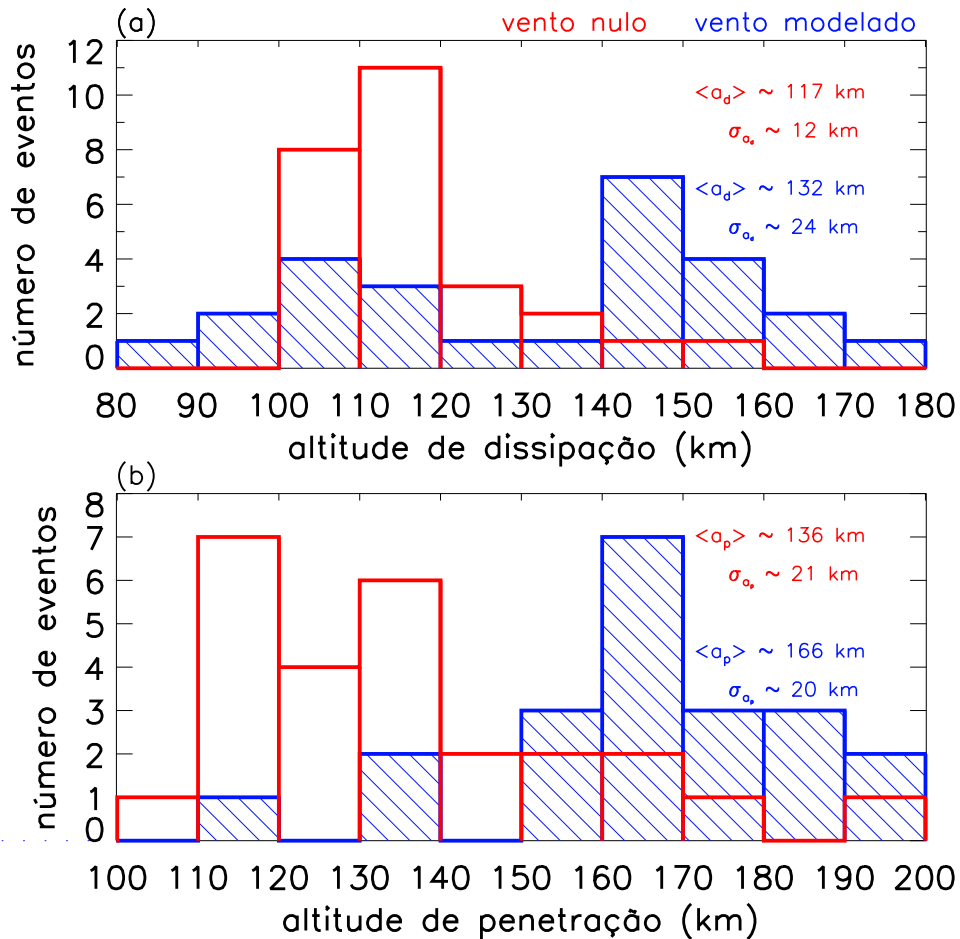


Figura 5.12 - Mesmo que Figura 5.11, só que para a altitude de IDE (a) e PE (b).

As máximas concentrações de eventos em relação às altitudes de PE também foram bastante deslocados para altitudes superiores pela ação do vento, aqui também, pelo menos 8 eventos chegaram a altitudes bem elevadas (acima de 170 km). Isso significa que algumas ondas são fortes candidatas a provocarem efeitos diretos na TI e, provavelmente, no processo de RTI de geração de irregularidade. Portanto, esses eventos serão estudados a parte na Seção 5.3. O provável mecanismo responsável por esses deslocamentos dos pontos de FMM das MSGWs é o mesmo que foi discutido

anteriormente, ou seja, é o aumento da frequência intrínseca por efeito Doppler que eleva o comprimento de onda vertical e favorece a propagação vertical.

O que chama a atenção sobre o tempo necessário para as MSGWs se propagarem até atingirem a condição de FMM [Figura 5.13(a)] é que, no caso do VN (histograma aberto vermelho), os eventos se distribuem desde de 30 min passando por um máximo de concentração entre 60 e 120 min e a distribuição cai comportadamente até 240 min. Por outro lado, para o VM (histograma azul), duas regiões de concentrações de eventos são evidentes, uma maior entre 30-60 min e outra entre 120-150. No histograma do tempo necessário para as ondas atingirem a condição de FM<1% [Figura 5.13(b)], pode ser visto uma maior tendência de ondas sujeitas à ação do vento gastarem mais tempo para chegarem a esse nível.

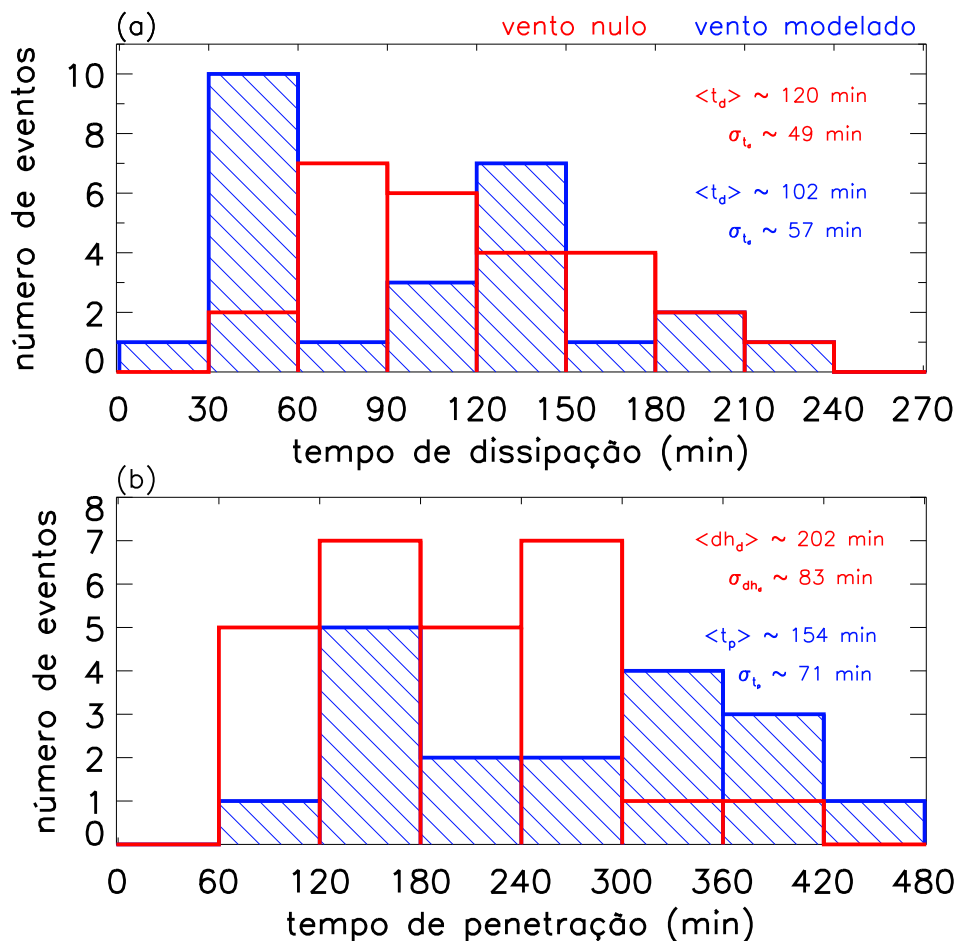


Figura 5.13 - Mesmo que Figura 5.11, só que para o tempo de IDE (a) e PE (b).

### 5.2.2 Parâmetros X Características de propagação

Do ponto de vista prático, seria interessante relacionar as características de propagação das MSGWs com seus parâmetros observados de tal forma que, uma vez caracterizados os parâmetros da onda (a partir da determinação da sua velocidade de fase, comprimento de onda horizontal e período) possa ser possível fazer uma previsão da sua posição nos níveis de FMM e FM<1% e do tempo necessário para alcançá-los.

Uma primeira tentativa foi feita tentando estabelecer relações lineares entre os parâmetros e as características de propagação das ondas estudadas. Esta seria uma alternativa prática para se determinar a trajetória de uma onda de gravidade sem a necessidade de realizar diretamente os cálculos do traçador de trajetórias. Para tanto, foram determinados os coeficientes que satisfazem a equação de reta, ou seja,

$$Y = AX + B, \quad (5.5)$$

em que  $Y$  corresponde à variável de propagação das ondas (altitude, distância horizontal e tempo de IDE e PE),  $X$  designa um parâmetro das ondas (período, velocidade de fase ou comprimento de onda horizontal),  $A$  e  $B$  são os respectivos coeficientes angular e linear da reta que serão obtidos a partir do melhor ajuste de mínimos quadrados. As equações aproximadas das retas correspondentes são mostradas no canto inferior esquerdo de cada painel das Figuras 5.14 a 5.16, bem como os coeficientes de correlação linear de Pearson, rotulado por  $R^2$ . Mais detalhes, incluindo o erro da medida para cada um dos coeficiente são apresentados na Tabela 5.4.

Inicialmente qual seria o parâmetro das ondas de gravidade que estaria mais relacionado com os tempos de IDE e PE. Desta forma, encontrou-se que o tempo de propagação da onda até atingir a condição de FMM e FM<1% está linearmente relacionado com o período das MSGWs. Esse resultado é mostrado na Figura 5.14, no painel (a) pode ser visto o gráfico do tempo de IDE das MSGW em função dos seus períodos. A cor vermelha e os quadrados preenchidos estão associados com a condição de VN e a cor azul juntamente com os símbolos '+' mostram a condição de VM. As linhas contínuas representam o ajuste de mínimos quadrados. No painel (b) da Figura 5.14 são mostradas as relações entre o tempo de PE (tempo necessário para as GWs atingirem o ponto de FM<1%) e o períodos das mesma ondas.

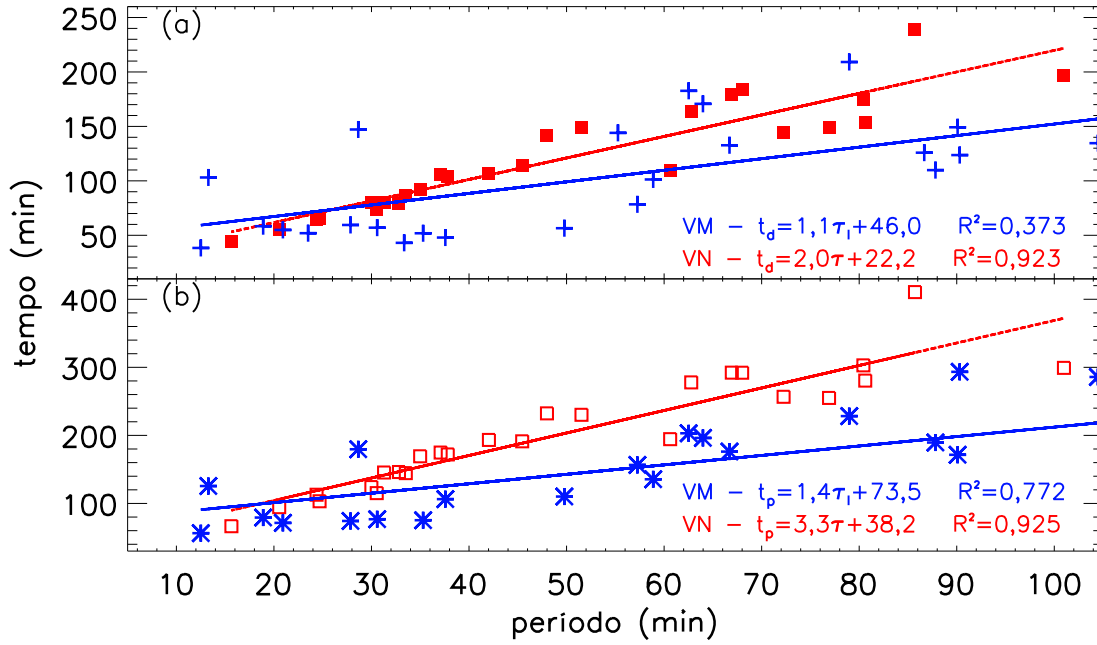


Figura 5.14 - (a) Tempo de propagação até as MSGWs atingirem a condição de FMM ou IDE em função do período. (b) Tempo de propagação para MSGWs atingirem a condição de FM<1% ou PE em função do período. As linhas contínuas representam o melhor ajuste linear de mínimos quadrados, enquanto que suas respectivas equações são mostradas no canto inferior esquerdo de cada painel. A cor vermelha e os quadrados preenchidos e vazios designam a condição de vento nulo e a cor azul juntamente com os '+' e asteriscos referem-se à condição de vento modelado. ' $\tau$ ' representa o período observado, ' $\tau_I$ ' o período intrínseco, ' $t_d$ ' o tempo de IDE e ' $t_p$ ' o tempo de PE. O coeficiente de correlação linear Pearson é rotulado por  $R^2$ .

No caso do tempo de IDE que será representado por  $t_d$ , para a condição de vento nulo (VN), foi encontrada a seguinte expressão, em função do período observado da onda:

$$t_d = (1,97 \pm 0,16)\tau + (22,23 \pm 9,23), \quad (5.6)$$

na qual o tempo é medido em minutos. Nesse caso, o erro no coeficiente angular foi menor do que 9%. Esses parâmetros estão linearmente relacionados com confia-

bilidade de mais de 93% de acordo com o coeficiente Pearson ( $R^2$ ). O erro para o coeficiente linear foi muito acima do desejável, contudo o coeficiente linear informa apenas a posição inicial da reta no eixo vertical. Observa-se ainda que os pontos estão bem próximos da reta de ajuste, principalmente, para as ondas com menores períodos. Essa equação representa o tempo necessário para uma MSGWs atingir a condição de FMM, sem a influência do vento.

Tabela 5.4 - Coeficientes das equações lineares de ajuste entre os parâmetros observados e intrínsecos das GWs em função das características de propagações na TI. Os coeficientes A e B referem-se a equação do tipo  $Y = AX + B$ .  $Y$  seria a característica de propagação e  $X$  o parâmetro de onda utilizado para compor a equação. A penúltima coluna mostra o coeficiente de correlação linear Pearson. Na última coluna VN é para a condição de vento nulo e VM para o vento modelado. A é adimensional para as oito primeiras linhas e tem unidades de tempo nas últimas quatro linhas. B possui as mesmas unidades que Y, enquanto que as unidades dos erros são as mesmas das grandezas em questão.

Y	A	erro (A)	B	erro (B)	X	$R^2$	vento
$t_d$ (min)	1,97	0,16	22,23	9,23	$\tau$ (min)	0,923	VN
$t_d$ (min)	1,06	0,20	46,03	13,95	$\tau_I$ (min)	0,373	VM
$t_p$ (min)	3,30	0,27	38,20	15,15	$\tau$ (min)	0,925	VN
$t_p$ (min)	1,38	0,26	73,40	18,34	$\tau_I$ (min)	0,772	VM
$H_d$ (km)	1,56	0,04	97,62	7,57	$\lambda_H$ (km)	0,990	VN
$H_d$ (km)	1,40	0,36	125,72	58,80	$\lambda_H$ (km)	0,623	VM
$H_p$ (km)	2,59	0,07	157,25	12,89	$\lambda_H$ (km)	0,989	VN
$H_p$ (km)	2,25	0,55	197,35	97,36	$\lambda_H$ (km)	0,682	VM
$a_d$ (km)	0,49	0,05	91,93	2,78	$c$ (m/s)	0,896	VN
$a_d$ (km)	0,49	0,11	109,72	7,48	$c_I$ (m/s)	0,593	VM
$a_p$ (km)	0,87	0,08	91,58	4,46	$c$ (m/s)	0,912	VN
$a_p$ (km)	0,36	0,10	144,73	6,91	$c_I$ (m/s)	0,635	VM

Na condição de VM, a equação que relaciona o tempo de IDE da onda em função do período intrínseco é representada por:



$$t_d = (1,06 \pm 0,20)\tau_I + (46,03 \pm 13,95). \quad (5.7)$$

Nesta relação, o erro no coeficiente angular foi de 19%. O coeficiente pearson foi de 0,373 indicando uma relação linear fraca entre esses parâmetros. Isto acontece porque há um maior espalhamento dos pontos devido à ação do vento sobre a propagação das ondas.

Analisando o tempo de PE, relações lineares também foram encontradas em função dos períodos observados e intrínsecos, ou seja,

$$t_p = (3,30 \pm 0,27)\tau + (38,20 \pm 15,15), \quad (5.8)$$

$$t_p = (1,38 \pm 0,26)\tau_I + (73,40 \pm 18,34). \quad (5.9)$$

Nesses casos  $t_p$  é o tempo de PE, ou o tempo necessário para as MSGWs atingirem o FM < 1%. Os erros relativos nos coeficiente angulares das Equações 5.8 e 5.9 são da mesma ordem dos erros nas Equações 5.6 e 5.7, respectivamente. Os valores de  $R^2$  foram, respectivamente, 0,925 e 0,772. Isto implica que os tempos de PE também seguem relações lineares com os períodos das MSGWs e que mesmo com a codição de vento a confiabilidade nesta equação é de mais de 77%.

A equação para a condição de VN, que é a que possui melhor ajuste entre essas grandezas, é bem diferente da equação para o tempo de IDE (Equação 5.6). Isso quer dizer que a relação entre os períodos das ondas e o tempo que elas gastam para se propagar dentro da TI muda consideravelmente com a altitude. Nesse caso, a equação para o tempo de dissipação possui um coeficiente angular igual a 1,97, enquanto que a equação para o tempo de penetração possui o coeficiente angular igual a 3,30.

A dependência entre essas grandezas (período da onda e tempo necessário para atingir níveis dentro da TI) é bastante intuitiva porque ondas com períodos menores devem se propagar mais rapidamente. Vadas (2007) mostrou que o tempo de IDE deve se aproximar de uma função linear do comprimento de onda horizontal para os casos em que as GW tenham comprimentos de ondas verticais menores que 50

km (como é o caso dessas MSGWs). No entanto, os tempos de IDE e de PE não apresentaram boas relações lineares com os comprimentos de onda horizontal, mas sim com os períodos observados das MSGWs.

A [Figura 5.15](#) apresenta a distância horizontal de propagação das ondas de gravidade de média escala até atingirem as condições de FMM e  $FM < 1\%$ , para o vento nulo (VN = vermelho + quadrados) e modelado (VM = azul + asteriscos e '+'), em função dos seus respectivos comprimentos de onda horizontal. Para a condição de VN ambas as curvas se ajustaram quase que perfeitamente aos pontos. As equações que descrevem estas relação são descritas abaixo:

$$H_d = (1,56 \pm 0,04)\lambda_H + (97,62 \pm 7,57) \quad (5.10)$$

e

$$H_p = (2,59 \pm 0,07)\lambda_H + (157,25 \pm 12,89), \quad (5.11)$$

em que  $H_d$  e  $H_p$  são as distâncias horizontais percorridas pelas ondas desde o observatório até atingirem as condições de FMM e  $FM < 1\%$ , respectivamente. Note que os erros nos coeficientes angular e linear são pequenos (2% e 9%, respectivamente) para a [Equação 5.10](#) e também para a [Equação 5.11](#) (2% e 8%, respectivamente). Os valores de  $R^2$  foram 0,990 e 0,989. Desta forma, essas relações se apresentam bem confiáveis para prever a propagação horizontal de uma onda de gravidade removendo o efeito do vento.

Empregando a condição de VM os coeficientes das equações de  $H_d$  e  $H_p$  são ligeiramente modificadas como pode ser visto a seguir:

$$H_d = (1,40 \pm 0,36)\lambda_H + (125,72 \pm 58,80), \quad (5.12)$$

$$H_p = (2,25 \pm 0,55)\lambda_H + (197,35 \pm 97,36), \quad (5.13)$$

nas quais, os erros nos coeficientes angulares aumentam para 25 e 24% e os valores

de  $R^2$  foram de 0,623 e 0,82, respectivamente. Já os erros nos coeficiente lineares passam a ser maiores que 45%. Novamente, o vento atua sobre as ondas e o resultado matemático é um espalhando os pontos em relação ao ajuste. Portanto, embora as equações para a condição de VM sejam semelhantes às equações para a condição de VN, é necessário ter cuidado ao usar essas equações devido ao erro ser grande.

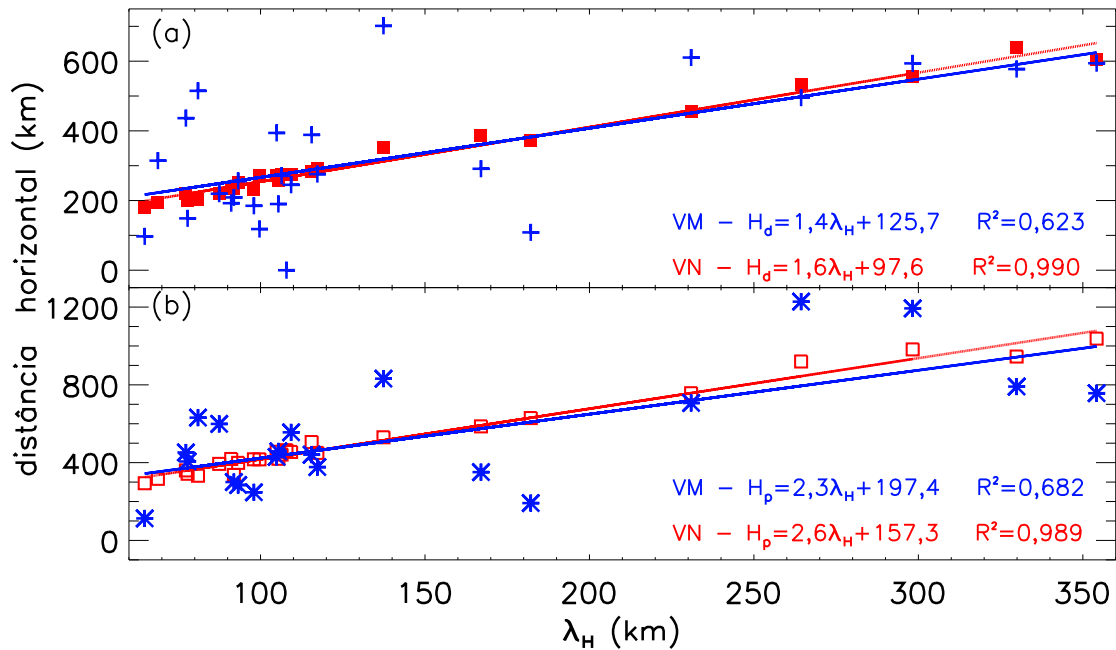


Figura 5.15 - Mesmo que Figura 5.14, para a distância horizontal de IDE em função do comprimento de onda horizontal (a) e para a distância horizontal de PE em função dos comprimento de onda horizontal (b). ' $\lambda_H$ ' representa o comprimento de onda horizontal, ' $H_d$ ' a distância horizontal de IDE e ' $dH_p$ ' a distância horizontal de PE. A simbologia mostrada nesses gráficos seguem a mesma seqüência de raciocínio do que foi mostrado na Figura 5.14.

Vadas (2007) mostrou que para GWs geradas na troposfera e com comprimentos de onda verticais menores que 50 km a dependência entre a distância percorrida pela onda até atingir a condição de FMM e o comprimento de onda horizontal é aproximadamente linear. Aqui é mostrado que a distância horizontal de PE também cresce linearmente com os comprimentos de onda horizontais quando o vento é desconsiderado durante a propagação da onda. Considerando fisicamente, que ondas

com comprimentos de onda horizontais maiores conseguem se propagar por maiores distâncias horizontais, estas relações apresentam resultados coerentes.

Por último, a altitude de IDE ( $a_d$ ) e de PE ( $a_p$ ) na TI devem depender diretamente do comprimento de onda vertical. Em termos de parâmetros horizontais observados, a velocidade de fase foi a que se ajustou linearmente à  $a_d$  e  $a_p$ , principalmente, para a condição de VN, como pode ser visto na [Figura 5.16](#). As equações das retas para a altitude de dissipação e penetração em função da velocidade de fase horizontal observada ( $c$ ) são

$$a_d = (0,49 \pm 0,05)c + (91,93 \pm 2,78), \quad (5.14)$$

$$a_p = (0,87 \pm 0,08)c + (91,58 \pm 4,56), \quad (5.15)$$

os erros no coeficientes angulares foram menores que 10% e nos coeficientes lineares foram menores que 4%. Os valores de  $R^2$  foram superiores a 0,89 como podem ser visto na [Tabela 5.4](#).

Para a condição de VM, a altura de IDE e PE das ondas pode ser representada pelas equações das retas ajustadas, conforme segue:

$$a_d = (0,49 \pm 0,11)c_I + (109,72 \pm 7,48), \quad (5.16)$$

$$a_p = (0,36 \pm 0,10)c_I + (144,73 \pm 6,91). \quad (5.17)$$

Nesse casos os erros nos coeficientes angulares aumentaram para mais de 20%, os valores de  $R^2$  foram inferiores a 0,63 e se observa um grande espalhamento dos pontos em relação às retas de ajuste, principalmente, para a altitude de IDE.

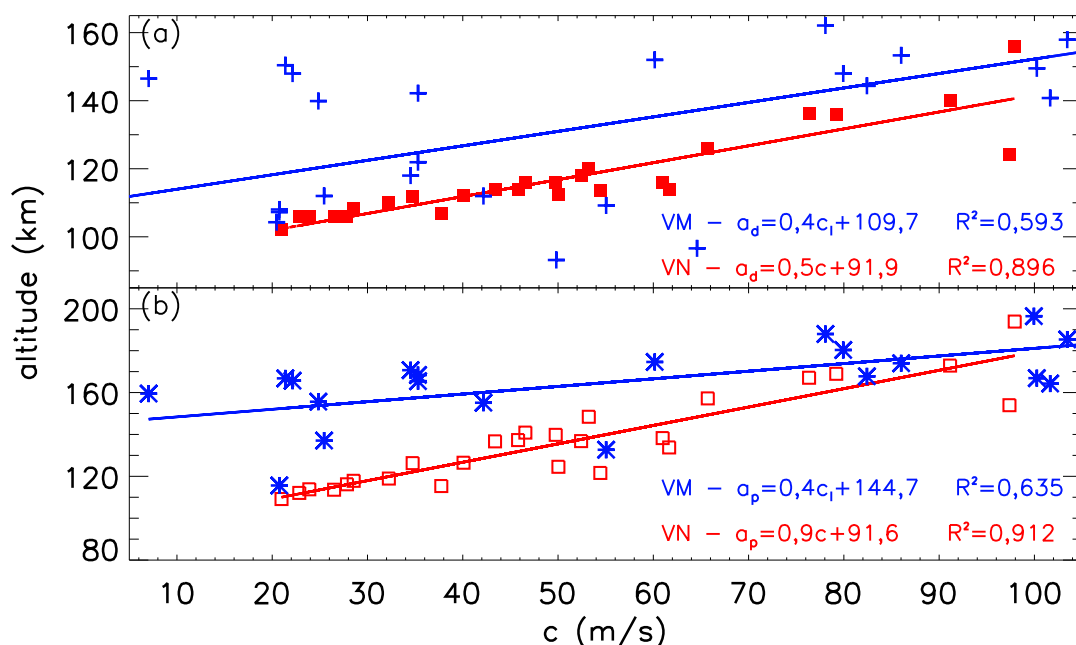


Figura 5.16 - Mesmo que Figura 5.14, só que para (a) a altitude de IDE ( $a_d$ ) em função da velocidade de fase horizontal ( $c$  - observado e  $c_I$  intrínseco) e para (b) a altitude de PE ( $a_p$ ) em função da velocidade de fase horizontal. A simbologia mostrada nesses gráficos seguem a mesma seqüência de raciocínio do que foi mostrado na Figura 5.14.

O crescimento linear das altitudes de dissipação e penetração em função da velocidade de fase horizontal pode ser entendido em termos de níveis de absorção e de reflexão. Velocidades de fases maiores evitam que as ondas sejam filtradas por níveis de absorção e favorecem que essas se propaguem mais facilmente na vertical.

Esses resultados mostram que conhecendo os parâmetros observados das MSGWs, é possível fazer uma estimativa razoável da posição e tempo no qual estas atingiram a máxima energia e amplitude, como também onde e quando essas se dissiparam totalmente na termosfera-ionosfera, se os efeitos do vento forem desprezados. Se o vento for incluído, a estimativa segundo as equações mostradas acima pode não ser tão precisa. Mesmo assim, esses resultados são importantes porque fornecem um rápida informação da propagação das ondas de gravidade na TI.

### 5.3 Efeitos das MSGWs na termosfera-ionosfera

A primeira etapa da campanha SpreadFEx realizada em 2005 direcionou esforços para investigar o papel das GWs sobre a geração de bolhas de plasma. Do ponto de vista teórico, [Fritts et al. \(2008\)](#) conseguiram desenhar um cenário no qual GWs geradas por convecção conseguiriam atingir a base da região F com amplitudes suficientemente grandes para influenciar o processo de instabilidade RTI. A principal conclusão desses autores foi que o vento de maré na baixa termosfera bem como a orientação da propagação horizontal das GWs são decisivas para maximizar os efeitos sobre a instabilidade Rayleigh-Taylor.

Os resultados do traçador de trajetórias apresentados por [Vadas e Fritts \(2009\)](#) e [Vadas et al. \(2009\)](#) mostraram que ondas de gravidade de média escala conseguem penetrar em altitudes mais elevadas na TI. A relação linear entre o espaçamento das bolhas e o comprimento de onda horizontal das MSGWs observadas em 2005, e reportadas por [Takahashi et al. \(2009\)](#), induz o pensamento de que essas MSGWs, geradas na troposfera por convecção, possam ser agentes importantes no processo de geração de bolhas de plasma. Na campanha de 2005 não foram estudadas em detalhes as trajetórias das ondas na TI, apenas uma discussão qualitativa foi feita sobre três eventos de MSGWs observados em São João do Cariri ([TAKAHASHI et al., 2011](#)).

Neste trabalho, mais detalhes sobre as características das ondas na TI foram discutidas na [Seção 5.2](#). A utilização de medidas de ventos termosféricos dentro do banco de dados melhorou consideravelmente esses resultados. O objetivo dessa seção é discutir com mais detalhes as possíveis influências das MSGWs observadas em 2009 sobre a TI local.

#### 5.3.1 Estimação das amplitudes das MSGWs na TI

As ondas de gravidade são vistas nos campos atmosféricos como flutuações periódicas. Sendo assim, o efeito imediato de uma GW se propagando verticalmente é alterar o perfil vertical do campo em questão. Dependendo da fase da onda pode haver um acréscimo ou diminuição do campo numa determinada altitude e tempo. Conforme proposto por [Vadas e Fritts \(2009\)](#) é possível usar a técnica de traçador de trajetórias para estimar a amplitude de uma onda de gravidade nos campos de vento, temperatura e densidade ([Seção 4.3](#)).

Para conhecer esses efeitos em mais detalhes foi selecionado o evento #16 porque, de acordo com o traçador de trajetórias, apresentou a maior amplitude e conseguiu atingir uma altitude bastante elevada (aproximadamente a base da região F). Neste evento de onda, a trajetória vertical e horizontal são mostradas na [Figura 5.17](#) para as condições de VN (linhas vermelhas tracejadas) e VM (linhas azuis contínuas).

Também foram calculados períodos de  $\sim 30$  minutos, comprimento de onda vertical de  $\sim 170$  km e velocidade de fase de  $\sim 90$  m/s, conforme apresentados na [Figura 5.17\(b\)](#). Observa-se na [Figura 5.17\(a\)](#) que a onda conseguiu chegar a uma altitude bem elevada na TI, principalmente, para a condição de VM ( $\sim 196$  km).

As retrotrajetórias são praticamente idênticas para ambas as condições de vento. No caso do percurso dentro da TI, existe uma diferença bem significativa, tanto na vertical quanto na horizontal. Para este evento, a frequência intrínseca calculada pela ação do vento na MLT aumentou e ela conseguiu atingir o FMM em aproximadamente 1 hora de acordo com a condição de VM.

O vento utilizado no modelo do traçador de trajetórias para calcular a trajetória da onda entre 100 e 200 km foi obtido pelo modelo TIE-GCM. Portanto, não apresenta variações de curto intervalos de tempo devido às interações de ondas nessa região. As informações de vento representam perfis médios esperados para essa região naquele determinado instante. Para os dados de temperatura, as condições são as mesmas, porém, as temperaturas do modelo foram incluídas acima de 130 km de altura.

Na [Figura 5.18](#) podem ser vistos os perfis de temperatura (a), vento zonal (b) e meridional (c) usados para inferir a trajetória desse evento na TI. As linhas pontilhadas róseas representam os perfis subtraídos das amplitudes de oscilação em cada nível e as linhas tracejadas violetas mostram os perfis subtraídos das amplitudes. As respectivas amplitudes são mostradas nos painéis inferiores (d), (e) e (f).

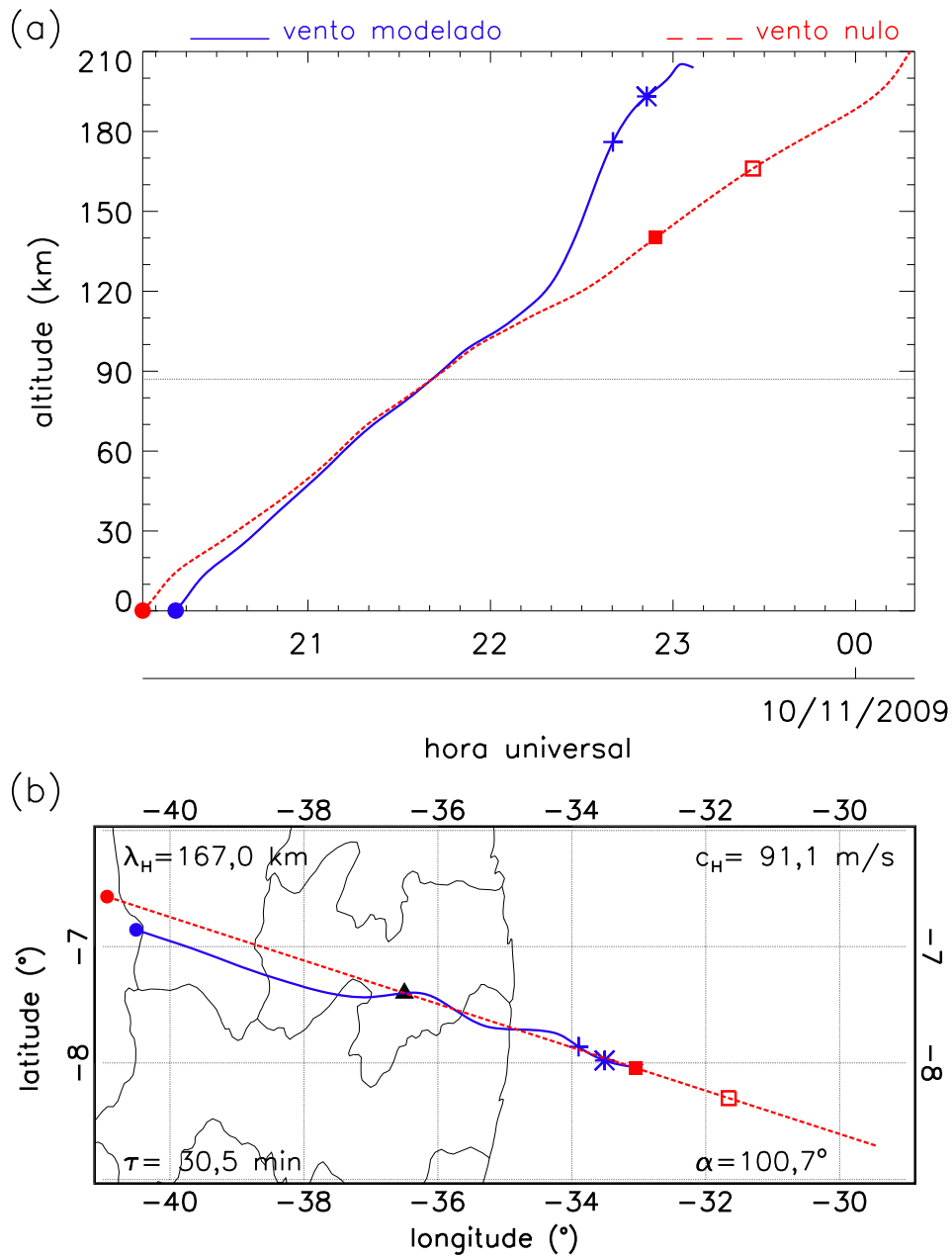


Figura 5.17 - Trajetória da MSGW #16 observada na noite de 09-10 de novembro de 2009. (a) Trajetória vertical em função do tempo e (b) trajetória horizontal. As linhas vermelhas tracejadas mostram a condição de vento nulo e as linhas azuis contínuas mostram a condição de vento modelado. Os círculos preenchidos indicam o instante e a posição em que a onda atingiu o solo. O triângulo preto simboliza a localização do observatório. Os símbolos de '+' e os quadrados preenchidos representam a condição de FMM. Os asteriscos e os quadrados vazios localizam onde o fluxo de momentum é menor que 1%. Os parâmetros da onda são mostrados nos cantos do painel (b).



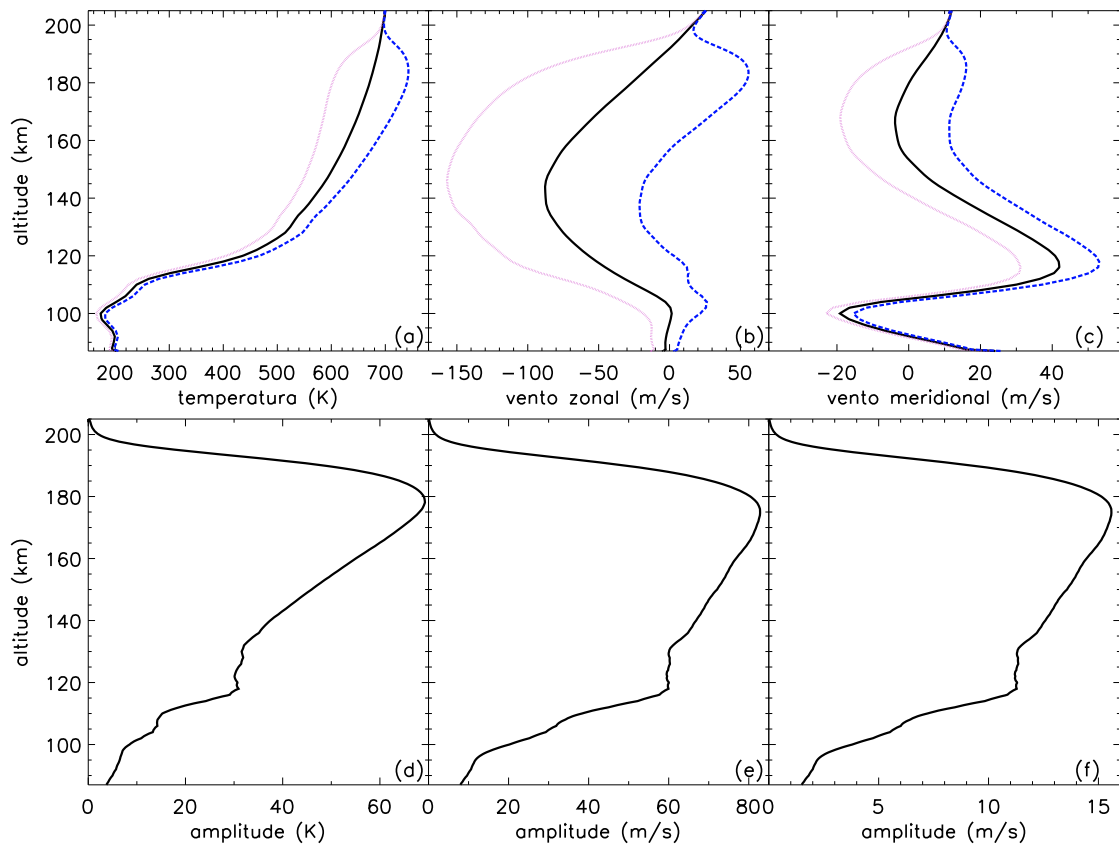


Figura 5.18 - Perfis de temperatura (a) vento zonal (b) e meridional(c) usados para estudar a MSGW #16 que foi observada na noite de 09-10 de novembro de 2009. Os respectivos perfis de amplitudes são mostrados em (d), (e) e (f). Cada linha rósea pontilhada representa o perfil menos o valor da respectiva amplitude em cada nível de altitude, enquanto que as linhas violetas tracejadas ilustram os perfis somado às suas respectivas amplitudes.

A principal diferença encontrada nos perfis de amplitudes foi que, para o caso da temperatura, o gradiente de amplitude cresceu mais rapidamente nas altitudes acima de 140 km, enquanto que o gradiente de amplitudes do vento é mais intenso abaixo que 120 km de altitude. Isso implica que a onda deve ter influenciado a estrutura térmica da atmosfera com mais significância nas altitudes mais elevadas (acima de 140 km), enquanto que nos campos de vento, o efeito da onda pode ter sido mais apreciável em altitudes menores ( $\sim 120$  km, por exemplo).

Observando a Figura 5.18(a) nota-se que essa onda de gravidade pode ter alterado

apreciavelmente a temperatura da atmosfera básica, principalmente, nas altitudes superiores em que a variação prevista foi de  $\sim \pm 10\%$ . Dependendo da fase da onda, o perfil vertical de temperatura pode ter variado de  $\sim 550$  a  $720$  K em aproximadamente  $180$  km de altitude. Outra informação relevante é que essas variações de temperaturas acontecem entre  $30$  minutos em média que é o período da onda, no entanto, esse intervalo de tempo pode mudar bastante dependendo da intensidade e direção do vento.

Para [Figura 5.18\(b\)](#) podem ser feitas as mesmas considerações acima. O vento zonal foi o campo atmosférico mais afetado pela propagação dessa onda. Por exemplo, nas altitudes em torno de  $140$  km, a soma (linha tracejada violeta) e a subtração (linha pontilhada róseo) da amplitude da onda sobre o vento básico (linha sólida preta) poderia impor uma variabilidade da ordem do próprio vento. Neste caso, seria possível a onda modificar o vento de  $\sim -150$  a  $0$  m/s. Esses valores elevados da amplitude da onda na direção zonal devem-se ao fato da direção de propagação da onda ser praticamente para leste ( $\sim 100^\circ$  de azimuth).

No caso do vento meridional, a soma do vento com a amplitude da onda também provocaria uma grande variabilidade para as altitudes acima de  $120$  km como mostrado pela [Figura 5.18\(c\)](#). Decompondo a amplitude da onda vista no vento em coordenadas geomagnéticas, encontrou-se valores bastante elevados, da ordem de  $\sim 71$  m/s na direção paralela ao equador magnético por volta de  $\sim 180$  km de altitude. Isso implica que essa onda de gravidade tem condições de desempenhar um papel decisivo na dinâmica do plasma da região F.

A mesma metodologia, empregada anteriormente, foi aplicada ao evento de onda #18 observado na mesma noite do evento #16. A trajetória horizontal dessa onda foi completamente diferente da anterior, ou melhor, a onda propagou-se praticamente para o sul e atingiu  $300$  km de distância do observatório no ponto do  $FM < 1\%$ . Verticalmente, o evento também chega a atingir a base da região F por volta de  $\sim 200$  km num intervalo de tempo inferior a uma hora. A trajetória completa desse evento é mostrada na [Figura 5.19](#).

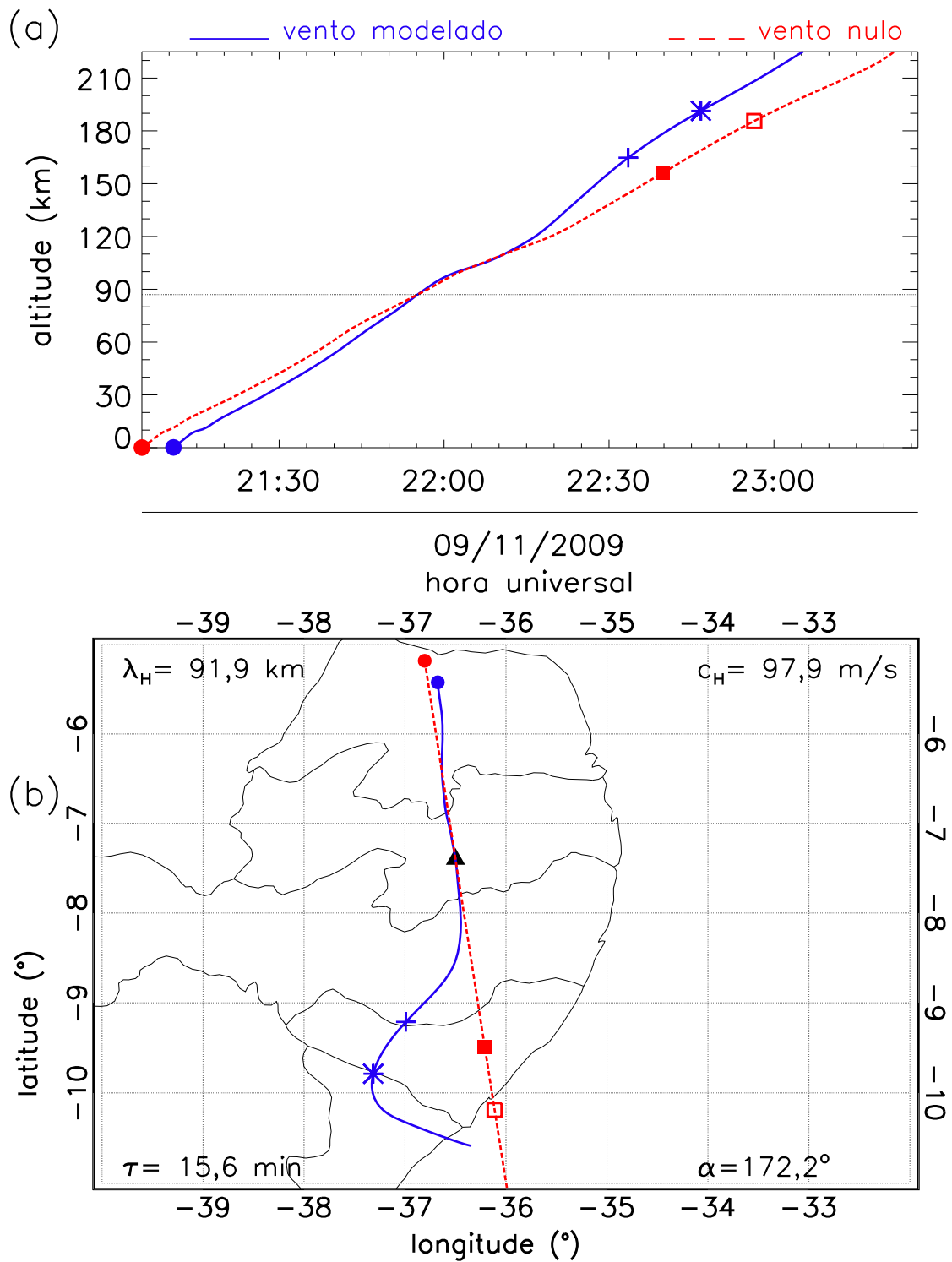


Figura 5.19 - Mesmo que Figura 5.17, para o evento de onda #18 observado na noite de 09-10 de novembro de 2009.

Observa-se que na vertical, não existe muita diferença entre as condições de VN e VM, no entanto, na horizontal o vento produz um deslocamento considerável da trajetória da onda na termosfera-ionosfera quando comparado à condição de VN. A Figura 5.20 é semelhante à Figura 5.18. Nesse caso, o perfil vertical de temperatura  $\pm$  a amplitude da onda não é muito diferente ao longo da termosfera [Figura 5.20(a)], bem como o perfil do vento zonal [Figura 5.20(b)].

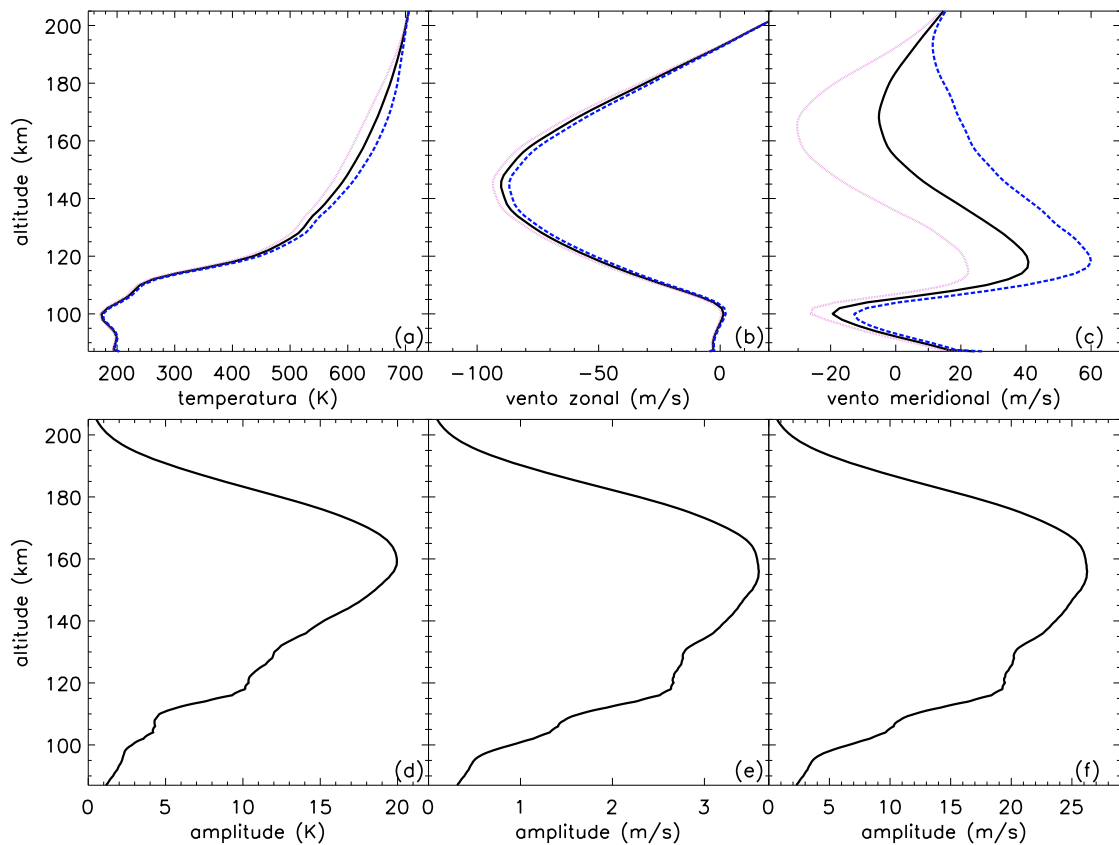


Figura 5.20 - Mesmo que Figura 5.18, para o evento de onda #18 observado na noite de 09-10 de novembro de 2009.

Por outro lado, o vento meridional seria significativamente afetado pela propagação dessa onda como pode ser visto na Figura 5.20(c). Os respectivos perfis de amplitude são mostrados nos painéis inferiores (d), (e) e (f). Esse resultado mostra que a direção de propagação da onda também é muito importante para os efeitos dinâmicos que a mesma poderá causar na TI. Por exemplo, ondas se propagando paralelamente ao

equador magnético deverão ser mais eficientes em modificar o vento zonal e, conseqüentemente, influenciar sobre a deriva zonal do plasma que ditará os efeitos sobre a geração de bolhas de plasma. [Fritts et al. \(2008\)](#) mostrou que GWs se propagando para oeste, paralelas ao equador magnético contribuem para o aumento do gradiente de plasma na região F e, conseqüentemente, produzem mais efeitos sobre a taxa de crescimento da instabilidade RT.

Pode ser realizada uma análise semelhante para os demais eventos de MSGWs. Uma rápida verificação sobre a contribuição dos efeitos da onda no vento zonal em coordenadas magnéticas pode ser encontrado na [Tabela 5.2](#) e na [Figura 5.9\(e\)](#). Esses resultados dão uma ideia do quanto cada onda de gravidade pode afetar o vento zonal. Sabe-se que na região F, o vento zonal é responsável pelo movimento zonal do plasma. Uma onda de gravidade aumentando e diminuindo periodicamente o vento nessa altitude pode facilitar ou dificultar (dependendo da fase) a ação de vórtices que ocorrem logo em seguida ao pôr-do-Sol na região equatorial. Esses vórtices surgem devido ao cisalhamento do vento horizontal e vêm sendo apontados como um importante mecanismo capaz de gerar bolhas de plasma equatoriais ([KUDEKI; BHATTACHARYYA, 1999](#); [KUDEKI et al., 2007](#)).

O presente trabalho mostrou que MSGWs podem atingir amplitudes no vento horizontal de dezenas de metros por segundo ([Tabela 5.2](#)) e dezenas de Kelvins na temperatura da atmosfera neutra ([Figura 5.18](#)). De uma maneira geral, uma onda de gravidade dentro da TI pode agir para geração de campos elétricos ou correntes elétricas dependendo das características da sua propagação e da sua amplitude em cada ponto. A união dos efeitos causados pelas GWs com os ventos dominantes nessas altitudes podem desencadear efeitos secundários das mais diversas formas e intensidades como vem sendo mostrado ao longo dos anos e é, sem dúvida, a grande importância das ondas de gravidade para a dinâmica global da atmosfera terrestre ([FRITTS; ALEXANDER, 2003](#)).

### **5.3.2 Espaçamentos de EPBs X comprimentos de onda horizontais da MSGWs**

A presença de bolhas de plasma observadas nas imagens do OI630 nm também foi investigada nesse trabalho. O interesse principal é estudar as características das bolhas que foram observadas durante a campanha com o intuito de tentar associá-las de alguma maneira com o espectro das MSGWS.

Na campanha SpreadFEx de 2005, [Takahashi et al. \(2009\)](#) mostraram que os comprimentos de ondas horizontais e os espaçamentos entre as bolhas obedeciam regras lineares. [Makela et al. \(2010\)](#) também mostraram que o espaçamento entre bolhas observadas em La Serena no Chile eram concordantes com o espectro de comprimentos de onda horizontais de MSTIDs observadas numa latitude geográfica similar do hemisfério norte por [Vadas e Crowley \(2010\)](#). Durante a campanha COPEX, as imagens de aeroluminescência obtidas em Boa Vista também mostraram uma relação linear em seis noites de observações ([PAULINO et al., 2011](#)).

O evento #16 foi escolhido para fazer essa análise. Na [Figura 5.21](#) pode ser vista uma imagem linearizada da emissão do OI630 nm para a noite de 09-10 de novembro de 2009 às 22:53 HU. A imagem projetada sobre uma área de 1536 x 1536 km<sup>2</sup> é mostrada na [Figura 5.21\(a\)](#) e o retângulo branco representa a região de interesse que foi ampliada no painel (b). As duplas setas brancas apontam para estruturas quase ondulatórias de bolhas de plasma. Como essas estruturas também evoluem no tempo devido ao movimento do plasma, elas podem ser aproximadas de estruturas quase periódicas. Foi aplicada a metodologia discutida na [Seção 4.1](#) para estimar a distância entre as bolhas como se estas se comportassem tal qual uma GW monocromática.

O espaçamento entre as bolhas encontrado para este evento foi de  $185,5 \pm 4,0$  km e o comprimento de onda horizontal calculado para esse evento #16 (ver [Tabela 5.1](#)) foi de  $\sim 167,0$  km. Este resultado aponta para uma concordância com o que foi observado anteriormente conforme relatado acima. Essas distâncias que foram calculadas na parte superior da imagem correspondem às altitudes mais baixas quando projetadas no equador magnético através das linhas de campo. O horário de observação dessa imagem é aproximadamente 1 hora e 15 minutos mais tarde do que foi observado para a GW na MLT. De acordo com o traçador de trajetórias, essa onda gastaria aproximadamente uma hora para atingir a base da região F.

O espaçamento entre essas bolhas e o comprimento de onda do evento #16 estão bem próximos. Contudo, pode ser visto que as bolhas já se encontram bem desenvolvidas (apresentam grandes extensões ao longo do eixo da vertical da imagem), i.e., essas bolhas de plasma iniciaram seu desenvolvimento num instante de tempo bem anterior ao que está sendo mostrado nessas imagens. A terceira estrutura (da esquerda para direita) destacada na [Figura 5.21\(b\)](#) é que não aparenta estar bem desenvolvida, porém por meio da sequência de imagens fica claro que essas três estruturas já haviam iniciado seus crescimento em instantes anteriores, mais ou menos por volta

do mesmo horário que a onda foi observada na emissão do OH. As coordenadas espaciais da terceira estrutura se aproximariam bastante da posição que o modelo de traçador de trajetórias sugere para que o evento de onda estivesse atingindo a base da região F, como pode ser visto na Figura 5.17(a).

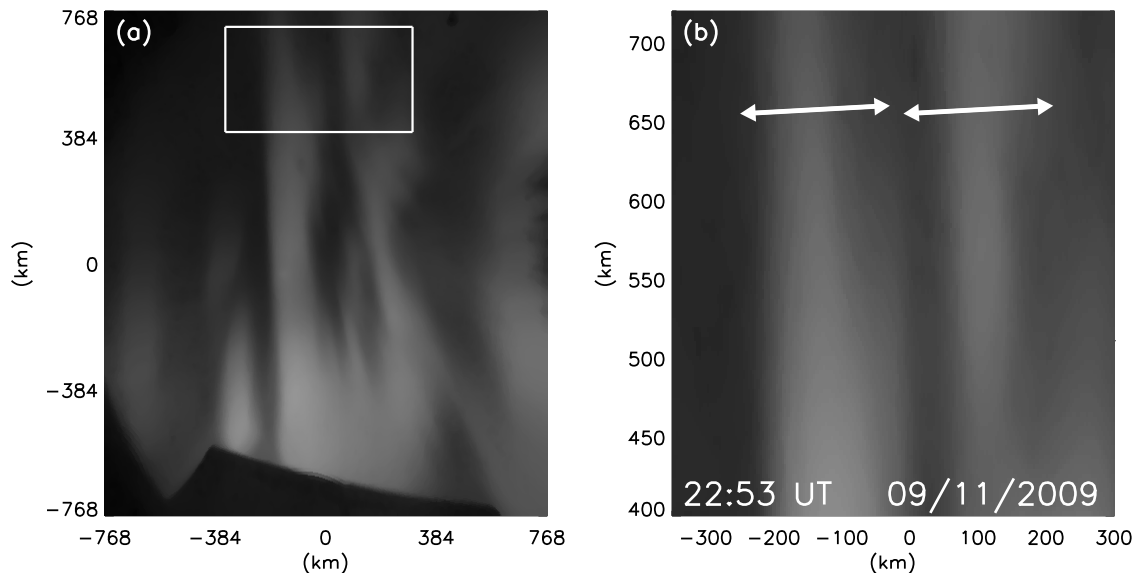


Figura 5.21 - Bolhas de plasma observadas na emissão do OI630 nm observadas na noite de 09-10 de novembro de 2009 às 22:53 HU. (a) Imagem linearizada para uma projeção de 1536 km x 1536 km. (b) Amplificação do retângulo branco mostrado em (a). As setas brancas apontam para três estruturas de bolhas de plasma.

Outro evento de bolhas de plasma interessante foi observado na noite de 11-12 de outubro de 2009 coincidente com a MSGW #6. A trajetória completa do evento de onda #6 é mostrada na Figura 5.22. De acordo com a condição de VM, essa onda foi fortemente afetada pelo vento. Verticalmente, ela atingiu a condição de FMM por volta de 142 km e a condição de FM<1% na altitude de  $\sim 165$  km [Figura 5.22(a)], porém, não conseguiu se propagar por grandes distâncias horizontais [Figura 5.22(b)].

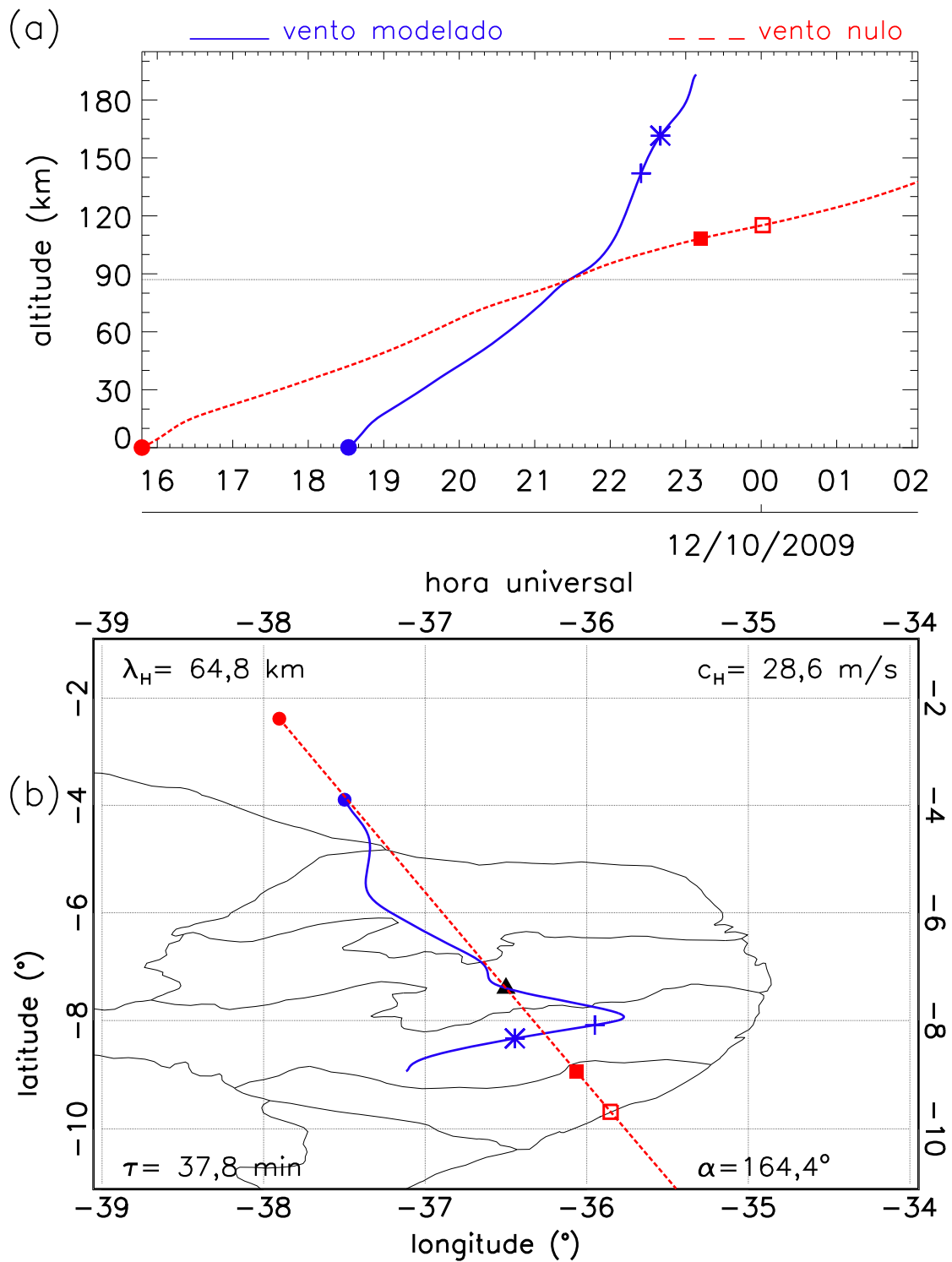


Figura 5.22 - Mesmo que Figura 5.17, para o evento de onda #6 observado na noite de 11-12 de outubro de 2009.



Na [Figura 5.23](#) estruturas de bolhas de plasma são destacadas pelos painéis (a) e (b). Pelas características desse evento pode-se concluir que as bolhas estão iniciando seus desenvolvimentos verticais dentro da TI e elas começaram a surgir no campo de visão do imageador às 23:15 HUT. A distância média calculada pela técnica de keogramas foi de  $85,6 \pm 1,5$  km e o comprimento de onda horizontal do evento de MSGWs #6 foi estimado em  $65 \text{ km} \pm 7 \text{ km}$ .

De acordo com o modelo de traçador de trajetórias, esse evento gastou cerca de uma hora e meia desde a MLT até chegar a  $\sim 165$  km de altitude. Chama a atenção nesse caso que as altitudes de PE e IDE da GW #6 não foram elevadas e ainda a direção de propagação da onda foi para sudeste, o que implica que essa está razoavelmente longe da base da região F no equador magnético que é a região na qual as bolhas de plasma têm início.

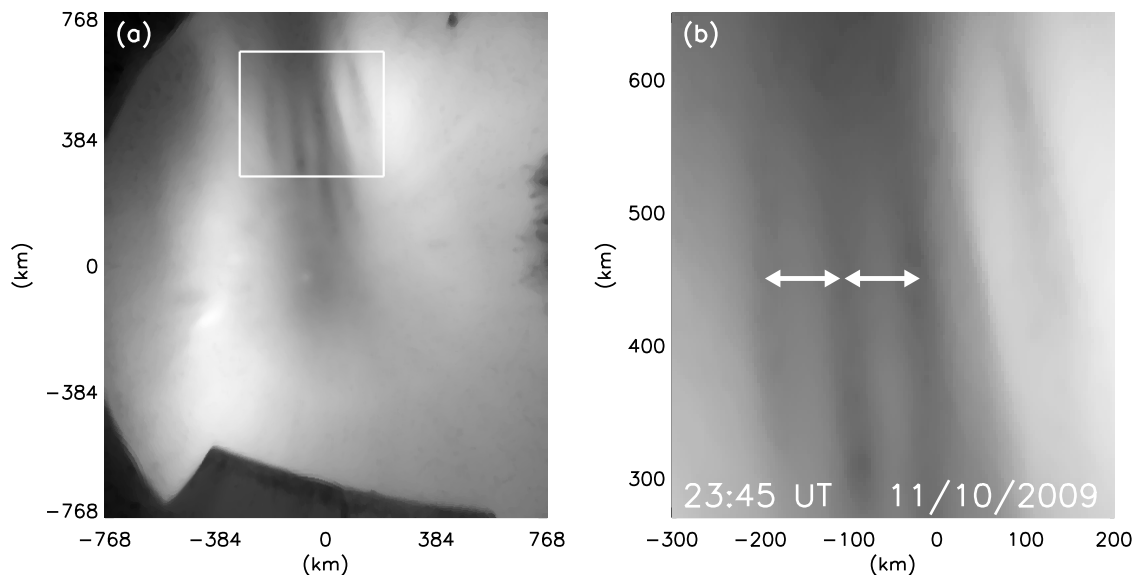


Figura 5.23 - Mesmo que [Figura 5.21](#), para a noite de 11-12 de outubro de 2009 às 23:45 HU.

A fim de verificar se houve apenas coincidência nos dois exemplos mostrados acima, repetiu-se o procedimento para todos os dias nos quais se observou eventos de MSGWs. Sempre procurando por estruturas de bolhas de plasma com estruturas ‘periódicas’ nas imagens do OI630 nm nos instantes próximos (iguais ou posteriores)

das observações de MSGWs na imagens do OH. Foram encontrados 18 eventos de bolhas de plasma com pelo menos 3 estruturas quase igualmente espaçadas e com espaçamento médio da ordem de comprimentos de onda horizontais de MSGWs observados na MLT na mesma noite e em intervalos de tempos próximos ( $<3$  h).

O gráfico dos comprimentos de onda em função dos espaçamentos entre as estruturas das bolhas é mostrado na Figura 5.24. As ondas #4, #6-12, #14-16 e #19-25 puderam ser associadas às bolhas de plasma com as características acima. Isso implica que 70% das MSGWs tiveram comprimentos de onda horizontais da mesma ordem que espaçamentos de bolhas de plasma observadas nas imagens do OI630 nm.

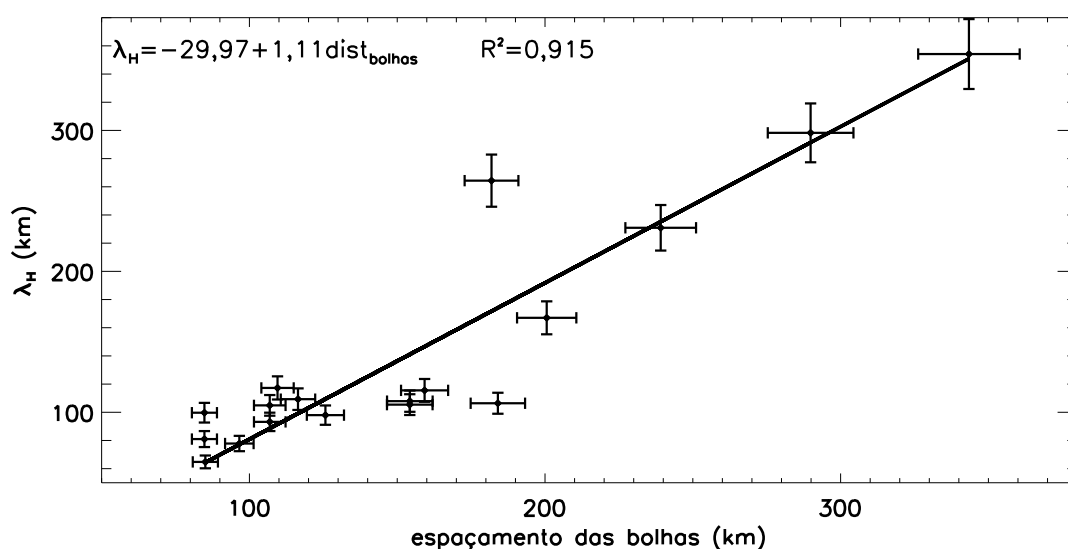


Figura 5.24 - Comprimento de onda horizontal das MSGWs em função do espaçamento entre as bolhas de plasma observadas durante a campanha SpreadFEx 2009. As barras de erro indicam a imprecisão na determinação desses parâmetros. A linha sólida preta ilustra um ajuste linear no qual a equação é mostrada no canto superior esquerdo. O coeficiente de correlação linear de Pearson também é mostrado na parte superior do gráfico.

Nos correspondentes dias em que se observou MSGWs, foi possível encontrar 43 exemplos de bolhas de plasma com espaçamentos quase equidistantes. Desta forma,  $\sim 41\%$  das bolhas observadas tinham MSGWs, na mesma noite, com comprimento

de onda horizontal compatível. A melhor equação linear ajustada pelo método dos mínimos quadrados foi

$$\lambda_H = (1, 11 \pm 5, 57 \cdot 10^{-3}) \text{ } dist_{bolhas} - (29, 97 \pm 0, 65), \quad (5.18)$$

em que  $dist_{bolhas}$  é o espaçamento entre as estruturas das bolhas. O coeficiente de correlação Pearson ( $R^2$ , que é mostrado na parte superior Figura 5.24) indica que essa linearizada tem uma confiança superior a 90%.

Os demais 59% de bolhas com estruturas equidistantes poderiam ser influenciadas por ondas de gravidade vindas de outras regiões que não puderam ser detectadas pelo imageador ou até mesmo por MSTIDs geradas em altitudes próximas da base da região F.

Em 2005 também foi possível encontrar uma relação linear entre esses parâmetros. A presença dessa relação linear mostrada acima juntamente com os trabalhos anteriores que mostraram relações similares (TAKAHASHI et al., 2009; PAULINO et al., 2011) e as simulações teóricas (VADAS, 2007; VADAS; FRITTS, 2009) reforçam a ideia de que ondas de gravidade oriundas da troposfera podem realmente agir na instabilidade RTI e acionar a geração de bolhas de plasma ionosféricas. As simulações a partir da técnica de traçador de trajetórias das MSGWs reais observadas nesse período mostraram que a maioria das ondas de gravidade perdem suas energias quase que totalmente em altitudes abaixo de 170 km.

Observações a partir de radar coerente mostram que as irregularidades de plasma começam a se desenvolver em altitudes acima de 200 km (RODRIGUES et al., 2008). Nesse caso, surge uma questão interessante a respeito de como as ondas de gravidade poderiam afetar a RTI e propiciar o início das bolhas. Fritts et al. (2008) sugere que GWs mesmo não conseguindo chegar à base da região F poderiam agir sobre a RTI por efeitos de mapeamento de campos elétricos gerados na região E. Nesse caso, ondas que alcancem altitudes menores na TI poderiam também ser importantes, caso fossem observadas em latitudes magnéticas um pouco afastadas do equador. Essa hipótese também é defendida por Tsunoda (2007) que sugere que campos elétricos gerados na região E a partir da criação de camadas E esporádicas depois do pôr-do-Sol poderiam ser conduzidos até a região F e participar do processo RTI. Fritts e Vadas (2008) propõem a geração de ondas de gravidade secundárias na TI a partir da quebra de ondas primárias oriundas de convecção troposférica. As ondas secundárias

se propagariam em todas as direções e conseguiriam penetrar para altitudes mais elevadas na TI.

O processo de acoplamento entre a atmosfera neutra e ionizada é um tanto quanto complexo, sendo necessárias mais observações e simulações para que se possam analisar com precisão os efeitos de ondas de gravidade sobre a geração de irregularidades de plasma.

As observações apresentadas e discutidas nesse trabalho levantaram algumas dúvidas que poderiam ser explicadas implementando um modelo de geração de bolhas de plasma com parâmetros de entrada com as características das GWs reais e as condições de vento e temperatura que foram usadas. Essas questões são: (1) seria possível uma GW gerar campos elétricos na MLT e esses agirem simultaneamente sobre a RTI? (2) qual seria a altitude mínima na base da região F para que uma GW possa servir como iniciadora no processo RTI? As respostas destas perguntas seriam de grande validade nos trabalhos futuros sobre acoplamento da atmosfera neutra-ionizada a partir de GWs.

#### **5.4 Possíveis fontes troposféricas**

Uma das principais aplicações da técnica de traçador de trajetórias é a procura por fontes de ondas de gravidade. Essa técnica permite reconstruir o possível caminho que a onda de gravidade teria feito na atmosfera desde a sua geração até a sua observação. Durante a campanha SpreadFEx 2009 foram observados alguns eventos de onda interessantes que serão discutidos com um pouco mais de detalhes nesta seção. A posição final da retrotrajetória calculada pelo traçador de trajetórias indicará a localização das possíveis fontes troposféricas para os eventos que serão tratados.

##### **5.4.1 Complexo convectivo de mesoescala**

O primeiro evento de onda foi observado na noite de 23-24 de setembro de 2009 (#5) e é mostrado na [Figura 5.25](#). Esta onda propagou-se numa direção  $\sim 83^\circ$ , apresentou comprimento de onda horizontal de  $\sim 180$  km, período observado de  $\sim 80$  minutos e velocidade de fase horizontal observada de  $\sim 38$  m/s. A trajetória horizontal desse evento está sendo mostrada sobre uma imagem do satélite METEOSAT-9 no canal do infravermelho.

O METEOSAT-9 é um satélite geostacionário mantido pela agência espacial eu-

ropéia (ESA, do Inglês, “European Space Agency”) que têm como principal objetivo coletar imagens da Terra para fins de estudos meteorológicos e de previsão de tempo. Essas imagens estão disponíveis na página do Centro de Previsões de Tempo e Estudos Climáticos (CPTEC) do INPE no endereço eletrônico: <http://www.cptec.inpe.br/satelite/>.

Observa-se uma diferença significativa nas retrotrajetórias [Figura 5.25(a)] da onda quando são levados em conta os efeitos do vento. No entanto, as retrotrajetórias horizontais, observadas na [Figura 5.25(b)] desde a superfície até o observatório são bastante semelhantes, exceto em relação à posição em que o traçador de trajetórias atinge a superfície.

Para a condição de vento nulo, a possível região da fonte na troposfera foi localizada no centro norte do Tocantins, enquanto que na condição de uma atmosfera com vento, a região da fonte troposférica esta situada no sul do Piauí. Para ambas as condições e, principalmente, para o caso do vento nulo, essa onda de gravidade está vindo de regiões próximas a núcleo convectivos. Na região central do Tocantins ocorreu uma intensa atividade convectiva, como pode ser visto na Figura 5.25(b). Procurou-se a imagem mais próxima do horário em que a MSGW atingiu o solo de acordo com o traçador de trajetórias.

Wrasse (2004) calculou a retrotrajetória de ondas de gravidade de pequena escala observadas na localidade de São João do Cariri e sugeriu que aquelas oriundas da troposfera poderiam ser geradas por convecção devida à zona de convergência inter-tropical, linhas de instabilidade e sistemas convectivos de mesoescala. Para o exemplo mostrado na Figura 5.25, observa-se que a posição troposférica desse evento encontra-se próxima de células convectivas. Esse tipo de fenômeno é geralmente classificado como complexos convectivos de mesoescala (CCMs). CCMs podem ter diâmetros de 25 - 2500 km e tempo de dissipação efetiva de poucas horas até no máximo 6 horas e possuem formas arredondadas. Geralmente CCMs com dimensões pequenas, como é o caso mostrado na Figura 5.25, possuem temperaturas no topo das nuvens por volta de  $-50^{\circ}\text{C}$  (MADDOX, 1980).

Vadas e Fritts (2004) desenvolveram um modelo para simular a geração de GWs por CCM e suas propagações na TI. Os autores encontraram que, quando a convecção é profunda (possui grandes extensões verticais e intensos movimentos) um espectro limitado de GWs é gerado e as ondas com grande comprimento de onda vertical e

velocidades de grupo altas podem se propagar até altitudes elevadas.

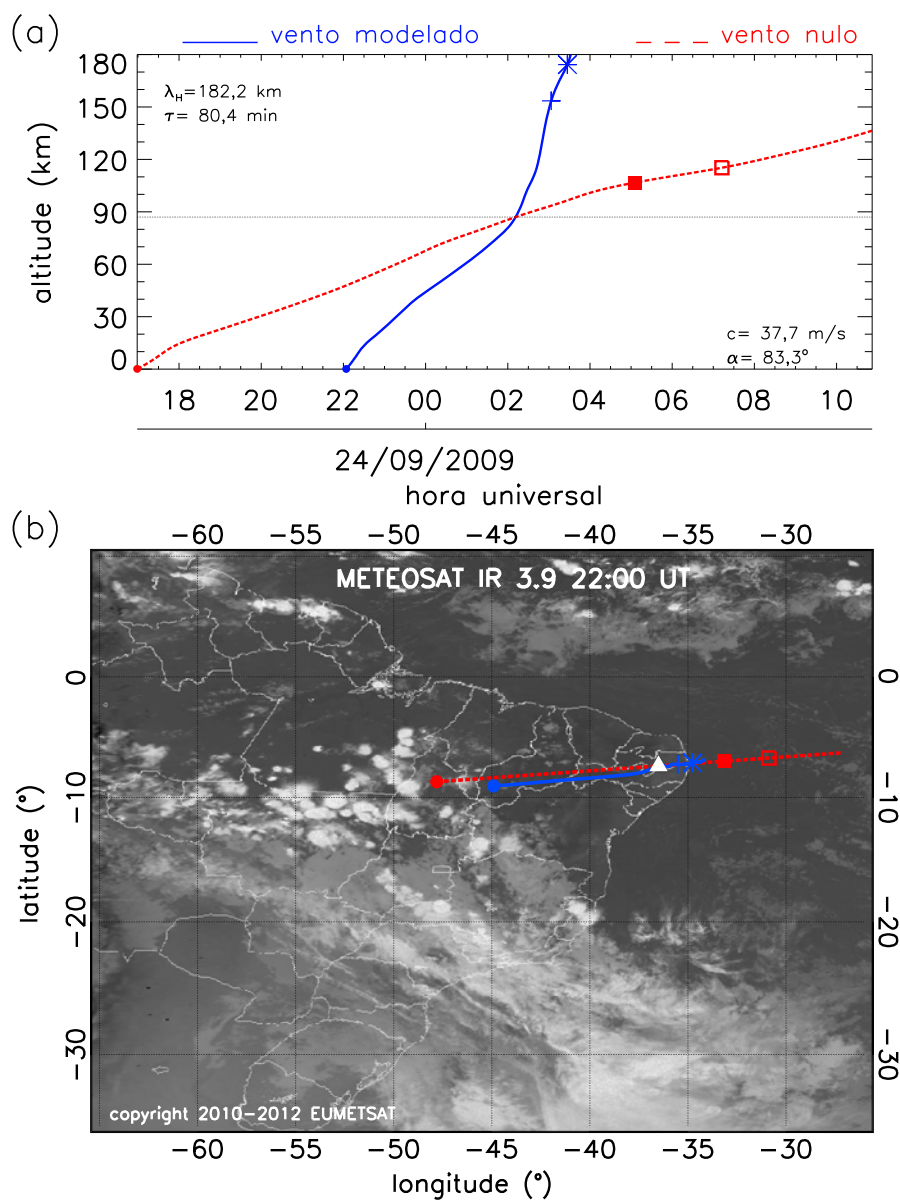


Figura 5.25 - Trajetória vertical (a) e horizontal (b) da MSGW observada na noite de 23-24 de setembro de 2009 (evento #5) para a condição de VN (linhas vermelhas tracejadas) e vento modelado (linhas azuis contínuas). Os símbolos mostrados sobre as curvas têm o mesmo significado dos da Figura 5.17. No painel (b) as trajetórias horizontais estão sobrepostas a uma imagem do satélite METEOSAT observada no canal do infravermelho (IR, do Inglês, “Infra Red”) para às 22:00 UT. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.

Outro exemplo muito semelhante é mostrado na [Figura 5.26](#) para uma MSGWs observada na noite de 14-15 novembro de 2009. Para esse evento (# 23) foi estimado um comprimento de onda horizontal de  $\sim 93$  km, um período de  $\sim 68$  minutos, uma velocidade de fase horizontal de  $\sim 23$  m/s e uma direção de propagação praticamente para leste ( $\sim 90^\circ$ ). Ambas as trajetórias sugeridas pelo traçador de trajetórias (para as condições de VN e VM) são bastante semelhantes.

Nesse caso, a geração da onda é sugerida próxima a um CCM bem evidente pelas imagens do METEOSAT. O resultado do traçador de trajetórias do VN indica a posição troposférica bem próxima do núcleo convectivo visto entre os estados do Tocantins e do Maranhão. Por sua vez, a condição de VM indica uma posição um pouco afastada do CCM em questão, porém, próxima de outro CCM localizado entre o Piauí e o Maranhão. Além disso, os instantes de tempos nos quais essa onda estaria sendo gerada na troposfera estão próximos ( $\sim 2$  horas de diferença). Isto sugere que esse evento poderia ter sido gerado pela ação individual de um desses complexos, ou pela ação combinada dos dois, o que também é previsto teoricamente ([VADAS; FRITTS, 2004](#)). Uma comparação das características desses eventos (#5 e #23) com o espectro fornecido pelo modelo de [Vadas e Fritts \(2004\)](#) pode fortalecer as discussões sobre a possibilidade desses CCMs gerarem essas MSGWs.

Precisa ser destacada que o tempo total da onda desde a fonte até a altitude de sua observação foi estimado em mais de 10 horas de acordo com a condição de VM. Neste caso, esses resultados não são tão precisos, principalmente porque não se conhece o vento abaixo de 80 km de altitude (foi utilizado o modelo HWM-93). Uma mudança muito grande no vento durante esse intervalo poderia modificar completamente a trajetória que é mostrada na [Figura 5.26](#).

O evento #17 observado na noite de 09-10 de novembro de 2009 também foi investigado. Essa MSGW teve comprimento de onda horizontal de  $\sim 87$  km, período de  $\sim 31$  minutos, velocidade de fase de  $\sim 47$  m/s e direção de propagação de  $\sim 20^\circ$  quando foi observada na camada do OH. O mapa do canal infravermelho medido pelo satélite METEOSAT é mostrado na [Figura 5.27\(b\)](#).



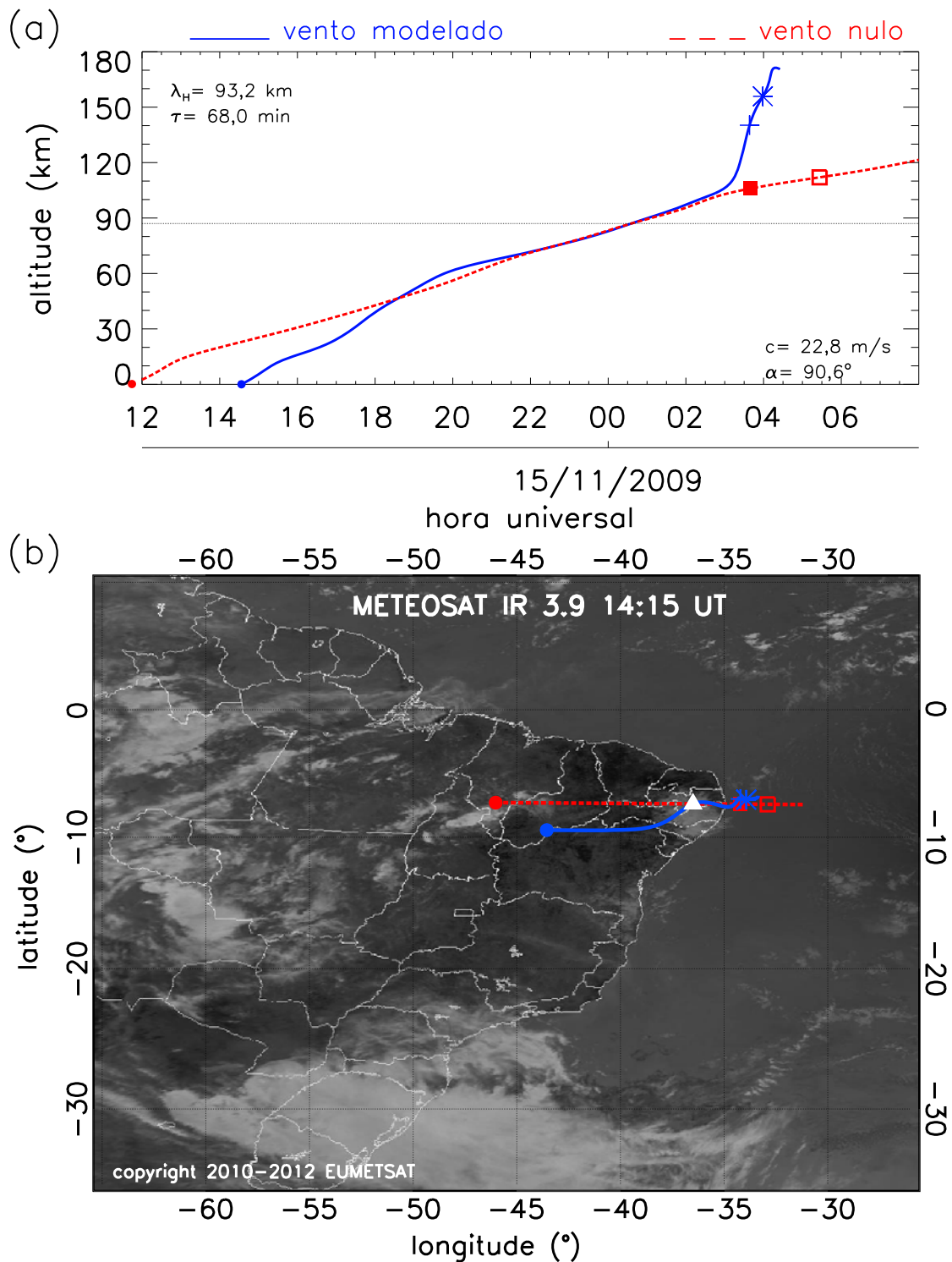


Figura 5.26 - Mesmo que Figura 5.25, só que para o evento #23 observado na noite de 14-15 de novembro de 2009. A hora em que a imagem do METEOSAT foi coletada é mostrada na parte superior do painel (b). A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.



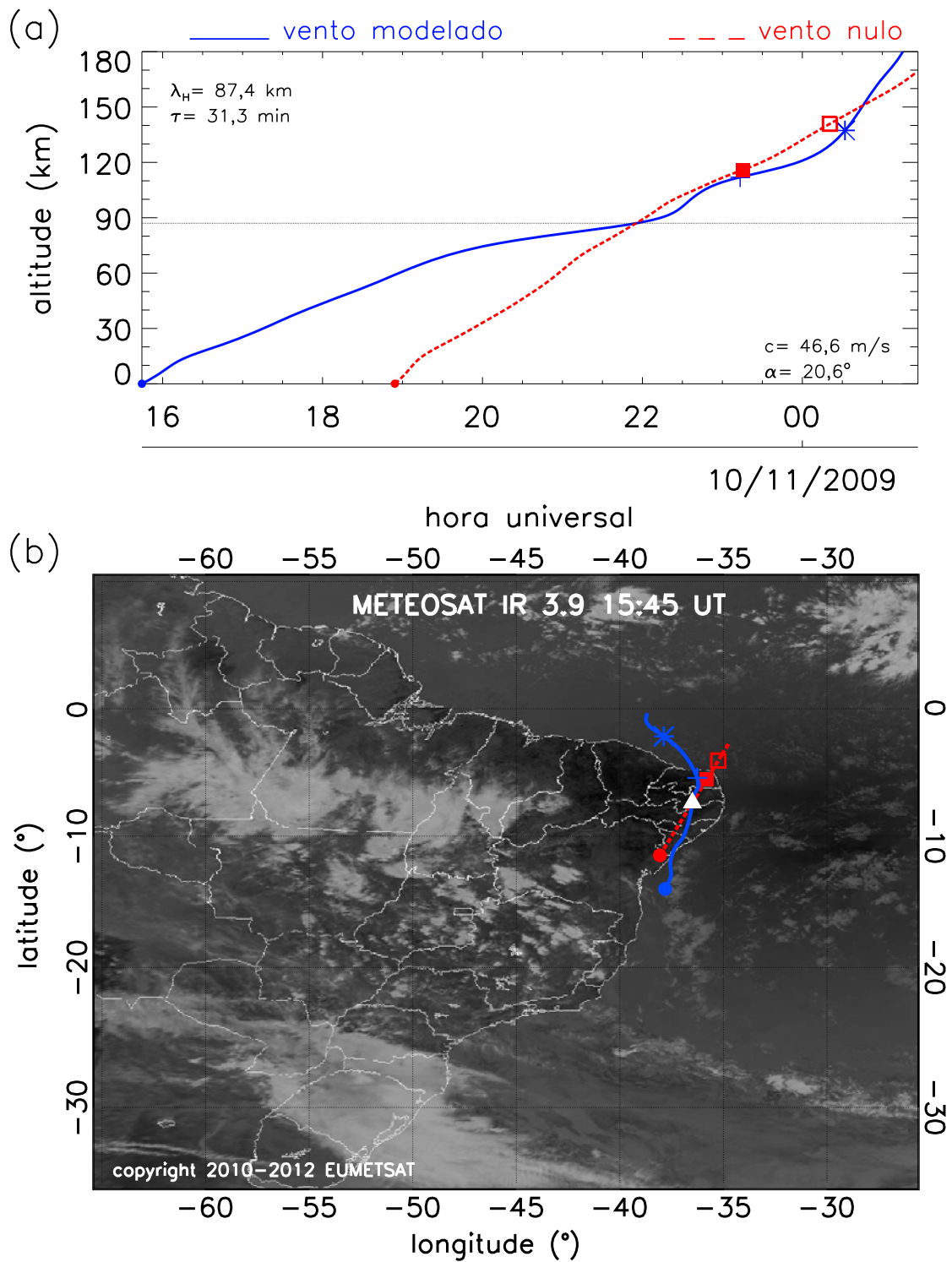


Figura 5.27 - Mesmo que Figura 5.25, para o evento #17 observado na noite de 09-10 de novembro de 2009. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.

De acordo com os resultados obtidos pelo traçador de trajetórias, essa onda levou em torno de 3 horas para se propagar desde a superfície até a camada de aeroluminescência, supondo um vento nulo, e em torno de 6 horas supondo a ação do VM. A posição final da retrotrajetória da onda encontra-se na região sul do Sergipe em altitudes troposféricas, quando considerado o vento nulo, e na costa da Bahia quando empregado o vento de modelo. Nesse último caso, pode ser vista na imagem infravermelha, obtida pelo satélite METEOSAT, uma região com nebulosidade próximo ao horário em que o traçador de trajetórias sugere que a onda estaria na troposfera.

Portanto, é provável que essa onda tenha sido gerada por instabilidades dinâmicas associadas a esta nebulosidade. Esse fenômeno meteorológico é um pouco diferente do que foi apresentado nos exemplos anteriores, nos quais era possível visualizar densas células de nuvens. Nesse caso, uma região mais extensa de nebulosidade pode ser observada.

Um dos principais indicadores de instabilidade atmosférica é o movimento vertical ascendente de parcelas de ar. Essas regiões apresentam movimentos de ar ascendentes, resultados de convergência do ar em baixos níveis. O movimento vertical de massas de ar é capaz de transportar umidade e favorecer convecção.

Dados de reanálises podem ser muito úteis para investigar as condições de estabilidade atmosférica nos horários e regiões próximas à posição final das retrotrajetórias das GWs obtidos pelo modelo de traçador de trajetórias. No presente trabalho, foram utilizados dados de reanálises do “National Center for Environmental Prediction” (NCEP) disponíveis em <http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis2.html>.

O banco de dados da reanálise é gerado a partir de observações que são assimiladas dentro de um modelo global e fornece campos de vento, temperatura, pressão e velocidade vertical ou ômega ( $\Omega = \partial p / \partial t + \vec{v} \cdot \nabla p$ ) e consiste da segunda versão do modelo de reanálise do NCEP. Os dados do NCEP possuem uma resolução horizontal de 2,5° (latitude e longitude) e temporal de 6 horas para os horários universais de 00:00, 06:00, 12:00 e 18:00. Na vertical é possível obter informações para 12 níveis de pressão desde 1000 até 10 hPa (KANAMITSU et al., 2002).

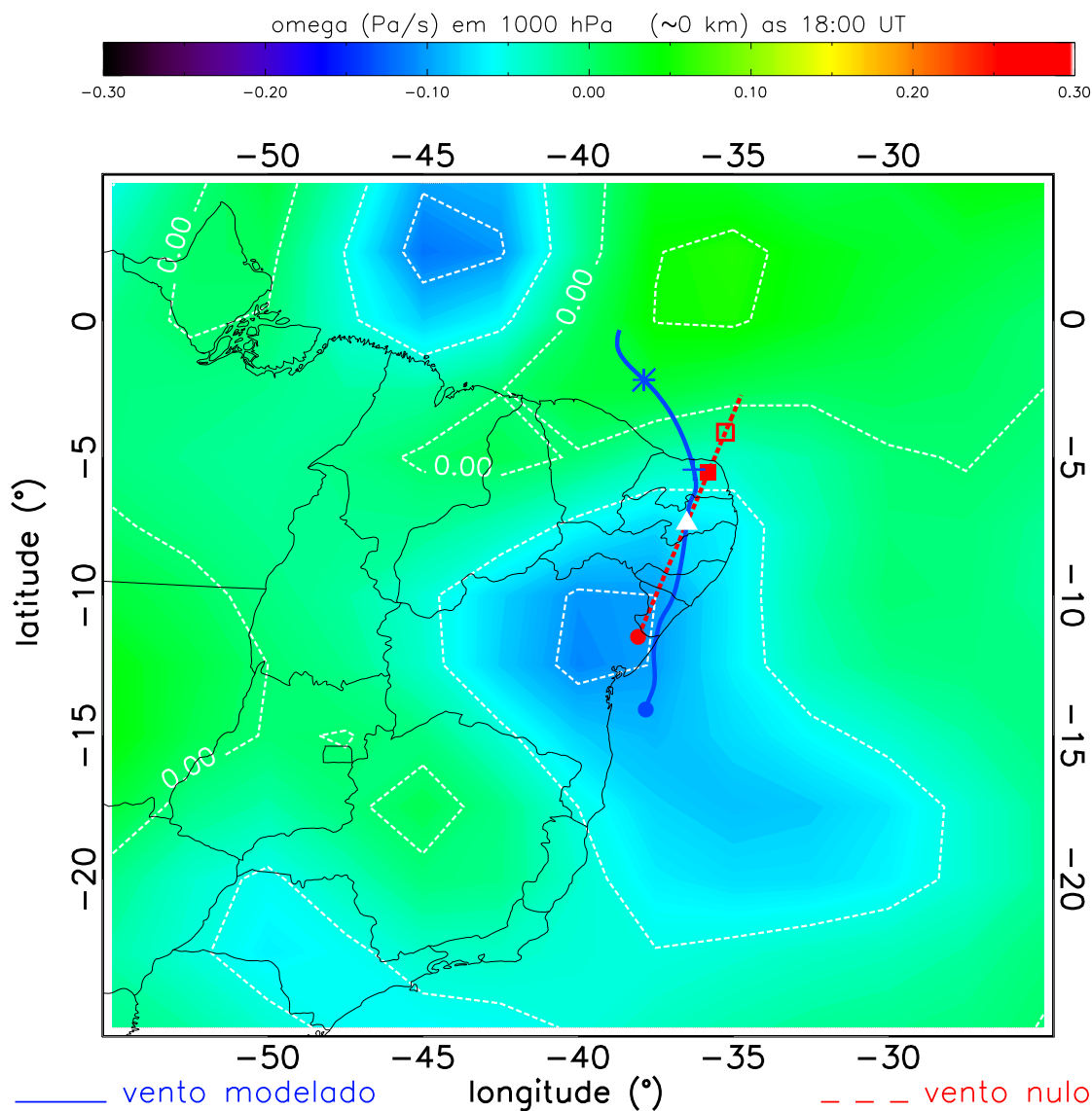


Figura 5.28 - Velocidade vertical do vento em 1000 hPa às 18:00 HU do dia 09 de novembro de 2009 fornecidas pelo modelo de reanálise II do NCEP. Valores negativos indicam movimentos ascendentes e valores positivos, movimentos descendentes. As trajetórias do evento de onda #17 são apresentadas sobre o mapa. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.

O movimento vertical da atmosfera pode ser visto na Figura 5.28, na qual uma região de movimento ascendente (cores frias) é mostrada no nível de 1000 hPa (próximo à superfície). Essa região coincide com a posição final da retrotrajetória calculada

pelo traçador de trajetórias. Esse resultado é mais uma evidência de que a troposfera apresentava regiões instáveis próximo ao local sugerido pelo modelo traçador de trajetórias como possível origem da GWs. Nesse caso, a utilização do modelo de VM conduziu a melhores resultados para o traçador de trajetórias reverso, principalmente, por ter apontado uma região mais propícia para a geração dessa onda.

#### 5.4.2 Sistema frontal

Na [Figura 5.29](#) pode ser vista a trajetória do evento de onda #21 observado na noite de 12-13 de novembro de 2009. O comprimento de onda horizontal foi estimado em  $\sim 264$  km, o período observado foi de  $\sim 72$  minutos e a velocidade horizontal de fase de  $\sim 61$  m/s. A MSGW foi vista se propagando para a direção nordeste  $\sim 29^\circ$  nas imagens do OH registradas em São João do Cariri. O tempo necessário para que a onda se propagasse desde a superfície até a altura da camada de emissão do OH foi de aproximadamente 10 horas, de acordo com o traçador de trajetórias utilizando o VM. Desconsiderando o vento, o tempo de viagem da onda foi de  $\sim 7,5$  horas.

Nas retrotrajetórias horizontais, o caminho percorrido foi praticamente o mesmo, no entanto, o vento modelado direcionou a posição final da onda para uma região bem próxima de uma área com muitas nuvens como pode ser visto no mapa de infravermelho da [Figura 5.29\(b\)](#). A condição de vento nulo, entretanto, aponta a posição troposférica um pouco mais distante e para uma região mais limpa da imagem.

A região de nebulosidade alinhada na direção noroeste-sudeste pode ser associada a uma região de encontro em uma massa de ar frio vinda da Antártica e uma massa de ar quente estacionada sobre a América do Sul. O encontro dessa massa de ar quente e frio é comumente chamado de frente fria, nessa intersecção é eminente a formação de uma extensa área de instabilidade atmosférica que pode proporcionar grandes quantidades de precipitação ([FERREIRA, 2002](#)).

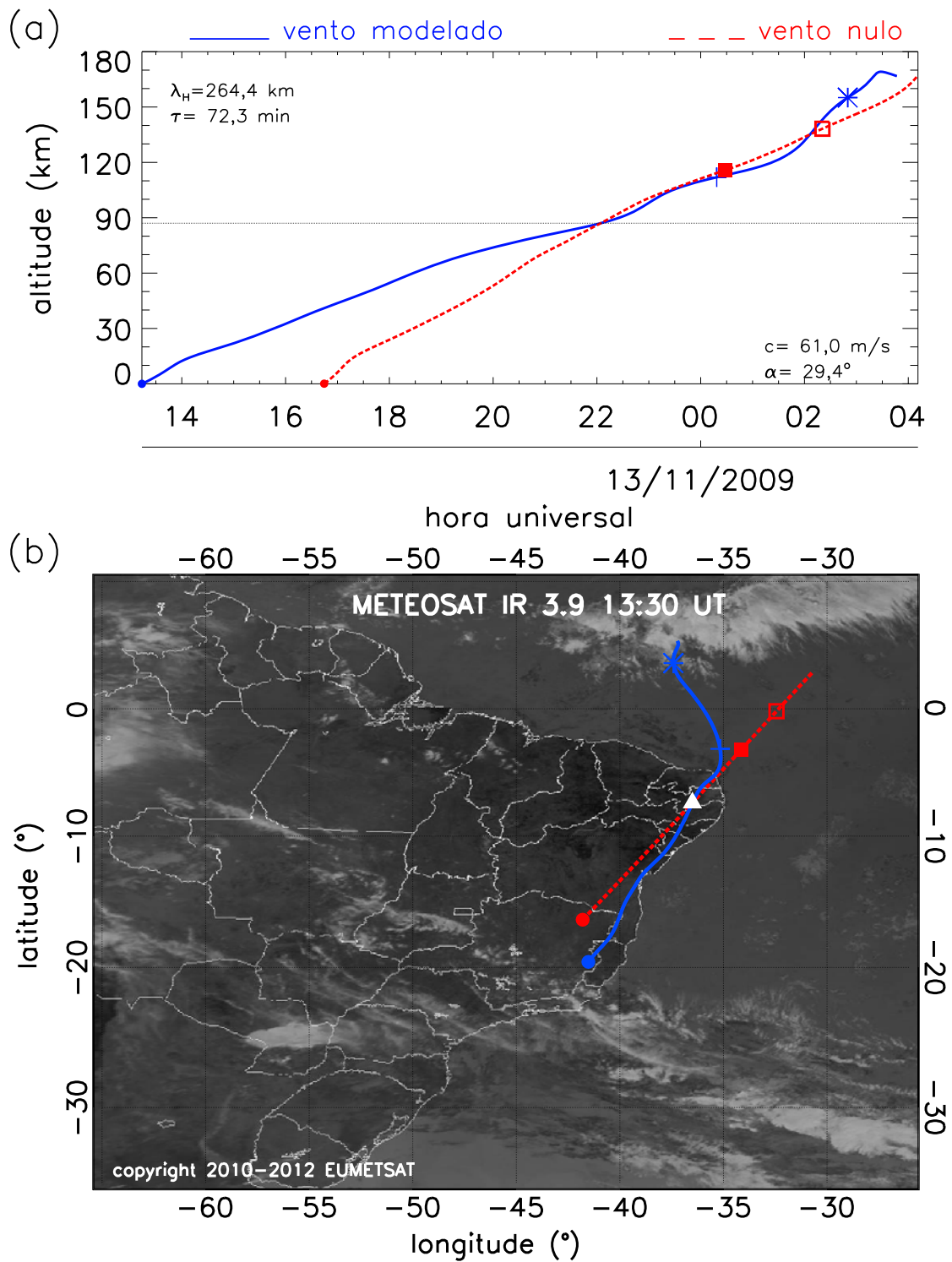


Figura 5.29 - Mesmo que Figura 5.25, só que para o evento de onda #21 observado na noite de 12-13 de novembro de 2009. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.

A imagem de satélite da [Figura 5.29\(b\)](#) mostra que a frente está perdendo força sobre o continente. Porém, muita convecção ainda está acontecendo sobre a região central de Minas Gerais e o norte do Rio de Janeiro. [Wrasse \(2004\)](#) mostrou duas evidências de SSGWs observadas em Cachoeira Paulista (23°S; 45°W) que tiveram suas fontes de geração associadas a sistemas frontais ou frentes frias. [Takahashi et al. \(2011\)](#) estudaram MSGWs observadas em São João do Cariri em 2005 e associaram as possíveis fontes a sistemas convectivos presentes no continente e à forças de corpo termosféricas. As forças de corpo termosféricas são acelerações no vento básico devido à deposição de energia e momentum de GWs primárias. Essas acelerações produzem um novo espectro de ondas de gravidades chamadas de ondas secundárias ([VADAS; FRITTS, 2002](#); [VADAS; FRITTS, 2006](#); [VADAS; LIU, 2011](#)).

O presente resultado é mostrado único para o Brasil porque conseguiu evidenciar a geração de uma onda de gravidade observada em São João do Cariri a um sistema frontal. Isso só foi possível devido às características da onda (grande comprimento de onda horizontal e grande período) favoreceram uma propagação horizontal de aproximadamente 1200 km na horizontal desde a troposfera até a mesma ser observada na mesosfera equatorial. Como as frentes frias vindas da Antártica só conseguem avançar no máximo até o sul da Bahia e o raio de propagação de ondas de gravidade de pequena escala (comprimento de onda horizontais menores que 100 km) desde a superfície até a altitude de  $\sim 87$  km dificilmente supera os 500 km ([WRASSE et al., 2006a](#)), é pouco provável que SSGWs observadas em São João do Cariri possam ser geradas diretamente por sistemas frontais.

Mais uma vez, deve-se tomar cuidado com os resultados porque o tempo de viagem da onda desde a troposfera até a mesosfera foi estimado em aproximadamente 9 horas e o vento utilizado para baixa mesosfera, estratosfera e troposfera foi obtido por modelo. Supondo que a posição troposférica da onda possa está próxima da posição apontada na [Figura 5.29](#), será feita uma avaliação para saber se o evento mostrado pela imagem de satélite trata-se de uma frente fria.

Apenas imagens de satélite não são suficientes para caracterizar o evento meteorológico como uma frente fria, é necessário um conjunto maior de informações. Os dados de reanálise do NCEP ajudarão na melhor caracterização do fenômeno. Por exemplo, a temperatura do ar para o nível de 100 hPa às 18:00 HU é mostrada na [Figura 5.30](#). Observa-se que a posição final da MSGW encontra-se numa região entre um parcela de ar frio e uma parcela de ar quente. Essa é exatamente a definição



meteorológica de frente fria.

A velocidade vertical do vento nos níveis inferiores (500 hPa ou  $\sim 5$ km) também mostra movimento ascendente de ar indicando uma região de instabilidade atmosférica (Figura 5.31). A posição final da retrotrajetória da ondas (na condição de vento modelado) advém dessa região instável.

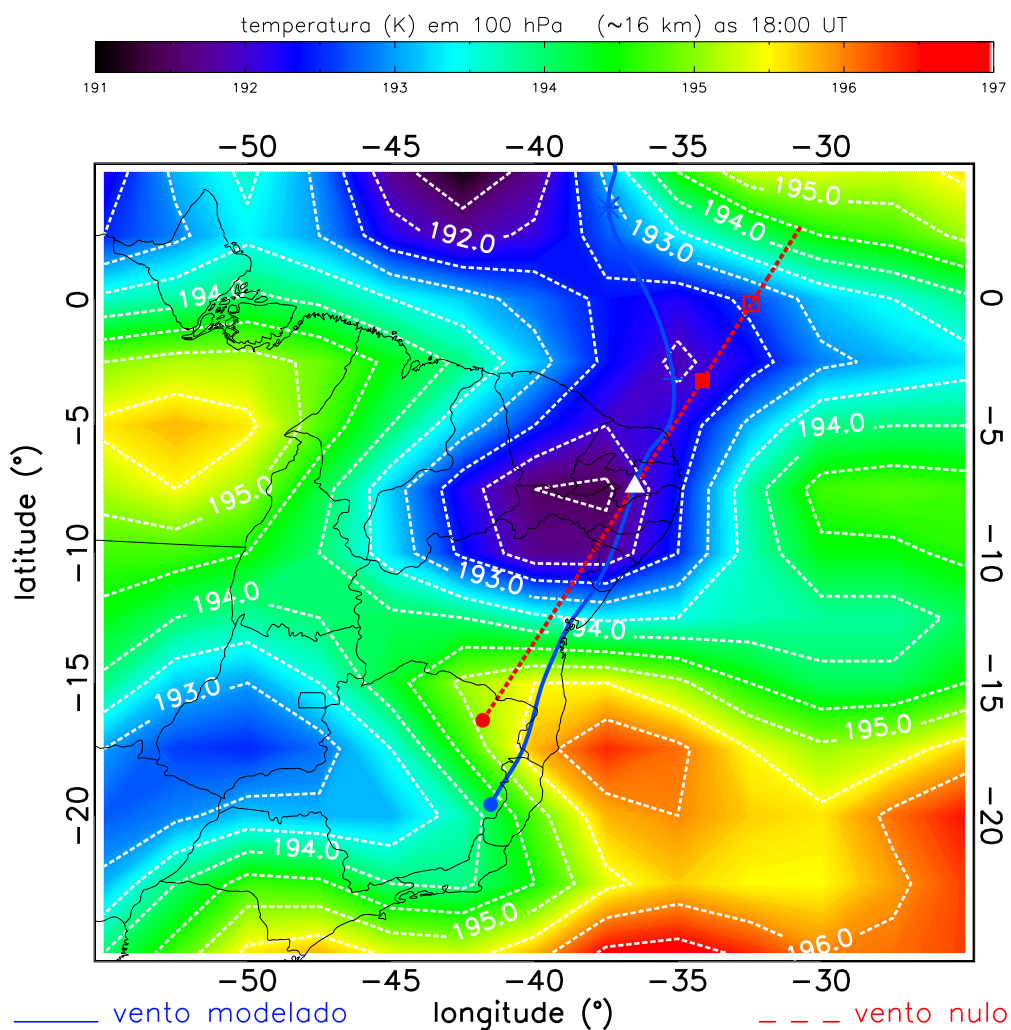


Figura 5.30 - Temperatura do ar no nível de 100 hPa ( $\sim 16$  km) fornecido pelo NCEP para às 18:00 UT no dia 12 de novembro de 2009. As trajetórias do evento de MSGWs #21 são plotados sobre o mapa para as condições de vento nulo (VN=linha vermelha tracejada) e vento modelado (VM=linha azul contínua). A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.

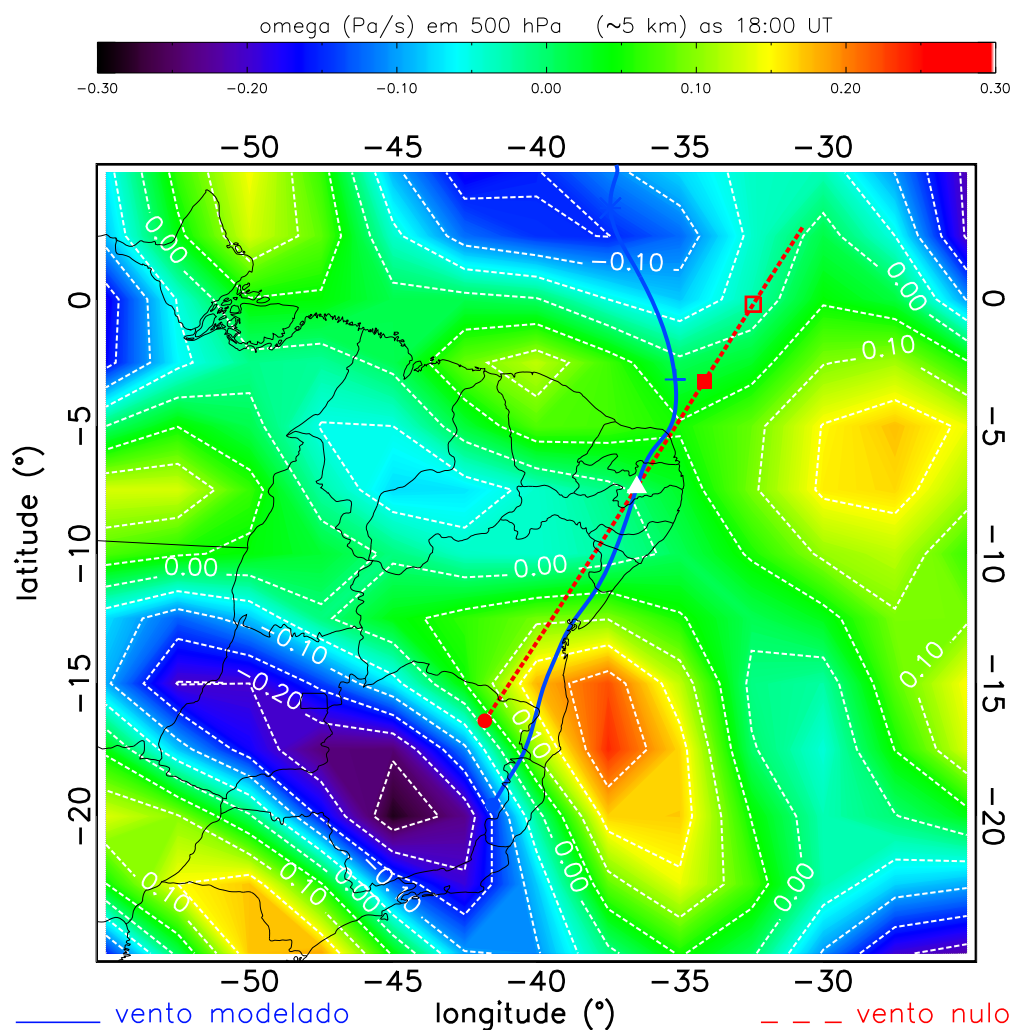


Figura 5.31 - Mesmo que Figura 5.28, para o nível de 500 hPa ( $\sim 5$  km) às 18:00 do dia 12 de novembro de 2009. A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.

Outra característica importante dos sistemas frontais é que o escoamento horizontal em baixos níveis (850 hPa, por exemplo) é praticamente paralelo à frente (FERREIRA, 2002). A Figura 5.32 ilustra bem essa característica para o nível de 850 hPa ( $\sim 1$  km) às 18:00 HU do dia 12 de novembro de 2009. O comprimento das setas denotam a magnitude do vento horizontal (impresso logo acima de cada seta em unidades de metros por segundo) e elas apontam para a direção do escoamento. Observa-se que o vento está fluindo na direção noroeste-sudeste nas proximidades em que se observou a frente nas imagens de satélite. A intensidade do vento não muda muito



especialmente para o nível de pressão mostrado.

Esse conjunto de evidências fortalece a hipótese que o fenômeno meteorológico em análise trata-se de um frente fria que, nesse caso, é uma forte candidata a gerar o evento de MSGW que foi observado aproximadamente 9 horas depois em São João do Cariri na noite de 12 de novembro de 2009.

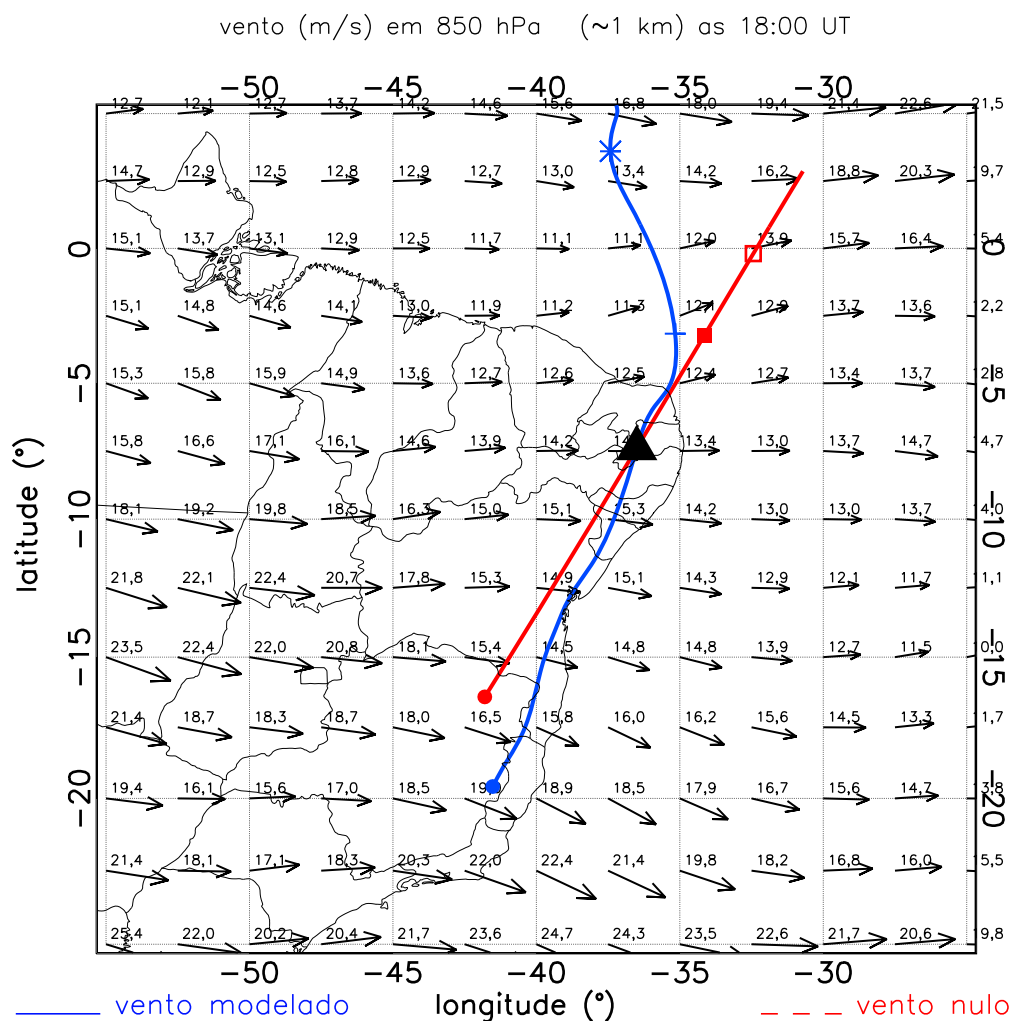


Figura 5.32 - Intensidade e direção do vento horizontal para o nível de 850 hPa (~ 1 km) às 18:00 HU do dia 12 de novembro de 2009. As setas indicam a direção de propagação das ondas e o comprimento é a intensidade do vento. A magnitude do vento em cada ponto é mostrada pelos números acima das setas (em m/s). A simbologia da trajetória da onda é a mesma da Figura 5.17.

As possíveis fontes dos demais eventos de MSGWs estudados no presente trabalho não serão discutidos aqui porque esse não é o foco principal do trabalho. Esses quatro eventos discutidos acima foram selecionados pois apresentaram indicações de fontes diferentes das que foram apresentadas por trabalhos anteriores para a região equatorial do Brasil (WRASSE, 2004; WRASSE et al., 2006a; TAKAHASHI et al., 2011).

Além de convecção, GWs também podem ser geradas por orografia, cisalhamento de vento e forças de corpo na atmosfera (FRITTS; ALEXANDER, 2003). Portanto, uma vasta possibilidade de agentes geradores de ondas de gravidade pode ser encontrada. Os resultados apresentados aqui aproximam bastante a possibilidade dos CCM e a frente fria serem os geradores das ondas discutidas.

É necessária uma investigação mais profunda e detalhada para estreitar mais ainda as possibilidades e indicar com mais confiança os geradores desses eventos de MSGWs. Simulações numéricas mostrando os possíveis espectros que podem ser gerados por este agente também podem ser bem vindas para um estudo futuro mais detalhado. Por enquanto, é importante ressaltar que a técnica de traçador de trajetórias é uma ferramenta útil para procurar por possíveis fontes geradoras de ondas de gravidade de média escala observadas na atmosfera.

## 6 CONCLUSÕES

Neste capítulo serão resumidas as principais conclusões desse trabalho e serão sugeridos alguns trabalhos futuros que poderão ser realizados utilizando as técnicas apresentadas nesta tese.

### 6.1 Conclusões do presente trabalho

Durante a campanha científica SpreadFEx foram realizadas observações de aeroluminescência das emissões do OH mesosférico ( $\sim 87$  km de altitude) e OI630 nm ( $\sim 240$  km de altitude) no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) em São João do Cariri. Vinte e seis ondas de gravidade de média escala foram detectadas, caracterizadas e estudadas nesse trabalho. Essas ondas foram submetidas a um modelo baseado na técnica de traçador de trajetórias a fim de se estudar suas propagações verticais na atmosfera.

Além dos parâmetros das ondas, o modelo foi alimentado por perfis verticais de vento e temperatura desde a superfície até uma altitude de 400 km e com resolução temporal de duas horas. O vento na região da mesosfera e baixa termosfera (MLT) entre 80-100 km de altitude foi medido pelo radar meteorológico instalado no OLAP. Para a altitude de 87 km foi utilizada a temperatura rotacional do OH. Na cidade de Cajazeiras um interferômetro Fabry-Perot operou realizando observações do vento termosférico e da temperatura a partir da emissão do OI630 nm.

Medidas de perfis verticais de temperatura ( $\sim 20$ -130 km) obtidas pelo instrumento SABER a bordo do satélite TIMED também foram utilizadas nas análises. Para complementar o banco de dados, modelos de vento (TIE-GCM e HWM-93) e temperatura (TIE-GCM e NRLMSISE-00) foram utilizados nas lacunas para as quais não foi possível obter dados experimentais.

Um amplo estudo sobre as características das ondas de gravidade de média escala (MSGWs), propagação na termosfera-ionosfera (TI), investigação de possíveis fontes e efeitos do acoplamento dinâmico entre atmosfera neutra e plasma ionosférico foi realizado. As principais conclusões do presente trabalho são sumarizadas a seguir:

1. A campanha científica SpreadFEx realizada de setembro a novembro de 2009 coletou um conjunto de dados inéditos no Brasil que foi relevante para se estudar a propagação de ondas de gravidade na atmosfera. As medidas

de vento e temperatura na termosfera motivaram e foram importantes no estudo da penetração de ondas de gravidade dentro da termosfera-ionosfera porque foi possível usar a técnica de traçador de trajetórias com medidas de vento e temperatura em vários níveis da MLT;

2. O imageamento da aeroluminescência foi usado para detectar MSGWs. Vinte e seis eventos foram selecionados e seus parâmetros foram inferidos pela técnica de keogramas. As características desse espectro de ondas (comprimentos de onda horizontais, períodos, velocidades de fase horizontais e direções de propagação de fase) foram semelhantes as observações anteriores. A principal diferença foi a detecção de alguns eventos com velocidades de fase horizontal maiores que 80 m/s. Em 2005, por exemplo, nenhum evento apresentou essa intensidade de velocidade de fase. Estes eventos mais rápidos, de acordo com os cálculos, conseguiram atingir altitudes elevadas na termosfera-ionosfera. Sendo assim, eles indicaram que MSGWs com módulo de velocidade de fase horizontal grande podem ser mais efetivas para se propagarem verticalmente;
3. A primeira impressão, retirada do cálculo dos parâmetros intrínsecos e observados das MSGWs e baseada na teoria (VADAS, 2007), era que pelo menos 10 MSGWs conseguiriam alcançar altitudes superiores a 200 km na TI. Isso porque esses 10 eventos apresentaram comprimentos de onda vertical superiores a 20 km e, teoricamente, conseguiriam se propagar para níveis mais elevados. Portanto, esta foi a motivação principal do trabalho;
4. A aplicação do traçador de trajetórias para determinar a trajetória das ondas de gravidade revelou que as MSGWs observadas durante a campanha conseguiram alcançar no máximo 200 km de altitude. Por outro lado, as altitudes nas quais a energia e fluxo de momentum das ondas atingem seus maiores valores ficaram abaixo de 175 km. Portanto, a maior parte das MSGWs observadas se dissiparam entre 150 e 200 km de altitude. Em relação à distância horizontal a partir do observatório, a maior parte das ondas se dissipam entre 200 e 800 km e gastaram entre 1 e 3 horas desde a sua detecção nas imagens de aeroluminescência até o ponto de dissipação;
5. O papel destas MSGWs sobre a geração de EPBs não foi relevado nesse trabalho. É necessário usar mais dados, principalmente informações da ionosfera, e simulações numéricas para investigar esse acoplamento. Isso

porque foi mostrado que MSGWs, nas altitudes em que se dissipam, podem atingir valores expressivos de amplitudes que podem modificar tanto a estrutura térmica da atmosfera, quanto o sistema de ventos local. Adicionalmente, uma relação linear entre os 18 comprimentos de onda horizontais de MSGWs e espaçamentos de bolhas de plasma equatoriais foi encontrada, indicando mais uma evidência desse acoplamento;

6. Foi possível estabelecer regras lineares entre os parâmetros das MSGWs e características de propagação na TI. Isso implica que conhecendo os parâmetros das MSGWs nas altitudes da MLT pode-se determinar aproximadamente a posição e o tempo necessário para estas atingirem o fluxo de momentum máximo e a completa dissipação na TI. Outra revelação desse trabalho foi que quando uma onda de gravidade tem sua frequência intrínseca aumentada pelo efeito do vento horizontal na MLT, ela consegue alcançar altitudes mais elevadas;
7. Usando o traçador de trajetórias para procurar por fontes troposféricas de ondas de gravidade, os resultados apontaram duas MSGWs para regiões próximas a complexos convectivos de mesoescala. Uma delas teve sua posição troposférica indicada próxima a uma região de instabilidade atmosférica e outro evento apresentou a posição troposférica junto a um frente fria observada a mais de 1200 km do OLAP. Não foi possível confirmar se estas foram realmente as fontes das MSGWs discutidas nesse trabalho, mas fortes evidências foram levantadas.

## 6.2 Trabalhos futuros

As ferramentas desenvolvidas durante a execução desta tese de doutorado, juntamente com a solução de alguns problemas que não foram resolvidos durante a execução deste trabalho, possibilitarão a realização de alguns trabalhos futuros que deverão contribuir para avanços científicos nessa área. A primeira possibilidade seria usar a técnica de traçador de trajetórias combinada com as observações de MSGWs através da aeroluminescência para investigar a possível geração dessas ondas por forças de corpo termosféricas (VADAS; LIU, 2009).

As previsões teóricas apontam para a possibilidade de ondas de gravidade primárias surgirem de convecções profundas e se propagarem verticalmente até atingirem a

baixa termosfera onde se dissipariam transferindo uma grande quantidade de energia e momentum para a atmosfera. Em consequência disso, uma nova família de ondas de gravidade (denominadas ondas secundárias) seriam geradas isotropicamente nessas altitudes e seriam irradiadas em todas as direções. Parte dessas ondas se propagariam para cima (nesse caso poderiam ser efetivas para perturbar a instabilidade da camada F ionosférica) e a outra parte seria direcionada para baixo. Ao atingir o solo, seriam refletidas e poderiam se comportar como ondas primárias.

Observando MSGWs pela luminescência pode-se construir a retrotrajetória da onda pelo traçador de trajetórias incluindo a reflexão no solo (que não foi mostrada nesse trabalho). Caso a posição troposférica não aponte para região de instabilidade atmosférica, é provável que as fontes dessas ondas estejam nas altitudes da termosfera onde as forças de corpo são geradas (TAKAHASHI et al., 2011).

Uma segunda possibilidade de continuação desse trabalho seria acoplar o modelo do traçador de trajetórias a um modelo de geração de irregularidades de plasma ionosféricas. Fazendo isso, seriam possível perceber mais quantitativamente o papel das MSGWs para a geração de bolhas de plasma. Pode-se usar modelos que já simulam ‘Spread-F’ considerando GWs como iniciadores e colocar como entrada para o modelo valores realísticos de amplitudes de MSGWs previstas pelo traçador de trajetórias.

Este trabalho sugeriu complexos convectivos de mesoescala (CCMs) como possíveis fontes MSGWs. Sendo assim, o modelo de geração de ondas de gravidade por CCM de Vadas e Fritts (2004) pode ser usado para verificar se os CCMs destacados nesse trabalho gerariam um espectro de GW equivalente às ondas que estão sendo estudadas. Isso melhoraria consideravelmente as discussões sobre a geração destas GWs por este tipo de fenômeno meteorológico.

Um quarto trabalho possível seria um estudo climatológico da propagação vertical de GWs no Brasil. Para isso, seriam usadas todas as informações sobre ondas de gravidade (parâmetros) observadas no Brasil nas últimas década para estudar a propagação vertical usando o traçador de trajetórias. O banco de dados de vento e temperatura seria construído de forma análoga ao que foi apresentado nesse trabalho considerando todas as medidas possíveis. O resultado final seria um modelo regional que incluiria variações sazonais e inter anuais tanto dos parâmetros das GWs quanto das medidas dos campos atmosféricos de vento e temperatura. Esse modelo

regional seria capaz de prever, com boa aproximação e adaptado para as condições locais, a trajetória de uma GW na atmosfera independente da altitude que esta seria observada. Contudo, é importante ressaltar que a construção de modelos empíricos sempre apresenta limitações devido falta de medidas experimentais.

Finalmente, o traçador de trajetórias pode ser usado para estudar a propagação de MSTIDs (do Inglês, “Medium-Scale Travelling Ionospheric Disturbances”) que são observadas na emissão do OI630 nm. Para isso, seria preciso solucionar numericamente a relação de dispersão de [Vadas e Fritts \(2005\)](#) para estimar o comprimento de onda vertical nessa altitude e usar a técnica de keogramas para estimar os demais parâmetros das MSTIDs. Esse trabalho revelaria detalhes interessantes sobre a localização e a natureza das fontes geradoras desses fenômenos.





## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDU, M. A.; KHERANI, E. A.; BATISTA, I. S.; PAULA, E. R. de; FRITTS, D. C.; SOBRAL, J. H. A. Gravity wave initiation of equatorial spread F/plasma bubble irregularities based on observational data from the SpreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 7, p. 2607–2622, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/2607/2009/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 4, 27

ALENCAR FILHO, J. F. d. **Estudo de frentes mesosféricas na região equatorial**. 313 p. (INPE-15179-TDI/1295). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2007-10-26 2007. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2007/12.07.11.35>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 22, 23, 27, 39, 40, 63, 65, 67

ALMEIDA, L. M. d. **Características das ondas de gravidade observadas na região central do Brasil**. Dissertação (Mestrado em Física e Astronomia) — Universidade do Vale do Paraíba, São José dos Campos, 2010. 39

ANDRIOLI, V. F. **Estudo dos ventos entre 80 e 100 km utilizando radar meteórico na região de Santa Maria (29,7°S; 53,8°O)**. 116 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2008-08-28 2008. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2008/07.30.15.12>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 54, 102

ATAIDE, J. S. P. d. **Caracterização do movimento vertical de ondas de gravidade através de dados de radar meteórico e imageador de aeroluminescência**. 82 p. DIS 551.511.31(043) A862c. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2007. 38

AVEIRO, H. C.; DENARDINI, C. M.; ABDU, M. A. Climatology of gravity waves-induced electric fields in the equatorial E region. **J. Geophys. Res.**, v. 114, 2009. 27

BAGESTON, J. V. **Caracterização de ondas de gravidade mesosféricas na Estação Antártica Comandante Ferraz**. 176 p. (INPE-16660-TDI/1618). Tese

(Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2009-12-16 2010. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19@80/2009/11.25.17.35>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 39, 67, 223

BAGESTON, J. V.; WRASSE, C. M.; GOBBI, D.; TAKAHASHI, H.; SOUZA, P. B. Observation of mesospheric gravity waves at Comandante Ferraz Antarctica Station (62° S). **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 6, p. 2593–2598, 2009.

Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/2593/2009/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 39, 70

BAGESTON, J. V.; WRASSE, C. M.; HIBBINS, R. E.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D.; TAKAHASHI, H.; ANDRIOLI, V. F.; FECHINE, J.; DENARDINI, C. M.

Case study of a mesospheric wall event over Ferraz station, Antarctica (62°; S).

**Annales Geophysicae**, v. 29, n. 1, p. 209–219, 2011. Disponível em:

<<http://www.ann-geophys.net/29/209/2011/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 39

BALSLEY, B. B.; GAGE, K. S. The MST radar technique: Potential for middle atmospheric studies. **Pure and Applied Geophysics**, Birkhäuser Basel, v. 118, p. 452–493, 1980. ISSN 0033-4553. 10.1007/BF01586464. Disponível em:

<<http://dx.doi.org/10.1007/BF01586464>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 27

BATISTA, P. P.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; MEDEIROS, A. F. First airglow all sky images at 23°S. **Advances in Space Research**, v. 26, n. 6, p. 925 – 928, 2000. ISSN 0273-1177. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117700000314>>.

Acesso em: 13 abr. 2012. 33

BURITI, R. A. **Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar MU e fotômetro em Shigaraki (35°N, 136°L), Japão**. 204 p. (INPE-6647-TDI/624). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1997. 28

CHAPMAN, S. Some phenomena of the Upper Atmosphere. **Proceedings of the Physical Society. Section B**, v. 64, n. 10, p. 833, 1951. Disponível em:

<<http://stacks.iop.org/0370-1301/64/i=10/a=301>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 28

CLEMESHA, B.; BATISTA, P. Gravity waves and wind-shear in the MLT at 23°S. **Advances in Space Research**, v. 41, n. 9, p. 1472 – 1477, 2008. ISSN 0273-1177.

Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117707003249>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 27

CLEMESHA, B. R.; BATISTA, P. P.; COSTA, R. A. Buriti da; SCHUCH, N. Seasonal variations in gravity wave activity at three locations in Brazil. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 3, p. 1059–1065, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/1059/2009/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 27

CLEMESHA, B. R.; BATISTA, P. P.; SIMONICH, D. M. Simultaneous measurements of meteor winds and sporadic sodium layers in the 80 - 110 km region. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 10, p. 1679 – 1684, 2001. ISSN 0273-1177. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117701002381>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 54

COWLING, D. H.; WEBB, H. D.; YEH, K. C. Group rays of internal gravity waves in a wind-stratified atmosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 76, n. 1, p. 213–220, 1971. 116

CRAWFORD, J.; ROTHWELL, P.; WELLS, N. Simulating experiments for Spacelab: Airborne television observations of airglow clouds in the near infrared. **Nature**, v. 257, n. 5528, p. 650–651, 1975. 29

de MENESES, F. C.; MURALIKRISHNA, P.; CLEMESHA, B. R. Height profiles of OI 630 nm and OI 557.7 nm airglow intensities measured via rocket-borne photometers and estimated using electron density data: a comparison. **Geofísica internacional**, scielomx, v. 47, p. 161 – 166, 09 2008. ISSN 0016-7169. Disponível em: <[http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci\\_arttext&pid=S0016-71692008000300004&nrm=iso](http://www.scielo.org.mx/scielo.php?script=sci_arttext&pid=S0016-71692008000300004&nrm=iso)>. Acesso em: 16 abr. 2012. 108

DEWAN, E. M.; PICARD, R. H. Mesospheric Bores. **J. Geophys. Res.**, v. 103, n. D6, p. 6295–6305, 1998. 0148-0227. xvii, 37

DING, F.; WAN, W.; YUAN, H. The influence of background winds and attenuation on the propagation of atmospheric gravity waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, n. 7, p. 857 – 869, 2003. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682603000907>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 116

FECHINE, J. **Observações de pororocas mesosféricas através de imageamento da aeroluminescência em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O)**. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2004-02-17 2004. 36

FECHINE, J.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D. Mesospheric bore events in the equatorial middle atmosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 67, n. 17-18, p. 1774 – 1778, 2005. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682605001483>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 36

FECHINE, J.; WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; LIMA, L. M.; FRITTS, D.; LAUGHMAN, B.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P. D.; MLYNCZAK, M. G.; RUSSELL, J. M. First observation of an undular Mesospheric Bore in a Doppler duct. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 4, p. 1399–1406, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/1399/2009/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 39, 40

FERREIRA, A. G. **Interpretação de imagens de satélite meteorológicos: uma visão prática e operacional do hemisfério Sul**. Brasília: Stilo, 2002. 190, 194

FRITTS, D. C. Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations. **Reviews of Geophysics**, v. 22, p. 275–308, 1984. 1

FRITTS, D. C.; ABDU, M. A.; BATISTA, B. R.; BATISTA, I. S.; BATISTA, P. P.; BURITI, R.; CLEMESHA, B. R.; DAUTERMANN, T.; PAULA, E. R. de; FECHINE, B. J.; FEJER, B. G.; GOBBI, D.; HAASE, J.; KAMALABADI, F.; KHERANI, E. A.; LAUGHMAN, B.; LIMA, P. P.; LIU, H.-L.; MEDEIROS, A.; PAUTET, P.-D.; RIGGIN, D. M.; RODRIGUES, F. S.; SABBAS, F. São; SOBRAL, J. H. A.; STAMUS, P.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J.; VADAS, S. L.; VARGAS, F.; WRASSE, C. M. Overview and summary of the Spread F Experiment (SpreadFEx). **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 5, p. 2141–2155, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/2141/2009/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 3, 40, 43

FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of Geophysics**, v. 41, p. 1003, 2003. DOI: 10.1029/2001RG000106. 1, 24, 128, 138, 175, 196

FRITTS, D. C.; VADAS, S. L. Gravity wave penetration into the thermosphere: sensitivity to solar cycle variations and mean winds. **Annales Geophysicae**, v. 26, n. 12, p. 3841–3861, 2008. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/26/3841/2008/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 155, 181

FRITTS, D. C.; VADAS, S. L.; RIGGIN, D. M.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A.; KAMALABADI, F.; LIU, H.-L.; FEJER, B. G.; TAYLOR, M. J. Gravity wave and tidal influences on equatorial spread F based on observations during the Spread F Experiment (SpreadFEx). **Annales Geophysicae**, v. 26, n. 11, p. 3235–3252, 2008. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/26/3235/2008/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 3, 41, 155, 156, 168, 175, 181

GARCIA, F. J.; TAYLOR, M. J.; KELLEY, M. C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. **Appl. Opt.**, OSA, v. 36, n. 29, p. 7374–7385, Oct 1997. Disponível em: <<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-36-29-7374>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 67

GERRARD, A. J.; KANE, T. J.; ECKERMANN, S. D.; THAYER, J. P. Gravity waves and mesospheric clouds in the summer middle atmosphere: A comparison of lidar measurements and ray modeling of gravity waves over Sondrestrom, Greenland. **J. Geophys. Res.**, v. 109, n. D10, p. D10103, 2004. 0148-0227. 116

GOMES, F. E. **Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W)**. 122 p. DIS 551.510.413.3(043) G633o. Dissertação (Mestrado em Física) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2009-02-13 2009. 52, 53

GOSSARD, E. E.; HOOKE, W. H. **Waves in the Atmosphere**. New York: Elsevier, 1975. 16, 18, 118, 133, 145

HAERENDEL, G.; ECCLES, J. V.; ÇAKIR, S. Theory for modeling the equatorial evening ionosphere and the origin of the shear in the horizontal plasma flow. **J. Geophys. Res.**, v. 97, n. A2, p. 1209–1223, 1992. 0148-0227. 2

HECHT, E. **Optics (4<sup>th</sup> Edition)**. 4. ed. [S.l.]: Addison Wesley, 2001. 698 p. ISBN 0805385665. 225

HECHT, J. H.; KOVALAM, S.; MAY, P. T.; MILLS, G.; VINCENT, R. A.; WALTERSCHEID, R. L.; WOITHE, J. Airglow imager observations of atmospheric gravity waves at Alice Springs and Adelaide, Australia during the Darwin Area Wave Experiment (DAWEX). **J. Geophys. Res.**, v. 109, n. D20, p. D20S05, 2004. 0148-0227. 116

HECHT, J. H.; WALTERSCHEID, R. L.; HICKEY, M. P.; FRANKE, S. J. Climatology and modeling of quasi-monochromatic atmospheric gravity waves observed over Urbana Illinois. **J. Geophys. Res.**, v. 106, n. D6, p. 5181–5195, 2001. 0148-0227. 145

HEDIN, A. E.; BIONDI, M. A.; BURNSIDE, R. G.; HERNANDEZ, G.; JOHNSON, R. M.; KILLEEN, T. L.; MAZAUDIER, C.; MERIWETHER, J. W.; SALAH, J. E.; SICA, R. J.; SMITH, R. W.; SPENCER, N. W.; WICKWAR, V. B.; VIRDI, T. S. Revised global model of thermosphere winds using satellite and ground-based observations. **J. Geophys. Res.**, v. 96, n. A5, p. 7657–7688, 1991. 110

HEDIN, A. E.; FLEMING, E. L.; MANSON, A. H.; SCHMIDLIN, F. J.; AVERY, S. K.; CLARK, R. R.; FRANKE, S. J.; FRASER, G. J.; TSUDA, T.; VIAL, F.; VINCENT, R. A. Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 13, p. 1421 – 1447, 1996. ISSN 0021-9169. Disponível em: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021916995001220>. Acesso em: 13 abr. 2012. 110, 138

HEDLUND, P. R. **Using a bistatic Fabry-Perot interferometer system to improve the estimation of thermospheric winds**. 71 p. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica e Computação) — University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, 2009-05-19 2009. Disponível em: <http://hdl.handle.net/2142/16193>. Acesso em: 18 abr. 2012. 60, 225, 228, 230

HERNANDEZ, G. **Fabry-Perot Interferometers**. [S.l.]: Cambridge University Press, 1986. ISBN: 0-521-32238-3. 229, 231

HERSE, M. Waves in the OH emissive layer. **Science: Atmospheric Physics and Earth Observations**, v. 225, n. 4658, p. 172–174, 1984. 30

HINES, C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. **Canadian Journal of Physics**, v. 38, p. 1441–1481, 1960. 1, 16

\_\_\_\_\_. Gravity waves in the atmosphere. **Nature**, v. 239, p. 73–78, 1972. AAA ID. AAA008.082.029 DOI: 10.1038/239073a0. 1

HOCKING, W. K. A new approach to momentum flux determinations using skyrimet meteor radars. **Annales Geophysicae**, v. 23, n. 7, p. 2433–2439, 2005. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/23/2433/2005/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 27

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**, v. 63, n. 2-3, p. 155 – 169, 2001. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682600001383>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 54

HUANG, C.-S.; KELLEY, M. C. Nonlinear evolution of equatorial spread F 2. Gravity wave seeding of Rayleigh-Taylor instability. **J. Geophys. Res.**, v. 101, n. A1, p. 293–302, 1996. 0148-0227. 2

HUANG, C.-S.; KELLEY, M. C.; HYSELL, D. L. Nonlinear Rayleigh-Taylor instabilities, atmospheric gravity waves and equatorial spread F. **J. Geophys. Res.**, v. 98, p. 15631, set. 1993. 2

HUNG, R. J.; SMITH, R. E. Ray tracing of gravity waves as a possible warning system for tornadic storms and hurricanes. **Journal of Applied Meteorology**, v. 17, n. 1, p. 3–11, 1978. DOI: 10.1175/1520-0450(1978)017<0003:RTOGWA>2.0.CO;20021-8952. 116

HYSELL, D. L.; KELLEY, M. C.; SWARTZ, W. E.; WOODMAN, R. F. Seeding and layering of equatorial Spread F by gravity waves. **J. Geophys. Res.**, v. 95, p. 17253–17260, 1990. DOI: 10.1029/JA095iA10p17253. 2

ISLER, J. R.; TAYLOR, M. J.; FRITTS, D. C. Observational evidence of wave ducting and evanescence in the mesosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 102, n. D22, p. 26,301–26,313, 1997. 10.1029/97JD01783. 22, 145



JONES, W. L. Ray tracing for internal gravity waves. **J. Geophys. Res.**, v. 74, p. 2028–2033, 1969. DOI: 10.1029/JB074i008p02028. 116

KANAMITSU, M.; EBISUZAKI, W.; WOOLLEN, J.; YANG, S.-K.; HNILO, J. J.; FIORINO, M.; POTTER, G. L. NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis (R-2). **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 83, n. 11, p. 1631–1643, 2002. DOI: 10.1175/BAMS-83-11-1631 0003-0007. 188

KELLEY, M. C.; LARSEN, M. F.; LAHOZ, C.; MCCLURE, J. P. Gravity wave initiation of equatorial Spread F: A case study. **J. Geophys. Res.**, v. 86, n. A11, p. 9087–9100, 1981. 0148-0227. 2, 27

KESKINEN, M. J.; VADAS, S. L. Three-dimensional nonlinear evolution of equatorial ionospheric bubbles with gravity wave seeding and tidal wind effects. **Geophys. Res. Lett.**, v. 36, p. 12102, 2009. DOI: 10.1029/2009GL037892. 2

KHERANI, E. A.; ABDU, M. A.; PAULA, E. R. de; FRITTS, D. C.; SOBRAL, J. H. A.; JR., F. C. de M. The impact of gravity waves rising from convection in the lower atmosphere on the generation and nonlinear evolution of equatorial bubble. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 4, p. 1657–1668, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/1657/2009/>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 2, 4

KOCHANSKI, A. Atmospheric motions from Sodium cloud drifts. **J. Geophys. Res.**, v. 69, n. 17, p. 3651–3662, 1964. 0148-0227. 27

KUDEKI, E.; AKGIRAY, A.; MILLA, M.; CHAU, J. L.; HYSELL, D. L. Equatorial spread-f initiation: Post-sunset vortex, thermospheric winds, gravity waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 69, n. 17-18, p. 2416 – 2427, 2007. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682607001265>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 2, 3, 175

KUDEKI, E.; BHATTACHARYYA, S. Postsunset vortex in equatorial F-region plasma drifts and implications for bottomside spread-F. **J. Geophys. Res.**, v. 104, p. 28163–28170, 1999. DOI: 10.1029/1998JA900111. 175

KUNDU, P. K.; COHEN, I. M.; COHEN, I. M. **Fluid Mechanics: Third Edition**. San Diego, CA: Elsevier, 2004. ISSN 0121782530. 10, 11, 123

LIGHTHILL, J. **Waves in Fluids**. New York: Cambridge Univ. Press, 1978. 116



LILLER, W.; WHIPPLE, F. L. High-altitude winds by meteor-train photography. In: R. L. F. Boyd, M. J. Seaton, & H. S. W. Massey (Ed.). **Rocket Exploration of the Upper Atmosphere**. [S.l.: s.n.], 1954. p. 112. 27

LIMA, L. M. **Observações de ondas planetárias na região da mesopausa equatorial e de baixas latitudes do hemisfério Sul**. 245 p.

(INPE-12346-TDI/995). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004-02-19 2004.

Disponível em:

<<<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/03.17.10.49>>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 54, 55, 102

LIN, Y.; ZHANG, F. Tracking gravity waves in baroclinic jet-front systems.

**Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 65, n. 7, p. 2402–2415, 2008. Doi: 10.1175/2007JAS2482.10022-4928. 116

MACHADO, E. A. **Caracterização dos Parâmetros de Ondas de Gravidade Detectadas por Imagens de Aeroluminescência sobre São João do Cariri (7°S, 36°W)**. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2002. 33

MADDOX, R. A. Mesoscale convective complexes. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 61, n. 11, p. 1374–1387, 1980. DOI: 10.1175/1520-0477(1980)061<1374:MCC>2.0.CO;2 0003-0007. 183

MAKELA, J.; MERIWETHER, J.; LIMA, J.; MILLER, E.; ARMSTRONG, S.

The remote equatorial nighttime observatory of ionospheric regions project and the international heliospherical year. **Earth, Moon, and Planets**, Springer

Netherlands, v. 104, p. 211–226, 2009. ISSN 0167-9295. 10.1007/s11038-008-9289-0.

Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1007/s11038-008-9289-0>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 59

MAKELA, J. J.; MERIWETHER, J. W.; HUANG, Y.; SHERWOOD, P. J.

Simulation and analysis of a multi-order imaging Fabry-Perot interferometer for the study of thermospheric winds and temperatures. **Applied Optics**, OSA, v. 50, n. 22, p. 4403–4416, Aug 2011. Disponível em:

<<http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-50-22-4403>>. Acesso em: 13 abr. 2012. 61, 107, 230

MAKELA, J. J.; VADAS, S. L.; MURYANTO, R.; DULY, T.; CROWLEY, G. Periodic spacing between consecutive equatorial plasma bubbles. **Geophys. Res. Lett.**, v. 37, n. 14, p. L14103, 2010. 0094-8276. 176

MARKS, C. J.; ECKERMAN, S. D. A three-dimensional nonhydrostatic ray-tracing model for gravity waves: Formulation and preliminary results for the middle atmosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 11, p. 1959–1984, 1995. DOI: 10.1175/1520-0469(1995)052<1959:ATDNRT>2.0.CO;2 0022-4928. 18, 116

MEDEIROS, A. F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência**. 187 p. (INPE-10478-TDI/932). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2001-09-06 2001. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/04.16.14.15>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 27, 28, 33, 40, 47, 50, 67, 69

MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; MACHADO, E. A.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D.; TAYLOR, M. J. Comparison of gravity wave activity observed by airglow imaging at two different latitudes in Brazil. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 6-9, p. 647 – 654, 2004. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682604000288>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 33, 145

MEDEIROS, A. F.; FECHINE, J.; BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; GOBBI, D. Response of OH, O<sub>2</sub> and OI5577 airglow emissions to the mesospheric bore in the equatorial region of Brazil. **Advances in Space Research**, v. 35, n. 11, p. 1971 – 1975, 2005. ISSN 0273-1177. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117705003613>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 36, 37

MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; PINHEIRO, K. M.; GOBBI, D. Atmospheric gravity wave propagation direction observed by airglow imaging in the South American sector. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 67, n. 17-18, p. 1767 – 1773, 2005. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682605001767>>

[//www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682605001471](http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682605001471)>. Acesso em: 16 abr. 2012. 37, 137, 138, 139

MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; FECHINE, J.; WRASSE, C. M.; GOBBI, D. MLT gravity wave climatology in the South America equatorial region observed by airglow imager. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 2, p. 399–406, 2007. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/25/399/2007/>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 38, 70, 139

MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D. An unusual airglow wave event observed at Cachoeira Paulista 23° S. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 10, p. 1749 – 1754, 2001. ISSN 0273-1177. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117701003179>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 33

\_\_\_\_\_. An investigation of gravity wave activity in the low-latitude upper mesosphere: Propagation direction and wind filtering. **J. Geophys. Res. (Atmospheres)**, v. 108, p. 4411, 2003. DOI: 10.1029/2002JD002593. 24, 35

MEINEL, I. A. B. OH emission bands in the spectrum of the night sky. **The Astrophysical Journal**, v. 111, p. 555, maio 1950. 28

MERIWETHER, J. W.; MAKELA, J. J.; HUANG, Y.; FISHER, D. J.; BURITI, R. A.; MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H. Climatology of the nighttime equatorial thermospheric winds and temperatures over Brazil near solar minimum. **J. Geophys. Res.**, v. 116, n. A4, p. A04322, 2011. 0148-0227. 3, 59, 107, 225

MERTENS, C. J.; MLYNCZAK, M. G.; LÓPEZ-PUERTAS, M.; WINTERSTEINER, P. P.; PICARD, R. H.; WINICK, J. R.; GORDLEY, L. L.; III, J. M. R. Retrieval of mesospheric and lower thermospheric kinetic temperature from measurements of CO<sub>2</sub> 15 μm Earth limb emission under non-LTE conditions. **Geophys. Res. Lett.**, v. 28, p. 1391–1394, 2001. 64, 66

MIDGLEY, J. E.; LIEMOHN, H. B. Gravity waves in a realistic atmosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 71, n. 15, p. 3729–3748, 1966. 0148-0227. 17

MOREELS, G.; HERSE, M. Photographic evidence of waves around the 85 km level. **Planetary and Space Science**, v. 25, n. 3, p. 265 – 273, 1977. ISSN 0032-0633. Disponível em:

<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063377901374>>.

Acesso em: 16 abr. 2012. xvi, 29, 30

NAPPO, C. J. **An introduction to atmospheric gravity waves**. San Diego: Academic Press, 2002. (International Geophysics Series, v. 85). 22

NICOLLS, M. J.; KELLEY, M. C. Strong evidence for gravity wave seeding of an ionospheric plasma instability. **Geophys. Res. Lett.**, v. 32, p. 05108, 2005. DOI: 10.1029/2004GL020737. 2

PAULINO, A. R. S. **Maré lunar observada com radar meteórico em três latitudes no Brasil**. 97 p. (INPE-16680-TDI/1625). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010-02-19 2010. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m18@80/2010/02.04.15.32>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 54, 57, 58, 102

PAULINO, I. **Estudo da inversão da deriva zonal de bolhas de plasma ionosféricas através de imagens do airglow**. 231 p. DIS 550.3:535.37(043) S586e. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2008-02-11 2008. 10, 51

PAULINO, I.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F.; WRASSE, C. M.; BURITI, R. A.; SOBRAL, J. H. A.; GOBBI, D. Mesospheric gravity waves and ionospheric plasma bubbles observed during the COPEX campaign. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 73, n. 11-12, p. 1575 – 1580, 2011. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682610003676>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 41, 135, 136, 176, 181

PETERSON, A. W.; ADAMS, G. W. OH airglow phenomena during the 5-6 July 1982 total lunar eclipse. **Appl. Opt.**, v. 22, n. 17, p. 2682, 1983. ISSN 0003-6935. Disponível em: <<http://www.biomedsearch.com/nih/OH-airglow-phenomena-during-5/18200093.html>>. Acesso em: 16 abr. 2012. 31

PETERSON, A. W.; KIEFFABER, L. M. Infrared photography of OH airglow structures. **Nature**, v. 242, n. 5396, p. 321–322, 1973. 10.1038/242321a0. 29

PICONE, J. M.; HEDIN, A. E.; DROB, D. P.; AIKIN, A. C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **J. Geophys. Res.**, v. 107, n. A12, p. 1468, 2002. 0148-0227. 97

PITTEWAY, M. L. V.; HINES, C. O. The viscous damping of atmospheric gravity waves. **Canadian Journal of Physics**, v. 41, p. 1935, 1963. 14, 17

PRESS, W. H. **Numerical recipes 3rd edition: The Art of scientific computing**. 3. ed. New York [etc.]: Cambridge University Press, 2007. ISBN 0521880688. 118

REID, I. M. Gravity wave motions in the upper middle atmosphere (60-110 km). **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 48, n. 11-12, p. 1057 – 1072, 1986. ISSN 0021-9169. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021916986900267>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 140

REIF, F. **Fundamentals of Statistical and Thermal Physics**. [S.l.]: Waveland Press, 2008. 651 p. (McGraw-Hill series in fundamentals of physics). ISBN 9781577666127. 226

ROBLE, R. G.; RIDLEY, E. C. A Thermosphere-Ionosphere-Mesosphere-Electrodynamics General Circulation Model (TIME-GCM): Equinox solar cycle minimum simulations (30-500 km). **Geophys. Res. Lett.**, v. 21, n. 6, p. 417–420, 1994. 0094-8276. 98, 152

RODRIGUES, F. S.; HYSELL, D. L.; PAULA, E. R. de. Coherent backscatter radar imaging in Brazil: large-scale waves in the bottomside F-region at the onset of equatorial spread F. **Annales Geophysicae**, v. 26, n. 11, p. 3355–3364, 2008. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/26/3355/2008/>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 181

SALES, F. S. **Estudo de pororocas mesosféricas através de dados de imageador de aeroluminescência e de radar meteórico**. 231 p. Dissertação (Mestrado em Meteorologia) — Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2007-08-31 2007. 39

SANTOS, F. A. V. **Investigação do fluxo de momento das ondas de gravidade na alta atmosfera através da aeroluminescência**. 217 p. (INPE-14815-TDI/1257). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto

Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2007-05-30 2007.

Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m17@80/2007/07.18.12.20>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 20, 24, 39, 67

SEKAR, R. Plasma instabilities and their simulations in the equatorial F region: Recent results. **Space Science Reviews**, Springer Netherlands, v. 107, p. 251–262, 2003. ISSN 0038-6308. 10.1023/A:1025592226703. Disponível em: <<http://dx.doi.org/10.1023/A:1025592226703>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 2

SWENSON, G. R.; LIU, A. Z. A model for calculating acoustic gravity wave energy and momentum flux in the mesosphere from OH airglow. **Geophys. Res. Lett.**, v. 25, p. 477–480, 1998. DOI: 10.1029/98GL00132. 127

TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P. Simultaneous measurements of OH(9,4), (8,3), (7,2), (6,2) and (5,1) bands in the airglow. **J. Geophys. Res.**, v. 86, n. A7, p. 5632–5642, 1981. 0148-0227. 53, 92

TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B. R.; BATISTA, P. P.; SAHAI, Y.; ABDU, M. A.; MURALIKRISHNA, P. Equatorial F-region OI 6300 Å and OI 5577 Å emission profiles observed by rocket-borne airglow photometers. **Planetary and Space Science**, v. 38, n. 4, p. 547 – 554, 1990. ISSN 0032-0633. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/003206339090148J>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 108

TAKAHASHI, H.; SAHAI, Y.; CLEMESHA, B. R.; SIMONICH, D. M.; TEIXEIRA, N. R.; LOBO, R. M.; ERAS, A. Equatorial mesospheric and F-region airglow emissions observed from latitude 4° South. **Planetary and Space Science**, v. 37, n. 6, p. 649 – 655, 1989. ISSN 0032-0633. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063389900354>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 53

TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; MEDEIROS, A. F.; GOBBI, D.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; PAULA, E.; SOBRAL, J. H. A.; ARRUDA, D.; VADAS, S. L.; SABBAS, F. S.; FRITTS, D. C. Simultaneous observation of ionospheric plasma bubbles and mesospheric gravity waves during the SpreadFEx Campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 4, p. 1477–1487, 2009. Disponível em:

<<http://www.ann-geophys.net/27/1477/2009/>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 4, 40, 41, 70, 86, 168, 176, 181

TAKAHASHI, H.; VADAS, S. L.; WRASSE, C. M.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; MEDEIROS, A. F. d.; BURITI, R. A.; PAULA, E. de; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; PAULINO, I.; STAMUS, P. A.; FRITTS, D. C.

Mesosphere-Ionosphere coupling processes observed in the F layer bottom-side oscillation. In: **Aeronomy of the Earth s Atmosphere and Ionosphere**.

London: Springer, 2011, (IAGA Special Sopron Book Series, v. 2). p. 163–175.

ISBN 9789400703261. Disponível em:

<<http://www.springerlink.com/content/r40525421212234k/fulltext.pdf>>.

Acesso em: 17 abr. 2012. 4, 127, 139, 168, 192, 196, 200

TAYLOR, M. J. A review of advances in imaging techniques for measuring short period gravity waves in the mesosphere and lower thermosphere. **Advances in Space Research**, v. 19, n. 4, p. 667 – 676, 1997. ISSN 0273-1177. Disponível em:

<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117797001610>>.

Acesso em: 17 abr. 2012. 2, 29, 32

TAYLOR, M. J.; BISHOP, M. B.; TAYLOR, V. All-sky measurements of short-period waves imaged in the OI(557.7 nm), Na(589.2 nm) and near-infrared OH and O<sub>2</sub>(0,1) nightglow emissions during the ALOHA-93. **Geophys. Res. Lett.**, v. 22, n. 20, p. 2833–2836, 1995. 32

TAYLOR, M. J.; HAPGOOD, M. A. Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions. **Planetary and Space Science**, v. 36, n. 10, p. 975 – 985, 1988. ISSN 0032-0633.

Disponível em:

<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063388900359>>.

Acesso em: 17 abr. 2012. 27, 30

TAYLOR, M. J.; HAPGOOD, M. A.; ROTHWELL, P. Observations of gravity wave propagation in the OI (557.7 nm), Na (589.2 nm) and the near infrared OH nightglow emissions. **Planetary and Space Science**, v. 35, n. 4, p. 413 – 427, 1987. ISSN 0032-0633. Disponível em:

<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0032063387900985>>.

Acesso em: 17 abr. 2012. 30



TAYLOR, M. J.; HILL, M. J. Near infrared imaging of hydroxyl wave structure over an ocean site at low latitudes. **Geophys. Res. Lett.**, v. 18, p. 1333–1336, 1991. DOI: 10.1029/91GL01299. 32

TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R.; FECHINE, J.; FRITTS, D. C.; VADAS, S. L.; TAKAHASHI, H.; SABBAS, F. T. São. Characteristics of mesospheric gravity waves near the magnetic equator, Brazil, during the SpreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 2, p. 461–472, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/461/2009/>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 4, 25, 40, 41, 70, 135, 136, 137, 140, 141

TAYLOR, M. J.; PENDLETON W. R., J.; CLARK, S.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; GOLDBERG, R. A. Image measurements of short-period gravity waves at equatorial latitudes. **J. Geophys. Res.**, v. 102, n. D22, p. 26,283–26,299, 1997. 2, 33, 34, 70, 140

TOKUMOTO, A. S. **Ventos na região de 80-100 km de altura sobre Cachoeira Paulista (22,7°S ; 45°) medidos por radar meteórico.** 132 p. (INPE-9126-TIDI/815). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2002-02-25 2002. Disponível em: <<http://mtc-m05.sid.inpe.br/col/sid.inpe.br/iris@1905/2005/08.03.21.19.56>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 54

TSUNODA, R. T. Seeding of equatorial plasma bubbles with electric fields from an Es-layer instability. **J. Geophys. Res. (Space Physics)**, v. 112, p. 06304, 2007. DOI: 10.1029/2006JA012103. 181

\_\_\_\_\_. On seeding equatorial spread F: Circular gravity waves. **Geophys. Res. Lett.**, v. 37, n. 10, p. L10104, 2010. 0094-8276. 2

VADAS, S. L. Horizontal and vertical propagation and dissipation of gravity waves in the thermosphere from lower atmospheric and thermospheric sources. **J. Geophys. Res. (Space Physics)**, v. 112, p. 06305, 2007. DOI: 10.1029/2006JA011845. 2, 3, 11, 70, 119, 121, 122, 123, 126, 145, 163, 165, 181, 198

VADAS, S. L.; CROWLEY, G. Sources of the traveling ionospheric disturbances observed by the ionospheric TIDDBIT sounder near Wallops Island on 30 October 2007. **J. Geophys. Res.**, v. 115, n. A7, p. A07324, 2010. 0148-0227. 176



VADAS, S. L.; FRITTS, D. C. The importance of spatial variability in the generation of secondary gravity waves from local body forces. **Geophys. Res. Lett.**, v. 29, p. 45–1, 2002. 192

\_\_\_\_\_. Thermospheric responses to gravity waves arising from mesoscale convective complexes. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 6-9, p. 781 – 804, 2004. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682604000380>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 131, 183, 185, 200

\_\_\_\_\_. Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. **J. Geophys. Res. (Atmospheres)**, v. 110, p. 15103, 2005. DOI: 10.1029/2004JD005574. 2, 3, 4, 10, 17, 117, 126, 129, 130, 201

\_\_\_\_\_. Influence of solar variability on gravity wave structure and dissipation in the thermosphere from tropospheric convection. **J. Geophys. Res. (Space Physics)**, v. 111, 2006. DOI: 10.1029/2005JA011510. 125, 126, 192

\_\_\_\_\_. Reconstruction of the gravity wave field from convective plumes via ray tracing. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 1, p. 147–177, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/147/2009/>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 25, 129, 168, 181

VADAS, S. L.; LIU, H.-I. Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the dissipation of convectively generated gravity waves. **J. Geophys. Res.**, v. 114, n. A10, p. A10310, 2009. 0148-0227. 199

VADAS, S. L.; LIU, H.-L. Neutral winds and densities at the bottomside of the F layer from primary and secondary gravity waves from deep convection Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere. In: **Aeronomy of the Earth s Atmosphere and Ionosphere**. London: Springer, 2011, (IAGA Special Sopron Book Series, v. 2). p. 131–139. ISBN 9789400703261. Disponível em: <<http://www.springerlink.com/content/h2607858143613j3/fulltext.pdf>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 192

VADAS, S. L.; NICOLLS, M. J. Using PFISR measurements and gravity wave dissipative theory to determine the neutral, background thermospheric winds. **Geophys. Res. Lett.**, v. 35, p. 02105, 2008. DOI: 10.1029/2007GL031522. 2, 27

VADAS, S. L.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; STAMUS, P. A.; FRITTS, D. C.; LIU, H.-L.; SABBAS, F. T. São; RAMPINELLI, V. T.; BATISTA, P.; TAKAHASHI, H. Convection: the likely source of the medium-scale gravity waves observed in the OH airglow layer near Brasília, Brazil, during the SpreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 1, p. 231–259, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/231/2009/>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 4, 40, 116, 127, 129, 130, 139, 168

VARGAS, F.; GOBBI, D.; TAKAHASHI, H.; LIMA, L. M. Gravity wave amplitudes and momentum fluxes inferred from oh airglow intensities and meteor radar winds during spreadfex. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 6, p. 2361–2369, 2009. Disponível em: <<http://www.ann-geophys.net/27/2361/2009/>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 39, 40, 128

VARGAS, F.; SWENSON, G.; LIU, A.; GOBBI, D. O(<sup>1</sup>S), OH, and O<sub>2</sub> (b) airglow layer perturbations due to AGWs, and their implied effects on the atmosphere. **J. Geophys. Res.**, v. 112, n. D14102, 2007. Doi:10.1029/2006JD007642. 128

WALDOCK, J. A.; JONES, T. B. Source regions of medium scale travelling ionospheric disturbances observed at mid-latitudes. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 49, n. 2, p. 105 – 114, 1987. ISSN 0021-9169.

Disponível em:

<<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0021916987900444>>.

Acesso em: 17 abr. 2012. 116

WITT, G. Height, structure and displacements of noctilucent clouds. **Tellus**, v. 14, n. 1, p. 1–18, 1962. 2153-3490. 27

WOODMAN, R. F.; GUILLEN, A. Radar observations of winds and turbulence in the stratosphere and mesosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 31, n. 2, p. 493–505. 27

WRASSE, C. M. **Observação da temperatura rotacional da hidroxila através da aeroluminescência na região da mesosfera terrestre**. 125 p. (INPE-8003-TDI/751). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2000-02-28 2000. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/deise/2001/04.24.11.36>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 53

WRASSE, C. M. **Estudos de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas**. 253 p. (INPE-12249-TDI/978). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004-03-19 2004. Disponível em:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/05.24.10.59>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 27, 37, 38, 40, 48, 49, 50, 51, 67, 118, 130, 139, 183, 192, 196, 223

WRASSE, C. M.; NAKAMURA, T.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J.; GOBBI, D.; DENARDINI, C. M.; FECHINE, J.; BURITI, R. A.; SALATUN, A.; SURATNO; ACHMAD, E.; ADMIRANTO, A. G. Mesospheric gravity waves observed near equatorial and low-middle latitude stations: Wave characteristics and reverse ray tracing results. **Annales Geophysicae**, v. 24, n. 12, p. 3229–3240, 2006. Disponível em:

<<http://www.ann-geophys.net/24/3229/2006/>>. Acesso em: 17 abr. 2012. 192, 196

WRASSE, C. M.; NAKAMURA, T.; TSUDA, T.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J.; GOBBI, D.; SALATUN, A.; SURATNO; ACHMAD, E.; ADMIRANTO, A. G. Reverse ray tracing of the mesospheric gravity waves observed at 23°S (Brazil) and 7°S (Indonesia) in airglow imagers. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, n. 2, p. 163 – 181, 2006. ISSN 1364-6826. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682605002993>>.

Acesso em: 17 abr. 2012. 38, 70, 116

WRASSE, C. M.; RODRIGUES, I. **Programa de Calibração de Imagens All-Sky**. 2008. 69



## APÊNDICE A - INCREMENTO TEMPORAL DO TRAÇADOR DE TRAJETÓRIAS

A metodologia do traçador de trajetórias usa os valores do número de onda e da posição da onda num determinado instante como base para fazer uma aproximação dessas variáveis num instante de tempo posterior ou anterior.

No presente trabalho, o conjunto de equações (4.7)-(4.8) foi solucionado pelo método de Runge-Kutta de quarta ordem com dupla precisão, conforme discutido no [Capítulo 4](#). Um dos parâmetros necessário para a solução dessas equações é um incremento temporal.

É conveniente expressar esse incremento temporal em termos da coordenada vertical para impor a máxima variação que a onda deve percorrer na vertical em cada interação do procedimento. Sendo assim, a velocidade de grupo vertical  $c_{gz}$  calculada em cada interação serviria com um bom indicador para incremento temporal de acordo com a expressão

$$\Delta t = \int_{z_i}^{z_f} \frac{dz}{c_{gz}}, \quad (\text{A.1})$$

em que  $dz$  seria a variação vertical.

No caso do cálculo da trajetória das ondas nas altitudes inferiores a 100 km, a [Equação A.1](#) produz resultados satisfatórios desde que o intervalo fixado de altitudes seja relativamente pequeno ([WRASSE, 2004](#); [BAGESTON, 2010](#)). Por outro lado, quando uma onda de gravidade se aproxima de um nível crítico, a velocidade de grupo vertical diminui acentuadamente. Portanto, o incremento temporal crescerá bastante se for usada a [Equação A.1](#). A implicação direta é que as soluções para o conjunto de equações do traçador de trajetórias não serão confiáveis.

Para resolver essa limitação foi utilizado o seguinte procedimento:

1. Uma variação máxima de tempo é calculada pela expressão [A.1](#);
2. É estabelecida uma fração arbitrária da variação máxima temporal permitida, nesse trabalho foi usado 0,1;
3. Observa-se o quanto cada variável mudou na interação atual pelas equações

$\frac{x_i}{dx_i} e \frac{k_i}{dk_i}$ , em que  $i = 1, 2, 3$ ;

4. Toma-se a menor das variações e compara-se com a fração da variação máxima temporal permitida de modo a obter-se o módulo do menor valor;
5. Esse, portanto, será o incremento de tempo utilizado.

Esse procedimento evita que GWs parem sempre quando se aproximarem de níveis críticos por limitações dos procedimentos numéricos e ainda apresenta vantagens para calcular reflexões de ondas gravidade pela superfície ou por níveis de reflexão.

## APÊNDICE B - O INTERFERÔMETRO FABRY-PEROT

O objetivo deste Apêndice é descrever o princípio de funcionamento de um interferômetro Fabry-Perot (FPI) e os cuidados necessários para projetar um FPI para fazer medidas de vento e temperatura da atmosfera. Esta descrição é baseada nos trabalhos de Hedlund (2009) e Meriwether et al. (2011).

### B.1 Princípios físicos

Nesta seção serão apresentados alguns princípios físicos de óptica que são necessários para entender o funcionamento do interferômetro Fabry-Perot.

#### B.1.1 Interferência

Em física, o termo interferência é usado para designar a superposição de ondas. A interferência tanto pode ser construtiva (quando ocorre uma amplificação da onda resultante), quanto destrutiva (quando se observa a onda resultante com amplitude menor). A amplificação ou atenuação do sinal ondulatório vai depender da fase das ondas que estão incidindo sobre um determinado observador num dado instante de tempo. Por exemplo, se duas ondas eletromagnéticas, de mesmo período e mesma amplitude, estão incidindo um mesmo ponto, o resultado poderá ser tanto a aniquilação dessas ondas (caso a diferença de fase entre elas seja  $\pi$ ) quanto um sinal com amplitude duas vezes maior (caso a diferença de fase seja nula).

Para ondas luminosas, originadas de uma mesma fonte pontual, pode-se obter diferentes padrões de interferência se os caminhos percorridos pela luz até atingir o mesmo ponto de observação forem diferentes. Esse é o princípio usado por um interferômetro.

#### B.1.2 Deslocamento Doppler

Deslocamento Doppler é o nome dado ao fenômeno responsável para modificação do comprimento de onda observado, quando existe um movimento relativo entre a fonte geradora da onda e o observador. Se uma fonte monocromática está se movendo com velocidade  $v_f$  em relação a um observador e produzindo ondas com velocidade de fase  $c_f$  e comprimento de onda  $\lambda_0$  (observado quando a fonte está num estado estacionário), o comprimento de onda que o observador enxergará será (HECHT, 2001):

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 - \frac{v_f}{c_f}} . \quad (\text{B.1})$$

Isto implica que, quando a fonte se aproxima do observador ( $v_f < 0$ ), o comprimento de onda visto por ele diminui. Caso contrário ( $v_f > 0$ ),  $\lambda$  aumenta.

Por outro lado, conhecendo-se a fonte e seu respectivo comprimento de onda e medindo-se o comprimento de onda que chega a um determinado ponto é possível estimar a velocidade de deslocamento da fonte, ou seja,

$$v_f = \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right) c_f . \quad (\text{B.2})$$

Medidas do comprimento de onda da linha vermelha do Oxigênio atômico, que emite em 630,0 nm, fornecem diretamente a velocidade do vento termosférico provenientes das altitudes onde a concentração das reações químicas que produzem essa linha de emissão é expressiva. Essas medidas são possíveis porque o vento neutro carrega consigo essas espécies químicas. Sendo assim, se o FPI medir um sinal luminoso deslocado para o vermelho, implica que o vento está se afastando dele. Se o deslocamento for para o azul, o vento está soprando em sua direção.

### B.1.3 Espalhamento Doppler

Quando a fonte geradora da onda não é perfeitamente homogênea, o sinal detectado pelo observador não corresponde a uma linha espectral bem definida e sim a uma pequena faixa espectral ou banda. Esse alargamento do espectro é causado pelo movimento aleatório das partículas que compõem a fonte e é chamado de espalhamento Doppler. No caso da emissão do OI630,0 nm atmosférico, o espalhamento Doppler é função da temperatura da atmosfera que governa o movimento microscópico dos átomos. Quanto maior for a temperatura, maior será o espalhamento Doppler.

O FPI é apontado para uma determinada região do céu e coleta a luz proveniente de uma área extensa da atmosfera. Portanto, a largura das franjas de interferência fornece a estimativa da temperatura daquela determinada região da atmosfera. O espalhamento Doppler causado pelo movimento das partículas atmosféricas devido às características térmicas locais pode ser aproximado pela distribuição de Maxwell-Boltzmann, que matematicamente pode ser escrita por (REIF, 2008):



$$g(\lambda) = \left( \frac{Mc_f^2}{2\pi k_B T \lambda_0^2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{\left( -\frac{Mc_f^2}{2\pi k_B T} \right) \left( \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \right)}, \quad (\text{B.3})$$

em que  $M$  é a massa da partícula que está emitindo,  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura e  $\lambda_0$  é o comprimento de onda referente ao pico da distribuição.

Essa aproximação só é possível porque a temperatura oriunda dessa região da atmosfera é ordinária. O valor médio dessa distribuição é  $\lambda_0$  e a variância pode ser escrita por:

$$\sigma^2 = \frac{k_B T \lambda_0}{Mc^2}. \quad (\text{B.4})$$

Como a variância é uma medida do espalhamento da distribuição, pode ser visto que esta depende diretamente da temperatura da parcela da atmosfera em estudo.

## B.2 Etalon

Etalon é o nome dado a estrutura usada no interferômetro que é composta por duas placas transparentes planas e paralelas, cuja distância entre as placas é mantida constante. As superfícies dessas placas devem ser perfeitamente polidas e capazes de refletir parte da luz incidente.

### B.2.1 Geração de interferência

Na [Figura B.1](#) pode ser visto um diagrama esquemático de um etalon produzindo interferência sobre uma anteparo devido à incidência de um onda plana  $I_1$ . A parte da onda refletida será denotado por  $R_1$  e  $R_2$  e a parte transmitida para lente, que a projetará sobre o anteparo, será  $T_1$  e  $T_2$ . O ângulo de incidência da onda é denotado por  $\theta_i$  e o ângulo de refração dentro do etalon é  $\theta_t$ .

O índice de refração dentro do etalon será designado por  $n$  e fora do etalon será suposto igual à unidade. Os coeficientes de reflexão e transmissão de cada placa serão chamados de  $c_r$  e  $c_t$ , assim como para o etalon, os respectivos coeficientes serão  $c_R = c_r^2$  e  $c_T = c_t^2$ , de tal modo que as perdas internas sejam desprezíveis e  $c_R + c_T = 1$ .

A [Figura B.1](#) mostra que parte da onda incidente ( $I_1$ ) é refletida ( $R_1$ ) e a outra parte

é transmitida. Quando a onda encontra a outra interface do etalon, este processo se repete de modo que uma parte da onda é transmitida ( $T_1$ ) em direção a uma lente convergente mostrada logo a baixo do etalon. A porção da onda que é refletida na interface inferior retorna em direção à interface superior, onde, novamente, será transmitida e refletida. Essas múltiplas reflexões fazem com que a luz incidente chegue ao anteparo após percorrer diferentes caminhos. Esse processo será responsável por produzir padrões de interferência sobre o anteparo.

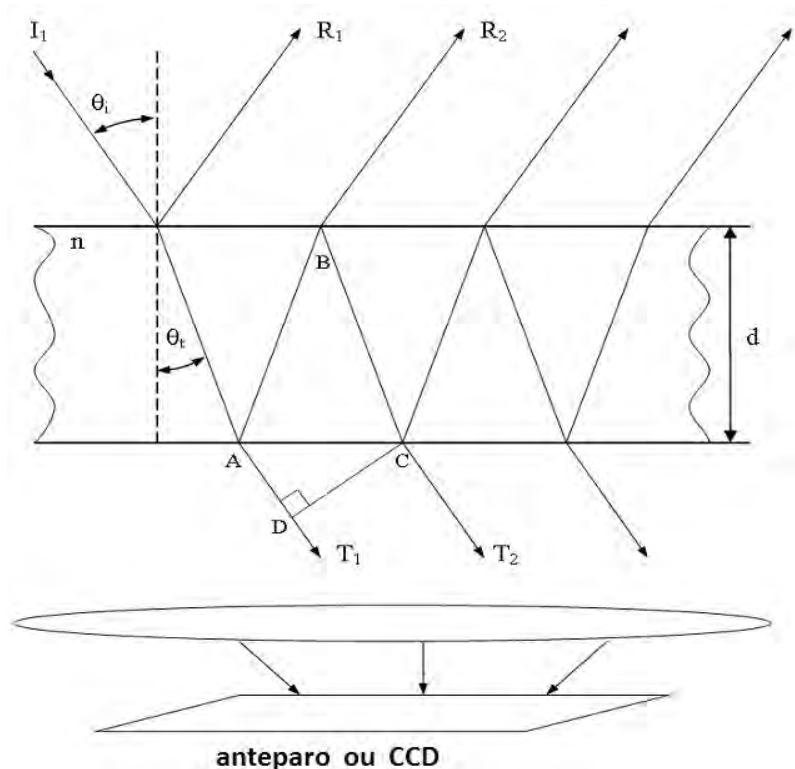


Figura B.1 - Esquema simplificado de um etalon usado para produzir interferências num FPI.

Fonte: Hedlund (2009)

Olhando apenas para as ondas representadas por  $T_1$  e  $T_2$ , a diferença de caminho percorrido por elas até saírem completamente do etalon pode ser escrita por:

$$ABC - AD = 2dn \cos \theta_t. \quad (\text{B.5})$$

Aqui,  $d$  é a distância entre as placas do etalon. Sendo assim, a diferença de fase entre as ondas após atravessarem o etalon pode ser escrita por:

$$\Delta\phi = \frac{2dn \cos(\theta_t)2\pi}{\tau c_f/n} = \frac{4\pi dn \cos \theta_t}{\lambda}, \quad (\text{B.6})$$

em que,  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $\tau$  é o período da onda incidente. Essa diferença de fase é a razão entre a diferença do caminho percorrido e o comprimento de onda incidente.

Conhecendo-se o comprimento de onda incidente é possível construir o etalon especificando arbitrariamente  $d$  e  $n$ . A Equação B.6 descreve a diferença de fase entre  $T_1$  e  $T_2$  como função do ângulo de refração que a onda sofrerá ao penetrar no etalon. A fração da onda que será transmitida para  $T_1$  e  $T_2$  será, respectivamente,  $c_t^2$  e  $c_t c_r^2 e^{i\Delta\phi} c_t$ . Portanto, o somatório de todas as porções da onda transmitidas através do etalon podem ser escrita por (HERNANDEZ, 1986):

$$A = c_t^2 + c_t^2 c_r^2 e^{i\Delta\phi} + c_t^2 c_r^4 e^{i2\Delta\phi} + \dots = \frac{c_t^2}{1 - c_r^2 e^{i\Delta\phi}}. \quad (\text{B.7})$$

Usando a Equação B.7, pode-se escrever a intensidade da onda transmitida por:

$$c_T(\Delta\phi) = AA^* = \frac{c_t^4}{1 - c_r^2 \cos(\Delta\phi) + c_r^4} = \frac{(1 - c_R)^2}{1 - 2c_R \cos(\Delta\phi) + c_R^2}. \quad (\text{B.8})$$

Note que esta equação permanece como função de  $\theta_t$ , se o coeficiente de reflexão do etalon ( $c_R$ ) for informado. Essa equação ainda pode ser simplificada para a seguinte forma (HERNANDEZ, 1986):

$$c_T(\Delta\phi) = \left( \frac{c_T}{1 - c_R} \right)^2 \mathbf{A}(\Delta\phi), \quad (\text{B.9})$$

em que  $\mathbf{A}(\Delta\phi)$  é conhecida com função de Airy que é dada por

$$\mathbf{A}(\Delta\phi) = \frac{1}{1 + c_F \sin^2\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)}, \quad (\text{B.10})$$

aqui,  $c_F$  é o coeficiente de “finesse” que pode ser escrito como

$$c_F = \frac{4c_R}{(1 - c_R)^1} . \quad (\text{B.11})$$

O coeficiente de “finesse” está relacionado inversamente com a espessura das franjas de interferência. Mais detalhes sobre o papel da função de Airy para obtenção das medidas atmosféricas pode ser encontrado em [Hedlund \(2009\)](#). Outra observação importante é que a mudança do ângulo de incidência de um raio luminoso provoca também mudanças na localização da projeção do mesmo sobre o anteparo ou detector. O resultado é um padrão de interferência na forma de círculos concêntricos como pode ser visto na [Figura B.2](#).

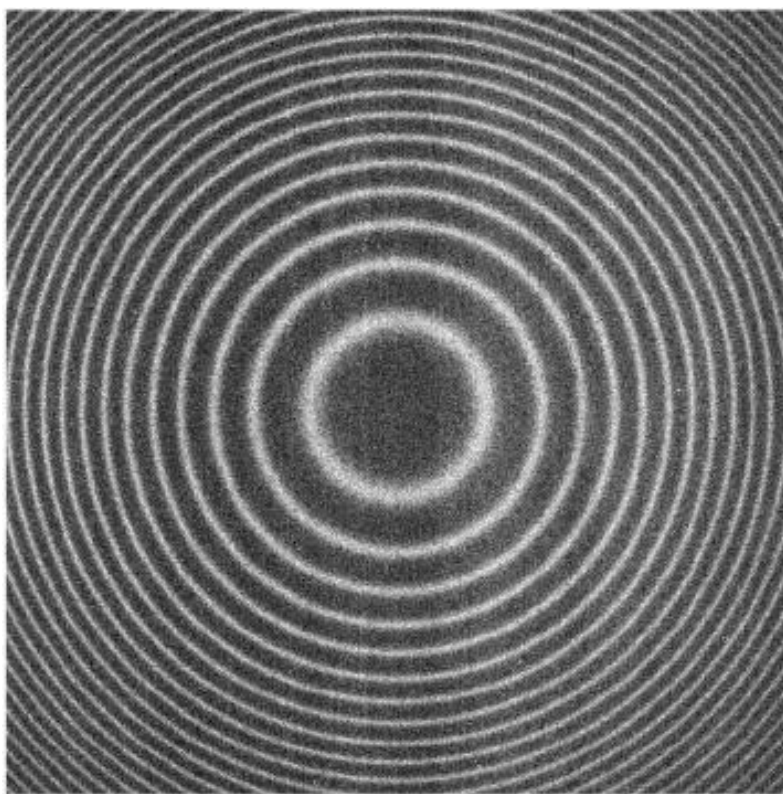


Figura B.2 - Figura de interferência registrada em Cajazeiras para emissão do OI630,0 nm na noite de 22 de setembro de 2009 usando um tempo de integração de 300s. Fonte: [Makela et al. \(2011\)](#).

### B.2.2 Distância do etalon e índice de refração

Uma atenção especial deve ser dada para a faixa espectral livre (FSR, do Inglês “Free Spectral Range”) na hora de escolher o espaçamento entre as placas do etalon e o índice de refração do mesmo. A FSR para um comprimento de onda central  $\lambda_0$  pode ser escrita por (HERNANDEZ, 1986):

$$\Delta\lambda_0 = \frac{\lambda_0^2}{2dn}. \quad (\text{B.12})$$

A FSR é a máxima mudança que o comprimento de onda central determinado por um etalon pode sofrer sem comprometer sua determinação devido à ambiguidade. Por exemplo, para um etalon de distância 0,015 m, índice de refração igual à unidade e projetado para medir um comprimento de onda central de 630,0 nm, a FSR será igual à 13,23 pm. Isso quer dizer que, caso a luz incidente sofra um deslocamento superior a esse valor, não será possível distinguir o sinal transmitido do original.

Portanto, o índice de refração e a distância do etalon devem ser escolhidos de tal maneira que a FSR seja grande o suficiente para que a posição das franjas de interferência não mudem devido à variações do comprimento de onda da luz incidente. Aumentar a FSR implica em aumentar também o espaçamento entre as franjas, isso seria uma vantagem para tentar diminuir o efeito de sobreposição das franjas causado pelo espalhamento Doppler, devido à mudanças na temperatura do gás. No entanto, distanciar as franjas implica em reduzir o número delas no anteparo ou detector. Desta forma, é preciso estabelecer um balanço adequado desse parâmetro de acordo com as necessidades e prioridades do experimento.

### B.2.3 Refletividade do etalon

Um vez estabelecidos o índice de refração e a distância que será usada para construção do etalon, resta escolher adequadamente o coeficiente de refletividade ( $c_R$ ) que será usado. Na [Equação B.11](#) pode ser visto que, aumentando o coeficiente de refletividade, aumenta-se a “finesse” e, conseqüentemente, as franjas de interferência são estreitadas. Isto leva a conclusão de que quanto maior o  $c_R$ , melhor serão os resultados, porque franjas mais estreitas melhoram os resultados das análises das figuras.

Em contra partida, aumentar a refletividade significa diminuir a intensidade do

sinal que será transmitido para o detector. Como a grande prioridade é a resolução adequada das imagens, para que a análise possa ser realizada de forma mais precisa possível, os etalons produzidos para FPI com fins aeronômicos e astronômicos usam refletividade na faixa de 0,75 a 0,90.

## **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.